

Thèse

# Conception et caractérisation de diodes en SiC pour la détermination des coefficients d'ionisation

Présentée devant  
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir  
Le grade de docteur

Formation doctorale : Génie électrique  
École doctorale : Electronique, Electrotechnique, Automatique de Lyon

Par  
Duy Minh NGUYEN  
(Ingénieur)

Soutenue le 20 juin 2011 devant la Commission d'examen

## Jury MM.

---

Rapporteur et Président	Daniel ALQUIER	Professeur des universités
	Edwige BANO	Maître de conférences
	Marie-Laure LOCATELLI	Chargée de recherche CNRS
Rapporteur	José MILLAN	Professeur des universités
	Dominique PLANSON	Professeur des universités
	Christophe RAYNAUD	Maître de conférences
Invitée	Karine ISOIRD	Maître de conférences

Laboratoire de recherche : Ampère

## INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a>  Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a>  Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:eea@ec-lyon.fr">eea@ec-lyon.fr</a>	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a>  Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 <a href="mailto:e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr">e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr</a>
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE <a href="http://ww2.ibcp.fr/ediss">http://ww2.ibcp.fr/ediss</a>  Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 <a href="mailto:Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr">Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr</a>
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a>	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 <a href="mailto:infomaths@bat710.univ-lyon1.fr">infomaths@bat710.univ-lyon1.fr</a>
Matériaux	MATERIAUX DE LYON  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel  Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr">Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr</a>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

## Remerciements

Je tiens à débiter ces remerciements en exprimant toute ma gratitude aux membres du jury de cette thèse, notamment à M. Daniel ALQUIER et M. Jose MILLAN pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Cette thèse ne se serait pas accomplie sans une bourse du MESR et le support financier des projets de recherche : VHVD et SiCHT2. Ce travail n'aurait également pas pu voir le jour sans l'encadrement exemplaire, les inestimables conseils et les encouragements de Dominique PLANSON et de Christophe RAYNAUD, mes directeurs de thèse. Je leur exprime ici ma profonde reconnaissance.

Cette étude a nécessité de nombreux composants. J'adresse mes vifs remerciements aux personnes qui ont participé à la réalisation de ces composants, de l'INL, du CNM de Barcelone, de l'ISL, du CIME Nanotech et du GEMAC.

Je tiens à remercier tous les membres de l'équipe EPI du laboratoire que j'ai côtoyés durant ces années de thèse. Je remercie particulièrement Mihai LAZAR pour m'avoir accompagné dans la fabrication des composants. Mes sincères remerciements vont à Pierre BROSSELARD et Dominique TOURNIER pour leurs compétences dans la technologie des composants et pour plusieurs conseils éclairés durant la thèse. Je tiens plus particulièrement à saluer la sympathie de Pascal BEVILAQUA et à remercier Nicolas DHEILLY pour avoir partagé sa riche compétence dans la simulation des composants. J'ai une pensée pour Gabriel CIVRAC et sa copine Aude qui m'ont aidé dans la rédaction de ce mémoire.

Mes derniers remerciements iront à mes parents, à toute ma famille et à mes amis loins ou proches qui ont toujours eu confiance en moi et qui m'ont encouragé durant toutes ces années.

# Table des matières

<i>Introduction générale</i>	7
<b>Chapitre 1 : Propriétés et état de l'art du SiC</b>	<b>11</b>
<b>1. Propriétés du SiC</b>	<b>11</b>
1.1. Structure cristalline et polytypes du SiC	11
1.2. Propriétés physiques du SiC	12
1.2.1. Propriétés mécaniques et thermiques	12
1.2.2. Propriétés électroniques du SiC intrinsèque	12
1.2.2.1. Énergie de la bande interdite	12
1.2.2.2. Concentration de porteurs intrinsèques et densité d'états	13
1.2.3. Propriétés électroniques du SiC extrinsèque	14
1.2.3.1. Rétrécissement de la bande interdite	14
1.2.3.2. Energie d'activation et ionisation incomplète des dopants	15
1.2.3.3. Mobilité des porteurs	15
1.2.3.4. Ionisation par impact et champ critique	17
1.3. Défauts dans le SiC	17
1.3.1. Défauts étendus	18
1.3.1.1. Micropipes	18
1.3.1.2. Dislocations	18
1.3.1.3. Fautes d'empilement	19
1.3.2. Défauts ponctuels	19
1.3.2.1. Centres de défauts intrinsèques	20
1.3.2.2. Principaux dopants dans le SiC	20
<b>2. Etat de l'art des diodes de puissance en SiC</b>	<b>22</b>
2.1. Diodes Schottky	22
2.2. Diodes bipolaires	24
2.3. Diodes JBSs	26
<b>3. Coefficients d'ionisation et état de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation du SiC</b>	<b>27</b>
3.1. Coefficients d'ionisation dans les semi-conducteurs	27
3.1.1. Modèles des coefficients d'ionisation	27
3.1.1.1. Modèle de Wolff	27
3.1.1.2. Modèle de Shockley	28
3.1.1.3. Modèle de Baraff	28
3.1.1.4. Modèle de Thornber	29
3.1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	30
3.2. Etat de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation dans le SiC	32

3.2.1. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ruff <i>et al.</i> dans le SiC-6H	32
3.2.2. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Konstantinov <i>et al.</i> dans le SiC-4H	32
3.2.3. Les valeurs de $\alpha_p$ de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et 6H	34
3.2.4. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ng <i>et al.</i> et de Loh <i>et al.</i> dans le SiC-4H	35
3.2.5. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Hatakeyama <i>et al.</i> dans le SiC-4H	36
<b>4. Conclusion</b>	<b>37</b>
<b>5. Bibliographie du chapitre 1</b>	<b>38</b>
<b>Chapitre 2 : Conception et fabrication des diodes OBIC</b>	<b>45</b>
<b>1. Conception des diodes</b>	<b>45</b>
1.1. Description du premier jeu de masques et résultats de simulation	45
1.1.1. Description du premier jeu de masques	45
1.1.2. Simulation	48
1.2. Description du deuxième jeu de masques et résultats de simulation	50
1.2.1. Description du deuxième jeu de masques	51
1.2.2. Simulations	56
1.2.2.1. Wafers avec une épitaxie de 3 $\mu\text{m}$ (EC1013-07-EV et CG1038-09-EV)	56
1.2.2.2. Wafer avec une épitaxie de 4 $\mu\text{m}$ (DE-EA449-10SY)	57
1.2.2.3. Wafer avec une épitaxie de 7 $\mu\text{m}$ (Z0582-08)	58
<b>2. Fabrication des diodes</b>	<b>59</b>
2.1. Diodes du premier lot	59
2.2. Diodes du deuxième lot	60
2.3. Diodes du troisième lot	60
<b>3. Conclusion</b>	<b>60</b>
<b>4. Bibliographie du chapitre 2</b>	<b>61</b>
<b>Chapitre 3 : Caractérisation des diodes et extraction des paramètres du SiC par caractérisations électriques et OBIC</b>	<b>63</b>
<b>1. Principe et applications de la technique OBIC</b>	<b>63</b>
1.1. Introduction	63
1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	63
1.2.1. Détermination du facteur de multiplication par avalanche	63
1.2.2. Expression du courant photo-généré global	64
1.2.3. Calcul des courants photo-générés	66
1.2.3.1. Courant photo-généré dans la zone de charge d'espace	66
1.2.3.2. Courants photo-générés dans les zones neutres	67
1.3. Etude de la distribution du champ électrique et détermination de la durée de vie des minoritaires	69

1.3.1. Etude de la distribution du champ électrique	69
1.3.2. Détermination de la durée de vie des minoritaires	69
<b>2. Banc expérimental OBIC</b>	<b>70</b>
<b>3. Résultats des mesures et discussions</b>	<b>72</b>
3.1. Diodes OBIC du premier lot	72
3.1.1. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-4H de type N (AD0376-16)	73
3.1.1.1. Diodes Schottky	73
3.1.1.2. Diodes bipolaires	74
3.1.2. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)	75
3.1.2.1. Diodes Schottky	75
3.1.2.2. Diodes bipolaires	77
3.2. Diodes OBIC du deuxième lot	83
3.3. Diodes OBIC du troisième lot	94
<b>4. Conclusion</b>	<b>100</b>
<b>5. Bibliographie du chapitre 3</b>	<b>101</b>
<b><i>Chapitre 4 : Caractérisation des diodes Schottky, JBS et Zener</i></b>	<b><i>104</i></b>
<b>1. Caractérisation des diodes Schottky et JBS en SiC-4H</b>	<b>104</b>
1.1. Introduction	104
1.2. Description des diodes de test	104
1.3. Résultats des mesures C(V) en température	106
1.4. Résultats des mesures de spectroscopie d'admittance	107
1.5. Conclusion	111
<b>2. Caractérisation des diodes Zener en SiC-4H</b>	<b>113</b>
2.1. Introduction	113
2.2. Présentation des diodes de test	113
2.3. Résultats des mesures et discussion	114
2.4. Conclusion	123
<b>3. Bibliographie du chapitre 4</b>	<b>124</b>
<b><i>Conclusion générale</i></b>	<b><i>127</i></b>
<b><i>Publications</i></b>	<b><i>129</i></b>
<b><i>Annexe</i></b>	<b><i>130</i></b>
<b>Annexe I : Process de fabrication des diodes du premier lot</b>	<b>131</b>
<b>Annexe II : Process de fabrication des diodes du deuxième lot</b>	<b>137</b>

## Introduction générale

Depuis plus de soixante ans, l'industrie des semi-conducteurs est basée sur l'utilisation du silicium (Si). Comme l'évolution des composants électroniques continue, nous sommes actuellement à la limite des propriétés physiques du silicium dans certains domaines d'application. Cette limite a motivé la recherche sur de nouveaux matériaux pouvant offrir des performances supérieures à celles du silicium. Il s'agit des semi-conducteurs à large bande interdite, dont le carbure de silicium (SiC). Sa large bande interdite, son champ électrique critique et sa vitesse de saturation des porteurs élevée donnent la possibilité de réaliser des composants dans des domaines de fonctionnement jusque là inaccessibles avec le Si. Son avancement technologique fait du SiC actuellement un candidat alternatif au silicium, plus attractif que les autres semi-conducteurs à large bande interdite (diamant, AlN, GaN...).

Le SiC est en effet particulièrement intéressant pour la réalisation de composants haute tension grâce à son champ électrique critique élevé. Pour la conception de ces composants, la connaissance des coefficients d'ionisation est particulièrement importante. Ce sont eux qui vont déterminer la tension maximale qu'il est possible d'atteindre. Cependant, à ce jour, quelques travaux sont publiés sur les coefficients d'ionisation du SiC, mais les valeurs présentées sont dispersées les unes par rapport aux autres. Les coefficients d'ionisation du SiC restent donc encore mal déterminés.

L'objectif de cette thèse est donc de réaliser des diodes haute tension en SiC, de les caractériser et de déterminer les coefficients d'ionisation en utilisant la technique OBIC (Optical Beam Induced Current) disponible au laboratoire.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les propriétés principales du SiC qui font de lui un matériau de choix pour remplacer le silicium dans certains domaines d'application. Un état de l'art des diodes réalisées sur le SiC est ensuite présenté. Les diodes jouent un rôle important, en tant que moyen de caractérisation dans ce travail. La notion et les modèles des coefficients d'ionisation sont enfin approfondis dans une troisième partie. Celle-ci fait également état des résultats présentés dans la littérature sur les coefficients d'ionisation du SiC.

Le deuxième chapitre s'intéresse à la réalisation de différentes diodes spécialement conçues pour la détermination des coefficients d'ionisation pour ce travail. Le laboratoire n'ayant pas de moyens technologiques de fabrication de composants, nous nous sommes

appuyés sur des partenariats avec différentes plates-formes technologiques et laboratoires, notamment la plate-forme de l'INL (Institut des Nanotechnologies de Lyon), le CNM (Centre National de Microélectronique) de Barcelone, l'Institut franco-allemand de Saint-Louis (ISL), le CIME Nanotech (Centre Interuniversitaire de MicroElectronique et Nanotechnologies), le GEMAC (Group d'Etude de la Matière Condensée).

Dans un troisième chapitre, nous présentons le principe et les applications de la technique OBIC, ainsi que le banc expérimental utilisé au laboratoire pour cette étude. Nous exposons ensuite les résultats de caractérisation de diodes fabriquées et la détermination des coefficients d'ionisation à partir des mesures OBIC effectuées sur ces diodes.

Dans un quatrième chapitre, nous abordons la caractérisation de différents types de diodes réalisées par les laboratoires partenaires. Une technique particulière (spectroscopie d'admittance) a été utilisée pour relever les signatures de défauts présents dans les diodes Schottky et JBS dans une première partie. Dans une deuxième partie, nous abordons particulièrement le comportement des diodes d'avalanche en SiC-4H en température et le résultat des mesures OBIC sur celles-ci.

Il s'agira enfin de conclure et de proposer des perspectives pour de futurs travaux.



<b>Chapitre 1 : Propriétés et état de l'art du SiC</b>	<b>11</b>
<b>1. Propriétés du SiC</b>	<b>11</b>
1.1. Structure cristalline et polytypes du SiC	11
1.2. Propriétés physiques du SiC	12
1.2.1. Propriétés mécaniques et thermiques	12
1.2.2. Propriétés électroniques du SiC intrinsèque	12
1.2.2.1. Énergie de la bande interdite	12
1.2.2.2. Concentration de porteurs intrinsèques et densité d'états	13
1.2.3. Propriétés électroniques du SiC extrinsèque	14
1.2.3.1. Rétrécissement de la bande interdite	14
1.2.3.2. Energie d'activation et ionisation incomplète des dopants	15
1.2.3.3. Mobilité des porteurs	15
1.2.3.4. Ionisation par impact et champ critique	17
1.3. Défauts dans le SiC	17
1.3.1. Défauts étendus	18
1.3.1.1. Les micropipes	18
1.3.1.2. Les dislocations	18
1.3.1.3. Les fautes d'empilement	19
1.3.2. Défauts ponctuels	19
1.3.2.1. Les centres de défauts intrinsèques	20
1.3.2.2. Les principaux dopants dans le SiC	20
<b>2. Etat de l'art des diodes de puissance en SiC</b>	<b>22</b>
2.1. Diodes Schottky	22
2.2. Diodes bipolaires	24
2.3. Diodes JBSs	26
<b>3. Coefficients d'ionisation et état de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation du SiC</b>	<b>27</b>
3.1. Coefficients d'ionisation dans les semi-conducteurs	27
3.1.1. Modèles des coefficients d'ionisation	27
3.1.1.1. Modèle de Wolff	27
3.1.1.2. Modèle de Shockley	28
3.1.1.3. Modèle de Baraff	28
3.1.1.4. Modèle de Thornber	29
3.1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	30
3.2. Etat de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation dans le SiC	32
3.2.1. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ruff <i>et al.</i> dans le SiC-6H	32
3.2.2. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Konstantinov <i>et al.</i> dans le SiC-4H	32
3.2.3. Les valeurs de $\alpha_p$ de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et 6H	34

3.2.4. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ng <i>et al.</i> et de Loh <i>et al.</i> dans le SiC-4H _____	35
3.2.5. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Hatakeyama <i>et al.</i> dans le SiC-4H _____	36
<b>4. Conclusion</b> _____	<b>37</b>
<b>5. Bibliographie du chapitre 1</b> _____	<b>38</b>

# Chapitre 1 : Propriétés et état de l'art du SiC

Dans ce chapitre, nous rappelons dans un premier temps les propriétés principales du SiC. Un état de l'art des diodes SiC est ensuite présenté. La détermination des coefficients d'ionisation du SiC constitue en effet le cœur des travaux présentés dans cette thèse. Ainsi, une importante partie y est-elle consacrée. Nous détaillons les modèles des coefficients d'ionisation et présentons les coefficients d'ionisation du SiC dans la littérature.

## 1. Propriétés du SiC

### 1.1. Structure cristalline et polytypes du SiC

Le carbure de silicium (SiC) existe sous différentes formes cristallines appelées « polytypes ». Tous les polytypes ont une structure de base constituée d'un atome de carbone situé au-dessus du centre d'un triangle d'atomes de silicium et en dessous, d'un atome de silicium appartenant à la couche suivante (Figure 1-1). A ce jour, près de deux cents polytypes du SiC ont été découverts. La différence entre les polytypes est l'ordre d'empilement des bicouches Si-C. Chaque bicouche s'empile selon trois positions distinctes nommées A, B, C (Figure 1-2).

Les polytypes sont nommés usuellement par la notation de Ramsdel. Chaque polytype est noté NX, où N est le nombre de couches constituant la période et X désigne la structure cristallographique : H (hexagonale), R (rhomboédrique) ou C (cubique). Les figures suivantes présentent la structure de base du SiC et la séquence d'empilement des principaux polytypes de SiC [1].

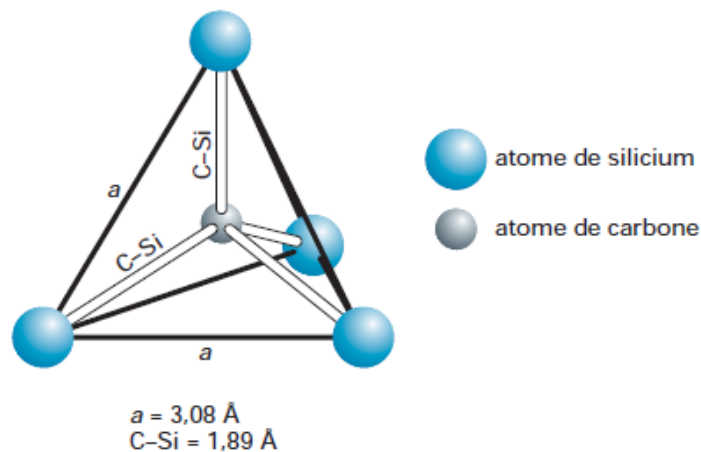


Figure 1-1 : Structure de base du SiC

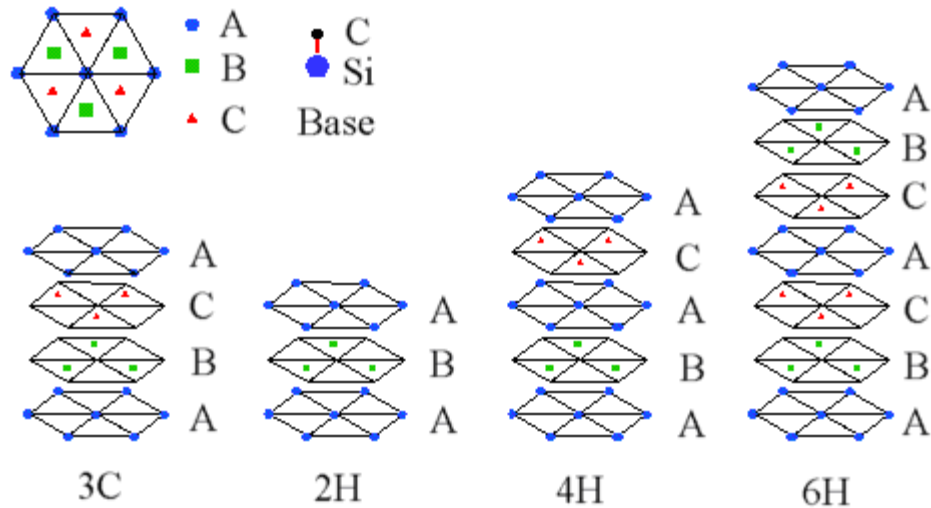


Figure 1-2 : Séquence d'empilement des principaux polytypes de SiC

Nous allons maintenant passer en revue les différentes propriétés mécaniques, thermiques et électroniques du SiC.

## 1.2. Propriétés physiques du SiC

### 1.2.1. Propriétés mécaniques et thermiques

Grâce à une énergie de liaison Si-C élevée d'environ 5 eV, le SiC possède de bonnes propriétés mécaniques et thermiques :

- une extrême dureté (près de trois fois celle du silicium),
- une grande conductivité thermique proche de celle du cuivre  $\lambda = 4,9 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ,
- une excellente résistance à la corrosion, aux chocs thermiques et aux irradiations.

### 1.2.2. Propriétés électroniques du SiC intrinsèque

#### 1.2.2.1. Énergie de la bande interdite

Le SiC est un semi-conducteur à bande d'énergie interdite (gap) indirecte comme le silicium mais sa bande interdite ( $E_g$ ) est de l'ordre de 3 eV, c'est-à-dire environ trois fois celle du silicium. Ainsi, le SiC est-il classé dans la famille des semi-conducteurs à large bande interdite. Le gap décroît linéairement en température comme indiqué dans le Tableau 1-1 [2]:

Polytypes	$E_g$ à 0 K (eV)	$E_g$ en fonction de T(K)
SiC-6H	3,02	$2,925 - 3,3 \times 10^{-4}(T-300)$
SiC-4H	3,26	$3,165 - 3,3 \times 10^{-4}(T-300)$
SiC-3C	2,37	$2,2 - 5,8 \times 10^{-4}(T-300)$

Tableau 1-1: Variation de gap en fonction de la température

### 1.2.2.2. Concentration de porteurs intrinsèques et densité d'états

La concentration de porteurs intrinsèques  $n_i$  d'un semi-conducteur est un paramètre important car elle détermine la limite supérieure de la température de fonctionnement des composants à base de semi-conducteurs. De plus, elle contribue au courant de fuite en inverse des jonctions (bipolaires ou Schottky). Ce paramètre dépend de la largeur de la bande interdite ainsi que des densités d'états permis dans les bandes de conduction  $N_C$  et bandes de valence  $N_V$ . Son expression est donnée dans l'Équation 1-1 :

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad \text{Équation 1-1}$$

Avec :

$$N_C = 2M_C \left(\frac{2m_{dos,n}\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{Équation 1-2}$$

Et :

$$N_V = 2M_V \left(\frac{2m_{dos,p}\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{Équation 1-3}$$

où :

- $M_C, M_V$  nombre de minima équivalents dans les bandes de conduction et de valence
- $m_{dos,n}, m_{dos,p}$  masses effectives de densité d'états des électrons et des trous
- $k$  constante de Boltzmann
- $h$  constante de Planck

Les densités d'états et la concentration  $n_i$  à température ambiante sont indiquées dans le Tableau 1-2 [2]:

Polytypes	SiC-6H	SiC-4H	SiC-3C
$N_C(\text{cm}^{-3})$	$8,65 \times 10^{19}$	$1,68 \times 10^{19}$	$1,56 \times 10^{19}$
$N_V(\text{cm}^{-3})$	$3,30 \times 10^{19}$	$3,3 \times 10^{19}$	$3,3 \times 10^{19}$
$n_i(\text{cm}^{-3})$	$1,44 \times 10^{-5}$	$6,12 \times 10^{-8}$	7,54

**Tableau 1-2 : Paramètres  $N_C$ ,  $N_V$  et  $n_i$  calculés à 300 K [2]**

L'évolution de la concentration intrinsèque en fonction de la température, en tenant compte de la variation d' $E_g$  avec la température, est présentée dans la Figure 1-3 [2]. D'après cette figure, on voit clairement que pour le SiC-6H et 4H, la concentration intrinsèque reste très inférieure aux dopages généralement utilisés ( $> 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). Par conséquent, le SiC

fonctionne en régime extrinsèque jusqu'à 1000 K au minimum. A titre de comparaison, la température maximale de fonctionnement du Si est de 550 K.

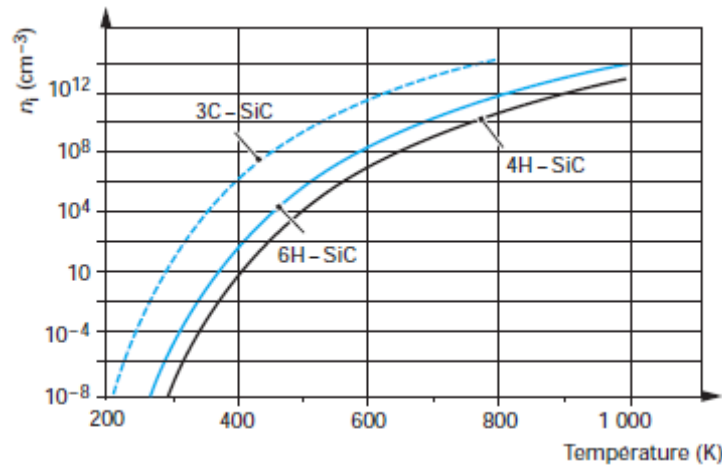


Figure 1-3 : Evolution de la concentration intrinsèque en fonction de la température [2]

### 1.2.3. Propriétés électroniques du SiC extrinsèque

#### 1.2.3.1. Rétrécissement de la bande interdite

Les déplacements du bord de la bande interdite (la limite inférieure de la bande de conduction et la limite supérieure de la bande de valence) ou le rétrécissement de la bande interdite sont induits par les dopants ionisés. Les modèles décrivant ces déplacements pour le SiC ont été développés par Lindefelt en 1998 [3]. Pour le SiC de type N, les déplacements pour la bande de conduction et la bande de valence sont respectivement présentés dans l'Équation 1-4 et l'Équation 1-5 avec les paramètres donnés dans le Tableau 1-3 :

$$\Delta E_C = A_{nc} \left( \frac{N_D^+}{10^{18}} \right)^{1/3} + B_{nc} \left( \frac{N_D^+}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 1-4}$$

$$\Delta E_V = A_{nv} \left( \frac{N_D^+}{10^{18}} \right)^{1/4} + B_{nv} \left( \frac{N_D^+}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 1-5}$$

Type N	$A_{nc}$	$B_{nc}$	$A_{nv}$	$B_{nv}$
SiC-3C	$-1,48 \times 10^{-2}$	$-3,06 \times 10^{-3}$	$1,75 \times 10^{-2}$	$6,85 \times 10^{-3}$
SiC-4H	$-1,50 \times 10^{-2}$	$-2,93 \times 10^{-3}$	$1,90 \times 10^{-2}$	$8,74 \times 10^{-3}$
SiC-6H	$-1,12 \times 10^{-2}$	$-1,01 \times 10^{-3}$	$2,11 \times 10^{-2}$	$1,73 \times 10^{-3}$

Tableau 1-3 : Paramètres pour le calcul des déplacements du bord de la bande interdite pour le SiC de type N [3]

Et pour le SiC de type P, les déplacements sont calculés selon l'Équation 1-6 et l'Équation 1-7 avec les paramètres donnés dans le Tableau 1-4:

$$\Delta E_C = A_{pc} \left( \frac{N_A^-}{10^{18}} \right)^{1/4} + B_{pc} \left( \frac{N_A^-}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 1-6}$$

$$\Delta E_V = A_{pv} \left( \frac{N_A^-}{10^{18}} \right)^{1/3} + B_{pv} \left( \frac{N_A^-}{10^{18}} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 1-7}$$

Type P	A <sub>pc</sub>	B <sub>pc</sub>	A <sub>pv</sub>	B <sub>pv</sub>
SiC-3C	-1,50 × 10 <sup>-2</sup>	-6,41 × 10 <sup>-4</sup>	1,30 × 10 <sup>-2</sup>	1,43 × 10 <sup>-3</sup>
SiC-4H	-1,57 × 10 <sup>-2</sup>	-3,87 × 10 <sup>-4</sup>	1,30 × 10 <sup>-2</sup>	1,15 × 10 <sup>-3</sup>
SiC-6H	-1,74 × 10 <sup>-2</sup>	-6,64 × 10 <sup>-4</sup>	1,30 × 10 <sup>-2</sup>	1,14 × 10 <sup>-3</sup>

**Tableau 1-4 : Paramètres pour le calcul des déplacements du bord de la bande interdite pour le SiC de type P [3]**

D'après ces paramètres et en tenant compte du taux d'activation des dopants dans le SiC à 300 K, il est nécessaire de considérer  $\Delta E$  pour le dopage de type N et P respectivement à partir de 10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup> et de 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>.

### ***1.2.3.2. Energie d'activation et ionisation incomplète des dopants***

L'énergie d'activation des dopants dans le SiC est bien supérieure à celle observée dans le Si pour un même dopant. Donc tous les dopants ne sont pas ionisés à température ambiante et le gel des porteurs (« freeze-out of carriers ») peut être observé au-dessus de 100 K, contrairement au Si où cet effet n'est observé que pour des températures inférieures à 80 K. Nous parlons alors d'ionisation incomplète des dopants. Cette propriété du SiC influence de façon remarquable les caractéristiques des composants, car elle peut conduire à une augmentation de la résistance série et à une diminution de l'injection des porteurs. Le pourcentage de dopants ionisés à une température donnée dépend peu de la compensation et diminue avec le niveau de dopage. Les énergies d'activation des principaux dopants et les calculs du pourcentage de dopants ionisés sont présentés dans la référence [2].

### ***1.2.3.3. Mobilité des porteurs***

La mobilité des porteurs est un paramètre introduit pour faciliter l'étude des courants de conduction. Sous faible champ électrique, la mobilité des porteurs  $\mu$  est définie par :

$$v = \mu F \quad \text{Équation 1-8}$$

Où :  $v$  est la vitesse des porteurs et  $F$  est le champ électrique.

On distingue ici la mobilité parallèle  $\mu_{//}$  et la mobilité perpendiculaire  $\mu_{\perp}$ . La mobilité parallèle ( $//$  à l'axe  $c$ ) est celle qui intervient dans les composants verticaux, alors que dans les composants horizontaux, c'est la mobilité perpendiculaire (transversale) qui intervient. Dans le SiC-6H, la mobilité est fortement anisotrope du fait de l'anisotropie de la masse effective. La mobilité parallèle est en effet 5,03 fois plus faible que la mobilité perpendiculaire  $\mu_{\perp} / \mu_{//} = 5,03$  alors que ce rapport est de  $\mu_{\perp} / \mu_{//} = 0,83$  dans le SiC-4H.

La mobilité sous champ faible est décrite par le modèle de Caughey-Thomas [4] :

$$\mu_{//} = \frac{\mu_{300} \left( \frac{T}{300} \right)^{(-\zeta)}}{1 + \left( \frac{N_d}{Cr} T^{-\beta} \right)^{\alpha}} \quad \text{Équation 1-9}$$

Avec les paramètres donnés dans le Tableau 1-5 suivant :

Polytypes (1)	$\mu_{300}$	$\zeta$	$\alpha$	Cr (2)	$\beta$
SiC-4H, type n	1210,8	2,675	0,95	$1,738 \times 10^{16}$	2,944
SiC-4H, type p 0%	170	1,99	0,8	$3 \times 10^{19}$	2,2
SiC-4H, type p 1%	170	2	0,83	$2,5 \times 10^{19}$	2,2
SiC-4H, type p 10%	170	1,85	0,67	$1,12 \times 10^{19}$	2,2
SiC-6H, type n	89,15	2,53	0,75	$1,954 \times 10^{16}$	3,23

(1) Le pourcentage indiqué est le pourcentage de compensation ( $N_a/N_d$ )  
(2) Paramètres utilisés dans la modélisation de Caughey-Thomas avec  $N_d$  en  $m^{-3}$  et  $T$  en K.

**Tableau 1-5 : Paramètres pour le calcul de la mobilité sous champ faible [2]**

La mobilité sous fort champ électrique  $F$  peut être décrite comme suit :

$$\mu = \frac{\mu_{LF}}{\left[ 1 + \left( \frac{\mu_{LF} F}{v_{sat}} \right)^{\alpha} \right]^{\frac{1}{\alpha}}} \quad \text{Équation 1-10}$$

avec :  $\mu_{LF}$  est la mobilité sous champ faible décrite ci-dessus et  $v_{sat}$  est la vitesse de saturation de porteurs.

Les valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $v_{sat}$  dans les directions parallèles et orthogonales à l'axe  $c$  sont présentées dans le Tableau 1-6 [2] . Ces valeurs sont soit théoriques, déterminées par des simulations de type Monte-Carlo (MC), soit expérimentales.



Polytypes	SiC-6H expérimental	SiC-6H simulation MC	SiC-4H expérimental	SiC-4H simulation MC
$\alpha_{\perp}(\text{MC})$	1,09	0,9	0,825	0,84
$\alpha_{//}(\text{MC})$		1,4		1,11
$v_{\text{sat}\perp}(\text{cm.s}^{-1})$	$2,0 \times 10^7$	$1,96 \times 10^7$	$2,08 \times 10^7$	$2,1 \times 10^7$
$v_{\text{sat}\parallel}(\text{cm.s}^{-1})$		$6,0 \times 10^6$		$1,7 \times 10^7$

**Tableau 1-6 : Paramètres pour le calcul de la mobilité sous fort champ [2]**

#### **1.2.3.4. Ionisation par impact et champ critique**

Sous l'action d'un champ électrique, les porteurs libres sont accélérés et peuvent atteindre une énergie cinétique suffisamment grande pour créer d'autres porteurs lors de la collision avec des atomes du réseau. Cet effet est appelé l'ionisation par impact. Il est caractérisé par les coefficients d'ionisation des trous et des électrons. Ce phénomène est traité en détail dans la troisième partie de ce chapitre. A partir des coefficients d'ionisation des porteurs, le champ critique théorique peut être calculé comme suit :

$$F_{cr} = \frac{2,49 \times 10^6}{1 - 0,25 \log(N / 10^{16})} \text{ pour le SiC-4H [5]} \quad \text{Équation 1-11}$$

$$F_{cr} = 1,64 \times 10^4 N^{1/7} \text{ pour le SiC-4H [6]} \quad \text{Équation 1-12}$$

$$F_{cr} = 1,52 \times 10^4 N^{1/7} \text{ pour le SiC-6H [6]} \quad \text{Équation 1-13}$$

où :  $F_{cr}$  est le champ critique en  $\text{V.cm}^{-1}$  et  $N$  est la concentration de dopage en  $\text{cm}^{-3}$ .

Par rapport au Si, le champ critique est environ dix fois supérieur dans le SiC. Cette propriété est très intéressante car elle permet de diminuer l'épaisseur des couches qui tiennent la tension en régime bloqué ou bien d'augmenter leur dopage pour une même tenue en tension. Ceci permet de diminuer la résistance série du composant, et donc les pertes à l'état passant pour une même tenue en tension.

### **1.3. Défauts dans le SiC**

Bien que le SiC ait des propriétés exceptionnelles et que beaucoup de recherches soient effectuées sur ce matériau depuis une vingtaine d'années, le développement des composants en SiC en est encore à ses débuts. Le problème le plus critique se trouve lié à la qualité du matériau de départ. En effet, les défauts dans le SiC sont nombreux et ont une densité

importante. Nous pouvons classer les défauts dans le SiC en défauts étendus et défauts ponctuels.

### 1.3.1. Défauts étendus

Les principaux défauts étendus dans le SiC sont les micropipes, les dislocations et les fautes d'empilement dans le plan de base.

#### 1.3.1.1. Micropipes

Les micropipes sont les défauts qui correspondent à des microtubes vides traversant le lingot de SiC [7]. Une image d'une région contenant des micropipes est présentée dans la Figure 1-4.

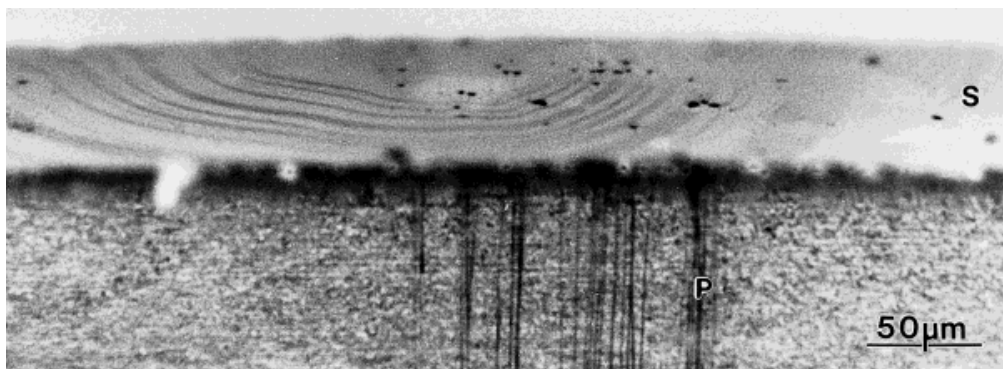


Figure 1-4 : Image d'une région contenant des micropipes (marqué P) [7]

Les micropipes ont une influence très néfaste sur le fonctionnement des composants en SiC. Ces défauts conduisent à une augmentation des courants de fuite, aux micro-plasmas et à la réduction de plus de 50% la tenue en tension des composants [8]. Les progrès dans la croissance du SiC, ont permis de considérablement réduire la densité de micropipes ces dernière années. Les meilleurs résultats ont été présentés par les chercheurs de la société Cree avec des substrats de SiC-4H de 100 mm de diamètre sans aucune micropipe [9].

#### 1.3.1.2. Dislocations

Les dislocations sont décrites comme une imperfection du réseau cristallin qui se propage dans une seule direction. Les dislocations provoquent des micro-plasmas, une caractéristique non-abrupte en inverse avant d'avalanche, une réduction de la tenue en tension des dispositifs pouvant atteindre 30% et une diminution de la durée de vie des porteurs [8]. La densité des dislocations dans le SiC est importante, de l'ordre de  $10^3$ - $10^4$   $\text{cm}^{-2}$  [10]. Cela est une des raisons principales limitant la présence des dispositifs en SiC sur le marché. En effet, contrairement à la réduction de la densité des micropipes, la densité des dislocations reste

encore élevée à ce jour. Ainsi, la densité la plus faible est de  $425 \text{ cm}^{-2}$  pour les tous meilleurs substrats de 100 mm [11].

### **1.3.1.3. Fautes d'empilement**

Les fautes d'empilements (« Stacking-faults » en anglais) sont des défauts d'empilement des couches dans le SiC, c'est-à-dire que la séquence d'empilement régulière est interrompue. La germination de ces défauts est due aux BPD (basal plane dislocation). Ces défauts créent des centres de recombinaison qui réduisent la durée de vie des porteurs [12], [13] et ils nuisent particulièrement au développement des composants bipolaires en SiC, à savoir que la dégradation des caractéristiques en direct (augmentation de la tension en direct pendant le fonctionnement sous fort courant). Beaucoup d'études ont été réalisées sur ce sujet pour diminuer ces défauts et des résultats très intéressants ont été présentés par les chercheurs de la société Cree [14], [15]. Ils ont en effet développé de nouveaux procédés de fabrication de substrats de SiC de haute qualité. Avec ces derniers, ils sont parvenus à réduire la densité de BPDs à  $10 \text{ cm}^{-2}$  contre plusieurs centaines de  $\text{cm}^{-2}$  avec les méthodes standard. Plus récemment, les chercheurs de la société Cree en collaboration avec les chercheurs de l'université de Linköping ont proposé une autre technique pour réduire la densité de BPDs à moins de  $10 \text{ cm}^{-2}$  [16].

### **1.3.2. Défauts ponctuels**

En raison de la bicouche SiC et de l'existence de sites inéquivalents dans ses différents polytypes, les défauts ponctuels dans le SiC sont nombreux. Les principaux sont les lacunes, les interstitiels, les antisites et les impuretés.

Les lacunes se forment quand des atomes sont éjectés de leur site cristallin. Il existe donc les lacunes de silicium (Si) et les lacunes de carbone (C).

Un interstitiel est créé par introduction d'un atome en un site qui n'est pas sur les nœuds du réseau cristallin originel. On parle d'un auto-interstitiel s'il s'agit d'un atome de silicium ou de carbone. Dans le cas contraire, il s'agit d'une impureté interstitielle.

Si un atome de carbone (respectivement silicium) occupe l'emplacement d'un atome de silicium (respectivement carbone), nous parlons des antisites.

Les impuretés sont des atomes étrangers en site interstitiel ou substitutionnel dans le matériau. Elles soient présentes de façon involontaire dans le matériau, soient introduites volontairement (dopants).

Les défauts dus aux atomes du réseau cristallin sont nommés des défauts intrinsèques et les défauts dus aux atomes étrangers sont appelés des défauts extrinsèques. En pratique, nous

distinguons et groupons les défauts ponctuels selon leur niveau d'énergie dans la bande d'énergie interdite. Nous allons présenter ensuite les centres de défauts intrinsèques et les niveaux d'énergie des principaux dopants dans le SiC.

### 1.3.2.1. Centres de défauts intrinsèques

Les centres de défauts intrinsèques sont divisés en deux groupes : les centres situés dans la moitié inférieure de la bande d'énergie interdite (proches de la bande de valence) et les autres situés dans la moitié supérieure de cette bande (proches de la bande de conduction).

Les centres situés dans la moitié inférieure de la bande d'énergie interdite sont nommés : L, i, D.

Les centres situés dans la moitié supérieure de la bande d'énergie interdite sont notés : S, R, ( $E_1/E_2$ ) et ( $Z_1/Z_2$ ) où ces deux derniers sont des centres doubles.

La concentration des défauts peut être modifiée et des nouveaux défauts sont induits dans le SiC après une implantation ou une irradiation. Une description détaillée des centres de défauts intrinsèques peut être trouvée dans la référence [17] et un récapitulatif des paramètres des centres de défauts est présenté dans le tableau suivant :

Centre	Localisation d'énergie (eV)	
	SiC-6H	SiC-4H
L	$E_v + 0,24$	$E_v + 0,24$
I	$E_v + 0,52$	$E_v + 0,53$
D	$E_v + 0,58$	$E_v + 0,54$
S	$E_c - 0,35$	
( $E_1/E_2$ )	$E_c - 0,34/0,41$	
( $Z_1/Z_2$ )	$E_c - 0,6/0,7$	$E_c - 0,63/0,68$
R	$E_c - 1,27$	

Tableau 1-7 : Niveaux énergétiques des centres de défauts intrinsèques dans le SiC [17]

### 1.3.2.2. Principaux dopants dans le SiC

Les centres liés aux impuretés dans le SiC sont nombreux et sont détectés par différentes méthodes de caractérisation. Les méthodes de caractérisation usuellement appliquées sont : PL (photoluminescence), TL (thermoluminescence), effet Hall, DLTS (deep level transient spectroscopy), IR (infrared absorption spectroscopy) et AS (admittance spectroscopy). Nous allons maintenant présenter les trois principaux dopants dans le SiC : l'azote, l'aluminium et le bore.

### 1.3.2.2.1. Azote

L'azote (N) est une impureté de type donneur dans le SiC. Il a une solubilité élevée dans le SiC ( $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) et une énergie d'activation la plus faible par rapport aux autres donneurs. Dans le SiC-4H et 6H, les atomes d'azote se placent en substitution des atomes de carbone et son énergie d'activation varie selon le site qu'elles occupent (k : cubique ou h : hexagonal). Un récapitulatif des niveaux énergétiques de l'azote trouvés par différentes méthodes est présenté dans le tableau suivant :

Azote (N)	$E_C - E_T$ (eV)	Méthode utilisée	Référence
<b>Dans le SiC-4H</b>			
N(h) N(k)	0,045 0,1	Effet Hall	[18]
N(h) N(k)	0,052 0,0918	IR	[18]
N(h) N(k)	0,045 0,1	Effet Hall	[19]
N(h) N(k)	0,04-0,05 0,109	AS	[20]
N(h) N(k)	0,071 0,092	Calcul théorique	[21]
<b>Dans le SiC-6H</b>			
N(h) N(k <sub>1</sub> ,k <sub>2</sub> )	0,0855 0,125	Effet Hall	[22]
N(h) N(k <sub>1</sub> ,k <sub>2</sub> )	0,085 0,125	Effet Hall	[18]
N(h) N(k <sub>1</sub> ) N(k <sub>2</sub> )	0,081 0,1376 0,1424	IR	[18]
N(h) N(k <sub>1</sub> ,k <sub>2</sub> )	0,084-0,1 0,125-0,150	Effet Hall	[19]
N(h) N(k <sub>1</sub> ) N(k <sub>2</sub> )	0,081 0,1376 0,1424	IR	[19]
N(h) N(k <sub>1</sub> ,k <sub>2</sub> )	0,08 0,11	AS	[23]
N(h) N(k <sub>1</sub> ,k <sub>2</sub> )	0,07 0,14	AS	[24]
N(h) N(k <sub>1</sub> ) N(k <sub>2</sub> )	0,19 0,797 1,089	Calcul théorique	[21]

Tableau 1-8 : Niveaux énergétiques de l'azote dans le SiC déterminés par différentes méthodes

### 1.3.2.2.2. Aluminium

Le SiC de type-p est habituellement obtenu en utilisant l'aluminium (Al) comme dopant. En effet, l'aluminium est un accepteur dont la solubilité dans le SiC est la plus élevée

et son niveau énergétique est le plus proche de la bande de valence du SiC. Il a été observé que ce niveau énergétique diminue quand la concentration des atomes d'aluminium dans le SiC augmente. Les niveaux énergétiques d'aluminium dans le SiC sont présentés dans le Tableau 1-9.

<b>Aluminium (Al)</b>	<b><math>E_T - E_V</math> (eV)</b>	<b>Méthode utilisée</b>	<b>Référence</b>
<b>Dans le SiC-4H</b>			
	0,2	PL	[25]
	0,229	DLTS	[26]
	0,185	TL	[27]
<b>Dans le SiC-6H</b>			
	0,28	DLTS	[28]
	0,2	Effet Hall	[19]
	0,2	PL	[29]
	0,216	TL	[27]
	0,21	Effet Hall	[27]

**Tableau 1-9 : Niveaux énergétiques d'aluminium dans le SiC déterminés par différentes méthodes**

#### 1.3.2.2.3. Bore

Le bore (B) forme des niveaux accepteurs dans le SiC. Il a une solubilité relativement élevée ( $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) et diffuse le plus rapidement dans le SiC. En plus du niveau accepteur principal, il donne également des défauts intrinsèques de type D dans le SiC [17]. Nous présentons dans le tableau suivant les niveaux énergétiques du bore en tant qu'accepteur.

<b>Bore (B)</b>	<b><math>E_T - E_V</math> (eV)</b>	<b>Méthode utilisée</b>	<b>Référence</b>
<b>Dans le SiC-4H</b>			
	0,285	Effet Hall, AS	[30]
<b>Dans le SiC-6H</b>			
	0,35	DLTS	[28]
	0,3	AS	[31]
	0,3	DLTS, PL	[19]
	0,3-0,4	IR	[20]
B(h)	0,27	AS	[32]
B(k <sub>1</sub> )	0,31		
B(k <sub>2</sub> )	0,37		

**Tableau 1-10 : Niveaux énergétiques de bore dans le SiC déterminés par différentes méthodes**

## 2. Etat de l'art des diodes de puissance en SiC

### 2.1. Diodes Schottky

La diode Schottky est un composant unipolaire dont le courant est assuré par les porteurs majoritaires. C'est le premier composant en SiC [480V - 1A] commercialisé en 2000 par la société Microsemi [33]. Depuis la sortie de cette première diode Schottky sur le

marché, l'avancée de ce composant se poursuit tant au niveau de la tension de blocage qu'au niveau du courant en direct. Actuellement, plusieurs fournisseurs proposent différentes gammes de diodes Schottky dans leur catalogue. Le Tableau 1-11 résume les meilleures diodes Schottky disponibles sur le marché :

Fabricant	$V_{BR}(V)$	$I_F(A)$	$V_F(V)$
Microsemi	600	20-60	1,6
Cree [34]	600	1-20	1,5
Cree	1200	5-20	1,6
Infineon [35]	600	2-16	1,5
Infineon	1200	2-15	1,65
ST [36]	600	4-20	1,4
SemiSouth [37]	1200	5-60	1,6

**Tableau 1-11 : Diodes Schottky en SiC commercialisées**

Les caractéristiques de ces diodes Schottky en SiC, en particulier leur tenue en tension, sont supérieures à celles des diodes Schottky en Si. En effet, les nouvelles Schottky en SiC sont comparables aux diodes bipolaires en Si dans la même gamme de tenue en tension et de calibre en courant. Cependant, la principale différence réside dans l'absence de charges stockées induisant l'absence de temps de recouvrement pour évacuer ces charges lors de la commutation. Les diodes Schottky en SiC sont donc mieux adaptées et peuvent avantageusement remplacer les diodes bipolaires en Si dans les applications à haute fréquence.

En 2002, Singh *et al.* [38] ont présenté une diode Schottky ayant une surface active de  $0,64 \text{ cm}^2$  et pouvant laisser passer un courant maximal de 130 A. Sa tenue en tension est de 300 V et il s'agit de la diode Schottky en SiC la plus performante en direct à ce jour.

Concernant la capacité à bloquer en inverse, plusieurs démonstrateurs ont été présentés. Ces travaux mettent en évidence la difficulté à réaliser des protections périphériques pour les diodes Schottky très haute tension : plus la tenue en tension est élevée, plus il est difficile de réaliser une protection efficace.

A ce jour, la plus haute tension bloquée par une diode Schottky, présentée en 2003 par Zhao *et al.* [39], est de 10,8 kV. Un substrat SiC-4H de type N avec une couche active N<sup>-</sup> ( $5,6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , 115  $\mu\text{m}$ ) a été utilisé pour fabriquer cette diode. Sa protection périphérique est un MJTE (Multistep Junction Termination Extension) ayant une efficacité de 70 %. L'efficacité est définie ici comme le rapport entre la tension de claquage maximale et la

tension de claquage théorique calculée pour une jonction plane infinie. La vue en coupe de cette diode est présentée dans la Figure 1-5.

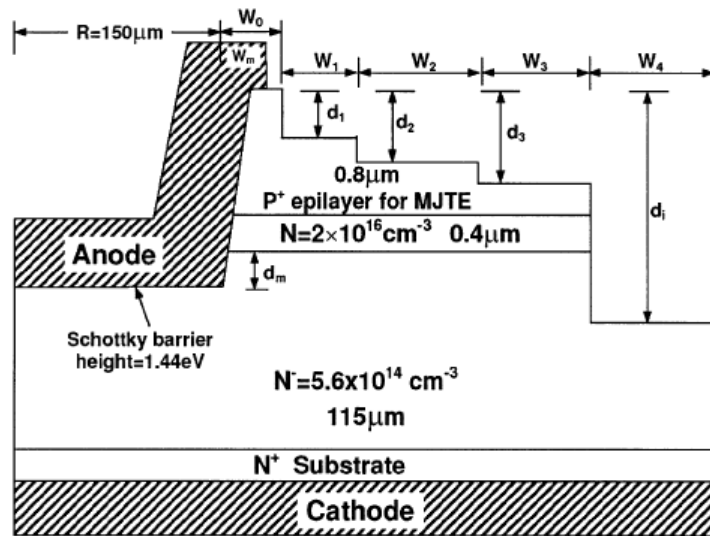


Figure 1-5 : Vue en coupe de la diode Schottky 10,8 kV [39]

En 2005, Nakamura *et al.* [40] ont présenté une Schottky de 4,15 kV, soit à 90% de la tenue en tension théorique. Cette bonne efficacité de protection est obtenue par la combinaison d'une triple JTE (Junction Termination Extension) et d'un anneau de garde.

Récemment, une diode Schottky de 6,7 kV a été réalisée par Vassilevski *et al.* [41]. Cette diode n'est protégée que par une simple zone JTE réalisée par implantation de Bore. Pourtant sa tenue en tension atteint près de 80% de la valeur théorique.

## 2.2. Diodes bipolaires

La diode bipolaire est un composant dans lequel le courant est transporté par deux types de porteurs : majoritaires et minoritaires. En polarisation directe, grâce à l'injection de porteurs minoritaires, la conductivité de cette diode est plus grande. Ainsi, ce type de diode est-il plus intéressant que la diode Schottky à partir de tensions supérieures à 3 kV. Pour bloquer un tel niveau de tension, la couche de dérive doit être assez épaisse, donc la résistance à l'état passant de la diode Schottky en SiC augmente du fait de la résistance de cette couche. La jonction principale de ce dispositif est normalement réalisée par implantation ionique dans la couche épitaxiée, mais plusieurs démonstrateurs récents présentent une jonction réalisée par épitaxie [42-44]. Cette technique présente l'avantage de permettre l'obtention d'une jonction plus abrupte et la réalisation d'un émetteur plus épais tout en évitant les défauts créés par l'implantation. En revanche, il est difficile de doper l'émetteur à plus de  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .



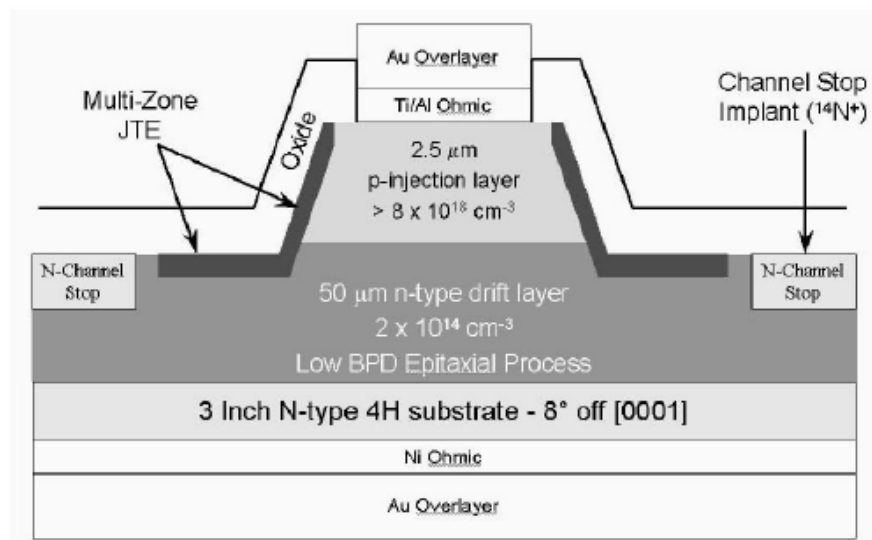
Un grand nombre de diodes bipolaires haute tension ont été présentées au cours de ces dernières années. Cela confirme la maturité de la filière SiC pour les applications très haute tension. Un record de tenue en tension de 19,5 kV a été présenté par Sugawara *et al.* [45] pour les diodes de petite taille (diamètre < 1 mm). Ces diodes sont fabriquées sur un substrat SiC-4H avec une couche N<sup>-</sup> de 200 μm dopée à  $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . En direct, la densité de courant est de  $100 \text{ A.cm}^{-2}$  sous une tension de 6,5 V.

Un autre record de tenue en tension de 17,3 kV a été établi par Das *et al.* [46] pour les diodes de plus grande taille (diamètre = 3 mm). Ces diodes sont réalisées sur une couche N<sup>-</sup> de 200 μm dopée à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . En direct, la densité de courant atteint  $100 \text{ A.cm}^{-2}$  sous 6,3 V.

En plus de l'augmentation de la tenue en tension, les chercheurs ont aussi réalisé des diodes bipolaires en SiC présentant un très bon compromis entre la tenue en tension et la performance en direct.

Das *et al.* [14] ont présenté en 2005 des diodes qui bloquent 10 kV en inverse avec un courant maximal en direct de 50 A. La chute de tension à  $100 \text{ A.cm}^{-2}$  est de 3,9 V.

Des diodes de très grande surface active (1,5 cm × 1,5 cm) ont été réalisées par Hull *et al.* [47] en 2006. Avec une telle surface, ces diodes peuvent débiter un courant de 180 A. La chute de tension est seulement de 3,2 V pour une densité de courant de  $100 \text{ A.cm}^{-2}$ . En inverse, elles tiennent jusqu'à 4,5 kV. La structure de ces diodes est présentée dans la figure suivante :



**Figure 1-6 : Vue en coupe de la diode bipolaire (4,5 kV, 180 A) [47]**

Un autre démonstrateur présentant une chute de tension aussi faible et une tenue en tension aussi élevée a été réalisé par Peters *et al.* [42] en 2009. Cette diode bloque 6,5 kV en inverse et la densité de courant atteint  $100 \text{ A.cm}^{-2}$  à 3,4 V.

A noter que la protection périphérique de diodes bipolaires haute tension est généralement une combinaison de la gravure MESA et JTE ou multiple JTE. Et pour toutes les diodes bipolaires citées ci-dessus, l'émetteur est réalisé par épitaxie et non par implantation ionique.

### 2.3. Diodes JBSs

La diode JBS est une combinaison des deux précédents types de diodes (PN+Schottky). Sa structure est normalement une diode Schottky en parallèle avec une jonction PN implantée dans la couche active. Cette structure permet de cumuler les avantages de la Schottky en direct (faible chute de tension à l'état passant) et de la diode bipolaire sous polarisation inverse (faible courant de fuite et tenue en tension élevée). Le schéma de principe d'une JBS est présenté dans la Figure 1-7. Sous polarisation directe, en régime de fonctionnement normal, le courant passe par les canaux N sous le contact Schottky. La chute de tension est déterminée par la hauteur de barrière de Schottky comme dans une diode Schottky. Aucun courant ne passe par les jonctions P<sup>+</sup>N car la tension appliquée est inférieure au seuil de conduction d'une jonction P<sup>+</sup>N. En inverse, une zone de charge d'espace se crée autour des jonctions P<sup>+</sup>N et s'étale dans le canal avant de le bloquer, ce qui permet de réduire le champ électrique à l'interface métal/semi-conducteur. La largeur, l'épaisseur et l'espacement des caissons P<sup>+</sup> ainsi que le rapport entre la largeur des caissons et la largeur des canaux sont les paramètres importants à optimiser pour obtenir les meilleures caractéristiques.

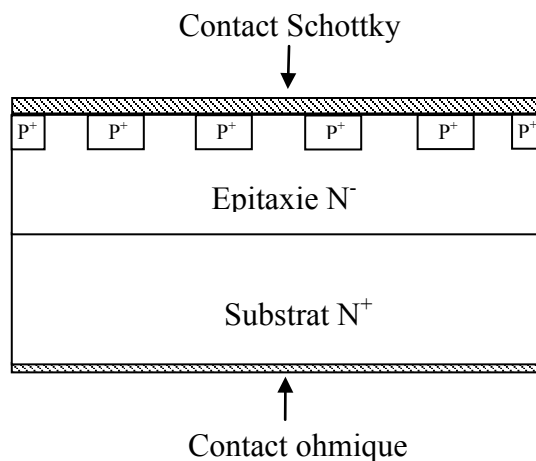


Figure 1-7 : Schéma de principe d'une JBS

L'évolution des performances des JBS en SiC est aussi remarquable que les diodes Schottky ou bipolaires. La meilleure performance des JBS en 2000 était obtenue par une diode de 1500 V, 4A [48] et en termes de tenue en tension, une JBS de 2,8 kV a été présentée

[49]. Plus récemment ont été présentées des JBS de 3,5 kV avec un très faible courant inverse [50], de 5 kV, 9,5A [51] et de 10 kV, 20A [52].

### **3. Coefficients d'ionisation et état de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation du SiC**

#### **3.1. Coefficients d'ionisation dans les semi-conducteurs**

Considérons un composant à semi-conducteur sous polarisation inverse. Plus la tension de polarisation en inverse augmente, plus la zone de charge d'espace du composant s'élargit et plus le champ électrique dans cette zone est élevé. Les électrons et les trous, soumis à l'action de ce champ, sont accélérés et acquièrent une énergie cinétique. Si le champ électrique et le libre parcours des porteurs (distance parcourue des porteurs entre deux chocs) sont suffisamment grands, les porteurs peuvent atteindre l'énergie d'ionisation (énergie nécessaire pour produire une paire électron-trou par impact) et peuvent donc créer de nouvelles paires électron-trou lors de chocs avec des atomes du réseau. Les porteurs générés sont eux aussi accélérés et peuvent atteindre l'énergie d'ionisation pour créer de nouvelles paires électron-trou et ainsi de suite. Ce phénomène cumulatif s'appelle la multiplication par avalanche, laquelle peut conduire au claquage du composant. Ce mécanisme a été mis en évidence pour la première fois par McKay et McAfee [53] et se caractérise par les coefficients d'ionisation  $\alpha_n$ , pour les électrons et  $\alpha_p$ , pour les trous.

##### **3.1.1. Modèles des coefficients d'ionisation**

Plusieurs modèles de calcul des coefficients d'ionisation  $\alpha$  ont été proposés.

###### **3.1.1.1. Modèle de Wolff**

Le premier modèle des coefficients d'ionisation dans les semi-conducteurs est publié en 1954 par Wolff [54]. L'auteur a construit ce modèle en résolvant l'équation de transport de Boltzmann pour les forts champs électriques. Avec cette condition, il a donc fait l'hypothèse que l'énergie perdue par les porteurs lors du choc avec un phonon était très inférieure à celle acquise au cours d'un libre parcours moyen. Et que par conséquent, tous les porteurs peuvent atteindre pas à pas l'énergie d'ionisation. Son modèle des coefficients d'ionisation proposé est le suivant:

$$\alpha(F) = A \exp\left(-B/F^2\right) \quad \text{Équation 1-14}$$

où : F est le champ électrique, A, B sont des paramètres ajustables.

### 3.1.1.2. *Modèle de Shockley*

Shockley a développé un modèle en imposant l'hypothèse que seuls les porteurs qui atteignent l'énergie d'ionisation lors d'un unique libre parcours contribuent à l'ionisation par impact. Autrement dit, seuls les porteurs qui ont une énergie élevée sont considérés et la distribution des porteurs ionisants n'est pas isotrope dans le champ électrique. Shockley [55] a présenté son modèle des coefficients d'ionisation comme suit:

$$\alpha(F) = \frac{qFL_i}{L_R E_R} \exp\left[-\left(\frac{E_i}{qL_R F}\right)\right] \quad \text{Équation 1-15}$$

où :  $q$  est la charge élémentaire,  $E_R$  est l'énergie perdue lors d'une collision avec un phonon déterminé indépendamment. Les autres paramètres sont ajustables :  $E_i$  (énergie d'ionisation),  $L_i$  (libre parcours moyen ionisant) et  $L_R$  (libre parcours moyen entre deux chocs avec des phonons).

L'hypothèse de Shockley n'est valable que dans une gamme de champ électrique faible. Son expression des coefficients d'ionisation est en accord avec les données expérimentales publiées par Chynoweth [56] pour les électrons dans le silicium, où la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique est exprimée par la formule empirique bien connue :

$$\alpha(F) = a \exp(-b/F) \quad \text{Équation 1-16}$$

Où :  $a$ ,  $b$  sont des constantes.

### 3.1.1.3. *Modèle de Baraff*

Baraff [57] a résolu l'équation de transport de Boltzmann et évalué la solution obtenue numériquement. Reprenons les termes définis dans le modèle de Shockley. Le modèle de Baraff est présenté sous forme d'une série de courbes (pour différentes valeurs de  $E_R / E_i$ ) représentant la dépendance de  $\alpha L_R$  en fonction de  $E_i / qFL_R$ . Il a démontré que les résultats de Wolff et de Shockley sont des cas limites de son modèle général. En effet, les modèles de Wolff et de Shockley sont en accord avec son modèle respectivement pour  $qFL_R \geq E_R$  et  $qFL_R \leq E_R$ .

Plus tard, Crowell et Sze [58] ont étudié la dépendance des coefficients d'ionisation en température avec le modèle de Baraff. En introduisant le nouveau terme  $\langle E_R \rangle$  (énergie moyenne perdue lors d'une collision) au lieu de  $E_R$ , les courbes calculées numériquement par Baraff ont été remplacées par l'approximation suivante :

$$\alpha L_R = \exp(ax^2 + bx - c) \quad \text{Équation 1-17}$$

$$\text{Avec } a = 11,5r^2 - 1,17r + 3,9 \cdot 10^{-4}$$

$$b = 46r^2 - 11,9r + 1,75 \cdot 10^{-2}$$

$$c = 757r^2 - 75,5r + 1,92$$

$$r = \frac{\langle E_R \rangle}{E_i} ; x = \frac{E_i}{qL_R F} ; \frac{\langle E_R \rangle}{E_R} = \tanh\left(\frac{E_R}{2kT}\right)$$

#### 3.1.1.4. Modèle de Thornber

Tandis que les modèles présentés ci-dessus se basent sur un modèle local où les coefficients d'ionisation sont définis par le nombre de collisions ionisantes que provoque chaque porteur par unité de longueur parcourue, Thornber [59] a construit son modèle en partant d'une nouvelle représentation de  $\alpha$ . Pour lui,  $\alpha$  est défini par le nombre de porteurs ionisants par unité de temps par unité de volume normalisé par le flux incident. Cette expression de  $\alpha$  permet de prendre en compte les effets non-locaux dans son modèle, comme le seuil d'énergie effectif et l'espace-mort. Ce dernier est la distance minimale que les porteurs doivent parcourir pour atteindre l'énergie ionisante. Cette distance est à distinguer de la distance moyenne parcourue par les porteurs entre deux collisions ionisantes (le libre parcours moyen ionisant) introduit dans le modèle local. Pour un champ électrique faible, le libre parcours moyen est grand par rapport à l'espace-mort donc le modèle local est raisonnable. Par contre, pour les très forts champs électriques, où l'inverse des coefficients d'ionisation est comparable ou plus petit que l'espace-mort, le fait de considérer que tous les porteurs ont la même probabilité d'ionisation quel que soit l'endroit où ils sont créés conduit à une erreur importante. Ce modèle est présenté dans l'équation suivante :

$$\alpha(F) = \frac{F}{E_i} \exp\left(-\frac{F_i}{F(1 + F/F_R) + F_{kT}}\right) \quad \text{Équation 1-18}$$

Où  $E_i$  est l'énergie d'ionisation effective,  $F_{kT}$ ,  $F_R$ ,  $F_i$  sont les champs minimaux (seuils) pour surmonter le ralentissement des porteurs respectivement dû à la diffusion quasi-élastique, aux phonons optiques et à l'ionisation par impact. Le point le plus important est que son modèle ne présente aucun libre parcours moyen car, selon lui, les taux d'émission des phonons optiques et de création des paires électron-trou ne peuvent pas être caractérisés en termes de libre parcours moyen indépendant du champ électrique.

### 3.1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation

Les coefficients d'ionisation sont déterminés expérimentalement par la mesure du facteur de multiplication  $M$ . Considérons une jonction présentée dans la figure suivante :

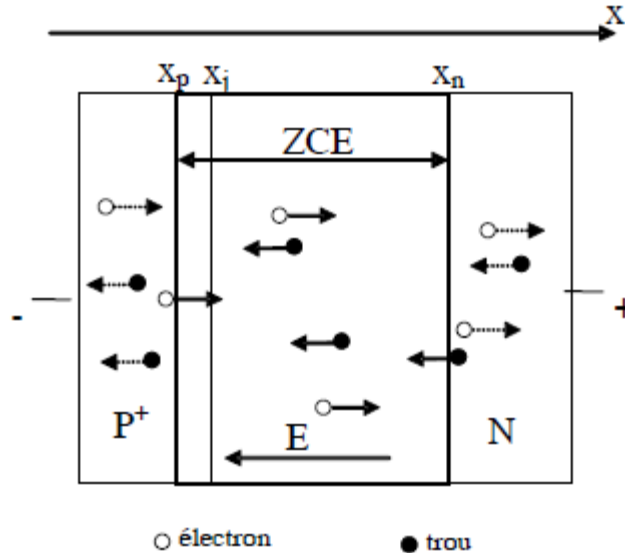


Figure 1-8 : Jonction P<sup>+</sup>N sous polarisation inverse

L'origine de l'axe  $x$  est la jonction métallurgique,  $x_n$  et  $x_p$  correspondent aux limites de la zone de désertion respectivement dans les couches  $n$  et  $p$ . Sachant que  $J_n$ ,  $\alpha_n$  et  $J_p$ ,  $\alpha_p$  représentent respectivement le courant et le coefficient d'ionisation des électrons et des trous, la variation des courants s'écrit comme suit :

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad \text{Équation 1-19}$$

Comme nous avons toujours le courant total :

$$J(x) = J_n(x) + J_p(x) \quad \text{Équation 1-20}$$

Donc :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p (J - J_n) = (\alpha_n - \alpha_p) J_n + \alpha_p J \quad \text{Équation 1-21}$$

Et

$$\frac{dJ_p}{dx} = -\alpha_p J_p - \alpha_n (J - J_p) = (\alpha_n - \alpha_p) J_p - \alpha_n J \quad \text{Équation 1-22}$$

La solution de l'Équation 1-21 donne le facteur de multiplication des électrons  $M_n$  et celle de l'Équation 1-22 donne le facteur de multiplication des trous  $M_p$ . À partir de l'Équation 1-21, on obtient :

$$J_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^x J \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \quad \text{Équation 1-23}$$

A  $x = x_n$  en supposant que  $J_n(x_n) \gg J_p(x_n)$  ou  $J(x_n) \approx J_n(x_n)$ , l'Équation 1-23 devient :

$$J_n(x_n) e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^{x_n} J_n(x_n) \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \quad \text{Équation 1-24}$$

En divisant les deux côtés de l'équation par  $J_n(x_p)$  :

$$\frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^{x_n} \frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + 1 \quad \text{Équation 1-25}$$

D'où le facteur de multiplication des électrons  $M_n$  défini par :

$$M_n = \frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} = e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \left[ \int_{x_p}^{x_n} M_n \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + 1 \right] \quad \text{Équation 1-26}$$

Après simplification de cette équation, on aboutit à :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_{x_p}^{x_n} \alpha_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx} \quad \text{Équation 1-27}$$

De la même façon, en résolvant l'Équation 1-22 avec la condition  $J_p(x_p) \gg J_n(x_p)$  on obtient le facteur de multiplication des trous :

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx} \quad \text{Équation 1-28}$$

Lorsque  $M_n$  ou  $M_p$  tend vers l'infini, ce qui correspond à l'intégrale d'ionisation des

électrons  $II_n = \int_{x_p}^{x_n} \alpha_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx$  ou des trous  $II_p = \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx$  égale à 1, alors la

tension de claquage de la jonction est atteinte.

La détermination expérimentale des coefficients d'ionisation consiste à mesurer le facteur de multiplication des électrons  $M_n$  et des trous  $M_p$  en fonction de la tension  $V$  sur la même jonction et à résoudre ensuite l'Équation 1-27 et l'Équation 1-28 en respectant la

dépendance du champ électrique des coefficients d'ionisation  $\alpha_n(F)$  et  $\alpha_p(F)$  d'un modèle choisi des coefficients d'ionisation.

### 3.2. Etat de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation dans le SiC

Les valeurs des coefficients d'ionisation du SiC publiées dans la littérature sont peu nombreuses et dispersées. Malgré tout, les auteurs sont d'accord sur le fait que l'ionisation par impact dans le SiC est dominée par les trous ( $\alpha_p > \alpha_n$ ). Dans cette partie, un résumé des valeurs des coefficients d'ionisation les plus utilisées et/ou les plus récentes dans le SiC-4H et SiC-6H est présenté.

#### 3.2.1. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ruff *et al.* dans le SiC-6H

En 1994, Ruff *et al.* [60] ont présenté une synthèse des paramètres pour la simulation des composants en SiC-6H en remplaçant les paramètres du Si dans les modèles physiques par les paramètres du SiC-6H correspondants reportés dans la littérature. Ce travail a été considéré longtemps comme une référence dans le domaine de la simulation des composants en SiC. En ce qui concerne les coefficients d'ionisation, le modèle empirique de Chynoweth [56] a été choisi et les auteurs ont proposé les paramètres qui sont en effet une moyenne des paramètres reportés dans la littérature de l'époque. Ces paramètres ont été ensuite vérifiés par une comparaison des résultats expérimentaux avec ceux de simulations et un bon accord a été observé. Les valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC-6H proposées par Ruff *et al.* sont les suivantes :

$a_n$ (cm <sup>-1</sup> )	$b_n$ (Vcm <sup>-1</sup> )	$a_p$ (cm <sup>-1</sup> )	$b_p$ (Vcm <sup>-1</sup> )
$1,66 \times 10^6$	$1,273 \times 10^7$	$5,18 \times 10^6$	$1,4 \times 10^7$

Tableau 1-12 : Valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC-6H [60]

#### 3.2.2. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Konstantinov *et al.* dans le SiC-4H

Les valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC-4H obtenues par Konstantinov *et al.* [5] en 1997 sont largement utilisées dans les simulateurs pour la conception des composants de puissance en SiC. Ces paramètres ont été déduits à partir de mesures du photocourant sur des diodes bipolaires par la méthode OBIC (Optical Beam Induced Current). Les auteurs ont effectué les mesures sur des diodes avec la couche de dérivation dopée avec trois niveaux différents, par contre l'épaisseur de ces couches n'est pas précisée. Les diodes étudiées sont protégées par une gravure méso. Pour tester ces diodes, une caméra sensible a



été utilisée afin d'observer l'image de l'électroluminescence lors du claquage. Des diodes exemptes de défauts microscopiques forment une image de l'électroluminescence qui est homogène. Les mesures OBIC ont donc été effectuées sur des diodes exemptes de défauts. Le laser utilisé est une source UV He-Cd (325 nm) et le photo-courant est mesuré en mode DC. La procédure d'extraction des paramètres comporte deux étapes. Dans un premier temps, les auteurs ont imposé que le rapport entre le coefficient d'ionisation des trous et celui des électrons  $k = \alpha_p / \alpha_n$  soit indépendant du champ électrique et donc ce rapport est constant pour chaque échantillon. La dépendance des coefficients en fonction du champ électrique dans cette étape suit la formule :

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-F_0 / F) \quad \text{Équation 1-29}$$

Après cette étape, les paramètres suivants sont déduits pour l'échantillon n°3 (l'échantillon le moins dopé) :  $\alpha_{p0} = 1,63 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $F_{p0} = 1,67 \times 10^7 \text{ V/cm}$  et  $k = 40$ . Dans un deuxième temps, toutes les données obtenues expérimentalement sur trois échantillons sont ajustées par un seul modèle théorique des coefficients d'ionisation :

Pour les trous :

$$\beta_{th} = \frac{qF}{\varepsilon_i^h} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^h}{(qF\lambda_h)^2 / 3\varepsilon_r + qF\lambda_h}\right) \quad \text{Équation 1-30}$$

Pour les électrons :

$$\alpha_{th} = \frac{qF}{\varepsilon_i^e} \exp\left(-\frac{3\varepsilon_i^e \varepsilon_r}{(qF\lambda_e)^2}\right) \quad \text{Équation 1-31}$$

Où  $\lambda_h$  ( $\lambda_e$ ) et  $\varepsilon_i^h$  ( $\varepsilon_i^e$ ) représentent respectivement le libre parcours moyen et l'énergie d'ionisation des trous (électrons).  $\varepsilon_r$  est l'énergie du phonon optique.

Les paramètres obtenus pour le modèle théorique sont :  $\lambda_h = 32,5 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_e = 29,9 \text{ \AA}$ ,  $\varepsilon_i^h = 7 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_i^e = 10 \text{ eV}$  et  $\varepsilon_r = 0,12 \text{ eV}$ .

La dépendance du champ électrique des coefficients d'ionisation déterminée expérimentalement pour les trois échantillons avec les courbes ajustées par les deux formules ci-dessus est présentée dans la figure suivante :

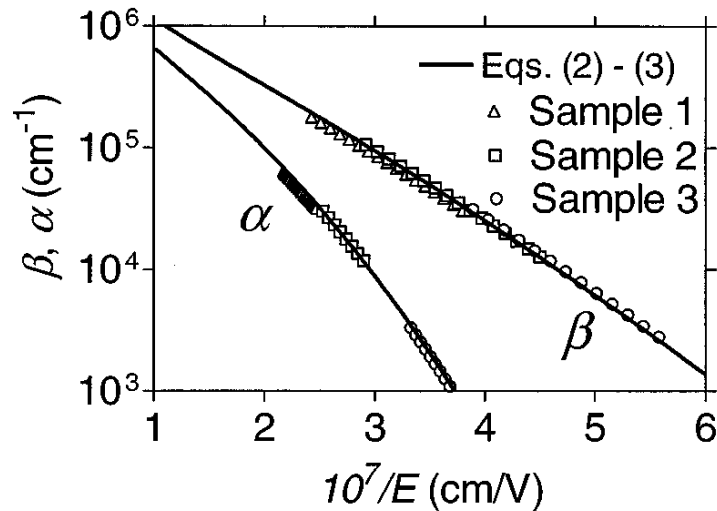


Figure 1-9 : Dépendance du champ électrique des coefficients d'ionisation dans le SiC-4H [5]

### 3.2.3. Les valeurs de $\alpha_p$ de Raghunathan et Baliga dans le SiC-4H et 6H

Presque en même temps que Konstantinov *et al.*, Raghunathan et Baliga [61] ont présenté les coefficients d'ionisation de trous dans le SiC-4H et dans le 6H. En plus des paramètres à température ambiante, la dépendance en température de ces coefficients a été étudiée. Les diodes utilisées sont des diodes Schottky de type P et la protection périphérique est assurée par une couche d'implantation d'argon. La technique EBIC (Electron Beam Induced Current) est utilisée dans cette étude. D'éventuels défauts dans les diodes de test sont aussi détectés par cette technique grâce à l'image des défauts électriquement actifs obtenus. Un autre avantage de cette méthode est la petite taille du faisceau électronique permettant de sonder des zones de façon précise. L'épaisseur et le dopage de la couche épitaxiée caractérisant la tenue en tension sont déterminés précisément sur chaque site de mesure par la mesure C-V. Les données obtenues pour les coefficients des trous sont ajustées directement avec la formule empirique de Chynoweth [56]. Les valeurs des coefficients des trous à travers le wafer à température ambiante sont présentées dans le Tableau 1-13:

	$a_p$ (cm <sup>-1</sup> )	$b_p$ (Vcm <sup>-1</sup> )
SiC-4H	$(3,25 \pm 0,3) \times 10^6$	$(1,79 \pm 0,04) \times 10^7$
SiC-6H	$(2,6 \pm 0,12) \times 10^6$	$(1,5 \pm 0,01) \times 10^7$

Tableau 1-13 : Valeurs des coefficients d'ionisation de Raghunathan et Baliga [61]

La dépendance en température de ces coefficients est étudiée jusqu'à 500K à l'aide d'un système de chauffage intégré dans la cellule de mesure. Les auteurs ont observé que pendant

la variation de température, le coefficient  $b_p$  reste constant, tandis que le coefficient  $a_p$  varie de façon linéaire avec la température comme suit :

Pour le SiC-4H :

$$a_p = 6,3 \times 10^6 - 1,07 \times 10^4 T \quad \text{Équation 1-32}$$

Pour le SiC-6H :

$$a_p = 4,6 \times 10^6 - 7,4 \times 10^3 T \quad \text{Équation 1-33}$$

Cette dépendance en température des coefficients d'ionisation prévoit une augmentation de la tension de claquage quand la température augmente, c'est-à-dire un coefficient de température positif de la tension de claquage du SiC. Ce résultat est en accord avec les résultats récents [62], [63], alors que la dépendance négative en température observée dans certains cas [64], [65] est expliquée par la présence de défauts dans le SiC [66].

### 3.2.4. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Ng *et al.* et de Loh *et al.* dans le SiC-4H

Ng *et al.* [67] ont réalisé les mesures sur des diodes PiN ayant une couche  $i$  très fine, c'est-à-dire qu'ils ont mesuré les coefficients d'ionisation sous des champs électriques élevés. La multiplication des porteurs a aussi été mesurée par la méthode OBIC mais ici plusieurs longueurs d'onde du laser ont été utilisées (230 nm, 325 nm, 365 nm), ce qui a permis d'avoir différents types d'injection de porteurs. Les auteurs ont justifié que, pour de telles fines couches, la contribution de l'espace-mort dans la largeur de la zone de multiplication était importante et qu'il était donc nécessaire d'utiliser le modèle non-local [68] dans ce cas, afin d'étudier la multiplication. La dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique est exprimée sous la forme suivante:

$$\alpha = a \exp \left[ - \left( \frac{b}{F} \right)^c \right] \quad \text{Équation 1-34}$$

Où  $a, b, c$  sont les paramètres ajustables.

Et les paramètres suivants sont trouvés pour ajuster les résultats expérimentaux :

$$\alpha_n = 1,98.10^6 \exp \left[ - \left( \frac{9,46.10^6}{F} \right)^{1,42} \right] \quad \text{Équation 1-35}$$

$$\alpha_p = 4,36.10^6 \exp \left[ - \left( \frac{1,14.10^7}{F} \right)^{1,06} \right] \quad \text{Équation 1-36}$$

Ces coefficients sont valables dans un champ électrique élevé [1,8 - 4 MV/cm].

Le travail de Ng *et al.* a été poursuivi et complété par Loh *et al.* [69] en effectuant les mesures sur des diodes ayant une couche i plus épaisse. Les mesures sont toujours réalisées avec plusieurs longueurs d'onde du laser pour avoir différents types d'injection de porteurs. Les résultats obtenus suivants sont valables dans une plus large gamme de champ électrique [0,9 – 5 MV/cm] :

$$\alpha_n = 2,78.10^6 \exp \left[ - \left( \frac{1,05.10^7}{F} \right)^{1,37} \right] \quad \text{Équation 1-37}$$

$$\alpha_p = 3,51.10^6 \exp \left[ - \left( \frac{1,03.10^7}{F} \right)^{1,09} \right] \quad \text{Équation 1-38}$$

La dépendance en température des coefficients d'ionisation dans le SiC-4H a été également étudiée par Loh *et al.* dans une large gamme de température allant de 100K à 450K [70], [71]. Les résultats obtenus varient en fonction de la gamme de température étudiée. Par contre, un coefficient de température positif de la tension de claquage est toujours observé.

### 3.2.5. Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ de Hatakeyama *et al.* dans le SiC-4H

La particularité du travail de Hatakeyama *et al.* [72] est que les mesures des coefficients d'ionisation ont été effectuées sur des diodes fabriquées sur deux substrats de SiC-4H orientés différemment : l'un orienté (0001) et l'autre orienté (11 $\bar{2}$ 0). Le dopage de la couche épitaxiée N varie de  $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  à  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . La terminaison des jonctions est de type méssa et la technique de mesure utilisée est similaire à celle utilisée par Konstantinov *et al.* [5]. Les résultats de mesures montrent que la tension de claquage des diodes fabriquées sur le wafer (11 $\bar{2}$ 0) est égale à 60% de celle des diodes réalisées sur le wafer (0001) pour le même niveau de dopage. La variation de la tension de claquage suivant l'orientation du substrat a été déjà observée dans le SiC-6H [73] et dans le SiC-4H [74], mais c'est la première fois que les coefficients d'ionisation sont mesurés sur deux substrats orientés différemment. En utilisant la formule empirique de Chynoweth [56], les paramètres des coefficients d'ionisation suivant l'orientation sont reportés dans le Tableau 1-14 :

Paramètres	$a_n$	$a_p$	$b_n$	$b_p$
Unité	$\text{cm}^{-1}$		$\text{V/cm}$	
(0001)	$1,76 \times 10^8$	$3,41 \times 10^8$	$3,30 \times 10^7$	$2,50 \times 10^7$
$(11\bar{2}0)$	$2,10 \times 10^7$	$2,96 \times 10^7$	$1,70 \times 10^7$	$1,60 \times 10^7$

**Tableau 1-14 : Coefficients d'ionisation suivant l'orientation dans le SiC-4H**

Les auteurs trouvent que dans la direction (0001) les coefficients d'ionisation sont plus faibles que dans la direction  $(11\bar{2}0)$ . Ce phénomène peut s'expliquer par l'anisotropie de la vitesse de saturation provenant de la structure électronique du SiC-4H.

#### 4. Conclusion

Les propriétés du SiC présentées dans ce chapitre montrent l'avantage de l'utilisation de SiC en lieu et place de Si dans certains domaines d'application, en particulier pour la haute tension et la haute température. Les formidables progrès technologiques dans la filière SiC se traduisent par un nombre important de démonstrateurs en laboratoire et s'expriment à travers les composants déjà disponibles sur le marché.

Les coefficients d'ionisation jouent un rôle important dans la conception de composants. Pourtant l'état de l'art de la détermination des coefficients d'ionisation du SiC montre une grande disparité de valeurs. Les valeurs publiées sont en effet peu nombreuses et surtout différentes. Jusqu'à présent, le laboratoire a utilisé presque exclusivement les coefficients déterminés expérimentalement par Konstantinov *et al.* dans le SiC-4H. D'une part, parce que jusqu'à récemment, ils étaient les seuls disponibles dans la littérature, avec ceux de Raghunathan et Baliga. D'autre part, parce qu'ils donnaient les résultats les plus proches des valeurs expérimentales. Cela justifie et motive encore l'étude sur les coefficients d'ionisation du SiC.

## 5. Bibliographie du chapitre 1

- [1] D. Tournier, "Composants de puissance en SiC - Technologie," *Techniques de l'ingénieur*, 10-Fev-2007.
- [2] C. Raynaud, "Propriétés physiques et électroniques du carbure de silicium (SiC)," *Techniques de l'ingénieur*, 10-Mai-2007.
- [3] U. Lindefelt, "Doping-induced band edge displacements and band gap narrowing in 3C-, 4H-, 6H-SiC, and Si," *Journal of Applied Physics*, vol. 84, n°. 5, p. 2628, 1998.
- [4] D. Caughey et R. Thomas, "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field," *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, n°. 12, p. 2192-2193, 1967.
- [5] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, et U. Lindefelt, "Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide," *Applied Physics Letters*, vol. 71, n°. 1, p. 90-92, Juillet. 1997.
- [6] R. Raghunathan et B. J. Baliga, "Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC," *Solid-State Electronics*, vol. 43, n°. 2, p. 199-211, Fév. 1999.
- [7] J. Heindl, H. P. Strunk, V. D. Heydemann, et G. Pensl, "Micropipes: Hollow Tubes in Silicon Carbide," *physica status solidi (a)*, vol. 162, n°. 1, p. 251-262, 1997.
- [8] P. G. Neudeck, "Electrical Impact of SiC Structural Crystal Defects on High Electric Field Devices," *Materials Science Forum*, vol. 338, p. 1161-1166, 2000.
- [9] R.T. Leonard, Y. Khlebnikov, Adrian R. Powell, C. Basceri, M.F. Brady, I. Khlebnikov, Jason R. Jenny, D.P. Malta, Michael J. Paisley, Valeri F. Tsvetkov, R. Zilli, E. Deyneka, H.McD. Hobgood, Vijay Balakrishna, Calvin H. Carter Jr, "100 mm 4HN-SiC Wafers with Zero Micropipe Density," *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 7-10, 2009.
- [10] M. Dudley et X. Huang, "Characterization of SiC using Synchrotron White Beam X-ray Topography," *Materials Science Forum*, vol. 338, p. 431-436, 2000.
- [11] E. Berkman, R.T. Leonard, Michael J. Paisley, Y. Khlebnikov, Michael J. O'Loughlin, Albert A. Burk, Adrian R. Powell, D.P. Malta, E. Deyneka, M.F. Brady, I. Khlebnikov, Valeri F. Tsvetkov, H.McD. Hobgood, Joseph J. Sumakeris, C. Basceri, Vijay Balakrishna, Calvin H. Carter Jr., C. Balkas, "Defect Status in SiC Manufacturing," *Materials Science Forum*, vol. 615, p. 3-6, 2009.
- [12] R. E. Stahlbush, M. Fatemi, J. B. Fedison, S. D. Arthur, L. B. Rowland, et S. Wang, "Stacking-fault formation and propagation in 4H-SiC PiN diodes," *J. Electron. Mater.*, vol. 31, n°. 5, p. 370-375, 2002.

- [13] H. Lendenmann, J. P. Bergman, F. Dahlquist, et C. Hallin, "Degradation in SiC Bipolar Devices: Sources and Consequences of Electrically Active Dislocations in SiC," *Materials Science Forum*, vol. 433, p. 901-906, 2003.
- [14] M. K. Das, J. J. Sumakeris, B. A. Hull, J. Richmond, S. Krishnaswami, et A. R. Powell, "Drift-Free, 50 A, 10 kV 4H-SiC PiN Diodes with Improved Device Yields," *Materials Science Forum*, vol. 483, p. 965-968, 2005.
- [15] J. J. Sumakeris, M. K. Das, S. Y. Ha, E. Hurt, K. G. Irvine, M. J. Paisley, M. J. O'Loughlin, J. J. Palmour, M. Skowronski, H. McD. Hobgood, C. H. Carter Jr., "Development of Epitaxial SiC Processes Suitable for Bipolar Power Devices," *Materials Science Forum*, vol. 483, p. 155-158, 2005.
- [16] J. J. Sumakeris, J. P. Bergman, M. K. Das, C. Hallin, B. A. Hull, E. Janzén, H. Lendenmann, M. J. O'Loughlin, M. J. Paisley, S. Y. Ha, M. Skowronski, J. J. Palmour, C. H. Carter Jr., "Techniques for Minimizing the Basal Plane Dislocation Density in SiC Epilayers to Reduce  $V_f$  Drift in SiC Bipolar Power Devices," *Materials Science Forum*, vol. 527, p. 141-146, 2006.
- [17] A. A. Lebedev, "Deep level centers in silicon carbide: A review," *Semiconductors*, vol. 33, n°. 2, p. 107-130, 1999.
- [18] W. Götz, A. Schöner, G. Pensl, W. Suttrop, W. J. Choyke, R. Stein, S. Leibenzeder, "Nitrogen donors in 4H-silicon carbide," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, n°. 7, p. 3332, 1993.
- [19] G. Pensl et W. Choyke, "Electrical and optical characterization of SiC," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 185, n°. 1, p. 264-283, Avr. 1993.
- [20] T. Kimoto, A. Itoh, H. Matsunami, S. Sridhara, L. L. Clemen, R. P. Devaty, W. J. Choyke, T. Dalibor, C. Peppermuller, G. Pensl, "Characterization of high-quality 4H-SiC epitaxial layers," *Silicon Carbide and Related Materials 1995*, Japan, p. 393-396, 1995.
- [21] A. Chen et P. Srichaikul, "Shallow Donor Levels and the Conduction Band Edge Structures in Polytypes of SiC," *physica status solidi (b)*, vol. 202, n°. 1, p. 81-106, 1997.
- [22] W. Suttrop, G. Pensl, W. J. Choyke, R. Stein, et S. Leibenzeder, "Hall effect and infrared absorption measurements on nitrogen donors in 6H-silicon carbide," *Journal of Applied Physics*, vol. 72, n°. 8, p. 3708, 1992.
- [23] A. O. Evwaraye, S. R. Smith, et W. C. Mitchel, "Shallow levels in n-type 6H-silicon carbide as determined by admittance spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 75,

- n°. 7, p. 3472, 1994.
- [24] C. Raynaud, F. Ducroquet, G. Guillot, L. M. Porter, et R. F. Davis, "Determination of ionization energies of the nitrogen donors in 6H-SiC by admittance spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, n°. 3, p. 1956, 1994.
- [25] C. Haberstroh, R. Helbig, et R. A. Stein, "Some new features of the photoluminescence of SiC(6H), SiC(4H), and SiC(15R)," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, n°. 1, p. 509, 1994.
- [26] N. I. Kuznetsov, A. P. Dmitriev, et A. S. Furman, "Properties of a center associated with an Al impurity in 6H-SiC," *Semiconductors*, vol. 28, n°. 6, p. 584-586, Juin. 1994.
- [27] T. Stiasny et R. Helbig, "Impurities in 4H and 6H SiC crystals, characterized by thermoluminescence and thermally stimulated conductivity," presented at the Silicon Carbide and Related Materials 1995, Japan, p. 389-392, 1995.
- [28] M. Anikin, A. Lebedev, A. Syrkin, et A. Suvorov, "INVESTIGATION OF DEEP LEVELS IN SIC BY CAPACITANCE SPECTROSCOPY METHODS," *SOVIET PHYSICS SEMICONDUCTORS*, vol. 19, n°. 1, p. 69-71, 1985.
- [29] M. Ikeda, H. Matsunami, et T. Tanaka, "Site effect on the impurity levels in 4H, 6H, and 15R SiC," *Physical Review B*, vol. 22, n°. 6, p. 2842, 1980.
- [30] T. Troffer, C. Hassler, G. Pensl, K. Holzlein, H. Mitlehner, et J. Volkl, "Boron-related defect centers in 4H silicon carbide," *Inst. Phys. Conf. Ser.*, vol. 142, p. 281, 1996.
- [31] W. Suttrop, G. Pensl, et P. Lanig, "Boron-related deep centers in 6H-SiC," *Applied Physics A Solids and Surfaces*, vol. 51, n°. 3, p. 231-237, 1990.
- [32] A. O. Evwaraye, S. R. Smith, W. C. Mitchel, et H. M. Hobgood, "Boron acceptor levels in 6H-SiC bulk samples," *Applied Physics Letters*, vol. 71, n°. 9, p. 1186, 1997.
- [33] "Microsemi." [Online]. Available : <http://www.microsemi.com> [Accessed: 13-Sep-2010].
- [34] "CREE." [Online]. Available: <http://www.cree.com> [Accessed: 09-Sep-2010].
- [35] "Infineon Technologies." [Online]. Available: <http://www.infineon.com> [Accessed: 13-Sep-2010].
- [36] "STMicroelectronics." [Online]. Available: <http://www.st.com> [Accessed: 29-Jun-2011].
- [37] "SemiSouth Laboratories, Inc.." [Online]. Available: <http://www.semisouth.com> [Accessed: 29-Jun-2011].
- [38] R. Singh, J. Cooper, M. Melloch, T. Chow, et J. Palmour, "SiC power Schottky and PiN diodes," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 49, n°. 4, p. 665-672, 2002.
- [39] J. Zhao, P. Alexandrov, et X. Li, "Demonstration of the first 10-kV 4H-SiC Schottky



- barrier diodes,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 24, n°. 6, p. 402-404, 2003.
- [40] T. Nakamura, T. Miyanagi, I. Kamata, T. Jikimoto, et H. Tsuchida, “A 4.15 kV 9.07-m $\Omega$ -cm<sup>2</sup> 4H-SiC Schottky-barrier diode using Mo contact annealed at high temperature,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 26, n°. 2, p. 99-101, 2005.
- [41] K. Vassilevski, I. P. Nikitina, A. B. Horsfall, N. G. Wright, A. G. O'Neill, K. P. Hilton, A. G. Munday, A. J. Hydes, M. J. Uren, C. M. Johnson, “High Voltage Silicon Carbide Schottky Diodes with Single Zone Junction Termination Extension,” *Materials Science Forum*, vol. 556, p. 873-876, 2007.
- [42] D. Peters, W. Bartsch, B. Thomas, et R. Sommer, “6.5 kV SiC PiN Diodes with Improved Forward Characteristics,” *Materials Science Forum*, vol. 645, p. 901-904, 2010.
- [43] P. A. Losee, Y. Wang, C. H. Li, S. K. Sharma, I. Bhat, T. P. Chow, R. J. Gutmann, “Comparative Evaluation of Anode Layers on the Electrical Characteristics of High Voltage 4H-SiC PiN Diodes,” *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 1003-1006, 2009.
- [44] W. Bartsch, R. Schoerner, et K. O. Dohnke, “Optimization of Bipolar SiC-Diodes by Analysis of Avalanche Breakdown Performance,” *Materials Science Forum*, vol. 645, p. 909-912, 2010.
- [45] Y. Sugawara, D. Takayama, K. Asano, R. Singh, J. Palmour, et T. Hayashi, “12-19 kV 4H-SiC pin diodes with low power loss,” in *Power Semiconductor Devices and ICs, 2001. ISPSD '01. Proceedings of the 13th International Symposium on*, p. 27-30, 2001.
- [46] M. K. Das, J. J. Sumakeris, M. J. Paisley, et A. R. Powell, “High Power 4H-SiC PiN Diodes with Minimal Forward Voltage Drift,” *Materials Science Forum*, vol. 457, p. 1105-1108, 2004.
- [47] B. A. Hull, M. K. Das, J. T. Richmond, J. J. Sumakeris, R. Leonard, S. Leslie, “A 180 Amp/4.5 kV 4H-SiC PiN Diode for High Current Power Modules,” in *Power Semiconductor Devices and IC's, 2006 IEEE International Symposium on*, p. 1-4, 2006.
- [48] R. Singh, S. Ryu, J. Palmour, A. Hefner, et J. Lai, “1500 V, 4 amp 4H-SiC JBS diodes,” in *Power Semiconductor Devices and ICs, 2000. Proceedings. The 12th International Symposium on*, p. 101-104, 2000.
- [49] F. Dahlquist, J. Svedberg, C. Zetterling, M. Östling, B. Breitholtz, et H. Lendenmann, “A 2.8kV, Forward Drop JBS Diode with Low Leakage,” *Materials Science Forum*, vol. 338, p. 1179-1182, 2000.
- [50] P. Brosselard, N. Camara, V. Banu, X. Jorda, M. Vellvehi, P. Godignon, et J. Millan, “Bipolar Conduction Impact on Electrical Characteristics and Reliability of 1.2- and 3.5-

- kV 4H-SiC JBS Diodes,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, n°. 8, p. 1847-1856, 2008.
- [51] J. Hu, L. X. Li, P. Alexandrov, X. H. Wang, et J. H. Zhao, “5 kV, 9.5 A SiC JBS Diodes with Non-Uniform Guard Ring Edge Termination for High Power Switching Application,” *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 947-950, 2009.
- [52] B. A. Hull, J. J. Sumakeris, M. J. O’Loughlin, J. Zhang, J. Richmond, A. R. Powell, M. J. Paisley, V. F. Tsvetkov, A. Hefner, A. Rivera, “Development of Large Area (up to 1.5 cm<sup>2</sup>) 4H-SiC 10 kV Junction Barrier Schottky Rectifiers,” *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 931-934, 2009.
- [53] K. G. McKay et K. B. McAfee, “Electron Multiplication in Silicon and Germanium,” *Physical Review*, vol. 91, n°. 5, p. 1079, 1953.
- [54] P. A. Wolff, “Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium,” *Physical Review*, vol. 95, n°. 6, p. 1415, 1954.
- [55] W. Shockley, “Problems related to p-n junctions in silicon,” *Solid-State Electronics*, vol. 2, n°. 1, p. 35-60, IN9-IN10, 61-67, Jan. 1961.
- [56] A. G. Chynoweth, “Uniform Silicon p-n Junctions. II. Ionization Rates for Electrons,” *Journal of Applied Physics*, vol. 31, n°. 7, p. 1161, 1960.
- [57] G. A. Baraff, “Distribution Functions and Ionization Rates for Hot Electrons in Semiconductors,” *Physical Review*, vol. 128, n°. 6, p. 2507, Déc. 1962.
- [58] C. R. Crowell, “Temperature Dependence Of Avalanche Multiplication In Semiconductors,” *Applied Physics Letters*, vol. 9, n°. 6, p. 242, 1966.
- [59] K. K. Thornber, “Applications of scaling to problems in high-field electronic transport,” *Journal of Applied Physics*, vol. 52, n°. 1, p. 279, 1981.
- [60] M. Ruff, H. Mitlehner, et R. Helbig, “SiC devices: physics and numerical simulation,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, n°. 6, p. 1040-1054, 1994.
- [61] R. Raghunathan et B. Baliga, “Measurement of electron and hole impact ionization coefficients for SiC,” in *Power Semiconductor Devices and IC's, 1997. ISPSD '97., 1997 IEEE International Symposium on*, p. 173-176, 1997.
- [62] A. O. Konstantinov, N. Nordell, Q. Wahab, et U. Lindefelt, “Temperature dependence of avalanche breakdown for epitaxial diodes in 4H silicon carbide,” *Applied Physics Letters*, vol. 73, n°. 13, p. 1850, 1998.
- [63] P. Neudeck et C. Fazi, “Positive temperature coefficient of breakdown voltage in 4H-SiC pn junction rectifiers,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 18, n°. 3, p. 96-98, 1997.
- [64] R. Raghunathan, D. Alok, et B. Baliga, “High voltage 4H-SiC Schottky barrier diodes,”

- Electron Device Letters, IEEE*, vol. 16, n°. 6, p. 226-227, 1995.
- [65] K. V. Vassilevski, V. A. Dmitriev, et A. V. Zorenko, "Silicon carbide diode operating at avalanche breakdown current density of 60 kA/cm<sup>2</sup>," *Journal of Applied Physics*, vol. 74, n°. 12, p. 7612, 1993.
- [66] R. Raghunathan et B. J. Baliga, "Role of defects in producing negative temperature dependence of breakdown voltage in SiC," *Applied Physics Letters*, vol. 72, n°. 24, p. 3196, 1998.
- [67] B.K. Ng, J.P.R. David, R.C. Tozer, G.J. Rees, Feng Yan, J.H. Zhao, M. Weiner, "Nonlocal effects in thin 4H-SiC UV avalanche photodiodes," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 50, n°. 8, p. 1724-1732, 2003.
- [68] D. S. Ong, K. F. Li, G. J. Rees, J. P. R. David, et P. N. Robson, "A simple model to determine multiplication and noise in avalanche photodiodes," *Journal of Applied Physics*, vol. 83, n°. 6, p. 3426-3428, Mar. 1998.
- [69] W.S. Loh, B. K. Ng, J. S. Ng, S. I. Soloviev, H. Y. Cha, P. M. Sandvik, C. M. Johnson, J. P. R. David, "Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, n°. 8, p. 1984-1990, 2008.
- [70] W. S. Loh, J. P. R. David, S. I. Soloviev, H. Y. Cha, P. M. Sandvik, J. S. Ng, C. M. Johnson, "Avalanche Multiplication and Impact Ionisation in Separate Absorption and Multiplication 4H-SiC Avalanche Photodiodes," *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 1207-1210, 2008.
- [71] W. S. Loh, J. P. R. David, B. K. Ng, S. I. Soloviev, P. M. Sandvik, J. S. Ng, C. M. Johnson, "Temperature Dependence of Hole Impact Ionization Coefficient in 4H-SiC Photodiodes," *Materials Science Forum*, vol. 615, p. 311-314, 2009.
- [72] T. Hatakeyama, T. Watanabe, T. Shinohe, K. Kojima, K. Arai, et N. Sano, "Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide," *Applied Physics Letters*, vol. 85, n°. 8, p. 1380-1382, 2004.
- [73] V. Sankin, P. Shkrebiy, N. Savkina, et A. Lepneva, "Specificity of Electron Impact Ionization in Superstructure Silicon Carbide," *Materials Science Forum*, vol. 457, p. 661-664, 2004.
- [74] S. Nakamura, H. Kumagai, T. Kimoto, et H. Matsunami, "Anisotropy in breakdown field of 4H-SiC," *Applied Physics Letters*, vol. 80, n°. 18, p. 3355, 2002.

<b>Chapitre 2 : Conception et fabrication des diodes OBIC</b>	<b>45</b>
<b>1. Conception des diodes</b>	<b>45</b>
1.1. Description du premier jeu de masques et résultats de simulation	45
1.1.1. Description du premier jeu de masques	45
1.1.2. Simulation	48
1.2. Description du deuxième jeu de masques et résultats de simulation	50
1.2.1. Description du deuxième jeu de masques	51
1.2.2. Simulations	56
1.2.2.1. Wafers avec une épitaxie de 3 $\mu\text{m}$ (EC1013-07-EV et CG1038-09-EV)	56
1.2.2.2. Wafer avec une épitaxie de 4 $\mu\text{m}$ (DE-EA449-10SY)	57
1.2.2.3. Wafer avec une épitaxie de 7 $\mu\text{m}$ (Z0582-08)	58
<b>2. Fabrication des diodes</b>	<b>59</b>
2.1. Diodes du premier lot	59
2.2. Diodes du deuxième lot	60
2.3. Diodes du troisième lot	60
<b>3. Conclusion</b>	<b>60</b>
<b>4. Bibliographie du chapitre 2</b>	<b>61</b>

## Chapitre 2 : Conception et fabrication des diodes OBIC

Le but principal de cette thèse est de déterminer de façon expérimentale les coefficients d'ionisation du SiC-4H et SiC-6H par la technique OBIC. Pour cela, un grand nombre de diodes ont été fabriquées. Au total, deux jeux de masques ont été conçus et trois lots de diodes ont été fabriqués. Les deux premiers lots de diodes ont été réalisés avec le premier jeu de masques et le dernier lot a été fabriqué en utilisant le deuxième jeu de masques. Ce chapitre décrit la conception et la procédure de fabrication de ces diodes.

### 1. Conception des diodes

Deux jeux de masques ont été utilisés pour fabriquer les diodes. Le premier jeu de masques a été conçu avant le début de cette thèse, le deuxième a été conçu à la fin de la deuxième année de thèse suite aux résultats obtenus sur les composants fabriqués avec le premier jeu de masques, et en tenant compte du savoir-faire de notre équipe ainsi que des équipements disponibles. Cette partie présente en détail ces deux jeux de masques ainsi que les simulations réalisées afin d'optimiser les paramètres des diodes à fabriquer.

#### 1.1. Description du premier jeu de masques et résultats de simulation

##### 1.1.1. Description du premier jeu de masques

Ce jeu de masques a été conçu pour fabriquer quatre types de diodes dans un même « run »: diodes bipolaires protégées par JTE ou MESA et diodes Schottky protégées par JTE ou MESA. Sur les niveaux de métallisation, il y a donc quatre parties différentes. Ce jeu de masques est constitué de six niveaux (Tableau 2-1):

N°	1	2	3	4	5	6
Nom	Active	IMP1	IMP2	MESA	Metal_thin	Metal_thick

Tableau 2-1 : Tableau des niveaux de masques

Le premier niveau permet de graver les motifs d'alignement nécessaires pour les étapes de lithographie suivantes.

Le deuxième niveau permet de définir les zones de type P<sup>+</sup> ou N<sup>+</sup> à implanter pour la jonction principale des diodes bipolaires.

Le troisième niveau permet de définir les zones de type P ou N à implanter pour la poche latérale des diodes protégées par JTE.

Le quatrième niveau permet de définir les zones à graver pour les diodes protégées par MESA.

Le cinquième niveau sert à définir les métallisations fines pour le contact ohmique des diodes bipolaires ou le contact Schottky des diodes Schottky.

Le sixième niveau permet de définir les métallisations épaisses pour améliorer le contact ou faire la soudure avec les fils de bonding dans les mesures.

Les motifs sont groupés par champ. La taille du champ élémentaire est de  $9280 \mu\text{m} \times 5870 \mu\text{m}$ . Un chemin de découpe est prévu entre chaque champ. Chaque champ est composé de deux cellules avec un chemin de découpe entre les deux. La vue générale du champ élémentaire des diodes protégées par JTE, dont la longueur de la poche est fixée à  $250 \mu\text{m}$ , est présentée dans la Figure 2-1 (la partie des diodes MESA est similaire à cette partie avec la JTE remplacée par la gravure MESA).

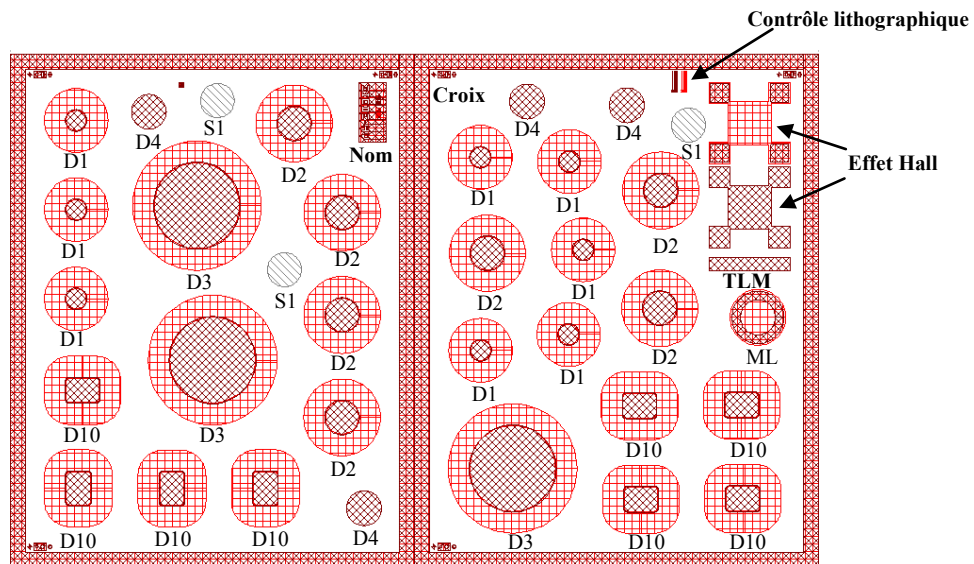


Figure 2-1 : Vue générale du champ élémentaire

La dimension des diodes est reportée dans le Tableau 2-2.

Diode	Circulaire	Rectangulaire.	Emetteur ( $\mu\text{m}$ )
<b>D1</b>	<b>x</b>		<b>250</b>
<b>D2</b>	<b>x</b>		<b>400</b>
<b>D3</b>	<b>x</b>		<b>1000</b>
<b>D4</b>	<b>x</b>		<b>400</b>
<b>D10</b>		<b>x</b>	<b>300 x 400</b>

Tableau 2-2 : Dimension des diodes

La particularité de ce jeu de masques se trouve dans les niveaux des métallisations. Afin de laisser passer le laser dans la mesure OBIC, la métallisation fine des diodes bipolaires n'est

pas entière : il y a en effet une fenêtre au milieu. Pour les diodes Schottky, la métallisation est entière mais elle doit être assez fine pour être semi-transparente pour le laser. La métallisation épaisse est ensuite déposée sur une partie de la métallisation fine comme le montre la figure suivante (la métallisation fine est en gris et la métallisation épaisse est en bleu) :

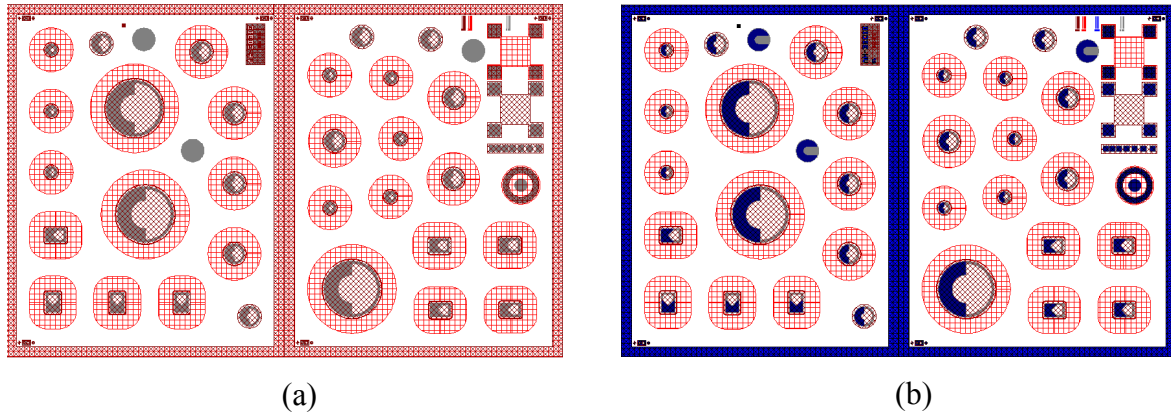


Figure 2-2 : Vue du champ élémentaire avec les niveaux de métallisation (métallisation fine (a) et métallisation fine + métallisation épaisse (b))

La vue en coupe schématique de quatre types de diodes pouvant être réalisés avec ce jeu de masques est présentée dans la figure suivante :

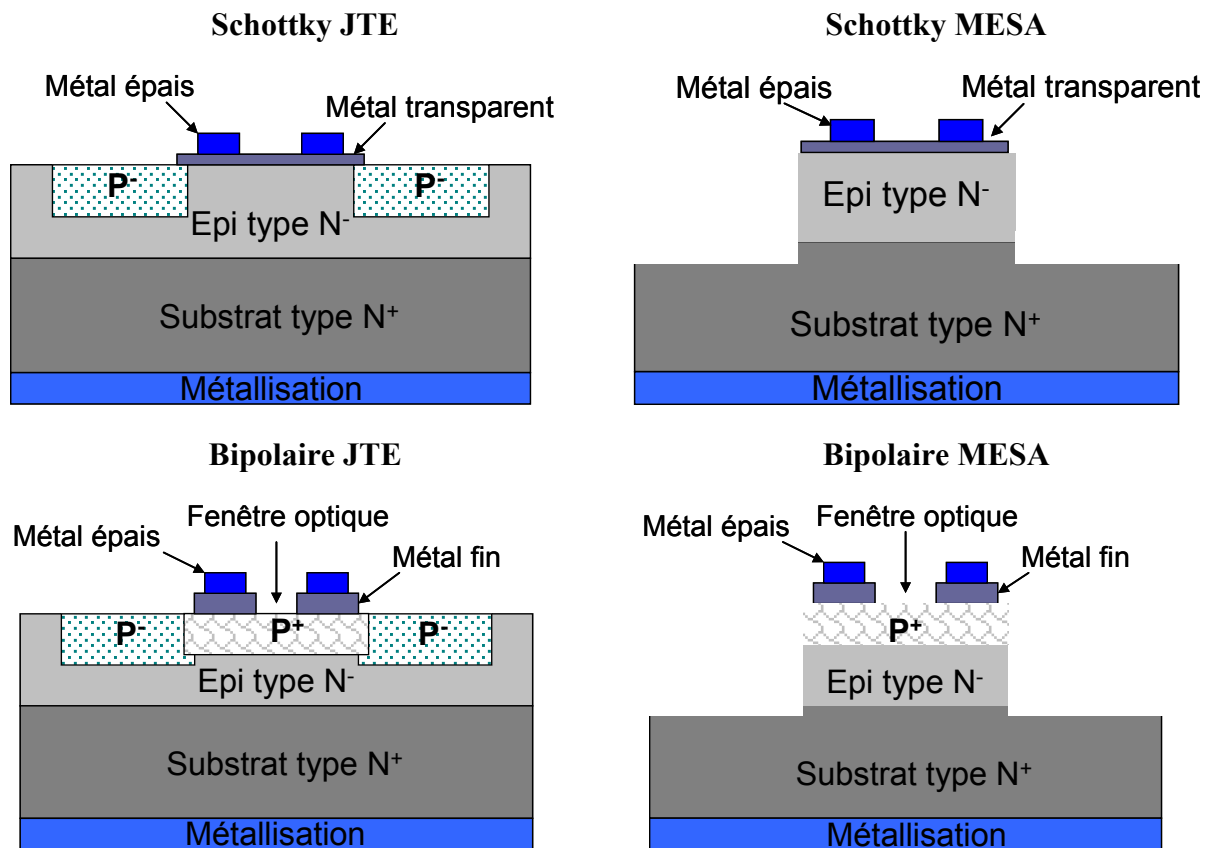


Figure 2-3 : Vue en coupe schématique de quatre types de diodes

Les séquences des étapes photo-lithographiques sont données dans le Tableau 2-3.

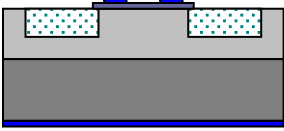
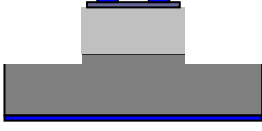
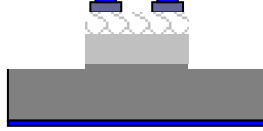

Schottky JTE	Schottky MESA	Bipolaire MESA	Bipolaire JTE
			
<b>Active</b>	<b>Active</b>	<b>Active</b>	<b>Active</b>
<b>IMP2</b>	<b>MESA</b>	<b>IMP1</b>	<b>IMP1</b>
<b>Metal_thin</b>	<b>Metal_thin</b>	<b>MESA</b>	<b>IMP2</b>
<b>Metal_thick</b>	<b>Metal_thick</b>	<b>Metal_thin</b>	<b>Metal_thin</b>
		<b>Metal_thick</b>	<b>Metal_thick</b>

Tableau 2-3 : Séquences des étapes photo-lithographiques

### 1.1.2. Simulation

Au vu des résultats obtenus avec les diodes du premier lot fabriquées avec ce premier jeu de masques au tout début de cette thèse, résultats qui sont détaillés plus en avant dans ce mémoire, nous avons décidé de concevoir les nouvelles diodes (deuxième lot) avec ce même jeu de masques mais seules les diodes bipolaires protégées par JTE sont fabriquées. Comme le jeu de masques a été déjà fait et qu'un seul substrat SiC-4H était à disposition à l'époque, la simulation est effectuée pour chercher la dose optimale pour la protection périphérique des diodes par JTE. Le logiciel utilisé pour la simulation des composants est Sentaurus [1], qui est basé sur la méthode des éléments finis. Les paramètres des coefficients d'ionisation pour le SiC-4H introduits dans le logiciel sont ceux de Konstantinov *et al.* [2] et de Raghunathan et Baliga [3]. Le matériau de départ est un substrat SiC-4H avec une couche épitaxiée de 5  $\mu\text{m}$  dopée à  $9 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ . La structure simulée avec une couche d'air de 20  $\mu\text{m}$  en dessus de la face avant et une longueur de la JTE fixée à 250  $\mu\text{m}$  dont 10  $\mu\text{m}$  de recouvrement dans la zone de la jonction principale est présentée dans la Figure 2-4.



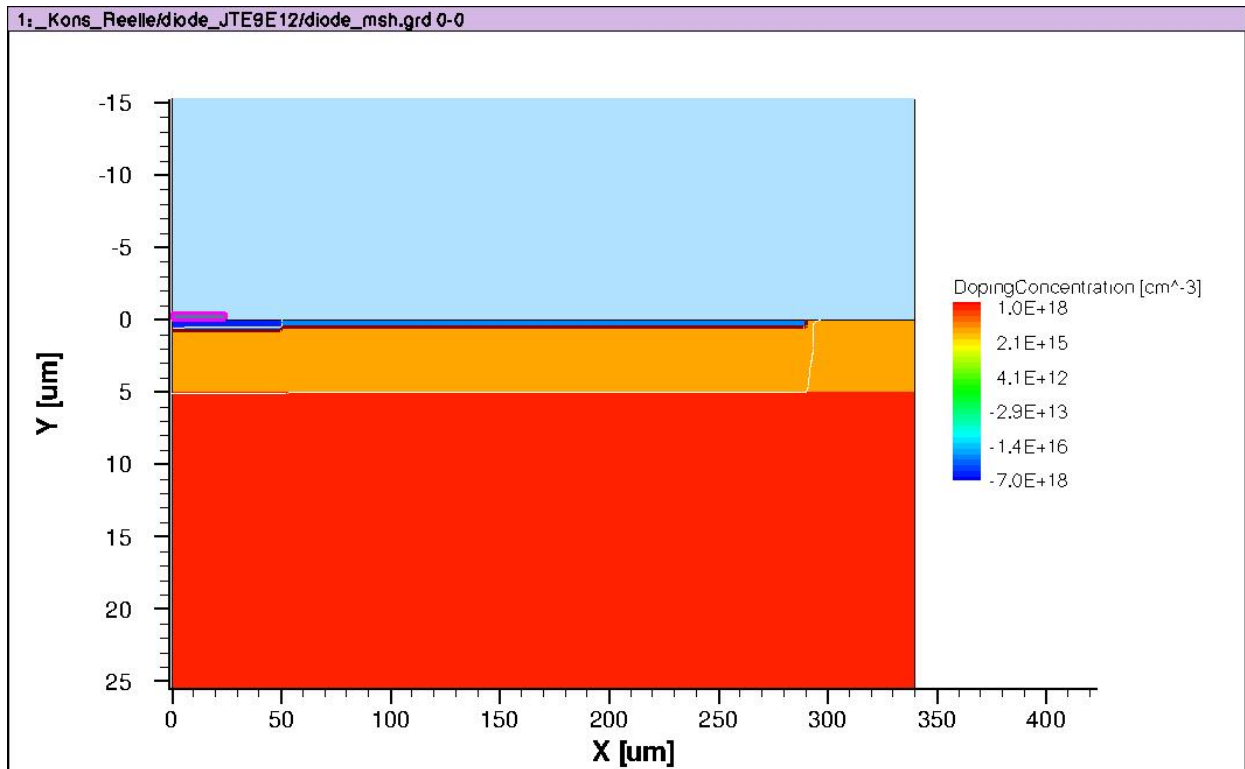


Figure 2-4 : Structure simulée avec une couche d'air de 20  $\mu\text{m}$  et une longueur de la JTE fixée à 250  $\mu\text{m}$  dont 10  $\mu\text{m}$  de recouvrement dans la zone de la jonction principale

Les résultats issus des simulations de la tenue en tension en fonction de la dose d'implantation de la JTE sont présentés dans la Figure 2-5.

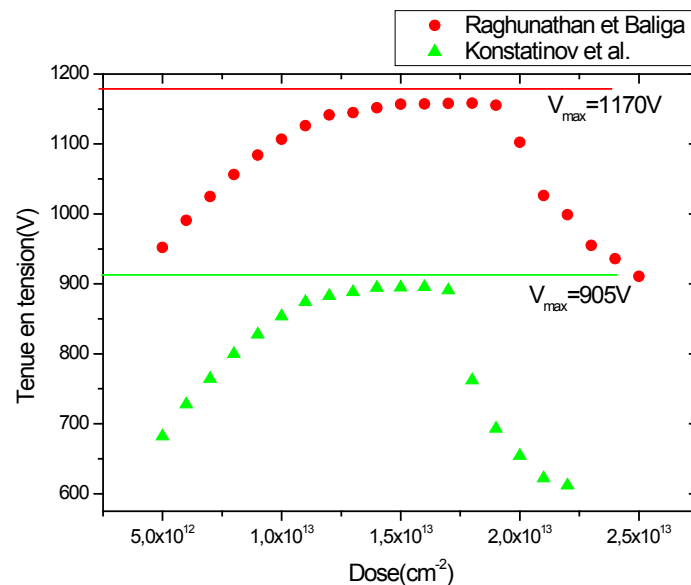


Figure 2-5 : Variation de la tenue en tension en fonction de la dose d'implantation de la JTE des diodes réalisées sur le wafer SiC-4H ( $5\mu\text{m}$ ,  $9 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ )

Nous observons un grand écart de la tenue en tension entre les deux paramètres des coefficients d'ionisation utilisés. Cela est dû aux coefficients d'ionisation publiés par Raghunathan et Baliga beaucoup plus faibles que ceux présentés par Konstantinov *et al.*. En effet, pour le SiC-4H, les coefficients de Konstantinov *et al.* sont les plus utilisés dans la simulation des composants. Dans les deux cas, un plateau des doses optimales est observé et la tenue en tension avec la dose optimale atteint plus de 96 % de la tenue en tension dans le volume ( $V_{max}$ ). La dose de  $1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a été choisie pour l'implantation de la JTE des diodes. Cette dose retenue est raisonnable si l'on considère les deux résultats de simulation et étant donné que lorsque la dose dépasse les valeurs optimales, la tenue en tension diminue brutalement.

## 1.2. Description du deuxième jeu de masques et résultats de simulation

Après avoir achevé la fabrication des diodes du deuxième lot et les avoir caractérisées, au vu du bon rendement obtenu, nous tentons de poursuivre la fabrication de nouvelles diodes (troisième lot) dans cette voie, c'est-à-dire de fabriquer les diodes bipolaires avec la protection JTE. Afin d'élargir l'étude sur l'influence de la surface active, de la longueur des poches et du « channel-stopper », un nouveau jeu de masques est réalisé. Les simulations sont effectuées pour rechercher la dose optimale de la JTE. Elles ont aussi pour but de percevoir l'influence du « channel-stopper » et de la longueur des poches.

Nous disposons de quatre wafers de SiC-4H pour réaliser les nouvelles diodes OBIC avec ce deuxième jeu de masques. Les caractéristiques des wafers sont résumées dans le tableau suivant :

Nom	Z0582-08	EC1013-07-EV	CG1038-09-EV	DE-EA449-10SY
Fabricant	Cree	II-VI	II-VI	SiCrystal
Date d'achat	2000	2009	2009	2009
Dimension	2 pouces	3 pouces	3 pouces	3 pouces
Substrat	N <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>	N <sup>+</sup>
Epi	N / 3,5E15 / 7µm	Buffer N / 2E18 / 0,5 µm. Epi 1 N / 5E15 / 3 µm.	Epi 1 P / 2E18 / 2 µm. Epi 2 P / 5E15 / 3 µm.	Buffer N / 1E17 / 1 µm. Epi 1 N / 9E15 / 11 µm.

**Tableau 2-4 : Caractéristiques des wafers du SiC-4H pour la réalisation des diodes du troisième lot**

Le quatrième wafer (DE-EA449-10SY) a été ajouté à la fabrication de diodes dans un second temps. Il a une couche d'épitaxie épaisse de 11 µm et était initialement prévu pour réaliser des diodes haute tension, ce qui n'est pas adapté à notre banc de mesure OBIC. Nous avons donc décidé d'enlever 7 µm par polissage pour qu'il ne reste que 4 µm d'épaisseur. La simulation est effectuée avec une couche d'épitaxie de 4 µm pour ce wafer.

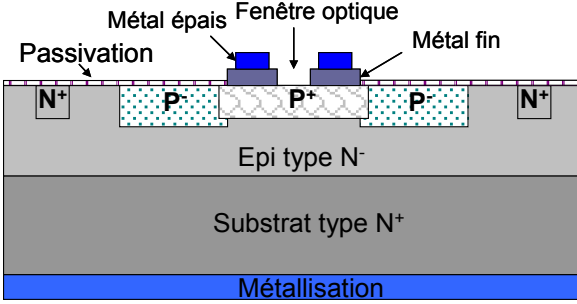
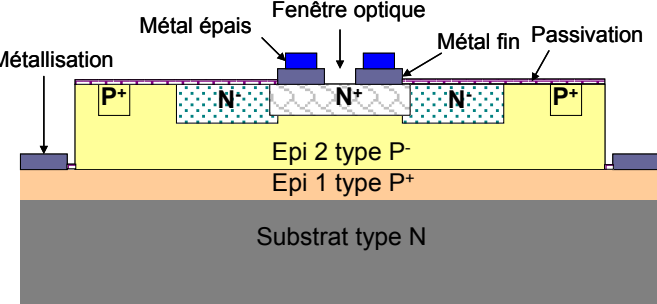
### 1.2.1. Description du deuxième jeu de masques

Un nouveau jeu de masques est réalisé par notre équipe. Il est constitué de neuf niveaux. Le nom et la description des niveaux de masques sont présentés dans le Tableau 2-5. Par rapport au premier jeu de masques, celui-ci a quatre nouveaux niveaux : un niveau pour réaliser le « channel-stopper », un niveau pour la passivation et deux autres niveaux pour la gravure du SiC et la métallisation de l'anode des diodes quasi-verticales fabriquées sur le wafer CG1038-09-EV.

N°	Nom
0	<b>ALIGN</b> : Chemin de découpe et motifs d'alignement.
1	<b>EMET</b> : Implantation d'émetteur.
2	<b>C.STOP</b> : Implantation du « channel-stopper » de largeur de 10µm.
3	<b>JTE</b> : Implantation de la poche avec 10 µm de recouvrement dans la zone d'émetteur.
4	<b>ETCHING</b> : Gravure profonde, distance entre la gravure et l'extrémité de composants de 20 µm.
5	<b>ACTIVE</b> : Passivation et ouverture du contact.
6	<b>METAL.1</b> : Métallisation fine pour contact ohmique face avant avec fenêtre optique ou non.
7	<b>METAL.2</b> : Ti/Ni/Au surmétallisation.
8	<b>METAL.3</b> : Métallisation fine pour contact ohmique sur la partie gravée.

**Tableau 2-5 : Nom et description des niveaux de masques**

La vue en coupe des diodes verticales réalisées sur les trois wafers de type N et des diodes quasi-verticales réalisées sur le wafer de type P ainsi que les séquences des étapes photo-lithographiques sont données dans le tableau suivant :

<p style="text-align: center;"><b>Diode verticale</b></p> 	<p style="text-align: center;"><b>Diode quasi-verticale</b></p> 
<b>ALIGN</b>	<b>ALIGN</b>
<b>EMET</b>	<b>EMET</b>
<b>C.STOP</b>	<b>C.STOP</b>
<b>JTE</b>	<b>JTE</b>
<b>ACTIVE</b>	<b>ETCHING</b>
<b>METAL.1</b>	<b>ACTIVE</b>
<b>METAL.2</b>	<b>METAL.3</b>
	<b>METAL.1</b>
	<b>METAL.2</b>

**Tableau 2-6 : Vue en coupe des diodes et séquences des étapes photo-lithographiques**

Les motifs sont groupés par champ. La taille du champ est de  $8000 \mu\text{m} \times 8000 \mu\text{m}$  et la composition d'un champ élémentaire est le suivant:

- Motifs d'alignement.
- 2 motifs TLM : 1 sur la couche P+(ou N+ dans le cas d'implantation N+) et 1 sur la couche P- (N-) avec le P+ (N+) sous les plots métalliques.

- Motif SIMS JTE rectangulaire.

- Les diodes peuvent être groupées comme suit :

**Groupe 1** : Diodes à longueur JTE variable avec fenêtre optique et « channel-stopper »

4 diodes cylindriques : émetteur  $250 \mu\text{m}$ , JTE variable (sans JTE, 10, 20,  $250 \mu\text{m}$ ).

4 diodes rectangulaires : émetteur  $300 \times 400 \mu\text{m}$ , JTE variable (sans JTE, 10, 20,  $250 \mu\text{m}$ ).

« channel-stopper » de  $10 \mu\text{m}$  de largeur et distance « channel-stopper » - JTE de  $140 \mu\text{m}$ .

**Groupe 2** : Diodes à longueur JTE variable avec fenêtre optique mais sans « channel-stopper »

4 diodes cylindriques : émetteur 250  $\mu\text{m}$ , JTE variable (sans JTE, 10, 20, 250  $\mu\text{m}$ ).

4 diodes rectangulaires : émetteur 300x400  $\mu\text{m}$ , JTE variable (sans JTE, 10, 20, 250  $\mu\text{m}$ ).

**Groupe 3** : Diodes à longueur JTE constante de 250  $\mu\text{m}$  avec fenêtre optique, sans « channel-stopper »

3 diodes rectangulaires : dimension d'émetteur de 300x400  $\mu\text{m}$ .

3 diodes cylindriques : diamètre d'émetteur de 250  $\mu\text{m}$ .

2 diodes cylindriques : diamètre d'émetteur de 400  $\mu\text{m}$ .

**Groupe 4** : Diodes à longueur JTE constante de 250  $\mu\text{m}$  sans fenêtre optique, sans « channel-stopper ».

4 diodes cylindriques : diamètre d'émetteur de 100, 150, 250, 400  $\mu\text{m}$ .

**Groupe 5** : Diodes Schottky avec diamètre de 300  $\mu\text{m}$  à longueur JTE variable dans le cas des trois wafers d'épi N (pour le wafer d'épi P, elles deviennent les plots de métal épais sur la partie P<sup>+</sup> gravée). Un récapitulatif des diodes Schottky sur les wafers de type N est présenté dans le Tableau 2-7.

<b>Schottky</b>	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7
<b>JTE (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	0	10	15	20	50	100	200

**Tableau 2-7 : Récapitulatif des diodes Schottky d'un champ élémentaire du deuxième jeu de masques**

2 séries de 7 diodes cylindriques : émetteur de 300  $\mu\text{m}$ , JTE variable.

Un récapitulatif des diodes bipolaires sur un champ est reporté dans le Tableau 2-8 et la vue générale du champ élémentaire est présentée dans la Figure 2-6.

Diode	Cylind.	Rectang.	Emet. ( $\mu\text{m}$ )	JTE ( $\mu\text{m}$ )	Fenêtre opt.	Chan. stop.
<b>D1</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>0</b>	x	x
<b>D2</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>10</b>	x	x
<b>D3</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>20</b>	x	x
<b>D4</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>250</b>	x	x
<b>D5</b>	x		<b>250</b>	<b>0</b>	x	
<b>D6</b>	x		<b>250</b>	<b>10</b>	x	
<b>D7</b>	x		<b>250</b>	<b>20</b>	x	
<b>D8</b>	x		<b>250</b>	<b>250</b>	x	
<b>D9</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>0</b>	x	
<b>D10</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>10</b>	x	
<b>D11</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>20</b>	x	
<b>D12</b>		x	<b>300 x 400</b>	<b>250</b>	x	
<b>D13</b>	x		<b>250</b>	<b>0</b>	x	x
<b>D14</b>	x		<b>250</b>	<b>10</b>	x	x
<b>D15</b>	x		<b>250</b>	<b>20</b>	x	x
<b>D16</b>	x		<b>250</b>	<b>250</b>	x	x
<b>D17</b> (3 diodes)		x	<b>300 x 400</b>	<b>250</b>	x	
<b>D18</b> (2 diodes)	x		<b>400</b>	<b>250</b>	x	
<b>D19</b> (3 diodes)	x		<b>250</b>	<b>250</b>	x	
<b>D20</b>	x		<b>100</b>	<b>250</b>		
<b>D21</b>	x		<b>150</b>	<b>250</b>		
<b>D22</b>	x		<b>250</b>	<b>250</b>		
<b>D23</b>	x		<b>400</b>	<b>250</b>		

**Tableau 2-8 : Récapitulatif des diodes bipolaires d'un champ élémentaire du deuxième jeu de masques**

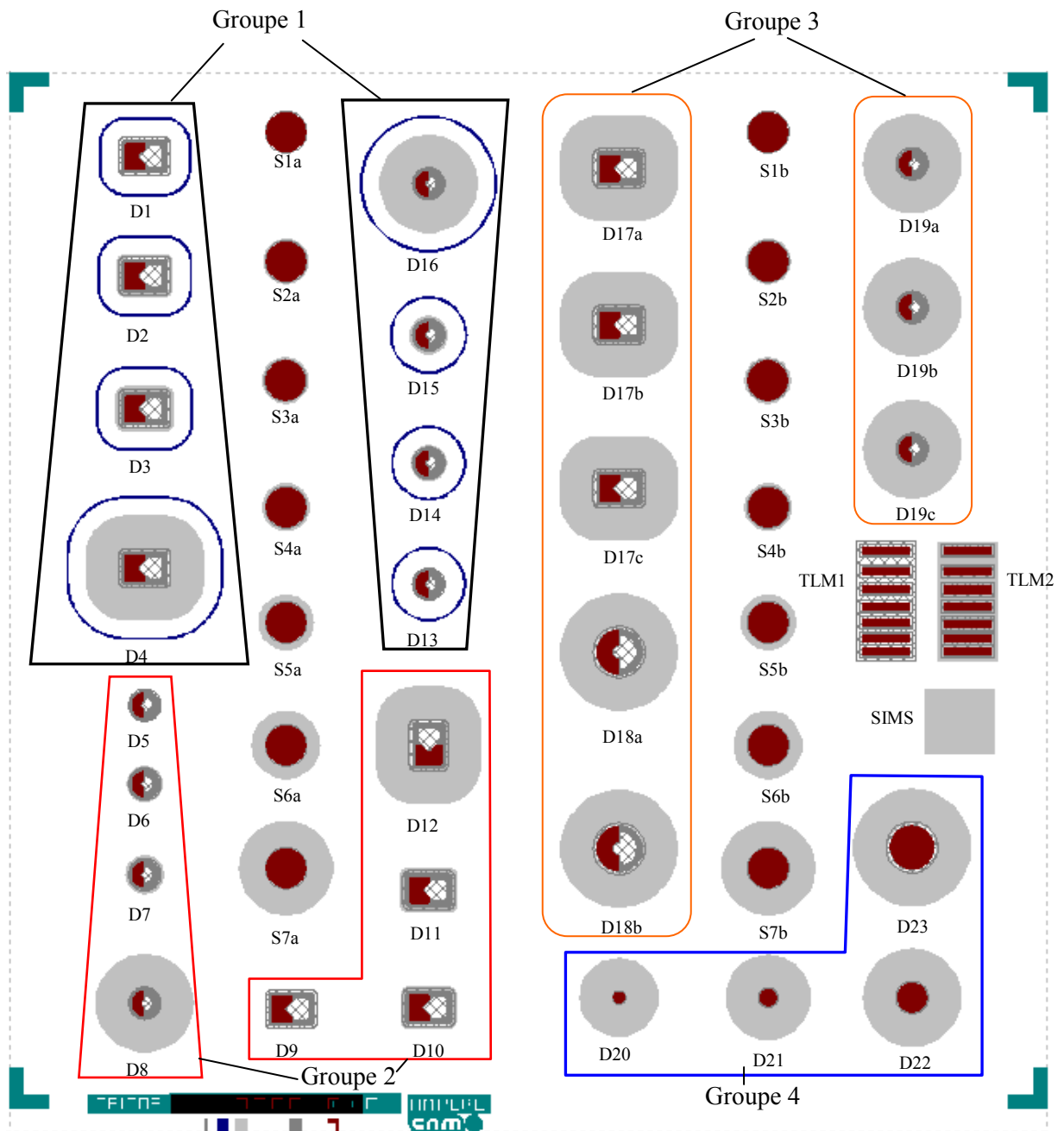


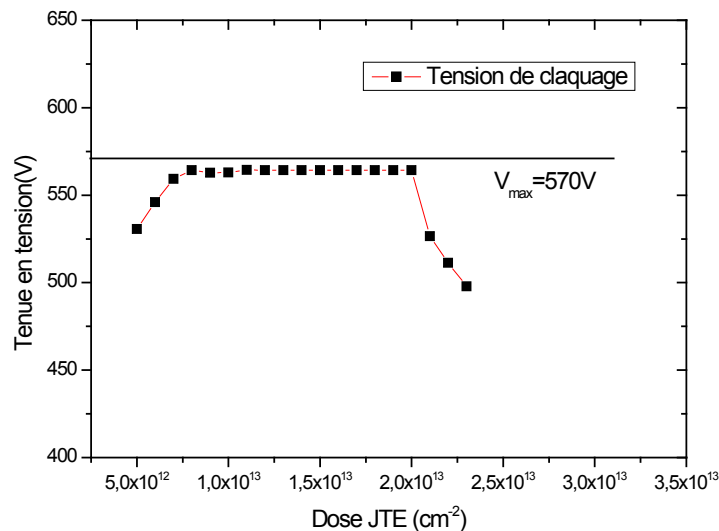
Figure 2-6 : Vue générale d'un champ élémentaire du deuxième jeu de masques

### 1.2.2. Simulations

Les simulations réalisées avec les caractéristiques des wafers indiquées dans le Tableau 2-4 sont présentées dans les parties suivantes. Les simulations ont été effectuées avec une couche d'air de 20  $\mu\text{m}$  comme le montre la Figure 2-4. Précisons que pour ces simulations, seuls les coefficients d'ionisation de Konstantinov *et al.* ont été utilisés.

#### 1.2.2.1. Wafers avec une épitaxie de 3 $\mu\text{m}$ (EC1013-07-EV et CG1038-09-EV)

La variation de la tenue en tension en fonction de la dose de la JTE des diodes pour une longueur totale de la JTE de 260  $\mu\text{m}$  (250  $\mu\text{m}$  effective car il y a 10  $\mu\text{m}$  de recouvrement dans l'émetteur) est présentée dans la Figure 2-7. Nous avons obtenu un plateau des doses optimales très large (de 0,7 à  $1,9 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ ) et la tenue en tension atteint 99% de la tenue en tension théorique ( $V_{\text{max}}$ ).



**Figure 2-7 : Variation de la tenue en tension en fonction de la dose d'implantation de la JTE des diodes réalisées sur les wafers avec une épitaxie de 3  $\mu\text{m}$**

Lors de la variation à la fois de la dose et de la longueur de la JTE, nous avons toujours un large éventail de doses optimales et l'on atteint la même tenue en tension sauf pour les très faibles valeurs de la longueur de la JTE (Figure 2-8). Aucune influence du « channel-stopper » n'a été observée lors de la simulation. La dose de  $1,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$  a été choisie pour l'implantation de la JTE des diodes.



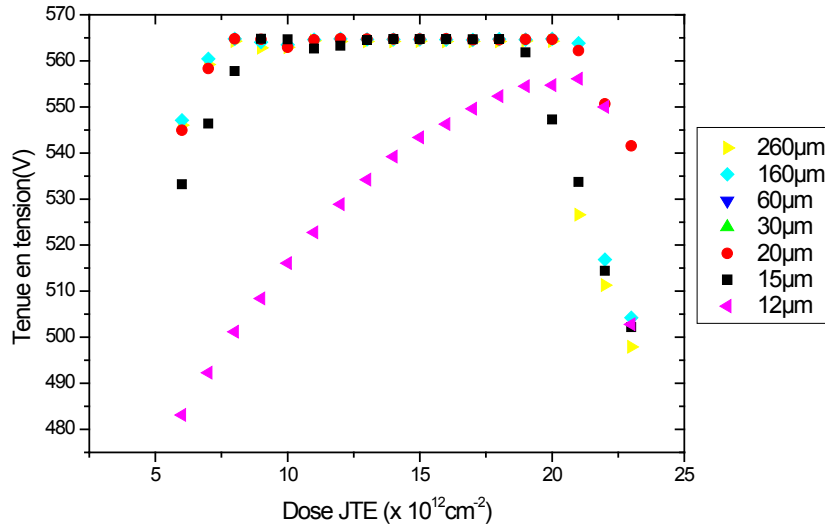


Figure 2-8 : Tenue en tension en fonction de la dose et pour plusieurs longueurs de la JTE des diodes réalisées sur les wafers avec une épitaxie de 3  $\mu\text{m}$

#### 1.2.2.2. Wafer avec une épitaxie de 4 $\mu\text{m}$ (DE-EA449-10SY)

La variation de la tenue en tension en fonction de la dose de la JTE des diodes pour une longueur totale de 260  $\mu\text{m}$  est présentée dans la Figure 2-9. Nous avons obtenu un éventail de doses optimales moins large que dans le cas précédent (de  $1,2$  à  $1,7 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ ) et la tenue en tension atteint 98% de la tenue en tension théorique ( $V_{\text{max}}$ ). La dose de  $1,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$  a été retenue pour l'implantation de la JTE des diodes fabriquées sur ce wafer.

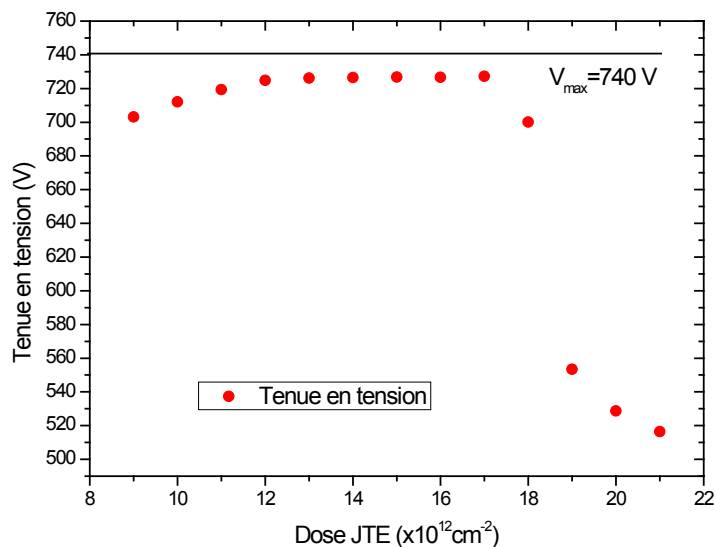
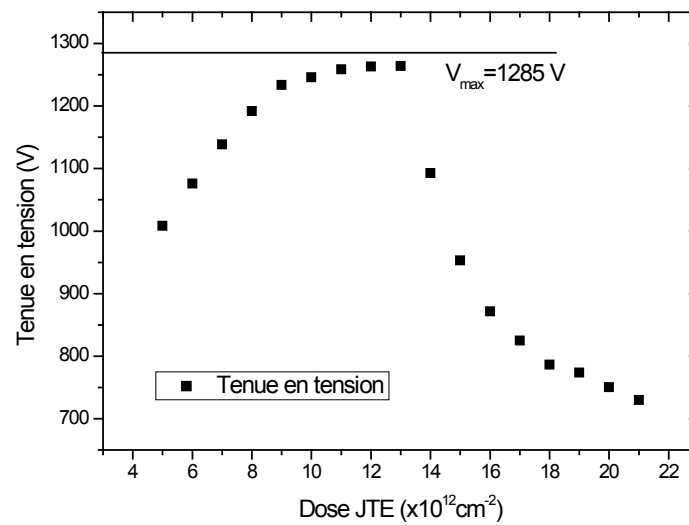


Figure 2-9 : Variation de la tenue en tension en fonction de la dose de la JTE des diodes réalisées sur le wafer avec une épitaxie de 4  $\mu\text{m}$

### 1.2.2.3. Wafer avec une épitaxie de 7 $\mu\text{m}$ (Z0582-08)

La tenue en tension est beaucoup plus sensible à la variation de la dose de la JTE pour ce wafer, comme le montre la Figure 2-10. La plage des doses optimales est réduite et se situe dans la gamme de  $1,1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$  à  $1,3 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ . La tenue en tension atteinte avec ces doses optimales représente 98% de la tenue en tension théorique ( $V_{\text{max}}$ ). Pour ce wafer, la dose optimale choisie est de  $1,2 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ .



**Figure 2-10 : Variation de la tenue en tension en fonction de la dose de la JTE des diodes réalisées sur le wafer avec une épitaxie de 7  $\mu\text{m}$**

## 2. Fabrication des diodes

Les diodes des deux premiers lots ont été fabriquées en grande partie sur la plate-forme de l'INL (Institut des Nanotechnologies de Lyon) par nos soins.

### 2.1. Diodes du premier lot

Les diodes du premier lot sont fabriquées avec le premier jeu de masques sur deux wafers (un wafer de SiC-4H et un autre de SiC-6H). Sur chaque wafer, quatre types de diodes différentes ont été fabriqués. Les diodes Schottky protégées par JTE sont rassemblées dans le quart A, celles protégées par MESA dans le quart B. Les diodes bipolaires protégées par MESA sont réalisées dans le quart C, et celles protégées par JTE dans le quart D. Le nom, les caractéristiques ainsi que les types de diodes réalisées sur ces wafers sont présentés dans le Tableau 2-9. La fabrication de ces diodes a été commencée avant le début de cette thèse et achevée pendant la première année de thèse. Les détails des « process-flows » de fabrication sont donnés en annexe I.

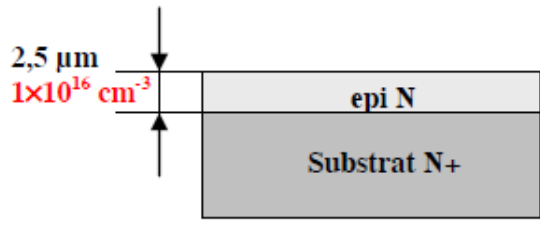
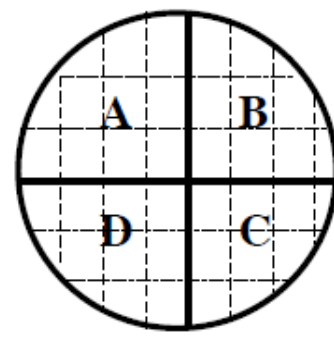
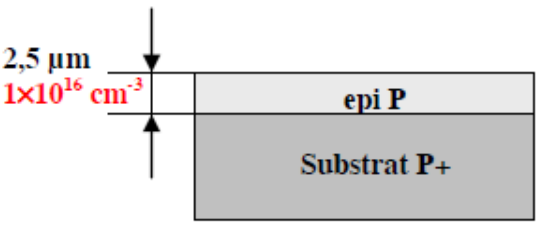
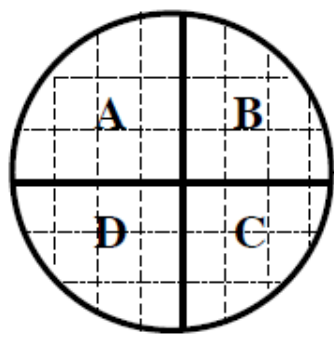
Wafer AD0373-16 (SiC-4H)			
			
Wafer V0160-04 (SiC-6H)			
			
A : Diode Schottky JTE	B : Diode Schottky MESA	C : Diode bipolaire MESA	D : Diode bipolaire JTE

Tableau 2-9 : Récapitulatif des wafers pour la réalisation des diodes du premier lot

## 2.2. Diodes du deuxième lot

Les diodes du deuxième lot sont fabriquées avec le premier jeu de masques mais seules les diodes bipolaires protégées par JTE sont fabriquées. Ces diodes sont fabriquées sur deux quarts d'un wafer de SiC-4H. L'épaisseur et le dopage de la couche d'épitaxie sont respectivement de  $5\ \mu\text{m}$  et de  $9 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$  (Figure 2-11). Ce wafer est vendu pour la fabrication de composants de 600V. La fabrication de ces diodes est entièrement effectuée pendant cette thèse. Les détails du « process-flow » de fabrication sont donnés en annexe II.

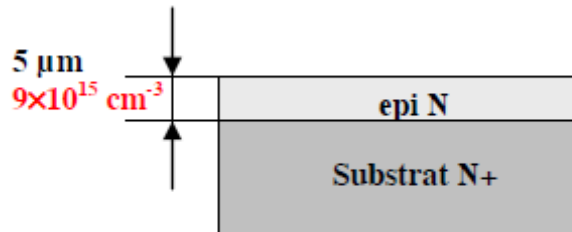


Figure 2-11 : Wafer AA-D3D3017-SY (SiC-4H) pour la réalisation des diodes du deuxième lot

## 2.3. Diodes du troisième lot

La fabrication des diodes du troisième lot sur les quatre wafers présentés dans le Tableau 2-4 en utilisant le deuxième jeu de masques, a été confiée au laboratoire CNM (Centre National de Microélectronique) à Barcelone. Les diodes sont fabriquées avec les process standards au CNM, avec la dose optimale pour la JTE des diodes trouvée par simulation dans la partie 1.2.2.

## 3. Conclusion

La technique OBIC nécessite d'avoir des diodes dont la tenue en tension s'approche le plus possible de la tenue en tension théorique, i.e. dont le claquage a lieu en volume. Il est donc important de soigner la conception des périphéries de jonction. Malgré cela, de nombreuses diodes réalisées ne satisfont pas les conditions. C'est pour cette raison qu'il a été nécessaire de réaliser plusieurs lots de composants.

## 4. Bibliographie du chapitre 2

- [1] Synopsys Inc., "Sentaurus Device User Guide," Version E-2010.
- [2] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, et U. Lindefelt, "Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide," *Applied Physics Letters*, vol. 71, n°. 1, p. 90-92, Juillet. 1997.
- [3] R. Raghunathan et B. J. Baliga, "Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC," *Solid-State Electronics*, vol. 43, n°. 2, p. 199-211, Fév. 1999.

<b>Chapitre 3 : Caractérisation des diodes et extraction des paramètres du SiC par</b>	
<b>caractérisations électriques et OBIC</b>	<b>63</b>
<b>1. Principe et applications de la technique OBIC</b>	<b>63</b>
1.1. Introduction	63
1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation	63
1.2.1. Détermination le facteur de multiplication par avalanche	63
1.2.2. Expression du courant photo-généré global	64
1.2.3. Calcul des courants photo-générés	66
1.2.3.1. Courant photo-généré dans la zone de charge d'espace	66
1.2.3.2. Courants photo-générés dans les zones neutres	67
1.3. Etude de la distribution du champ électrique et détermination de la durée de vie des minoritaires	69
1.3.1. Etude de la distribution du champ électrique	69
1.3.2. Détermination de la durée de vie des minoritaires	69
<b>2. Banc expérimental OBIC</b>	<b>70</b>
<b>3. Résultats de mesures et discussions</b>	<b>72</b>
3.1. Diodes OBIC du premier lot	72
3.1.1. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-4H type N (AD0376-16)	73
3.1.1.1. Diodes Schottky	73
3.1.1.2. Diodes bipolaires	74
3.1.2. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-6H type P (V0160-04)	75
3.1.2.1. Diodes Schottky	75
3.1.2.2. Diodes bipolaires	77
3.2. Diodes OBIC du deuxième lot	83
3.3. Diodes OBIC du troisième lot	94
<b>4. Conclusion</b>	<b>100</b>
<b>5. Bibliographie du chapitre 3</b>	<b>101</b>

## **Chapitre 3 : Caractérisation des diodes et extraction des paramètres du SiC par caractérisations électriques et OBIC**

Ce chapitre décrit tout d'abord le principe et les applications de la technique OBIC, en particulier pour la détermination des coefficients d'ionisation. Une description du banc expérimental OBIC est ensuite présentée. La caractérisation des diodes OBIC ainsi que la discussion sur les résultats obtenus sont détaillées dans la troisième partie du chapitre.

### **1. Principe et applications de la technique OBIC**

#### **1.1. Introduction**

La technique OBIC (Optical Beam Induced Current) consiste à générer des porteurs en excès dans le matériau par un faisceau de laser et à mesurer le courant des porteurs générés à l'aide d'un circuit extérieur.

Le faisceau laser génère des porteurs libres (électrons et trous) dans le semi-conducteur jusqu'à une profondeur qui dépend de la longueur d'onde utilisée. Le semi-conducteur est polarisé en inverse. Si les porteurs libres sont générés dans la zone de charge d'espace (ZCE) où règne un champ électrique, ou dans une zone distante de la ZCE de moins d'une longueur de diffusion des porteurs libres, ils sont séparés, balayés et collectés par les électrodes. Sinon, ils se recombinent. En analysant le courant des porteurs générés, plusieurs paramètres du matériau et du composant sous test peuvent être déduits.

Dans la suite de cette partie, nous détaillons le principe et l'utilisation de cette technique dans la détermination des coefficients d'ionisation du matériau, l'étude de l'efficacité de la protection latérale des composants de puissance, ainsi que dans la détermination de la durée de vie des porteurs minoritaires.

#### **1.2. Détermination expérimentale des coefficients d'ionisation**

##### **1.2.1. Détermination du facteur de multiplication par avalanche**

En générant des porteurs en excès dans un semi-conducteur avec un faisceau focalisé à la surface, le coefficient de multiplication  $M$ , tel que défini dans le chapitre 1, peut ici être exprimé par l'Équation 3-1 :

$$M = \frac{J_{ph}(V)}{J_{ph}(V_0)} \quad \text{Équation 3-1}$$

où  $J_{ph}(V)$  est le courant photo-généré sous une tension  $V$  et  $J_{ph}(V_0)$  est le courant photo-généré sous une tension à laquelle il n'y a pas de multiplication de porteurs, soit normalement à 0 V. Ces deux courants pouvant être mesurés, on peut déterminer expérimentalement le facteur de multiplication en fonction de la tension de polarisation  $M(V)$  et jusqu'à la tension d'avalanche. Maintenant, présentons l'expression du courant photo-généré dans la mesure OBIC.

### 1.2.2. Expression du courant photo-généré global

Reprenons la jonction  $P^+N$  sous une polarisation inverse dans la partie 3.1.2 du chapitre 1. Le faisceau de lumière est focalisé sur la face  $P^+$ , l'absorption des photons entraînant la création de porteurs en excès se produit plus ou moins à proximité de la face éclairée. Cela dépend de la longueur d'onde utilisée. Plaçons-nous dans un cas général où la création des porteurs se produit dans la couche  $P^+$ , dans la zone de charge d'espace (ZCE) et aussi dans la couche  $N$ .

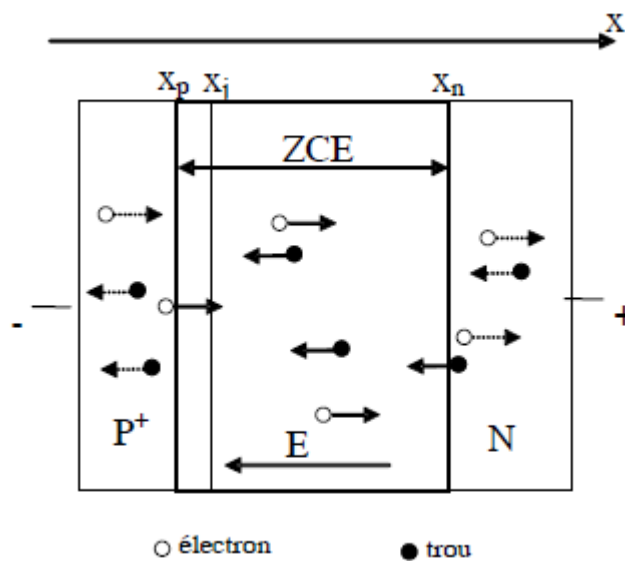


Figure 3-1 : Jonction sous polarisation inverse

La variation des courants présentée dans l'Équation 1-19 s'écrit à ainsi de la façon suivante :

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - qu(x) \quad \text{Équation 3-2}$$

où  $u(x)$  est le taux de génération par éclaircissement.

Donc, l'Équation 1-21 et l'Équation 1-22 deviennent :



$$\frac{dJ_n}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)J_n + \alpha_p J - qu \quad \text{Équation 3-3}$$

Et :

$$\frac{dJ_p}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)J_p - \alpha_n J + qu \quad \text{Équation 3-4}$$

Or, en  $x = x_p$ , nous avons  $J_n = J_n(x_p)$ , l'Équation 3-3 devient :

$$J_n = e^{\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} \left[ \int_{x_p}^x (J\alpha_p - qu) e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \right] \quad \text{Équation 3-5}$$

On calcule l'Équation 3-5 en  $x = x_n$  :

$$J_n(x_n) = e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \left[ \int_{x_p}^{x_n} (J\alpha_p - qu) e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \right] \quad \text{Équation 3-6}$$

Comme le courant total J est toujours la somme de deux courants :

$$J_n(x_n) = J - J_p(x_n) \quad \text{Équation 3-7}$$

En remplaçant  $J_n(x_n)$  dans l'Équation 3-6 par son expression dans l'Équation 3-7, nous obtenons :

$$J \left[ 1 - e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \times \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx \right] = e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \times J_n(x_p) + J_p(x_n) - \int_{x_p}^{x_n} que^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx \times e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \quad \text{Équation 3-8}$$

A partir de l'expression de  $M_p$  dans l'Équation 1-28, nous avons :

$$\frac{1}{M_p} = 1 - \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx = 1 - e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \times \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx \quad \text{Équation 3-9}$$

Donc l'Équation 3-8 s'écrit sous la forme suivante:

$$\frac{J}{M_p} = e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \times J_n(x_p) + J_p(x_n) - \int_{x_p}^{x_n} que^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx \times e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \quad \text{Équation 3-10}$$

D'autre part, à partir de l'expression de  $M_n$  et de  $M_p$  dans l'Équation 1-27 et l'Équation 1-28, nous pouvons exprimer la relation entre  $M_n$  et  $M_p$  comme suit :

$$M_p = M_n e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \quad \text{Équation 3-11}$$

En introduisant l'expression de  $M_p$  ci-dessus dans l'Équation 3-10, nous avons :

$$J = M_n J_n(x_p) + M_p J_p(x_n) - M_n \int_{x_p}^{x_n} q dx e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} \quad \text{Équation 3-12}$$

On définit le facteur de multiplication dans la zone de charge d'espace :

$$M_{ZCE} = \frac{M_n \int_{x_p}^{x_n} q dx e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx}}{\int_{x_p}^{x_n} q dx} \quad \text{Équation 3-13}$$

Et le courant de porteurs générés dans la zone de charge d'espace :

$$J_{ZCE} = - \int_{x_p}^{x_n} q dx \quad \text{Équation 3-14}$$

Alors l'Équation 3-12 s'écrit :

$$J = M_n J_n(x_p) + M_p J_p(x_n) + M_{ZCE} J_{ZCE} \quad \text{Équation 3-15}$$

Donc l'Équation 3-1 devient :

$$M = \frac{M_n J_n(x_p) + M_p J_p(x_n) + M_{ZCE} J_{ZCE}}{J_{ph}(V_0)} \quad \text{Équation 3-16}$$

Nous allons ensuite présenter le calcul des courants dans chaque zone.

### 1.2.3. Calcul des courants photo-générés

#### 1.2.3.1. Courant photo-généré dans la zone de charge d'espace

Le flux de lumière absorbé par le matériau est exprimé dans l'Équation 3-17:

$$\phi = \eta(1 - R)\phi_0 \quad \text{Équation 3-17}$$

où :  $\eta$  est le rendement quantique du dispositif (le rapport du nombre de photons absorbés sur le nombre de paires électron-trou créées),  $R$  est la réflectance de la surface du dispositif et  $\phi_0$  est le flux incident (nombre de photons incidents par unité de temps et de surface).

Le taux de génération optique par unité de temps et de volume est calculé comme suit [1]:

$$u(x) = \phi \alpha e^{-\alpha x} \quad \text{Équation 3-18}$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption optique du matériau.

Les valeurs du coefficient d'absorption et de la longueur de pénétration pour le SiC-6H et le SiC-4H que nous utilisons sont présentées dans le Tableau 3-1 [2], [3]:

Longueur d'onde $\lambda$ (nm)	SiC-6H		SiC-4H	
	$\alpha$ (m <sup>-1</sup> )	$L_p$ ( $\mu$ m)	$\alpha$ (m <sup>-1</sup> )	$L_p$ ( $\mu$ m)
333,6	176000	5,7	90000	11
351,1	106000	9,4	29000	35
363,8	72500	13,8		

**Tableau 3-1 : Coefficient d'absorption optique et longueur de pénétration**

Remplaçant  $u(x)$  dans l'Équation 3-14 par son expression dans l'Équation 3-18, le courant photo-généré dans la ZCE s'écrit alors :

$$J_{ZCE} = - \int_{x_p}^{x_n} q \phi \alpha e^{-\alpha x} dx = q \phi (e^{-\alpha x_n} - e^{-\alpha x_p}) \quad \text{Équation 3-19}$$

### 1.2.3.2. Courants photo-générés dans les zones neutres

Les courants photo-générés dans les zones neutres  $J_p(x_n)$  et  $J_n(x_p)$  sont les courants de diffusion. Ils sont donc calculés en résolvant les équations de continuité dans chaque zone avec les conditions aux limites suivantes :

Dans la zone N :

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p}{\tau_p} + u(x) = 0 \quad \text{Équation 3-20}$$

Si  $x \rightarrow \infty$  alors  $p(x) \rightarrow 0$  et si  $x = x_n$  alors  $p(x_n) = 0$

Dans la zone P :

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau_n} + u(x) = 0 \quad \text{Équation 3-21}$$

Si  $x = x_p$  alors  $n(x_p) = 0$  et si  $x = 0$  alors  $S_n n = D_b \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x=0}$

Où :  $S_n$  est la vitesse de recombinaison en surface,  $\tau_n$  et  $\tau_p$  sont les durées de vie des électrons et des trous,  $D_n$  et  $D_p$  sont les valeurs des coefficients de diffusion des électrons et des trous données par :

$$D_{n,p} = \frac{kT}{q} \mu_{n,p} \quad \text{Équation 3-22}$$

Avec : k constante de Boltzmann,  $\mu_{n,p}$  mobilité respectivement des électrons et des trous.

Une fois que p(x) et n(x) sont connus,  $J_p(x_n)$  et  $J_n(x_p)$  peuvent être déterminés par :

$$J_p(x_n) = -qD_p \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x_n} \quad \text{Équation 3-23}$$

Et

$$J_n(x_p) = qD_n \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x_p} \quad \text{Équation 3-24}$$

Les résultats sont :

$$J_p(x_n) = -q\phi \frac{\alpha L_{dp}}{1 + \alpha L_{dp}} e^{-\alpha x_n} \quad \text{Équation 3-25}$$

$$J_n(x_p) = q\alpha \frac{\alpha L_{dn}}{1 - \alpha^2 L_{dn}^2} e^{-\alpha x_p} \left( \frac{L_{dn}(S_n + D_n \alpha) e^{\alpha x_p} - \left( L_{dn} S_n \cosh\left(\frac{x_p}{L_{dn}}\right) + D_n \sinh\left(\frac{x_p}{L_{dn}}\right) \right)}{D_n \cosh\left(\frac{x_p}{L_{dn}}\right) + L_{dn} S_n \sinh\left(\frac{x_p}{L_{dn}}\right)} - L_{dn} \alpha \right)$$

$$\text{Équation 3-26}$$

Sur la base des équations précédentes et en partant d'un modèle des coefficients d'ionisation choisi, il est possible de calculer les trois facteurs de multiplication  $M$ ,  $M_n$ ,  $M_p$ , de façon à ajuster les données expérimentales  $M(V)$  de l'Équation 3-1, en faisant varier les paramètres du modèle des coefficients d'ionisation choisi. Pour cela, un programme de calcul 1D sous Matlab a été développé. Ce type de calcul est rapide et permet de trouver dans un premier temps une solution analytique approchée. Dans un deuxième temps, les résultats approchés seront comparés avec les calculs complets résultant des simulations en 2D effectuées par un logiciel de simulation par éléments finis.

### 1.3. Etude de la distribution du champ électrique et détermination de la durée de vie des minoritaires

#### 1.3.1. Etude de la distribution du champ électrique

Il est bien connu que pour une jonction plane quelconque, la tension de claquage est réduite du fait du resserrement des équipotentielles aux courbures, en particulier en périphérie de la jonction. Cela se traduit par la présence d'un pic de champ électrique très localisé en bordure du composant qui provoque un claquage prématuré. Pour limiter cet effet indésirable et obtenir une tension de claquage la plus proche de la tension théorique, plusieurs techniques permettant une meilleure répartition du potentiel électrique à l'extrémité de la jonction sont utilisées : plaque de champ, anneau de garde, extension de jonction (JTE) ...

Selon le principe de la technique OBIC, plus le champ électrique est élevé dans la zone où les porteurs sont générés, plus le signal OBIC est important. Donc en balayant la surface du composant, nous pouvons observer la variation du champ électrique et trouver l'endroit où le champ électrique est le plus élevé, et ainsi examiner l'efficacité de la technique de protection périphérique utilisée.

#### 1.3.2. Détermination de la durée de vie des minoritaires

Dans la mesure OBIC, le courant photo-généré est mesurable quand les porteurs sont générés dans la ZCE, ou éventuellement en dehors de la ZCE mais dans la limite d'une longueur de diffusion. S'il n'y avait pas de diffusion, le signal OBIC serait vertical à l'extrémité de la jonction. En réalité, le signal OBIC dans cette zone n'est pas vertical mais diminue progressivement avec l'éloignement de la JTE. Donc, il est possible de déterminer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires en analysant le signal OBIC à cet endroit à partir des équations présentées ci-dessous.

Le courant photo-généré diminue de façon exponentielle en fonction de la distance entre la position du faisceau de laser et le bord de la ZCE comme le montre l'équation suivante [4]:

$$J(z) = u \exp\left(\frac{-z}{L_{d_{n,p}}}\right) \quad \text{Équation 3-27}$$

Où :  $u$  est le taux de génération optique,  $z$  est la distance entre la position du faisceau laser et le bord de la ZCE et  $L_{d_{n,p}}$  est la longueur de diffusion des porteurs minoritaires (électrons ou trous).

D'autre part nous avons :

$$L_{d_{n,p}} = \sqrt{D_{n,p} \tau_{n,p}} \quad \text{Équation 3-28}$$

Et

$$\frac{D_{n,p}}{\mu_{n,p}} = \frac{kT}{q} \quad \text{Équation 3-29}$$

D'où :

$$\tau_{n,p} = \frac{L_{d_{n,p}}^2}{D_{n,p}} = \frac{L_{d_{n,p}}^2 q}{kT \mu_{n,p}} \quad \text{Équation 3-30}$$

Où :  $\tau_{n,p}$ ,  $D_{n,p}$ ,  $\mu_{n,p}$  sont respectivement la durée de vie, le coefficient de diffusion et la mobilité des électrons ou des trous , k est la constante de Boltzmann, T est la température en Kelvin et q est la charge élémentaire.

## 2. Banc expérimental OBIC

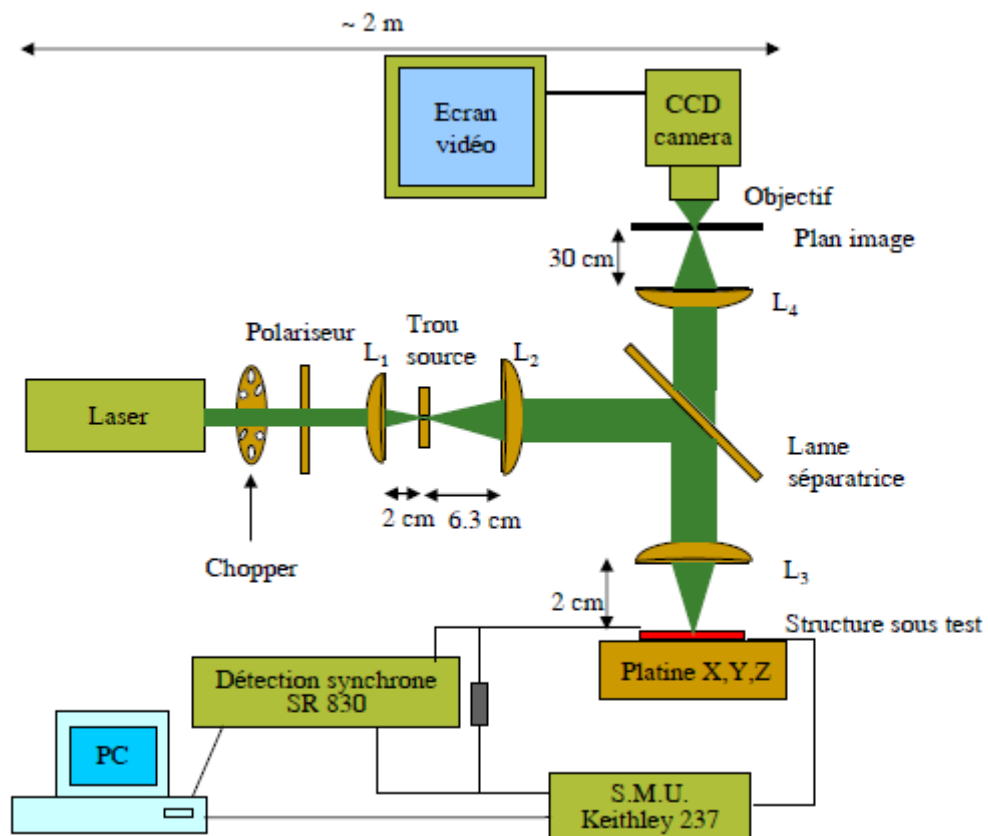


Figure 3-2 : Banc expérimental OBIC

Le banc expérimental OBIC présenté ci-dessus a été mis au point pendant la thèse de Karine Isoird [5]. Nous exposons brièvement ici la description et le principe de fonctionnement de ce banc.

La source de lumière est un laser à Argon doublement ionisé permettant d'obtenir des longueurs d'onde dans l'ultra violet, ce qui est adapté à la création de paires électron-trou par absorption intrinsèque dans un matériau grand gap comme le SiC. Les trois longueurs d'onde utilisables pendant cette thèse sont : 333,6 nm ; 351,1 nm et 363,8 nm. Le banc optique comporte une série de lentilles, un polariseur et un trou source. Il permet d'obtenir sur l'échantillon un spot de taille plus ou moins grande, le plus petit spot que nous pouvons obtenir étant de 3  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Le faisceau laser, haché à la fréquence du chopper, passe d'abord dans le polariseur de manière à être atténué puis il entre en rayon parallèle dans L1 pour en ressortir en rayon convergent vers le foyer principal image de L1 qui est aussi le foyer principal objet de L2. L1 et L2 forment donc un système afocal, qui transforme un faisceau cylindrique en un autre faisceau cylindrique parallèle dont seul le diamètre est changé. Le trou source est positionné au voisinage du point de focalisation de L1 et L2, ce qui permet d'obtenir la taille du spot voulue. En sortie de L2 on retrouve un faisceau parallèle qui est ainsi envoyé sur la lame séparatrice ; là, une partie est transmise et va se perdre, l'autre partie est réfléchie et envoyée vers L3. Le rôle de L3 est de focaliser le faisceau sur l'échantillon situé dans son plan de focalisation. Le rapport de focales de L2 et L3 est de 1/3, ce qui permet d'obtenir respectivement un spot de 3  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$ , 30  $\mu\text{m}$  pour des trous source de 10  $\mu\text{m}$ , 30  $\mu\text{m}$ , 100  $\mu\text{m}$ . Une partie du faisceau reçu par l'échantillon est réfléchie et renvoyée vers L3 et la lame. La partie du faisceau transmise par la lame est focalisée par L4 en un point qui est situé dans le plan image. Ce point constitue également le point de focalisation de l'objectif de la caméra, ce qui nous permet de visualiser le spot obtenu sur l'échantillon.

Le dispositif sous test (DST) est monté sur des platines motorisées, ce qui offre la possibilité de déplacer le DST par rapport au spot de laser dans les deux directions (x et y), pour faire un balayage du diamètre ou une cartographie. La hauteur (z) peut être aussi réglée manuellement pour bien focaliser le faisceau à la surface du DST.

Le DST est mis en série avec une résistance et le courant photo-généré est mesuré aux bornes de celle-ci à l'aide d'une détection synchrone (Stanford Research Systems SR830). Ce circuit est polarisé par une source de tension S.M.U. Keithley 237 pouvant délivrer une tension maximale de 1100V. En effet, le chopper tournant à une vitesse constante permet de générer des impulsions lumineuses à la fréquence  $f = 70$  Hz. Le courant reçu par la détection

synchrone est la somme du courant d'obscurité (le courant inverse du DST non éclairé) et du courant photo-généré (le courant inverse du DST soumis à un éclairage périodique). Le signal de sortie de la détection synchrone correspond seulement au courant photo-généré.

Les platines motorisées et les dispositifs de mesure sont pilotés par un ordinateur (PC) à l'aide d'un logiciel. Le balayage de la surface du DST ou le long d'un diamètre s'effectue à pas constant défini par l'utilisateur. Le logiciel enregistre en même temps la position du DST et le signal OBIC correspondant et affiche la variation du signal OBIC en fonction de la position du DST sur l'écran de l'ordinateur.

### **3. Résultats des mesures et discussions**

Avant de présenter les résultats des mesures, il est nécessaire de rappeler que toutes les diodes sont conçues et fabriquées dans le but principal de déterminer les coefficients d'ionisation par la technique OBIC. Pour cela, la tenue en tension des ces diodes doit être la plus proche possible de la tension de claquage théorique. De même, le courant en inverse doit être suffisamment faible car sous l'éclairage du faisceau laser, ce courant augmente significativement. Donc, nous nous intéresserons particulièrement au comportement en inverse de ces diodes. Les mesures en direct sont effectuées pour vérifier le bon fonctionnement en direct, à savoir que toute la tension est bien appliquée à la jonction principale. Les défauts éventuellement présents dans le SiC influent la caractéristique en direct des diodes, nous pouvons donc voir si les diodes sont exemptes de défauts grâce à ces mesures.

#### **3.1. Diodes OBIC du premier lot**

Comme cela a été présenté dans le chapitre 2, toutes les diodes OBIC du premier lot fabriquées sur deux wafers sont achevées. Cependant, les diodes protégées par MESA, que ce soient les diodes bipolaires ou Schottky, présentent un mauvais état de surface. Le courant passe par la surface. Nous avons un courant de court-circuit entre les diodes comme le montre dans la figure suivante.



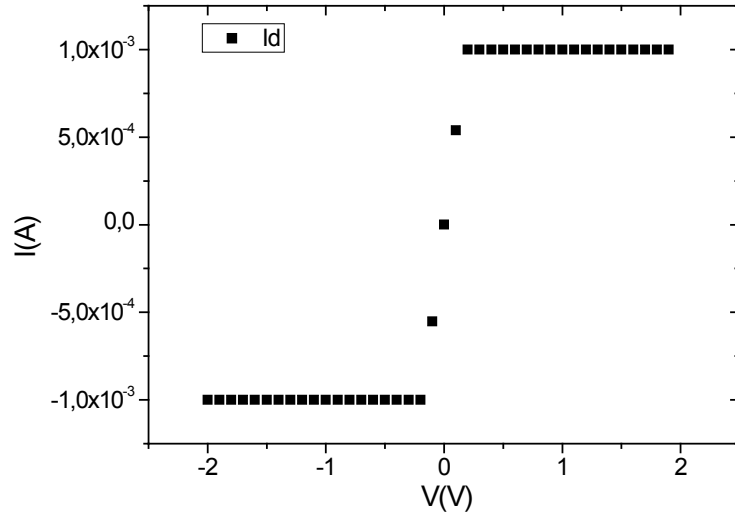


Figure 3-3 : Courant de surface mesuré entre deux diodes MESA du premier lot

Quelques traitements de la surface, comme l'attaque chimique ou le plasma d'oxygène, ont été effectués, mais cela n'a aucune influence sur ce courant. Donc nous avons arrêté le test sur les diodes MESA. Dans la suite de cette partie, les résultats obtenus sur les diodes protégées par JTE sont présentées.

### 3.1.1. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-4H de type N (AD0376-16)

#### 3.1.1.1. Diodes Schottky

Toutes les diodes ont été testées en direct (de 0V à 4V) et en inverse jusqu'à 150 V. Les caractéristiques de quelques diodes sont présentées dans la Figure 3-4.

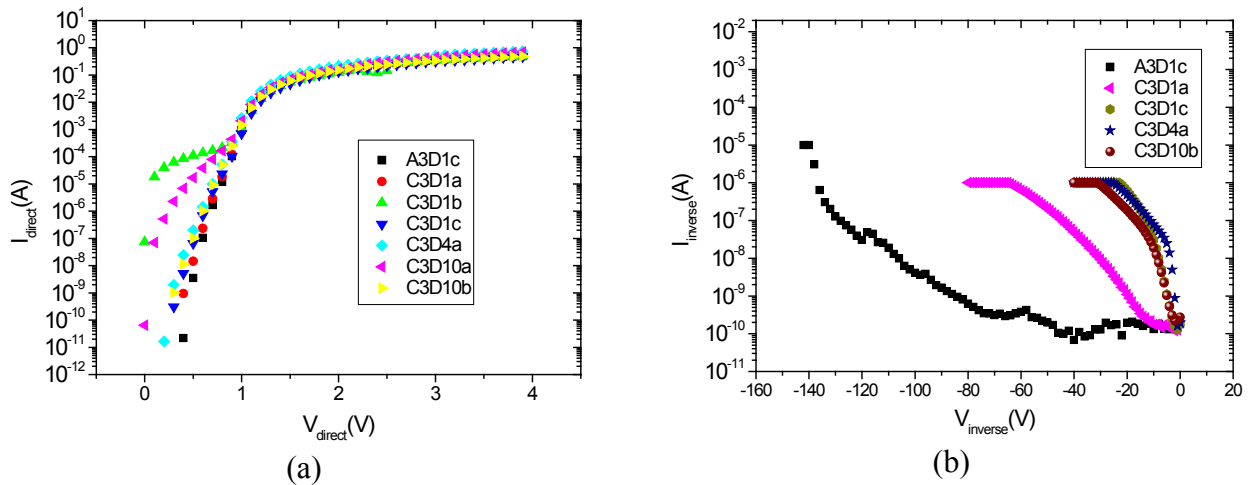


Figure 3-4 : Caractéristiques en direct (a) et en inverse (b) des diodes Schottky réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AD0373-16)

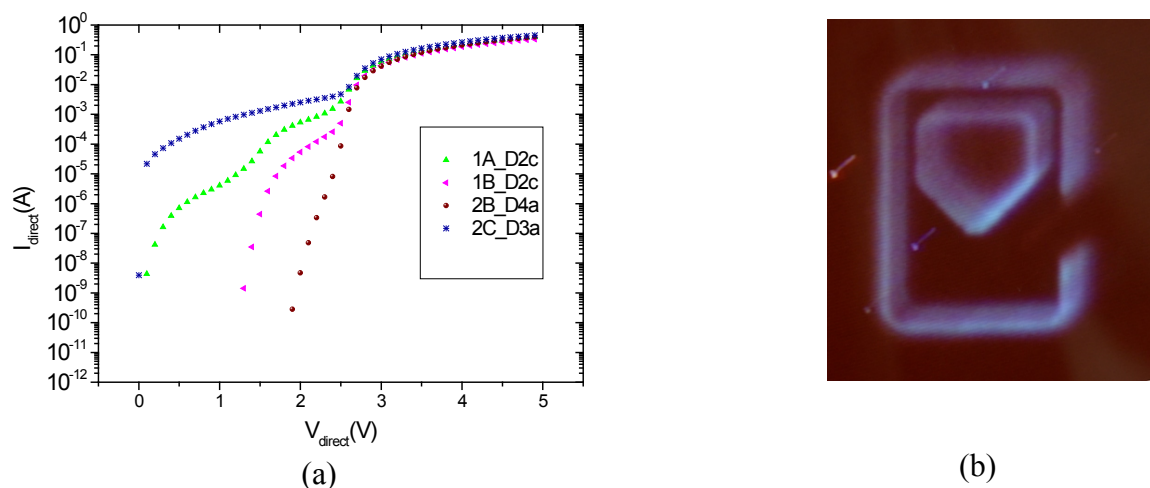
En direct, la caractéristique des diodes n'est pas très stable car la métallisation est très fine (10 nm) et non recuite. Cependant nous observons que la plupart des diodes présentent

une caractéristique typique avec un seuil de tension se situant vers 0,3 V, puis une zone où le courant augmente avec une pente unique avant de s'infléchir vers 1,2 V. Certaines diodes montrent un courant en excès dès 0 V et/ou avec un palier, avant de rejoindre la caractéristique typique.

En inverse, les diodes ont un courant de fuite élevé et aucune ne tient une tension de plus de 150 V. Le courant en inverse de la plupart des diodes atteint 1  $\mu\text{A}$  dès  $-30\text{V}$ . Ces diodes sont inadaptées aux mesures OBIC. Nous avons donc décidé d'arrêter le test sur ces diodes.

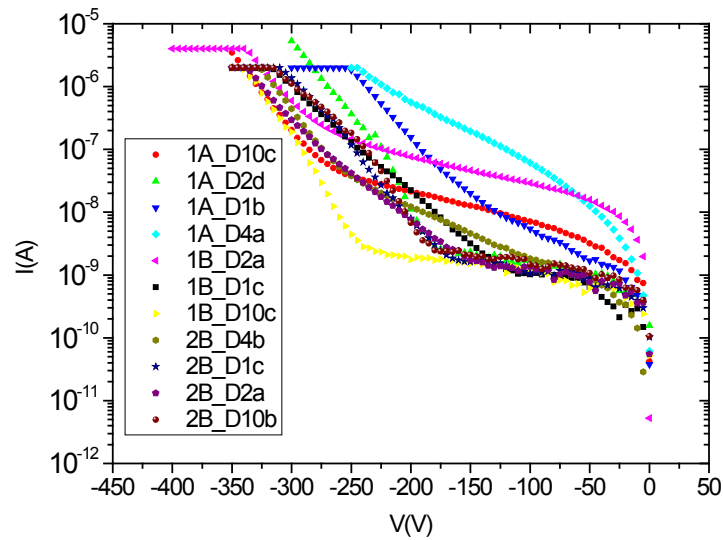
### 3.1.1.2. Diodes bipolaires

Les diodes ont été caractérisées en direct (de 0V à 5V). Nous avons déterminé quatre comportements différents. La plupart des diodes ont un seuil de tension situé vers 1,8 V. Ensuite le courant croît de manière exponentielle avec un coefficient d'idéalité  $n$  d'environ 1,9, ce qui signifie un courant de recombinaison dominant. Le point d'inflexion du courant vers la partie de la résistance série est de 2,8 V. Certaines diodes ont un seuil de tension plus faible et une zone d'idéalité plus petite avant de rejoindre la caractéristique ci-dessus. Les autres diodes ont un courant en excès dès 0 V et rejoignent la caractéristique typique avec un ou deux paliers. Les caractéristiques en direct de ces diodes et la photographie d'une diode émettant de la lumière sous polarisation directe sont présentées dans la Figure 3-5.



**Figure 3-5 : Caractéristiques en direct (a) et photographie d'une diode éclairée sous polarisation directe (b) des diodes bipolaires réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AD0373-16)**

Les caractéristiques en inverse de ces diodes sont présentées dans la Figure 3-6.



**Figure 3-6 : Caractéristiques en inverse des diodes bipolaires réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AD0373-16)**

Nous avons constaté que plus de la moitié des diodes ont une caractéristique identique : le courant inverse est faible jusqu'à près de 200 V, il augmente ensuite et atteint la limite de courant vers 350 V. Le courant inverse de certaines diodes commence à augmenter à une tension plus élevée. Les autres diodes ne tiennent pas la tension ou ont un courant inverse important dès les faibles tensions. Dans tous les cas, aucune diode n'atteint la tenue en tension nécessaire pour la détermination des coefficients d'ionisation (environ 500 V). Nous avons donc également arrêté le test sur ces diodes.

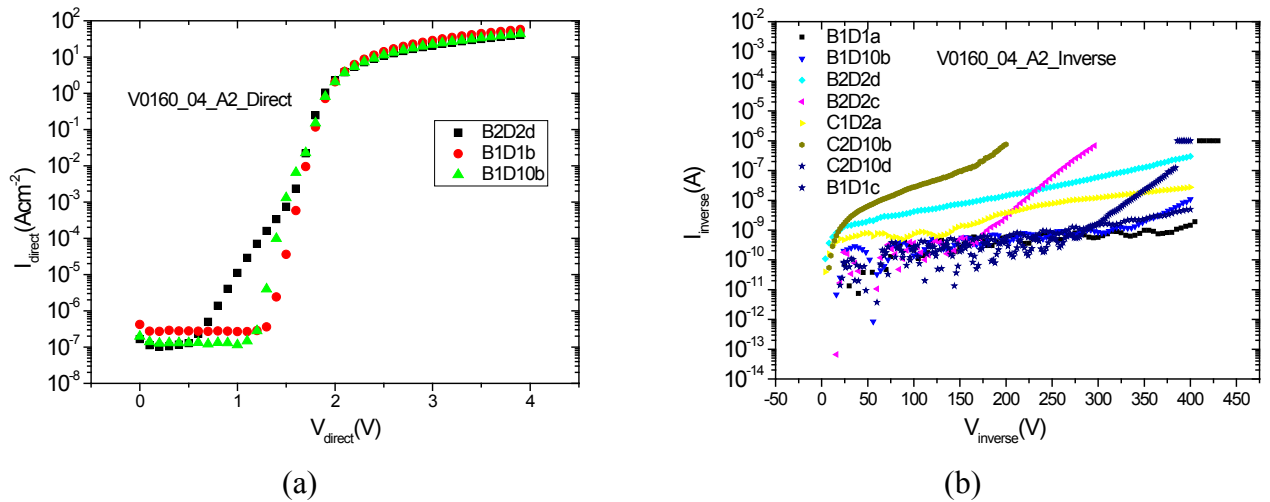
### **3.1.2. Diodes fabriquées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

#### **3.1.2.1. Diodes Schottky**

En direct, la plupart des diodes conduisent avec un seuil de tension plus grand (1,2 V) que les diodes Schottky de type N présentées précédemment. Leur zone d'idéalité s'étend sur six décades avant d'atteindre le niveau de courant où la résistance série intervient, soit aux alentours de 2 V. Quelques diodes commencent à conduire avec un seuil de tension plus faible, avant de rejoindre la caractéristique ci-dessus.

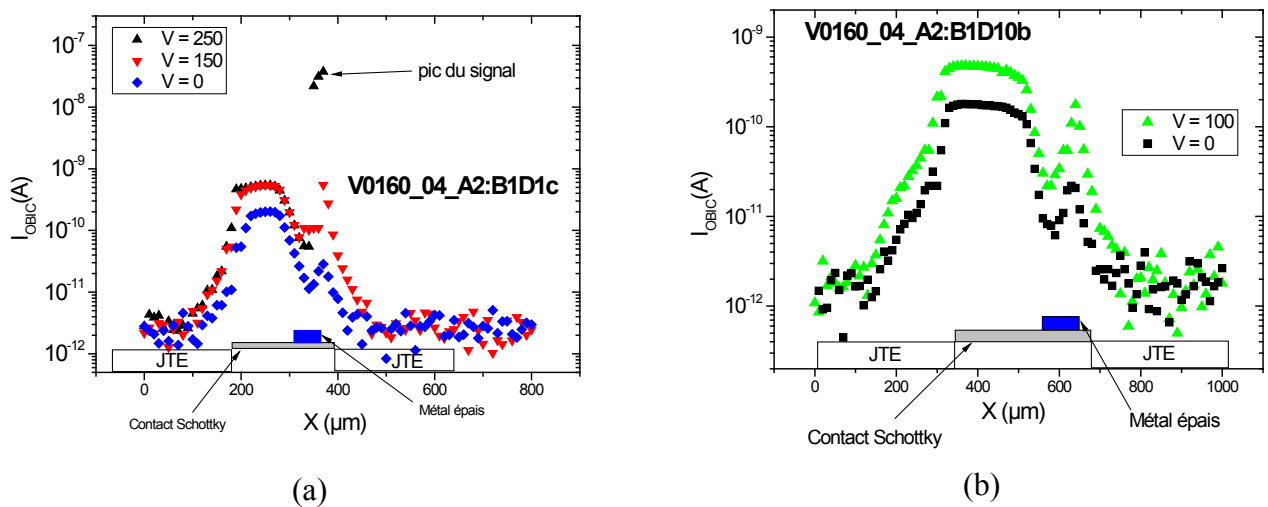
Lors des tests en inverse, nous avons trouvé plusieurs diodes ayant un faible courant. Ces diodes semblent être adaptées pour les mesures OBIC.

Les caractéristiques en direct et en inverse de ces diodes Schottky sont présentées dans la figure suivante :



**Figure 3-7 : Caractéristiques en direct (a) et en inverse (b) des diodes Schottky réalisées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

Les diodes ayant un faible courant en inverse sont analysées avec des mesures OBIC. Ces mesures OBIC ont été effectuées avec une longueur d'onde de 363,8 nm, dans l'air et à température ambiante. Les résultats obtenus sur deux diodes sont reportés ci-dessous :



**Figure 3-8 : Signal OBIC obtenu sur deux diodes Schottky réalisées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

Le signal OBIC est bien observé dans la zone du contact Schottky, c'est-à-dire que le faisceau laser peut passer à travers la métallisation fine du contact Schottky pour pénétrer dans le SiC. Cette métallisation est donc bien adaptée pour nos mesures OBIC. En revanche, on ne voit pas la présence des poches. Il n'y a pas de signal OBIC dans la zone des JTE pour les deux diodes, même si on augmente la tension de polarisation inverse. De plus, lorsqu'on

augmente encore la polarisation, le niveau de courant inverse croît fortement et un pic de signal OBIC est observé à la limite de jonction, ce qui témoigne de la présence d'une zone de champ électrique très élevé (Figure 3-8 (a)). Pourtant, en mesure I-V inverse, cette diode est testée jusqu'à 400 V. Les JTE ne jouent pas ici leur rôle car l'extension latérale de la ZCE n'est pas observée et un champ électrique élevé est présent au bord de la jonction. Ce problème vient du fait que le dopage des poches est trop faible ou que la métallisation n'est pas assez large pour atteindre les poches. Nous avons donc décidé d'enlever les niveaux de métal déposés, puis d'élargir la métallisation du contact Schottky.

Après élargissement du contact Schottky, l'extension latérale de la ZCE est bien visible (Figure 3-9 (b)). Ceci montre que les JTE ont bien joué leur rôle. En revanche, le courant en inverse augmente beaucoup, même avec les diodes ayant le courant en inverse le plus faible avant cette étape (Figure 3-9 (a)). Ce niveau de courant ne nous permet pas d'augmenter la polarisation inverse dans les mesures OBIC. Nous avons donc aussi arrêté les mesures OBIC sur ces diodes.

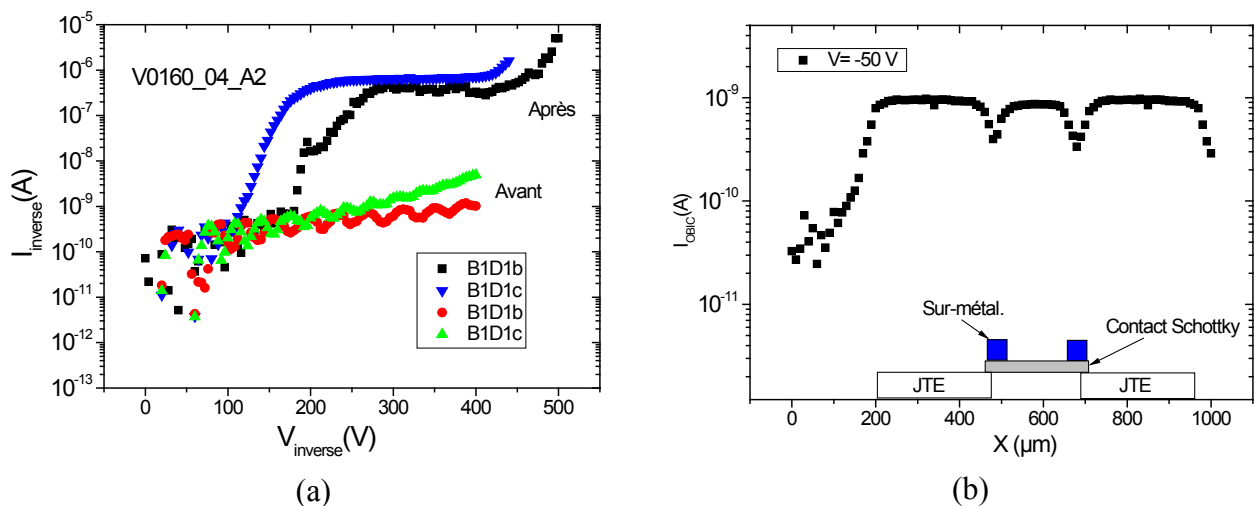
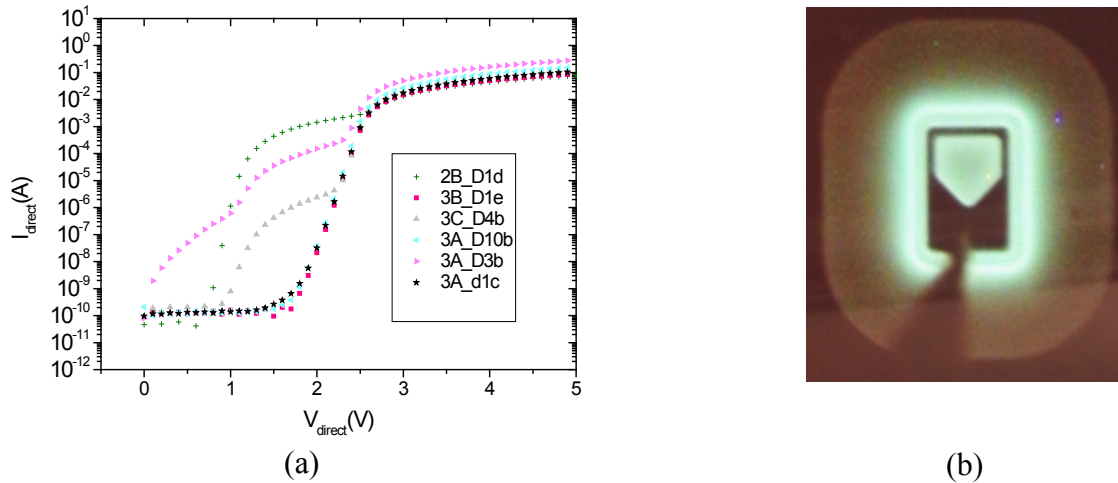


Figure 3-9 : Comparaison du courant inverse (a) et signal OBIC obtenue après élargissement du contact (b) des diodes Schottky réalisées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)

### 3.1.2.2. Diodes bipolaires

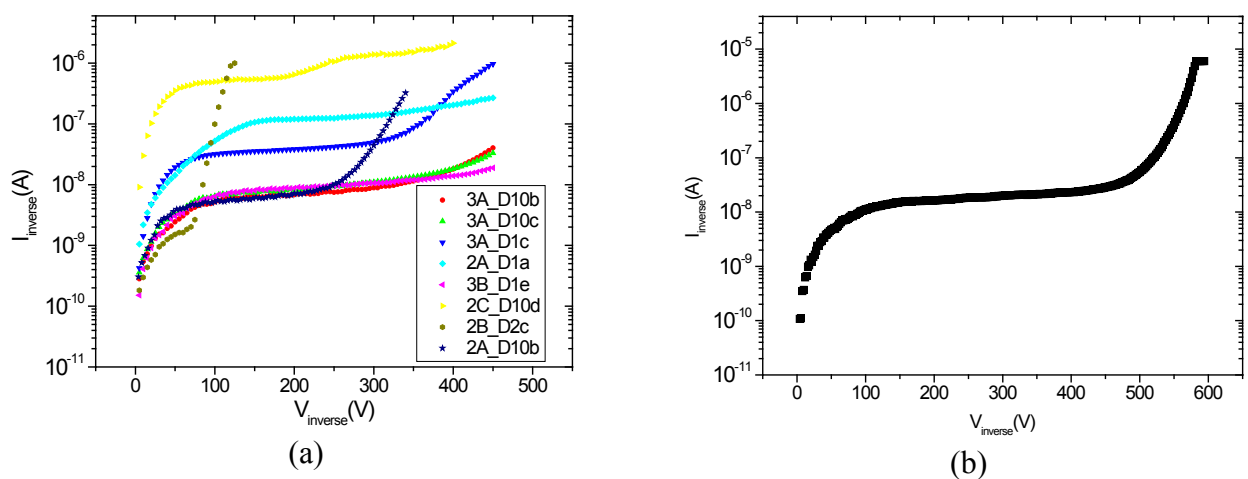
Toutes les diodes ont été caractérisées en direct (de 0V à 5V) et trois comportements différents ont été constatés. La caractéristique de la majorité des diodes est un seuil de tension moyen de 1,6 V. Le courant croît ensuite de manière exponentielle sur sept décades avec un coefficient d'idéalité  $n$  proche de 2, ce qui signifie un courant de recombinaison. L'inflexion de la courbe apparaît vers 2,7 V. Certaines diodes ont un seuil de tension plus faible et une zone d'idéalité variant de deux à quatre décades avant de rejoindre la première caractéristique. Les autres diodes conduisent dès 0 V et la croissance du courant est non exponentielle sans

palier jusqu'à rejoindre la première caractéristique. Ce comportement est généralement observé avec les diodes les plus grandes. Les caractéristiques en direct de ces diodes et la photographie d'une diode éclairée sous polarisation directe sont présentées dans la Figure 3-10.



**Figure 3-10 : Caractéristiques en direct (a) et photographie d'une diode éclairée sous polarisation directe (b) des diodes bipolaires réalisées sur le wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

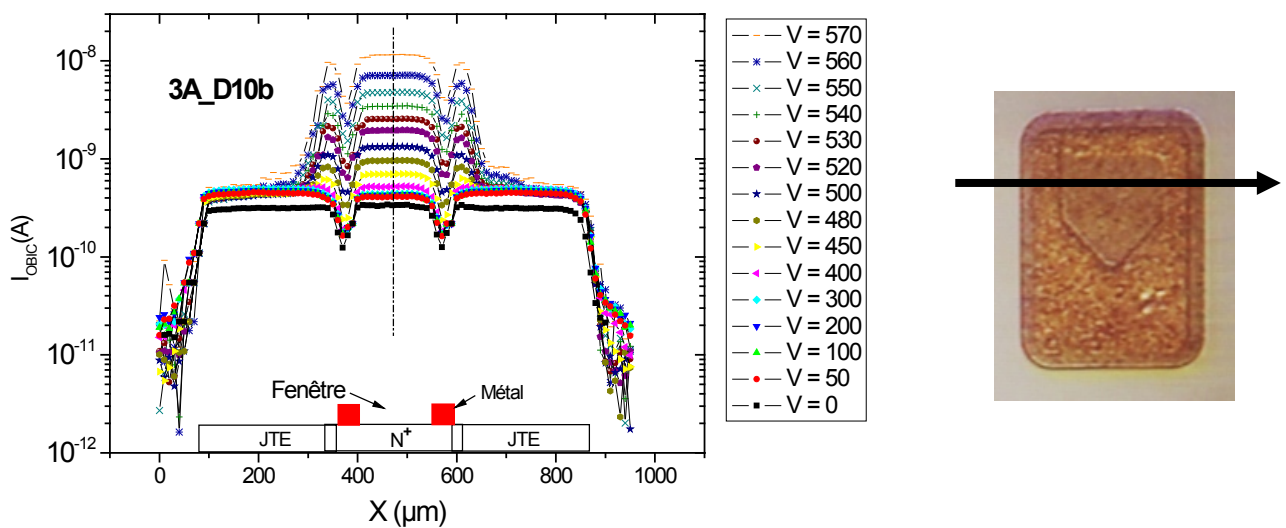
En inverse, à l'exception de certaines diodes ayant un courant de fuite élevé ou qui ne tiennent pas la tension, nous avons trouvé quelques diodes ayant un très faible courant en inverse. Ces diodes sont donc intéressantes pour les mesures OBIC. Sur la Figure 3-11, nous présentons les caractéristiques en inverse des diodes testées jusqu'à 450 V (a) et une caractéristique typique en inverse des meilleures diodes testées jusqu'à 600 V (b). Cette valeur de la tension inverse est comparable avec la valeur de la tension de claquage théorique.



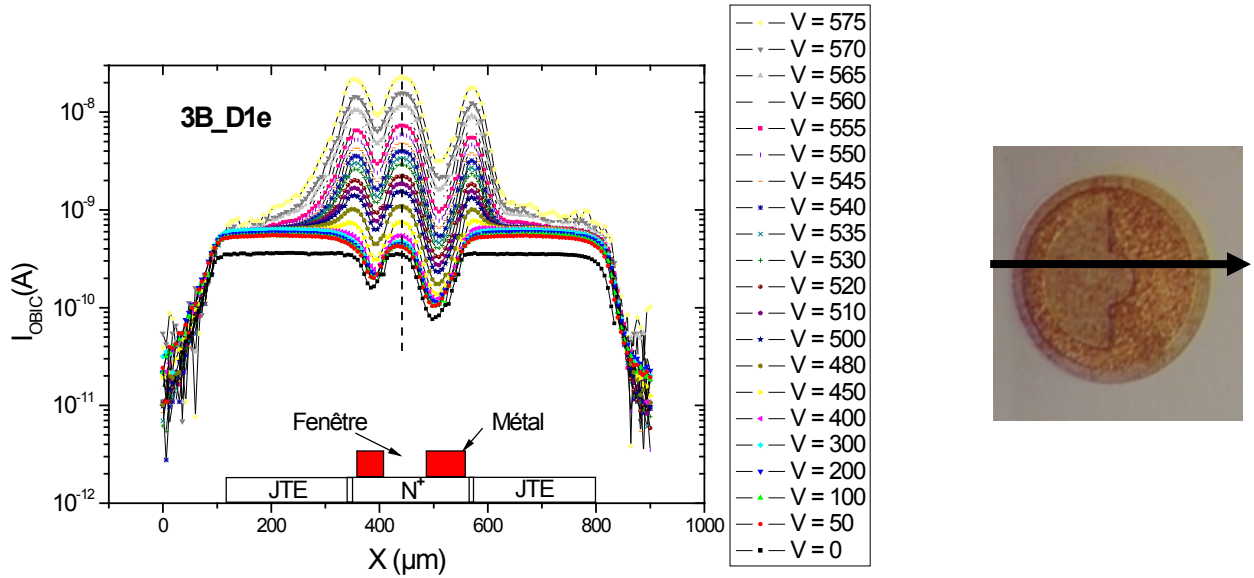
**Figure 3-11 : Caractéristiques en inverse des diodes testées jusqu'à 450 V (a) et caractéristique typique en inverse des meilleures diodes testées jusqu'à 600 V (b)**

Les mesures OBIC ont donc été effectuées sur les diodes ayant la meilleure caractéristique en inverse. Ces mesures ont été faites avec une longueur d'onde de 363,8 nm, dans l'air et à température ambiante. Le balayage complet d'un diamètre des diodes est réalisé. Le signal OBIC mesuré en fonction de la position du faisceau du laser sur le composant (pour différentes tensions de polarisation inverse) est montré dans la Figure 3-12 et la Figure 3-13.

La Figure 3-12 présente le signal OBIC obtenu sur une diode rectangulaire pour laquelle la polarisation en inverse est montée jusqu'à 570 V. Le signal OBIC mesuré jusqu'à 575 V sur une diode circulaire est présenté dans la Figure 3-13.



**Figure 3-12 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau laser sur la diode et pour différentes tensions de polarisation obtenu sur une diode bipolaire rectangulaire du wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

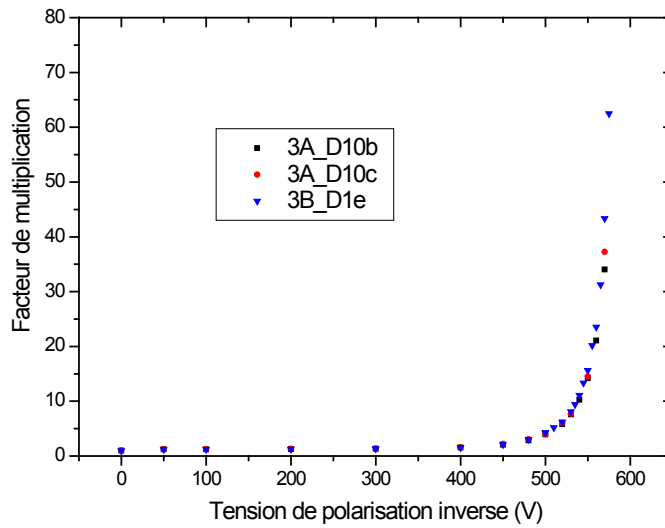


**Figure 3-13 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau laser sur la diode et pour différentes tensions de polarisation obtenu sur une diode bipolaire circulaire du wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

Nous pouvons bien observer la variation du signal OBIC tout au long du diamètre des diodes et en fonction de la polarisation. L'amplitude du signal OBIC est constante dans les poches et sous la jonction principale jusqu'à 450 V, ce qui signifie que la distribution du champ électrique est assez uniforme. Pour une tension supérieure à 450 V, le signal est plus grand sous la jonction principale et à la limite de la jonction et des poches. Cette forme du signal est conservée jusqu'à la tension maximale mesurée.

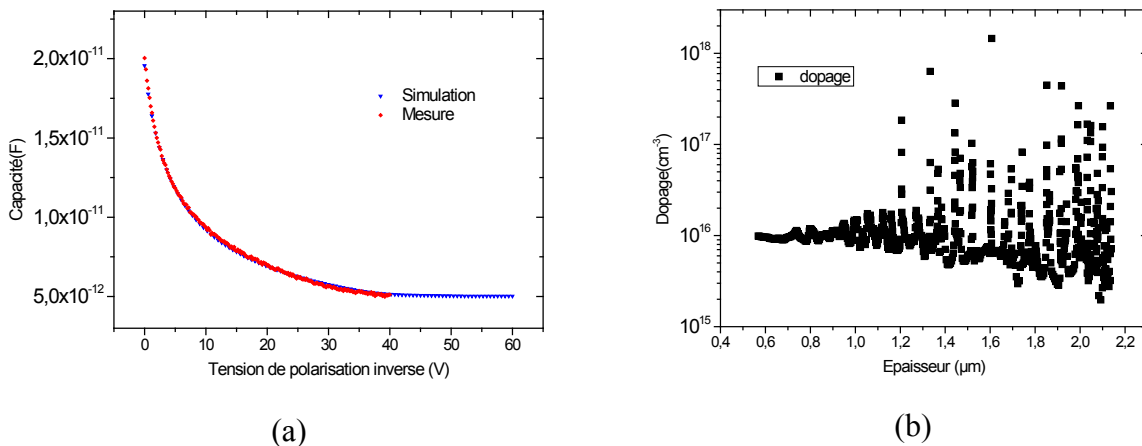
Le calcul du facteur de multiplication (M) en fonction de la tension (V) est fait à partir du signal OBIC obtenu dans la zone de la jonction principale. Les courbes M(V) construites à partir des mesures OBIC sur trois diodes sont présentées dans la Figure 3-14. Nous pouvons constater que les courbes sont bien reproductibles pour ces trois diodes.





**Figure 3-14 : Courbes M(V) obtenues sur trois diodes différentes du wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

Pour le calcul analytique approché 1D, les paramètres d'épaisseur et de dopage de la couche d'épitaxie (la couche tenant la tension) de la structure simulée introduits dans le programme de calcul doivent être précisément déterminés par les mesures de capacité-tension C(V). Nous avons donc trouvé une couche d'épitaxie de  $2\ \mu\text{m}$  dopée à  $9 \times 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ . Ces paramètres sont validés par la simulation C(V) de la structure de test avec Sentaurus et correspondent aux données du wafer de départ et au process technologique de fabrication. Les résultats des mesures C(V) ainsi que le dopage en fonction de la profondeur de la couche d'épitaxie déduits sont présentés dans la figure suivante :



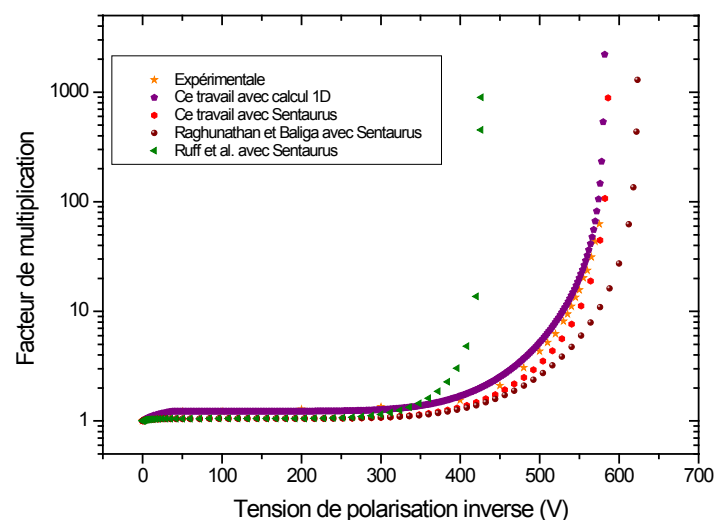
**Figure 3-15 : Courbes C(V) mesurées et simulées (a) et dopage en fonction de la profondeur de la couche d'épitaxie (b) de la structure de test du wafer SiC-6H de type P (V0160-04)**

En utilisant le modèle des coefficients d'ionisation de Chynoweth [6] présenté dans le chapitre 1, les paramètres trouvés avec le calcul 1D pour ajuster la courbe expérimentale sont décrits dans le Tableau 3-2. Les coefficients d'ionisation publiés par Ruff *et al.* [7] et par Raghunathan et Baliga [8] sont aussi reportés à titre de comparaison.

	SiC-6H			
	$a_p$ ( $\times 10^6 cm^{-1}$ )	$b_p$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )	$a_n$ ( $\times 10^6 cm^{-1}$ )	$b_n$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )
Ref. [7]	5,18	1,4	1,66	1,273
Ref. [8]	2,6	1,5		
Ce travail	3,0	1,49	0,14	1,52

**Tableau 3-2 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-6H**

Dans un deuxième temps, nous avons simulé la structure de test quasi-1D avec Sentaurus en utilisant les paramètres trouvés par le calcul 1D. Des simulations avec Sentaurus utilisant les paramètres relevés dans la littérature ont été également réalisées à titre de comparaison. Comme Raghunathan et Baliga présentent seulement les coefficients pour les trous, nous avons pris la même valeur du paramètre b ( $b_n=b_p$ ) et un rapport entre  $a_p/a_n$  de 40 a été choisi lors de la simulation. Les résultats des simulations avec les paramètres trouvés dans ce travail en comparaison avec le résultat expérimental et les résultats des simulations avec les paramètres relevés dans la littérature sont reportés dans la Figure 3-16 :

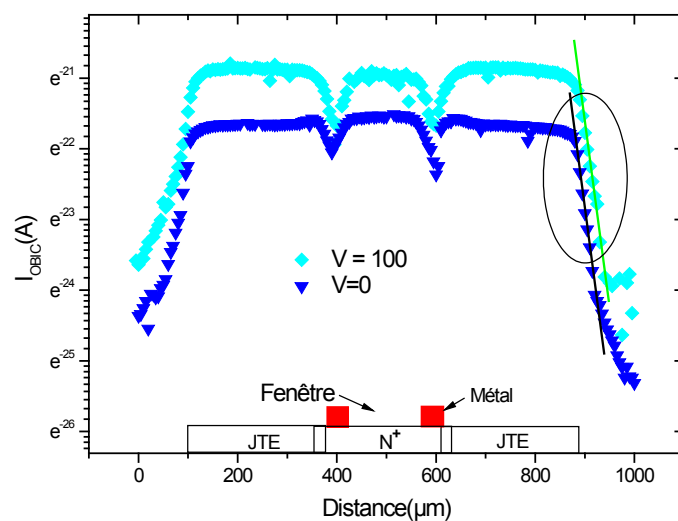


**Figure 3-16 : Courbes M(V) expérimentale et simulées de la structure de test en SiC-6H**

Nous pouvons constater que les résultats du calcul 1D et de la simulation par Sentaurus réalisée avec les paramètres trouvés sont presque identiques. Notre procédure d'extraction des

coefficients d'ionisation est donc validée. En comparant avec les résultats trouvés dans la littérature, notre résultat est assez proche de celui de Raghunathan et Baliga mais les coefficients des électrons ne sont pas présentés dans leur travail. En revanche, la tension de claquage obtenue avec les paramètres de Ruff *et al.* est très faible par rapport à notre résultat. Les paramètres des coefficients d'ionisation de Ruff *et al.* ne sont donc pas convenables pour la simulation de la tension de claquage des composants en SiC-6H.

Comme cela a été présenté dans le principe des mesures OBIC, il est possible de déterminer la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, en traçant la variation du signal OBIC en fonction de la position du faisceau laser sur l'échantillon, avec une échelle semi-logarithme népérien (Figure 3-17). Pour ces diodes, nous avons trouvé une pente de 0,06 à 0,07. La valeur de cette pente est légèrement plus importante à haute tension de polarisation. Si l'on prend une valeur moyenne de 0,065, la longueur de diffusion calculée à partir de l'Équation 3-27 est donc de 15,36  $\mu\text{m}$ .



**Figure 3-17 : Détermination de la longueur de diffusion à partir du signal OBIC**

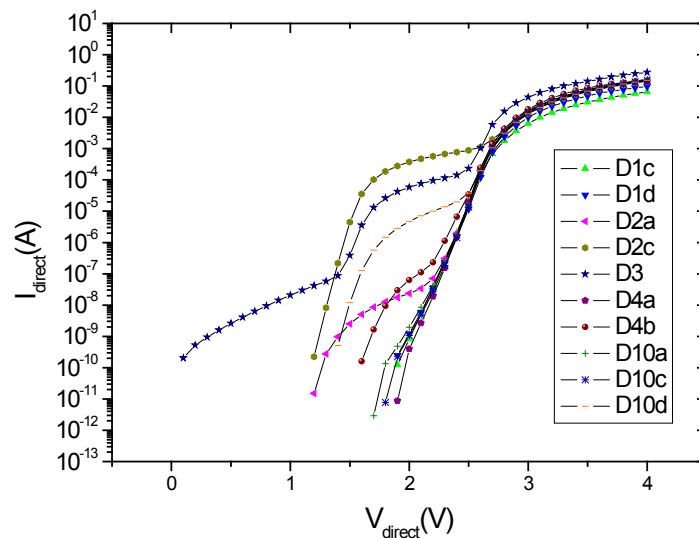
Pour ce qui est du calcul de la durée de vie des porteurs, si l'on considère que la diffusion des électrons perpendiculairement à l'axe c est privilégiée, la valeur de la mobilité des électrons  $\mu_{\perp}$  à prendre est de 400 ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ). Cela donne une durée de vie des électrons de 226,8 ns (Équation 3-30).

### 3.2. Diodes OBIC du deuxième lot

Les diodes bipolaires protégées par JTE fabriquées sur deux quarts d'un wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY) sont achevées. Vu le nombre important de diodes sur les deux

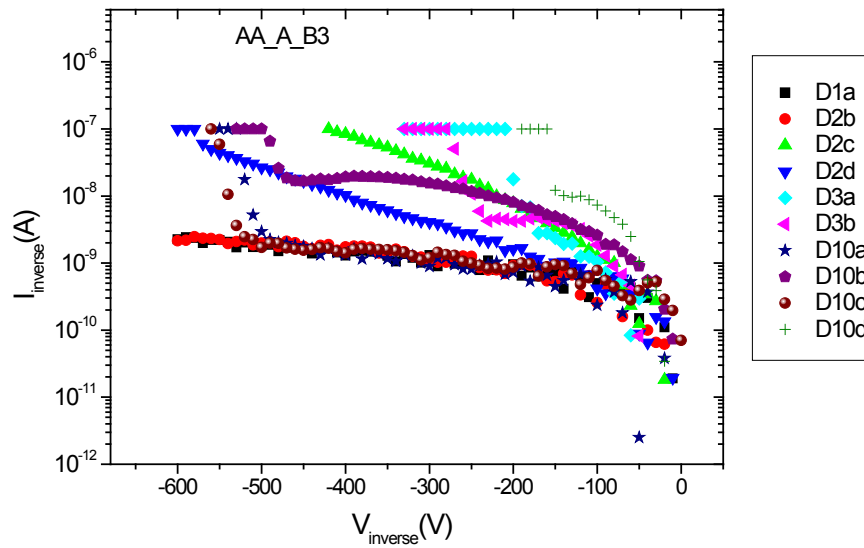
quarts (environ 500 diodes), les mesures  $I(V)$  en direct et en inverse sont effectuées à l'aide d'une table sous pointe semi-automatique.

En polarisation directe, nous retrouvons la caractéristique typique déjà observée chez un grand nombre de diodes bipolaires JTE en SiC-4H du premier lot : un seuil de tension vers 1,8V, et une croissance exponentielle de plusieurs décades avec un coefficient d'idéalité  $n$  d'environ 1,9 avant de s'infléchir. Les autres caractéristiques des diodes ayant un courant de fuite sous le seuil ou des diodes ayant un courant en excès dès 0V sont également observées. Les caractéristiques en direct des diodes sont présentées dans la figure suivante.



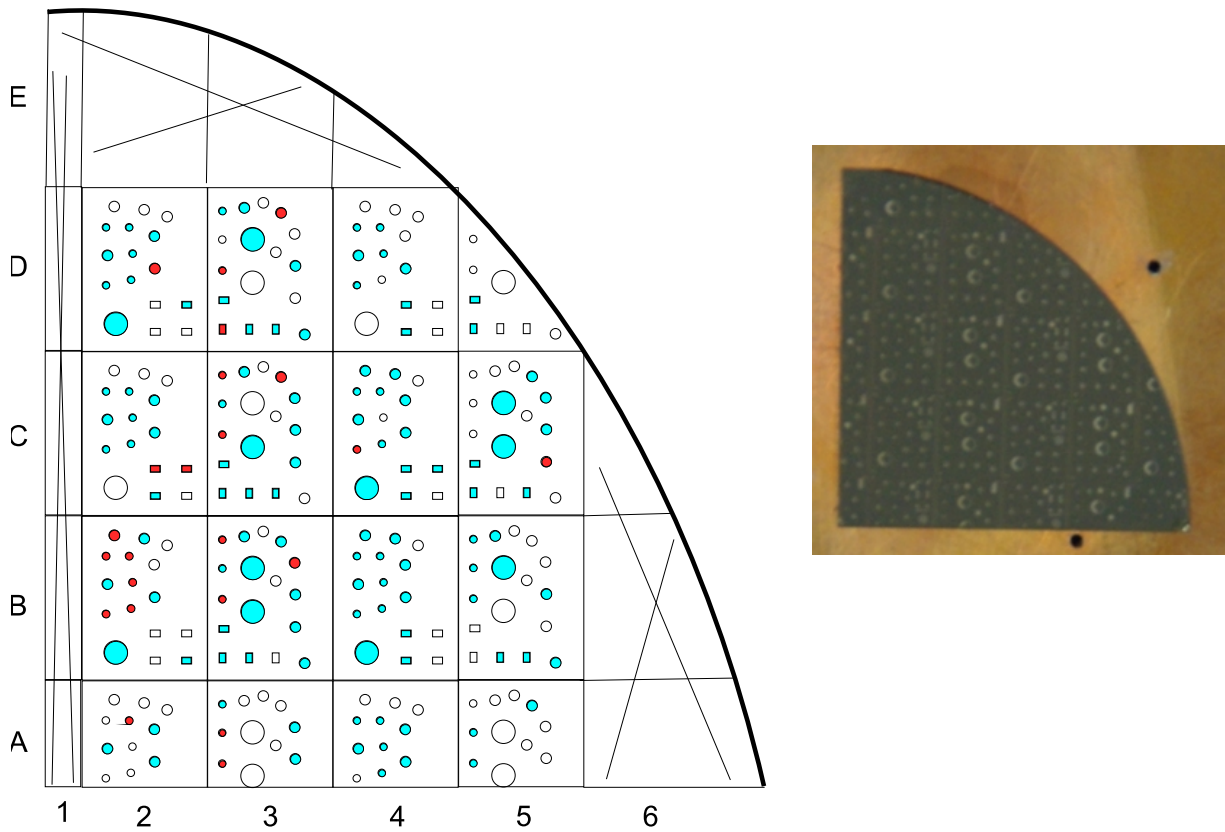
**Figure 3-18 : Caractéristiques en direct des diodes OBIC du deuxième lot réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY)**

Lors de la mesure automatique en inverse, les diodes sont caractérisées dans l'air jusqu'à 600 V et le courant est limité à  $10^{-7}$  A. Ces deux valeurs sont fixées pour éviter un claquage éventuel dans l'air et la dégradation des diodes. Nous avons trouvé un bon nombre de diodes ayant un très faible courant en inverse à 600 V. Ces diodes ont donc une tenue en tension supérieure à 600 V. Cette valeur de tension correspond aussi à la valeur nominale de tenue en tension donnée par le fabricant du matériau (SiCrystal). Les différentes caractéristiques en inverse des diodes sont montrées dans la Figure 3-19.

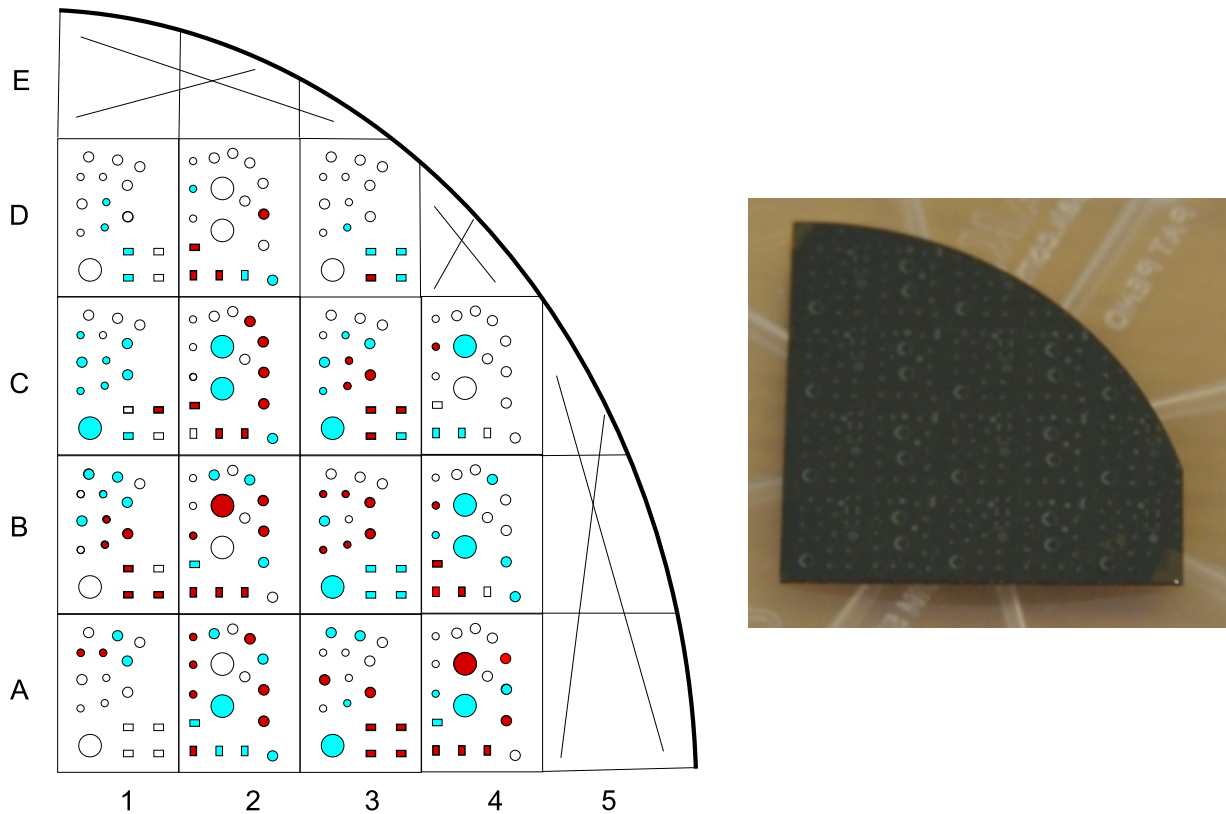


**Figure 3-19 : Caractéristiques en inverse des diodes OBIC du deuxième lot réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY)**

Nous avons classé les diodes en trois catégories. La première comporte les diodes qui ont un courant inférieure à  $10^{-7}A$  avec une tension maximale de 600 V (en rouge). La deuxième regroupe les diodes qui atteignent  $10^{-7}A$  à une tension située entre 200 V à 600 V (en bleu). La dernière répertorie les diodes qui atteignent  $10^{-7}A$  à moins de 200 V ou pour lesquelles la métallisation est mal définie (pas d'ouverture de la fenêtre optique) (couleur transparente). Une cartographie des trois catégories de diodes sur deux quarts du wafer est présentée dans les deux figures suivantes :



**Figure 3-20 : Cartographie des diodes sur le quart A (en rouge : les diodes qui ont un courant inférieur à  $10^{-7}$ A avec une tension maximale de 600 V ; en bleu : les diodes qui atteignent  $10^{-7}$ A à une tension située entre 200 V à 600 V ; en couleur transparente : les diodes qui atteignent  $10^{-7}$ A à moins de 200 V ou pour lesquelles la métallisation est mal définie)**

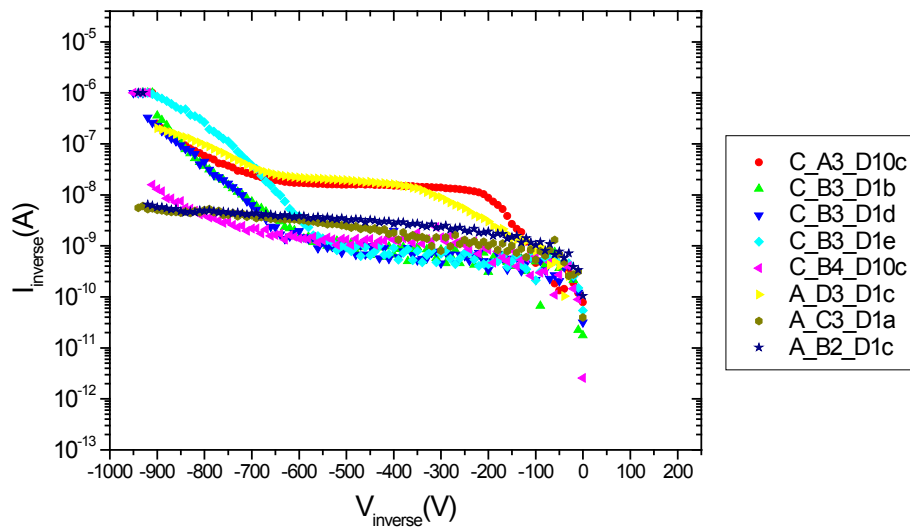


**Figure 3-21 : Cartographie des diodes sur le quart C (en rouge : les diodes qui ont un courant inférieur à  $10^{-7}$ A avec une tension maximale de 600 V ; en bleu : les diodes qui atteignent  $10^{-7}$ A à une tension située entre 200 V à 600 V ; en couleur transparente : les diodes qui atteignent  $10^{-7}$ A à moins de 200 V ou pour lesquelles la métallisation est mal définie)**

Après avoir achevé les mesures semi-automatiques, nous avons testé une dizaine de diodes sur chaque quart de plaquette parmi les meilleures en inverse jusqu'à 950 V, avec une limite de courant fixée à  $10^{-6}$ A. Nous n'avons pas fait le test pour toutes les diodes car il présente le risque de détruire les composants. Même si une limite en courant est appliquée, il est possible que l'appareil de mesure ne suive pas l'augmentation brusque du courant en régime avalanche. Cela conduirait à un bref passage de fort courant dans le composant, ce qui risquerait de le détruire. Il faut rappeler que la tension de claquage simulée avec les coefficients d'ionisation de Konstantinov *et al.* [9] est de 900 V.

Nous pouvons observer dans la Figure 3-22 que les diodes peuvent atteindre une tenue en tension de 900 V voire dépasser cette valeur, mais les allures des courbes sont différentes les unes des autres. La première caractéristique observée (courbes rouge et jaune) est une augmentation du courant pour les faibles tensions, même si ce courant reste encore faible. Ensuite le courant ne varie presque pas avant d'augmenter à nouveau à partir de 650 V. La deuxième caractéristique (courbes bleues) réside dans un courant très faible jusqu'à 550V-650 V avant d'augmenter. La dernière caractéristique (courbe magenta) est constituée par un

faible courant en inverse et une augmentation abrupte à partir de 900 V ; cette caractéristique n'est cependant observée que sur les diodes du quart A.



**Figure 3-22 : Caractéristiques en inverse des meilleures diodes du deuxième lot réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY)**

Bien que nous ayons trouvé un bon nombre de diodes caractérisées par un faible courant en inverse et une tenue en tension proche de la valeur théorique lors des mesures OBIC, elles n'ont pas toutes atteint le niveau de tension permettant de voir le régime d'avalanche dans le volume. Autrement dit, elles n'ont pas pu toutes montrer un facteur de multiplication élevé du signal OBIC mesuré sous la jonction principale. Avant de détailler les meilleurs résultats OBIC obtenus, nous présentons les résultats de quelques diodes n'ayant pas atteint le régime d'avalanche dans le volume. Des mesures OBIC ont été faites avec une longueur d'onde de 333,6 ou 351,1 nm, dans l'huile Galden et à température ambiante.

Le phénomène le plus généralement observé est un pic du signal OBIC à la périphérie du composant. Cela signifie une zone de champ électrique plus élevée qui conduit donc à un pré-claquage dans cette zone.

Dans la Figure 3-23, nous pouvons aisément constater un pic de signal à la limite de la zone JTE (droite) à -750 V. En faisant le balayage du faisceau du laser uniquement dans la zone de la jonction principale, afin d'éviter la zone de champ électrique élevé, nous pouvons encore augmenter la polarisation jusqu'à -830 V : le signal OBIC observé est alors toujours constant. Au-dessus de cette tension, le courant inverse total dépasse la limite de courant considérée comme le claquage du composant ( $10^{-5}$  A).



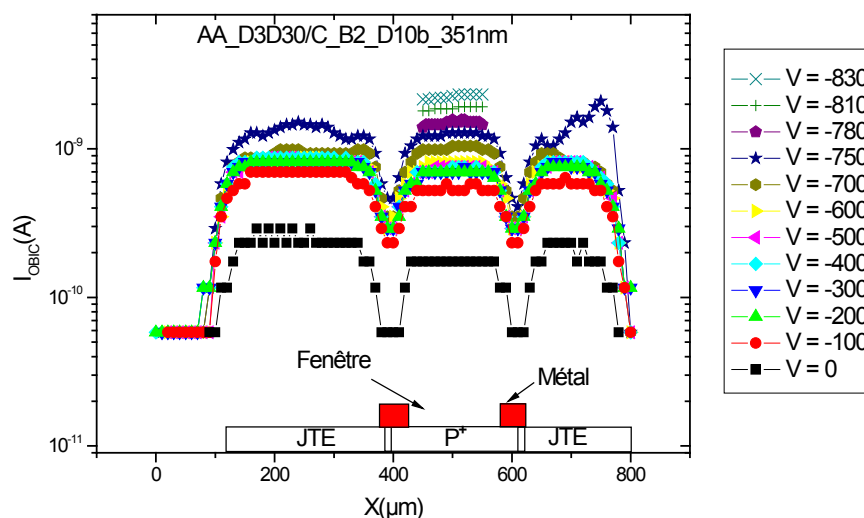


Figure 3-23 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau du laser et pour différentes tensions de polarisation d'une diode présentant un pic du signal à la limite extérieure de la JTE

Sur la Figure 3-24, nous présentons les mesures OBIC réalisées sur une autre diode. Le pic du signal est observé pour cette diode à la limite entre la jonction et la JTE. Comme la zone de champ électrique élevé se trouve à la limite de la jonction principale, le pic du signal OBIC est également observé lorsqu'on fait le balayage uniquement dans la jonction. Pour cette diode, la tension maximale appliquée est de -820V.

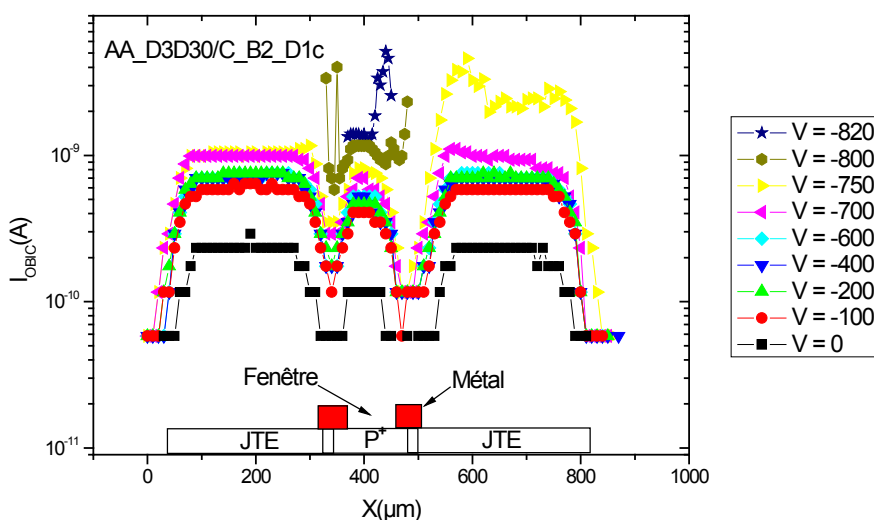
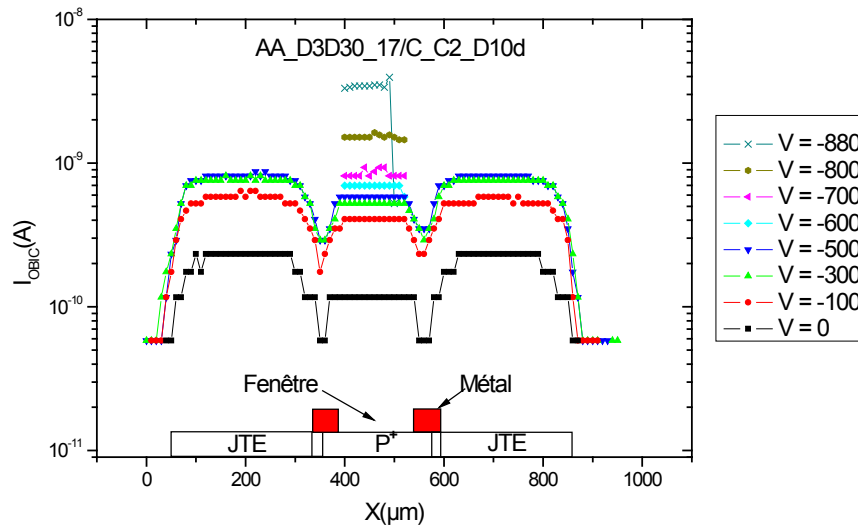


Figure 3-24 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau du laser et pour différentes tensions de polarisation d'une diode présentant un pic du signal à la limite intérieure de la JTE

On constate également que le signal OBIC mesuré sur ces diodes fluctue sous la jonction principale et qu'il forme un pic dans la zone de la jonction principale à haute tension,

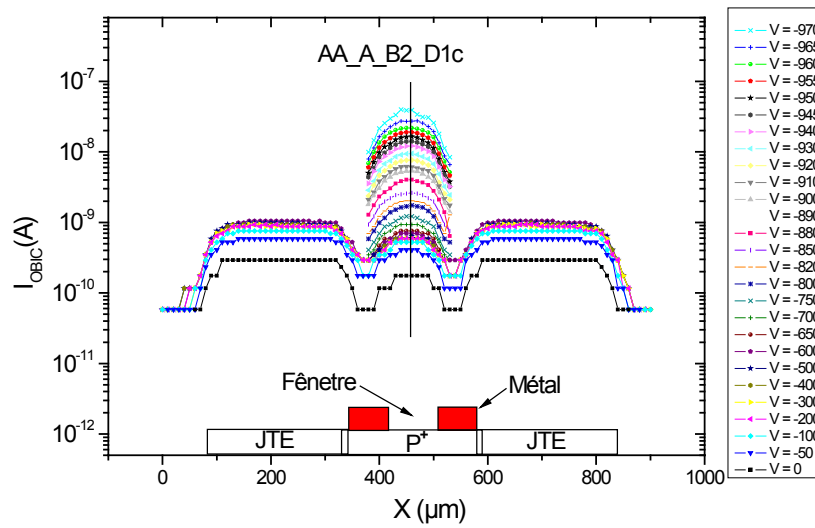
comme le montre la Figure 3-25. Cette diode atteint une tension de polarisation maximale de -880 V. Celle-ci est plus grande que dans les deux cas précédents mais elle reste plus faible que la valeur de tension maximale présentée plus bas. Ce claquage prématuré peut être lié à un défaut dans le matériau.



**Figure 3-25 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau du laser et pour différentes tensions de polarisation d'une diode présentant un pic du signal sous la jonction principale**

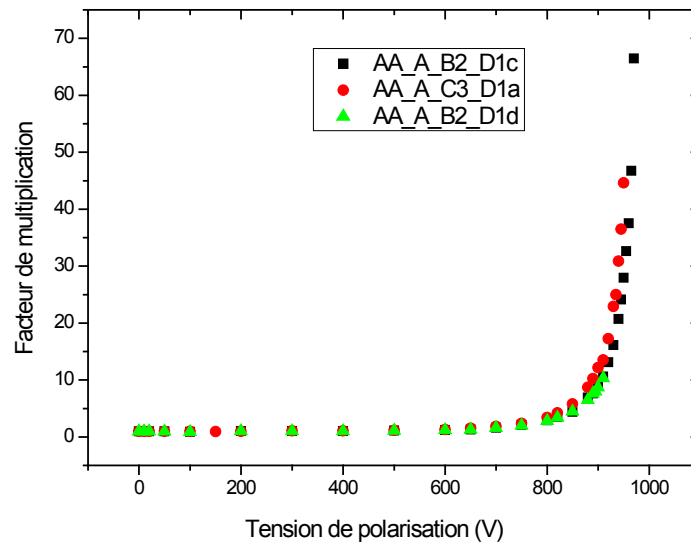
Nous avons présenté ci-dessus quelques phénomènes observés lors des mesures OBIC, empêchant d'augmenter la tension de polarisation jusqu'à la valeur à laquelle le régime d'avalanche peut se produire dans le volume.

Le signal OBIC obtenu pour une diode ayant atteint le régime d'avalanche dans le volume est présenté dans la Figure 3-26. Comme nous pouvons le constater, la tension de polarisation inverse atteint une valeur plus grande que celles présentées dans les trois cas précédents, ce qui signifie qu'un facteur de multiplication élevé est obtenu.



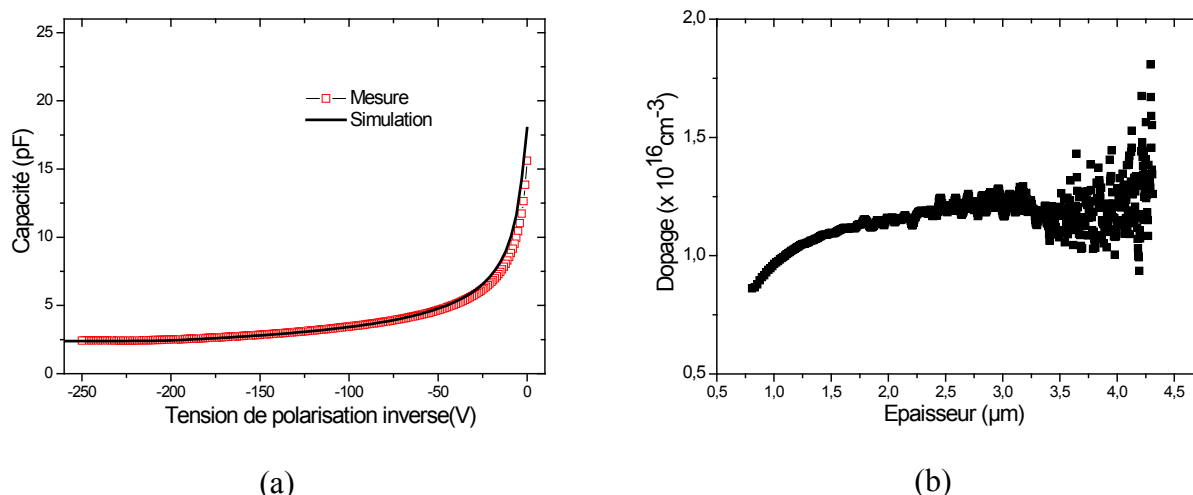
**Figure 3-26 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau du laser et pour différentes tensions de polarisation d'une diode ayant atteint le régime d'avalanche dans le volume**

Les courbes du facteur de multiplication (M) en fonction de la tension de polarisation (V) obtenues sur trois diodes sont reportées dans la Figure 3-27. Nous constatons que l'allure des courbes M(V) est bien identique.



**Figure 3-27 : Courbes M(V) obtenues sur trois diodes différentes du deuxième lot réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY)**

Les paramètres de la couche d'épitaxie sont déterminés grâce à des mesures et à la simulation de C(V). Les résultats sont présentés dans la Figure 3-28. Le dopage et l'épaisseur de la couche trouvés sont respectivement de  $1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et de  $4,4 \mu\text{m}$ .



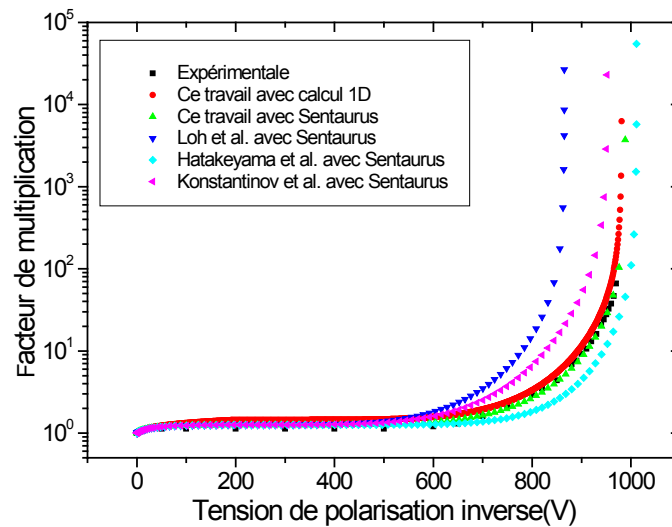
**Figure 3-28 : Courbes C(V) mesurée et simulée (a) et dopage en fonction de la profondeur de la couche d'épitaxie (b) de la structure de test du wafer SiC-4H de type N (AA-D3D30-17-SY)**

En utilisant le modèle des coefficients d'ionisation de Chynoweth [6], les paramètres suivants sont trouvés pour ajuster la courbe M(V) expérimentale par le calcul 1D :

	Paramètres des coefficients d'ionisation			
	$a_p$ ( $\times 10^7 cm^{-1}$ )	$b_p$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )	$a_n$ ( $\times 10^6 cm^{-1}$ )	$b_n$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )
SiC-4H	1,56	1,72	0,46	1,78

**Tableau 3-3 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-4H**

Les résultats de simulation de la structure de test utilisant les coefficients d'ionisation trouvés sont présentés dans la Figure 3-29. Des simulations réalisées avec les coefficients d'ionisation du SiC-4H relevés dans la littérature sont aussi effectuées à titre de comparaison. Les paramètres utilisés sont ceux de Konstantinov *et al.* [9], de Loh *et al.* [10] et de Hatakeyama *et al.* [11]. Nous n'avons pas utilisé les coefficients de Raghunathan et Baliga [8] pour deux raisons. Premièrement, Raghunathan et Baliga ne présentent que les coefficients d'ionisation des trous et les valeurs publiées sont très éloignées des résultats trouvés par les autres auteurs. Deuxièmement, au contraire des valeurs des coefficients d'ionisation pour le SiC-6H pour lesquelles ils ont montré un bon accord entre le résultat expérimental et la simulation, pour le SiC-4H, ils n'ont pas présenté une comparaison entre le résultat expérimental et la simulation. En simulant la structure de diode en SiC-4H présentée dans leur publication avec leurs coefficients d'ionisation du SiC-4H publiés, nous n'avons pas trouvé de cohérence entre le résultat expérimental (570 V) et celui simulé (700 V).



**Figure 3-29 : Courbes M(V) expérimentale et simulées de la structure de test en SiC-4H**

Nous pouvons observer que notre résultat est très proche de celui de Hatakeyama *et al.* et légèrement plus grand que celui de Konstantinov *et al.*. La simulation avec les paramètres de Loh *et al.* donne le résultat le plus faible et est assez éloigné des autres résultats.

La dépendance des coefficients en fonction du champ électrique est tracée dans la Figure 3-30. Nos coefficients sont déduits dans une gamme de champ électrique comprise entre 1,5 et 2,7 MVcm<sup>-1</sup>. Ces valeurs correspondent respectivement au champ électrique à partir duquel la multiplication des porteurs commence et ce jusqu'au champ de claquage. La dépendance des coefficients en fonction du champ électrique des autres auteurs est également présentée. Les coefficients d'ionisation valables dans la gamme du champ électrique la plus large ont été publiés par Loh *et al.* (0,9 à 5 MVcm<sup>-1</sup>).

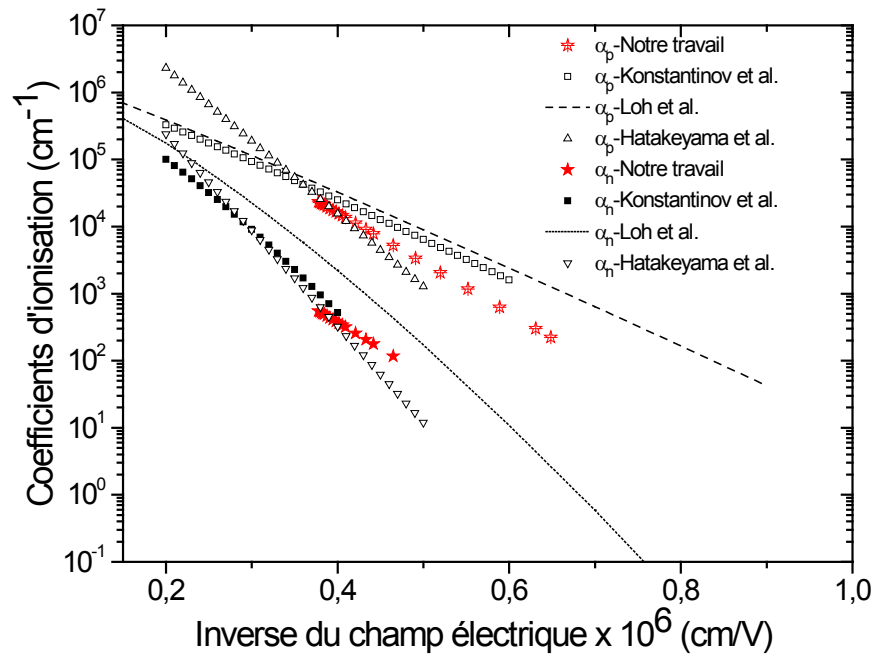
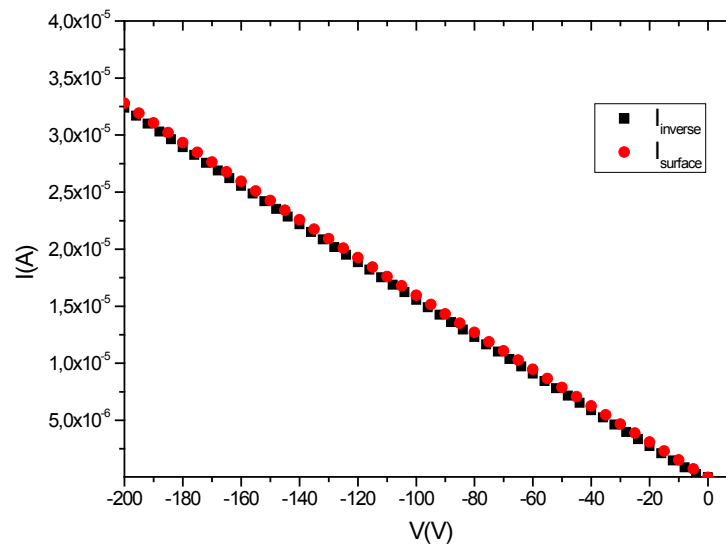


Figure 3-30 : Dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique du SiC-4H

### 3.3. Diodes OBIC du troisième lot

Les diodes du troisième lot fabriquées sur le wafer EC1013-07-EV et le wafer DE-EA449-10SY sont caractérisées.

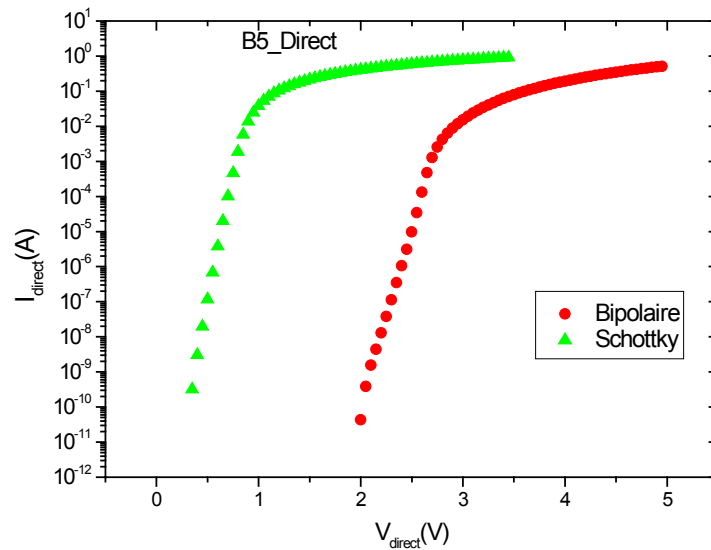
Les diodes sur le wafer EC1013-07-EV du fabricant II-VI ne fonctionnent pas en inverse. Tout le courant inverse passe par la surface. Nous observons une résistance parfaite à partir de la caractéristique I(V) en inverse de ces diodes et de la caractéristique I(V) mesurée entre deux pointes de mesures posées à la surface (Figure 3-31). Ce problème provient peut-être d'une contamination de la surface en raison de la non-passivation des diodes ou de la qualité du wafer de départ. Une passivation est ajoutée sur les diodes fabriquées sur le deuxième wafer de II-VI. A noter qu'une importante rugosité de la surface a été observée dès le début du process sur les deux wafers de II-VI. Ce problème de courant de fuite doit être examiné après la fabrication des diodes sur le deuxième wafer de II-VI.



**Figure 3-31 : Courants mesurés sur le wafer EC1013-07-EV ( $I_{\text{surface}}$  est le courant circulant entre 2 pointes posées à la surface du wafer,  $I_{\text{inverse}}$  est le courant mesuré aux bornes d'une diode polarisée en inverse)**

Nous avons caractérisé les diodes sur une moitié du wafer DE-EA449-10SY. Dans un premier temps, les mesures sont effectuées sur une table semi-automatique.

En direct, pour les diodes bipolaires, nous avons retrouvé tous les comportements observés sur les diodes du deuxième lot. Le comportement typique de la plupart de ces diodes était un seuil de tension situé vers 1,9 V et une croissance exponentielle du courant de plusieurs décades qui s'infléchissait ensuite. Pour les diodes Schottky, à l'exception de certaines diodes conduisant dès 0 V, la plupart des diodes commencent à conduire vers 0,4 V, puis le courant augmente avec une pente unique, avant d'atteindre la zone où la résistance série intervient. La résistance série des diodes Schottky est légèrement plus petite que celle des diodes bipolaires. Les caractéristiques typiques des diodes bipolaires et Schottky sont présentées dans la figure suivante.



**Figure 3-32 : Caractéristiques en direct des diodes bipolaires et Schottky réalisées sur le wafer SiC-4H de type N (DE-EA449-10SY)**

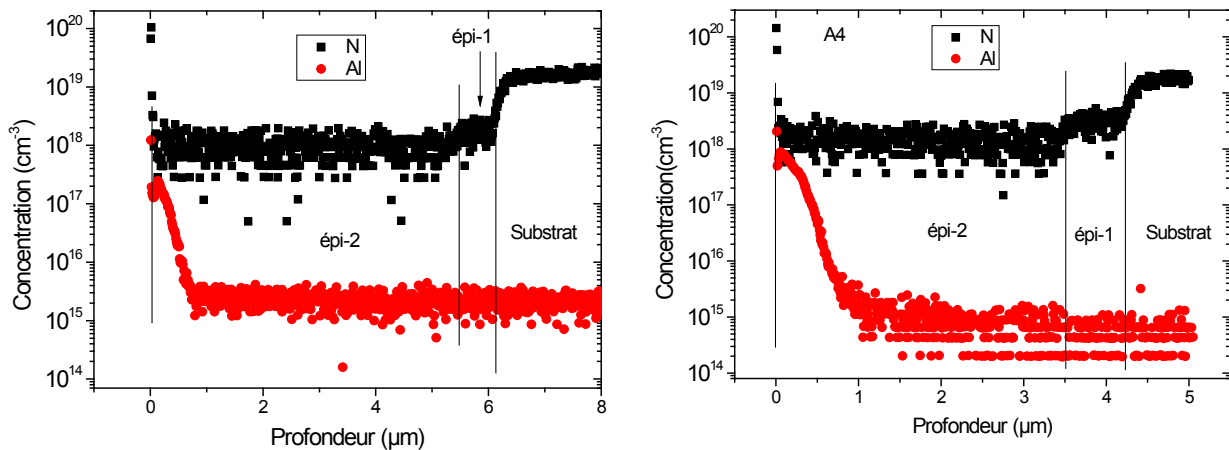
Lors des mesures automatiques en inverse dans l'air, les diodes sans protection sont testées jusqu'à -200 V. Parmi les diodes protégées, les diodes sans « channel-stopper » sont mesurées jusqu'à -500 V et les diodes avec « channel-stopper » sont caractérisées jusqu'à -200 V. La limite de tension est diminuée pour les diodes avec « channel-stopper » car plusieurs claquages dans l'air ont été observés après les premières mesures. Pour ces tests, le courant est limité à  $10^{-7}$  A. Pour les diodes Schottky, le courant est limité à  $10^{-6}$  A et la tension maximale appliquée est de -500 V.

La plupart des diodes bipolaires montrent un faible courant sous la polarisation inverse appliquée. Cela confirme un rendement élevé des diodes fabriquées sur ce wafer par le CNM. Les diodes Schottky présentent des comportements différents selon la localisation des dispositifs mesurés.

Dans un deuxième temps, les diodes sont testées dans l'huile Galden pour éviter le claquage dans l'air. La tension maximale atteinte varie non seulement selon la forme des diodes mais aussi selon l'endroit de la mesure sur le wafer dans la gamme de (-800 V ; -1050 V). Comme ces valeurs de tension sont largement supérieures à la valeur de tension maximale déterminée par simulation (-740 V) et sont par ailleurs très dispersées, une hypothèse s'impose. En effet, on peut supposer que la couche de multiplication est plus épaisse que prévu et que cette épaisseur est hétérogène. L'estimation de la largeur de la zone de charge d'espace (l'épaisseur de la couche de multiplication) par les mesures C(V) sur les différents



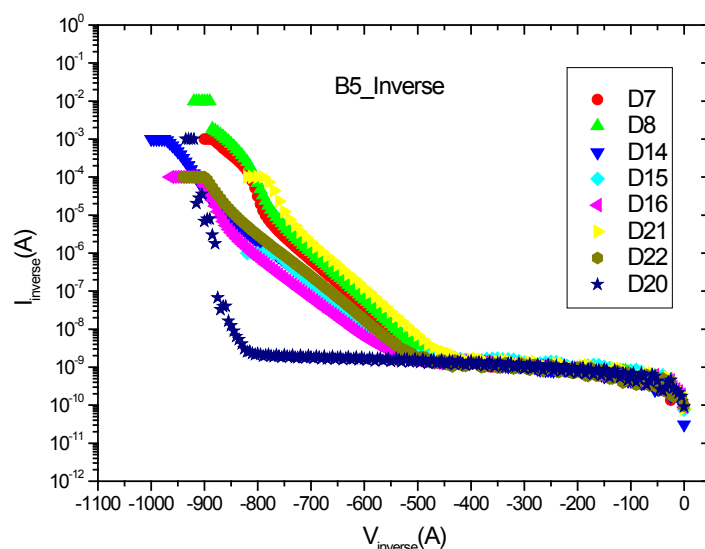
sites a confirmé cette hypothèse, montrant une épaisseur variant entre 4 et 4,9  $\mu\text{m}$ . Les analyses SIMS effectuées sur deux champs donnent des résultats différents sur l'épaisseur totale de la couche épitaxiée (l'émetteur implanté plus la couche de multiplication). Sur une zone analysée au bord du wafer, nous avons une épaisseur totale de 4  $\mu\text{m}$  et sur une zone située au centre du wafer, une épaisseur de 6  $\mu\text{m}$  a été obtenue. Les résultats d'analyses SIMS sont présentés dans la figure suivante :



**Figure 3-33 : Analyses SIMS sur deux zones du wafer SiC-4H de type N (DE-EA449-10SY)**

Il faut rappeler qu'avant le process, ce wafer a subi un polissage pour enlever 7  $\mu\text{m}$  afin qu'il ne reste que 4  $\mu\text{m}$  au total. Donc cette non-homogénéité de l'épaisseur provient peut-être de cette étape.

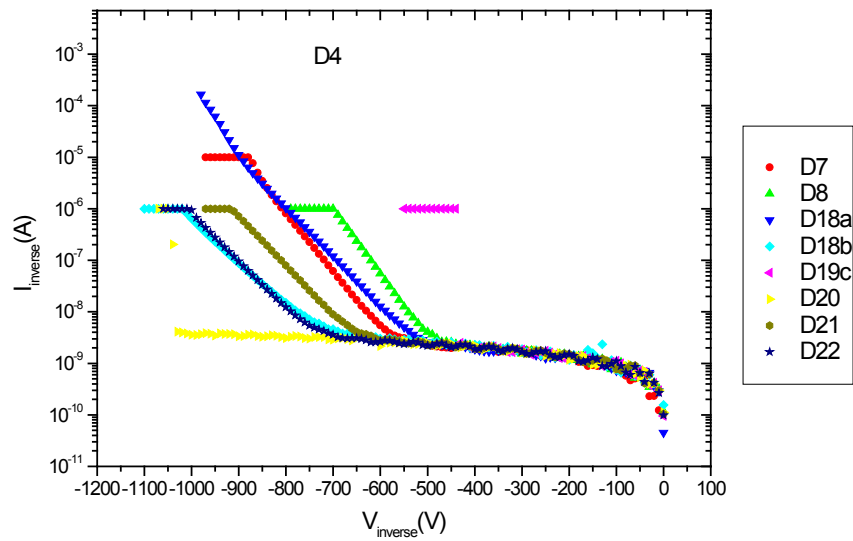
Les caractéristiques des diodes sur un champ au milieu du wafer sont présentées dans la Figure 3-34. Nous observons que la caractéristique typique de la plupart des diodes est une augmentation non abrupte du courant à partir de -500 V. Sur ce champ, seule la diode D20 (diode la plus petite sans fenêtre optique) a un faible courant inverse et ce presque jusqu'à la tension d'avalanche. Pour une même forme et une même longueur de la JTE, les diodes avec « channel-stopper » (D15, D16) présentent un courant de fuite plus faible que les diodes sans « channel-stopper » (D7, D8). Cependant, la tension de claquage de toutes ces diodes est la même (-920 V).



**Figure 3-34 : Caractéristiques en inverse des diodes bipolaires sur le champ B5 du wafer SiC-4H de type N (DE-EA449-10SY)**

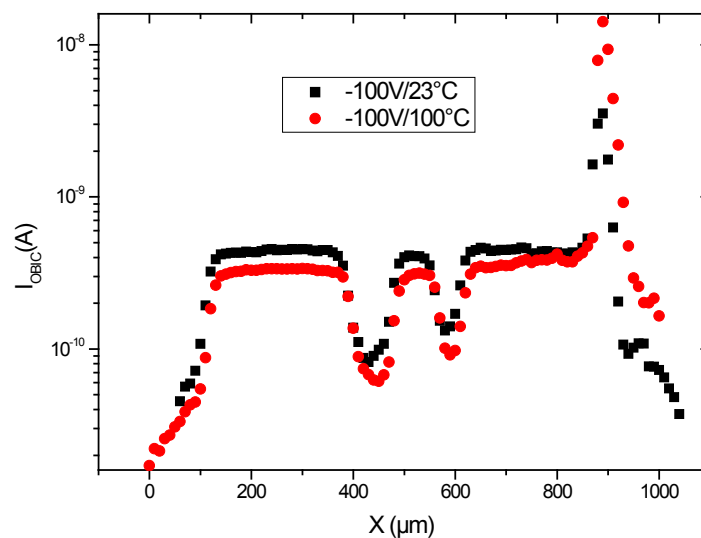
La caractéristique typique des diodes (un faible courant inverse et une augmentation non abrupte) est également observée sur les autres champs testés, bien que la tension ou le courant commencent à augmenter et que la tension de claquage varie sur chaque champ. Cette variation est due à la non-homogénéité de l'épaisseur constatée. Nous n'avons pas trouvé de diodes avec fenêtre optique présentant une caractéristique abrupte en inverse. Les mesures OBIC effectuées sur plusieurs diodes relèvent des pics de champ électrique lors du balayage du faisceau laser le long d'un diamètre des diodes comme présenté dans la partie précédente. En combinaison avec les mesures OBIC sur les diodes du deuxième lot, nous pouvons conclure que l'augmentation non abrupte du courant inverse sur plusieurs décades avant l'avalanche est le signe d'un micro-claquage. Ceci ne permet pas d'effectuer des mesures OBIC sur ces diodes pour la détermination des coefficients d'ionisation.

La Figure 3-35 présente les caractéristiques des diodes bipolaires dans un autre champ où la tension maximale atteinte est de 1050 V. Sur ce champ, les diodes commencent à fuir dans la gamme allant de -400 à -750V. Encore une fois, seule la diode la plus petite sans fenêtre présente une caractéristique abrupte en inverse.



**Figure 3-35 : Caractéristiques en inverse des diodes bipolaires sur le champ D4 du wafer SiC-4H de type N (DE-EA449-10SY)**

La Figure 3-36 présente le signal OBIC mesuré sur la diode D8 présentée ci-dessus. Des mesures OBIC sont effectuées avec une longueur d'onde de 351 nm, dans l'air et l'échantillon est collé sur une plaque chauffante pour des mesures en température. Cette diode tient une tension supérieure à -700 V en mesure I(V) inverse mais lors des mesures OBIC, nous observons dès -100V un pic du signal à la limite de la JTE. L'intensité du signal augmente avec la température alors qu'il diminue partout ailleurs, ce qui signifie bien un coefficient négatif de température pour le micro-claquage.



**Figure 3-36 : Signal OBIC à deux températures différentes sur une diode présentant un micro-claquage du wafer SiC-4H de type N (DE-EA449-10SY)**

## 4. Conclusion

Trois séries de diodes ont été réalisées dans le but principal de déterminer les coefficients d'ionisation du SiC. Toutes les diodes finies ont été caractérisées.

Pour le premier lot de diodes, quatre types de diodes ont été fabriquées sur deux wafers, un en SiC-4H et un en SiC-6H. Ceci était envisagé au début de cette étude pour la détermination des coefficients de deux polytypes courants du SiC, ainsi que pour obtenir une injection mixte des porteurs avec les diodes bipolaires ou une injection d'un seul type de porteurs avec les diodes Schottky. Cependant, la fabrication de quatre types de diodes dans ce cas entraîne un faible rendement de fabrication. Toutes les diodes MESA ne fonctionnent pas en inverse en raison d'un mauvais état de surface et présentent donc un courant de fuite trop élevé. Pour les diodes Schottky, la nécessité d'une métallisation semi-transparente pour le faisceau laser est remplie avec une couche de Ni de 10 nm, mais la protection périphérique de type JTE n'est pas optimale sur les diodes Schottky pour déterminer les coefficients d'ionisation. Cette protection n'est également pas optimale pour les diodes bipolaires JTE en SiC-4H. Les diodes bipolaires JTE en SiC-6H fonctionnent aussi bien en direct qu'en inverse. Nous avons pu effectuer les mesures OBIC sur ces diodes puis en déduire les coefficients d'ionisation du SiC-6H.

Les diodes du deuxième lot finies présentent un assez bon rendement. Cependant, bien que la majorité des diodes tient la tension, le nombre de composants possédant une caractéristique abrupte est faible. En partant des mesures OBIC sur des bonnes diodes, nous avons déterminé les coefficients du SiC-4H et les avons comparés avec les valeurs dans la littérature.

Les diodes du troisième lot sont réalisées sur quatre wafers de différents fabricants. Les premières diodes finies sont faites sur deux wafers, l'un de II-VI et l'autre de SiCrystal. Les diodes sur le wafer de II-VI ne fonctionnent pas en inverse car le courant de fuite est trop important. Ce problème provient d'une contamination de la surface ou même de la qualité du wafer. Les diodes sur le wafer de SiCrystal ont un bon fonctionnement en général mais la tension maximale atteinte en inverse varie suivant leur position sur le wafer. En plus, la caractéristique en inverse révèle un micro-claquage ne permettant pas de mesurer les coefficients d'ionisation sur ces diodes.

Les résultats déduits des mesures sur les diodes dans ce chapitre ont donné lieu à la publication de deux revues [12], [13].

## 5. Bibliographie du chapitre 3

- [1] D. Ioannou, "Analysis of the photocurrent decay (PCD) method for measuring minority-carrier lifetime in solar cells," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 30, n°. 12, p. 1834-1837, 1983.
- [2] W. J. Choyke et L. Patrick, "Higher Absorption Edges in 6H SiC," *Physical Review*, vol. 172, n°. 3, p. 769, 1968.
- [3] S. G. Sridhara, T. J. Eperjesi, R. P. Devaty, et W. J. Choyke, "Penetration depths in the ultraviolet for 4H, 6H and 3C silicon carbide at seven common laser pumping wavelengths," *Materials Science and Engineering B*, vol. 61, p. 229-233, Juillet. 1999.
- [4] T. Flohr et R. Helbig, "Determination of minority-carrier lifetime and surface recombination velocity by optical-beam-induced-current measurements at different light wavelengths," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, n°. 7, p. 3060, 1989.
- [5] K. Isoird, "Etude de la tenue en tension des dispositifs de puissance en carbure de silicium par caractérisations OBIC et électriques," thèse de doctorat, INSA de Lyon, 176 p., 2001.
- [6] A. G. Chynoweth, "Uniform Silicon p-n Junctions. II. Ionization Rates for Electrons," *Journal of Applied Physics*, vol. 31, n°. 7, p. 1161, 1960.
- [7] M. Ruff, H. Mitlehner et R. Helbig, "SiC devices: physics and numerical simulation," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, n°. 6, p. 1040-1054, 1994.
- [8] R. Raghunathan et B. J. Baliga, "Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC," *Solid-State Electronics*, vol. 43, n°. 2, p. 199-211, Fév. 1999.
- [9] A. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, et U. Lindelfelt, "Study of avalanche breakdown and impact ionization in 4H silicon carbide," *Journal of Electronic Materials*, vol. 27, n°. 4, p. 335-341, Avr. 1998.
- [10] W.S. Loh, B. K. Ng, J. S. Ng, S. I. Soloviev, H. Y. Cha, P. M. Sandvik, C. M. Johnson, J. P. R. David, "Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, n°. 8, p. 1984-1990, 2008.
- [11] T. Hatakeyama, T. Watanabe, K. Kojima, N. Sano, K. Shiraishi, M. Kushibe, S. Imai, T. Shinohe, T. Suzuki, T. Tanaka, et K. Arai, "Impact Ionization Coefficients of 4H-SiC," *Materials Science Forum*, vol. 457, p. 673-676, 2004.
- [12] C. Raynaud, D. M. Nguyen, N. Dheilily, D. Tournier, P. Brosselard, M. Lazar, et D. Planson, "Optical beam induced current measurements: principles and applications to

SiC device characterization,” *physica status solidi (a)*, vol. 206, n°. 10, p. 2273-2283, 2009.

- [13] D. M. Nguyen, C. Raynaud, N. Dheilily, M. Lazar, D. Tournier, P. Brosselard, et D. Planson, “Experimental determination of impact ionization coefficients in 4H-SiC,” *Diamond and Related Materials*, vol. 20, n°. 3, p. 395-397, Mar. 2011.

<b>Chapitre 4 : Caractérisation des diodes Schottky, JBS et Zener</b>	<b>104</b>
<b>1. Caractérisation des diodes Schottky et JBS en SiC-4H</b>	<b>104</b>
1.1. Introduction	104
1.2. Description des diodes de test	104
1.3. Résultats des mesures C(V) en température	106
1.4. Résultats des mesures de spectroscopie d'admittance	107
1.5. Conclusion	111
<b>2. Caractérisation des diodes Zener en SiC-4H</b>	<b>113</b>
2.1. Introduction	113
2.2. Présentation des diodes de test	113
2.3. Résultats des mesures et discussion	114
2.4. Conclusion	123
<b>3. Bibliographie du chapitre 4</b>	<b>124</b>

# Chapitre 4 : Caractérisation des diodes Schottky, JBS et Zener

Ce chapitre décrit la caractérisation de différents types de diodes fabriquées en SiC-4H par des partenaires du laboratoire Ampère : le CNM (Centre National de Microélectronique de Barcelone) et l'ISL (Institut franco-allemand de recherches de Saint Louis). Ce sont les diodes Schottky, JBS et Zener. Plusieurs techniques de caractérisation sont utilisées pour relever les caractéristiques de ces diodes : courant-tension  $I(V)$ , capacité-tension  $C(V)$ , spectroscopie d'admittance et OBIC.

## 1. Caractérisation des diodes Schottky et JBS en SiC-4H

### 1.1. Introduction

Comme cela a été présenté dans le chapitre 1, les diodes JBS ont plusieurs avantages par rapport aux diodes Schottky (SBD) et bipolaires. Dans cette partie, les mesures de  $C(V)$  et de spectroscopie d'admittance en température sont utilisées pour étudier et comparer les caractéristiques des diodes JBS et SBD fabriquées, sur un même substrat de SiC-4H. Les mesures de  $C(V)$  permettent de connaître le niveau de dopage électriquement actif et sa variation en température. Les mesures de spectroscopie d'admittance permettent, quant à elles, de déterminer l'énergie d'activation des dopants présents et leurs sections efficaces de capture.

### 1.2. Description des diodes de test

Les diodes ont été réalisées au Centre National de Microélectronique de Barcelone (CNM). Un substrat de SiC-4H avec une couche d'épitaxie de type N de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et dopée à  $2 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$  est utilisé pour la fabrication de ces diodes. Les diodes sont protégées par JTE (Junction Termination Extension) pour le fonctionnement à haute tension. La vue en coupe d'une diode JBS est présentée dans la Figure 4-1. Les diodes JBS ont des caissons  $P^+$  de largeur  $L_P$  et la distance entre les caissons est  $L_N$ . Les diodes SBD sont similaires mais il n'y a pas de zones  $P^+$  de largeur  $L_P$ . Toutes les zones dopées de type P sont réalisées par implantation d'aluminium. Le contact d'anode est réalisé par un dépôt de Ni recuit à  $500^\circ\text{C}$ . Le contact ohmique sur la cathode est réalisé avec un process standard du CNM.



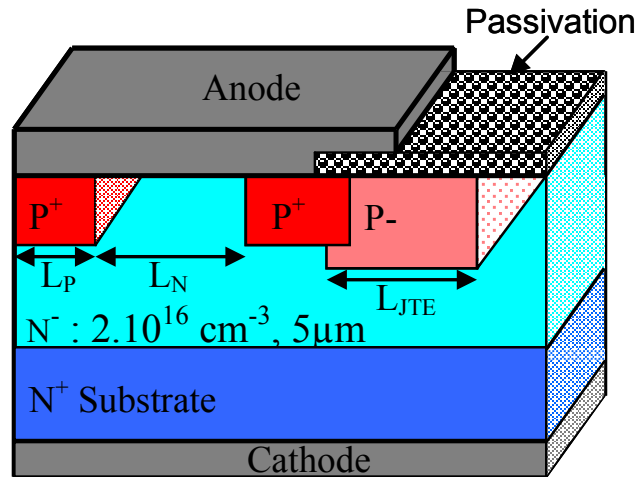


Figure 4-1: Vue en coupe de la diode JBS

La géométrie et les paramètres des diodes sont résumés dans le Tableau 4-1. Deux procédés de fabrication ont été utilisés pour la réalisation des diodes. Les diodes SBD (E, B) et les JBS (C, D) sont réalisées dans le premier procédé, les diodes SBD-ESC et les JBS-C1 sont fabriquées dans le deuxième procédé.

Diodes	Surface (mm <sup>2</sup> )	L <sub>p</sub> (μm)	L <sub>n</sub> (μm)
SBD-ESC	2,56		
JBS-C1	2,56	3	4
SBD-E sans anneau p <sup>+</sup>	4		
SBD-B avec anneau p <sup>+</sup>	2,56		
JBS-C	4	2	3
JBS-D	3,24	2	4

Tableau 4-1 : Géométrie principale des diodes Schottky (SBD) et JBS

Les diodes sont carrées et sont collées sur un support par une laque conductrice, le contact sur la face avant est assuré par les fils de soudure (wire bonding). La photographie d'une diode sur son support est montrée sur la Figure 4-2.

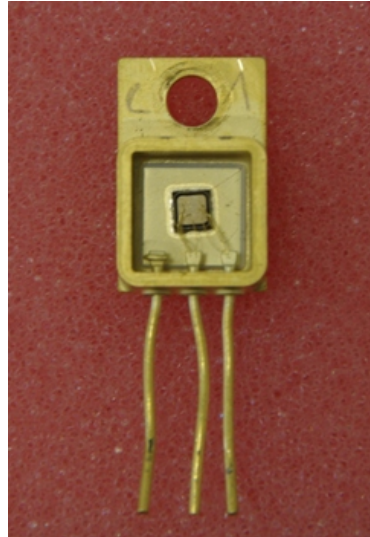


Figure 4-2 : Photographie d'une diode sur son support

### 1.3. Résultats des mesures $C(V)$ en température

Les mesures de la capacité ( $C$ ) en fonction de la tension de polarisation inverse ( $V_R$ ) permettent de calculer le dopage et la hauteur de barrière de la jonction Schottky. Dans le cas de la jonction PN, ces mesures donnent le profil de dopage de la zone la moins dopée et le potentiel interne de la jonction. Les résultats obtenus sur la diode SBD (B) et la diode JBS (C) sont reportés dans la Figure 4-3 :

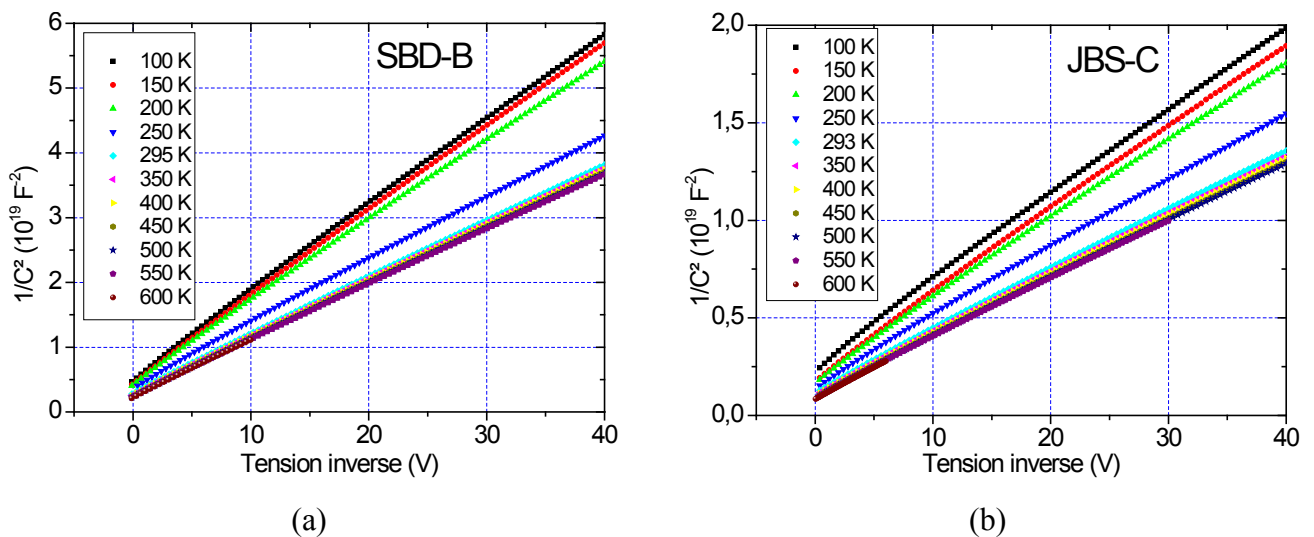


Figure 4-3 : Tracé de  $1/C^2$  en fonction de la tension inverse et de la température d'une diode SBD-B (a) et d'une diode JBS-C (b)

Nous pouvons bien observer sur cette figure que le tracé de ( $1/C^2$  vs  $V_R$ ) des diodes donne une droite, ce qui signifie que le dopage est homogène dans la couche d'épitaxie. La pente de ces droites change en fonction de la température, ce qui révèle une variation de

dopage actif en fonction de la température. Le dopage extrait et sa variation en température sont exprimés dans la Figure 4-4.

Visiblement le dopage est plus faible à basse température du fait du gel des porteurs et il augmente avec la température jusqu'à 300 K. Au-dessus de cette température, le dopage reste constant. La différence de la valeur du dopage extrait entre les JBS et les SBD peut être due à une erreur dans la prise en compte de la surface dans le calcul. Nous avons en effet considéré que la surface est constante. En fait, cette surface est sous estimée dans le cas de la JBS due à la modulation de la zone de charge d'espace autour des caissons P<sup>+</sup>. En revanche, une même variation de dopage en température est toujours observée.

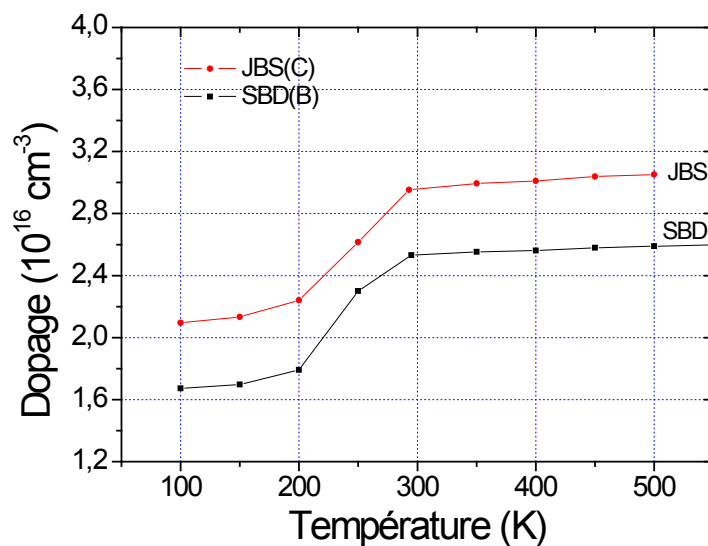


Figure 4-4 : Dopage actif en fonction de la température, calculé dans les deux cas avec la même surface active correspondant à la surface de la métallisation.

#### 1.4. Résultats des mesures de spectroscopie d'admittance

Avant de décrire les résultats obtenus par spectroscopie d'admittance, nous rappelons ici le principe de cette technique. La spectroscopie d'admittance a été développée au début des années 70, d'abord par Losee [1], ensuite par Vincent *et al.* [2], Pautrat *et al.* [3] sur la barrière de Schottky et par Barbolat *et al.* [4] sur la jonction PN. La technique consiste à appliquer une petite tension sinusoïdale à la structure de test et de mesurer la capacité (Cp) et la conductance (Gp) de la zone de charge d'espace de la structure. En présence d'un défaut, les processus cinétiques de l'émission et de la capture de porteurs libres par ce défaut modifient la capacité et la conductance de la structure. En faisant varier la fréquence et la température, il est possible de déterminer l'énergie d'activation et la section efficace de capture du défaut.

En effet, la présence d'un défaut implique la présence d'un pic de conductance en fonction de la température. La température T de ce pic varie avec la fréquence f du signal d'excitation et la fréquence angulaire  $\omega = 2\pi f$  est égale au taux d'émission thermique du défaut. Dans le modèle de Shockley-Read-Hall [5], pour un piège à électrons, ce taux est défini par :

$$e_n = a_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_{ac}}{kT}\right) \quad \text{Équation 4-1}$$

Avec :

$$a_n = \frac{2\sqrt{3}(2\pi)^{3/2} m_{nd}^* k^2}{h^3} g M_c \quad \text{Équation 4-2}$$

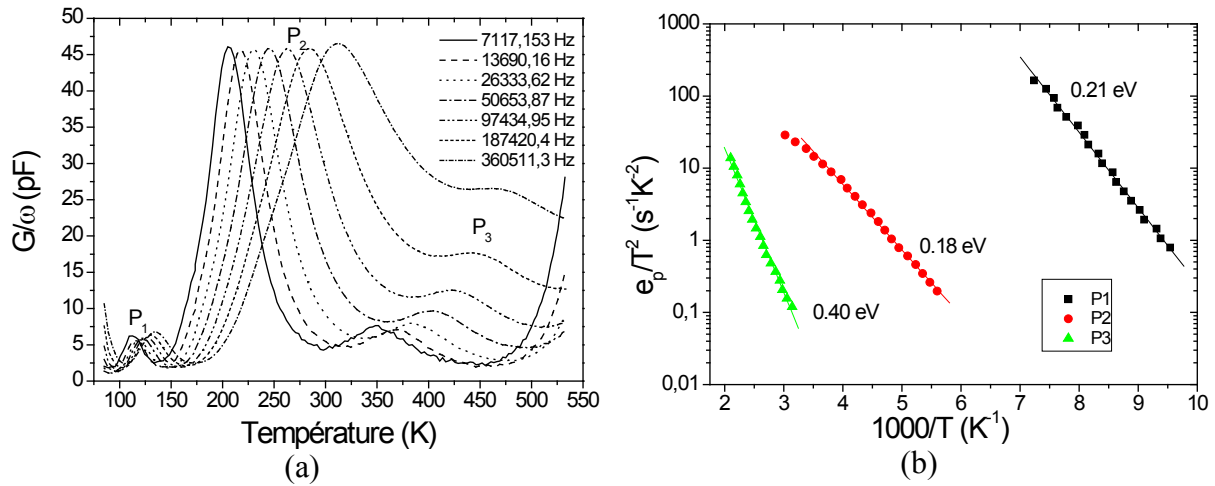
Où :  $E_{ac}$  est l'énergie d'activation,  $m_{nd}^*$  la masse effective de densité d'états des électrons,  $M_c$  le nombre de minima de la bande de conduction,  $\sigma_n$  la section efficace de capture du piège.

Pour un piège à trous, les formules sont identiques en remplaçant les paramètres relatifs aux électrons par ceux des trous.

La zone inspectée est située près de la zone théorique, où le niveau de Fermi croise le niveau d'énergie du défaut. Ainsi, dans une diode Schottky idéale de type N, il est possible de détecter les pièges à électrons seulement. Mais en présence d'une jonction PN, il est possible de détecter les pièges à électrons dans la région de type N et les pièges à trous dans la région de type P.

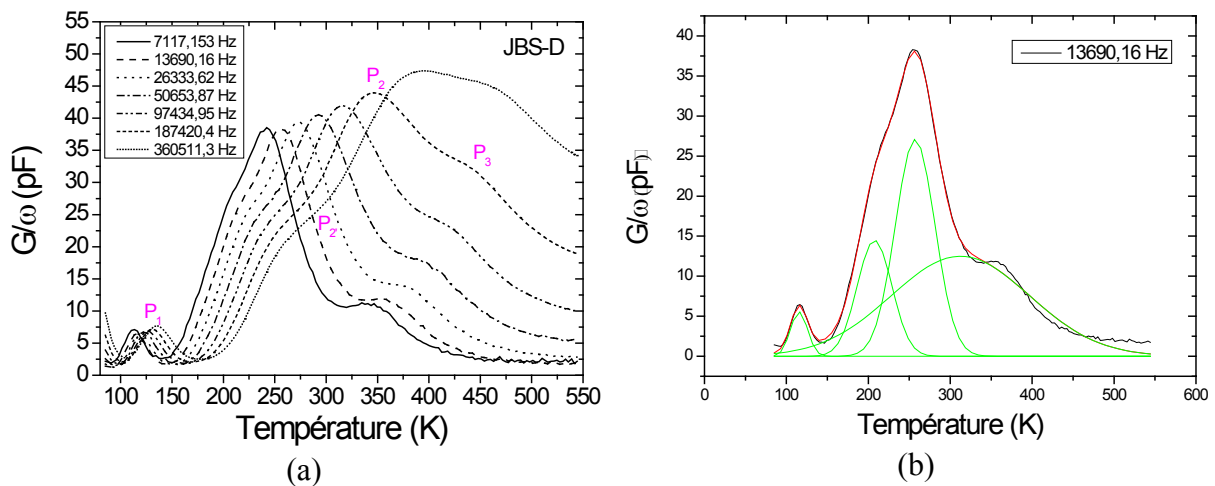
La spectroscopie d'admittance a été utilisée dans le passé pour déterminer l'énergie d'activation des dopants dans des diodes Schottky [6-8] et des diodes bipolaires [9] en SiC. A notre connaissance, c'est la première fois que des mesures de spectroscopie sont effectuées sur les diodes JBS.

Dans notre étude, les mesures d'admittance ont été effectuées à l'aide d'un analyseur d'impédance HP4194A, piloté par ordinateur. Une rampe de température est imposée aux échantillons quand la fréquence de mesure varie pour 20 valeurs entre 1 kHz et 500 kHz. La vitesse de la rampe de température est choisie par le réglage de la puissance d'un régulateur SMC-TBT. Le tracé de  $(\ln(\omega/T^2) \text{ vs } (1/T))$  (le diagramme d'Arrhénius) permet de déduire l'énergie d'activation et la section efficace de capture du défaut.



**Figure 4-5 : Spectres de conductance en fonction de la température pour sept fréquences différentes (a) et diagramme d'Arrhénius des défauts P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> et P<sub>3</sub> détectés sur l'échantillon SBD-B (b)**

La Figure 4-5 (a) présente les spectres de conductance obtenus sur l'échantillon SBD-B pour sept fréquences. Trois défauts sont observés et leurs signatures sont tracées dans la Figure 4-5 (b). L'énergie d'activation et la section efficace de capture des défauts sont résumées dans le Tableau 4-2 en supposant que ce sont des pièges à trous. Les niveaux d'azote étant peu profonds, ils donnent lieu à des pics à plus basse température que la température minimale utilisée dans ces expériences.



**Figure 4-6 : Spectres de conductance en fonction de la température pour sept fréquences différentes (a) et quatre pics observés par une analyse Gaussienne du spectre de conductance à 13690,16 Hz (b) du JBS-D**

Les spectres de conductance obtenus sur la diode JBS-D sont reportés sur la Figure 4-6 (a). La différence par rapport la diode SBD-B est l'apparition d'un quatrième pic situé au milieu des deux premiers pics. Ce pic est bien observé aux fréquences élevées et peut être

déconvolué par une courbe Gaussienne comme le montre la Figure 4-6 (b). Les signatures des quatre défauts sont tracées dans la figure suivante :

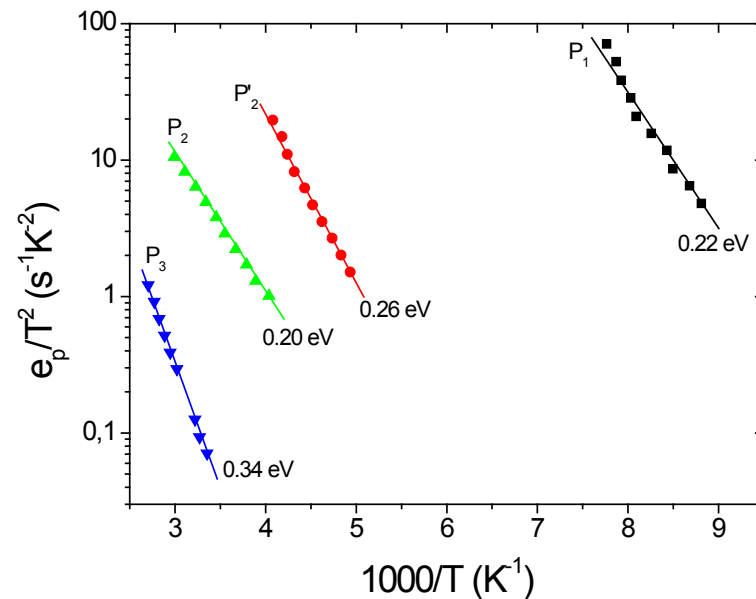


Figure 4-7 : Diagramme d'Arrhénius des défauts du JBS-D

La Figure 4-8 présente les spectres de conductance à 260 kHz pour tous les six échantillons inspectés. Pour les diodes du premier « run », il y a trois pics avec les SBD (B, E) et quatre pics avec les JBS (C, D). Par contre, pour les diodes du deuxième « run » SBD-ESC et JBS-C1, nous n'observons que deux pics. L'énergie d'activation et la section efficace de capture de tous les défauts sont résumées dans le Tableau 4-2.

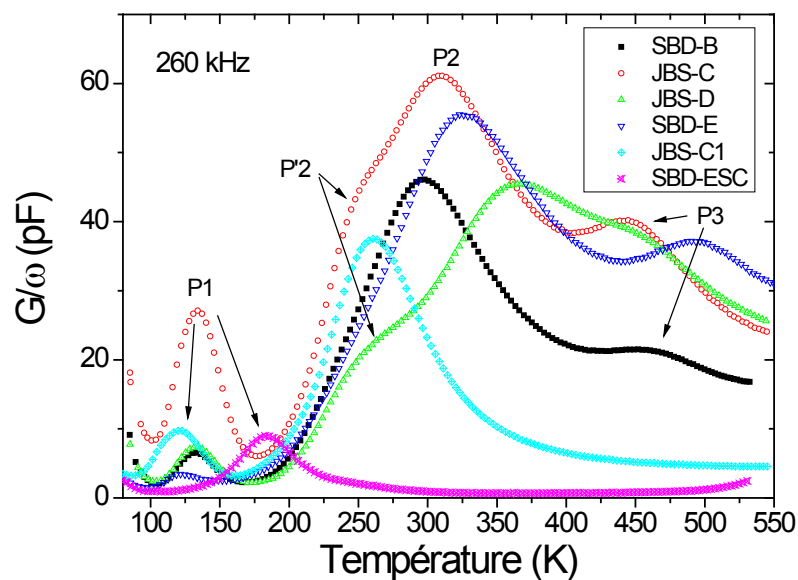


Figure 4-8 : Comparaison des spectres de conductance à 260 kHz pour les six échantillons

Le pic P1 apparaît dans tous les échantillons. Il est probablement lié à la présence de l'aluminium (Al) dans la JTE. Les valeurs de 0,17 à 0,21 eV se trouvent généralement dans la gamme de dopage de  $\sim 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . En raison de la présence ou non de l'anneau P<sup>+</sup>, la zone de charge d'espace s'étend probablement différemment dans la JTE de sorte que la région sondée ne montre pas le même niveau de dopage. Il pourrait également affecter la section efficace de capture.

Le pic P2 est présent dans tous les échantillons avec une énergie d'activation variant de 0,16 à 0,2 eV et avec une section efficace de capture dans la gamme de  $10^{-18} \text{ cm}^2$ . Une possibilité est qu'il soit lié à l'aluminium, comme P1, mais dans un autre site : dans le SiC-6H, l'aluminium peut occuper les deux sites hexagonaux et cubique.

Le pic P3 apparaît seulement dans les échantillons du premier process : aussi bien les JBS (C, D) que les SBD (B, E). A noter que les SBD du premier process présentent une hauteur de barrière Schottky  $\Phi_B$  anormalement élevée, il s'agit peut-être d'un défaut d'interface.

Enfin le pic P'2 apparaît dans les JBS (C, D). Il est probablement inhérent au premier process et peut être un défaut d'implantation qui n'aurait pas disparu au cours du recuit.

	P <sub>1</sub>	P' <sub>2</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>
SBD-B ( $\Phi_B \sim 3\text{eV}$ )	Ea = 0,21 eV ; $\sigma = 1,1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$		Ea = 0,18 eV ; $\sigma = 3,4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	Ea = 0,40 eV ; $\sigma = 2,9 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
SBD-E ( $\Phi_B \sim 3\text{eV}$ )	Ea $\sim$ 0,15 eV ; $\sigma = 2,4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$		Ea = 0,16 eV ; $\sigma = 5,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	Ea = 0,35 eV ; $\sigma = 4,0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$
JBS-C ( $V_{bi} \sim 3\text{eV}$ )	Ea = 0,21 eV ; $\sigma = 1,0 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$	Ea = 0,25 eV ;* $\sigma = 4,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	Ea = 0,19 eV ; $\sigma = 3,5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ Ea = 0,16 eV ;* $\sigma = 1,2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	Ea = 0,37 eV ; $\sigma = 1,9 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
JBS-D ( $V_{bi} \sim 3\text{eV}$ )	Ea = 0,22 eV ; $\sigma = 2,5 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$	Ea = 0,26 eV ;* $\sigma = 5,3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	Ea = 0,20 eV ;* $\sigma = 1,6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	Ea = 0,34 eV ; $\sigma = 2,6 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$
SBD-ESC ( $\Phi_B = 1,7\text{eV}$ )	Ea = 0,15 eV ; $\sigma = 7,1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$		Ea $\sim$ 0,18 eV ; $\sigma = 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	
JBS-C1 ( $V_{bi} \sim 3\text{eV}$ )	Ea = 0,14 eV ; $\sigma = 1,1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$		Ea = 0,17 eV ; $\sigma = 6,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$	

**Tableau 4-2 : Résumé des résultats obtenus sur les six échantillons avec E<sub>a</sub> : énergie d'activation,  $\sigma$  : section d'efficacité de capture du piège,  $\Phi_B$  : hauteur de barrière de la jonction Schottky, V<sub>bi</sub> : potentiel interne de la jonction (\* résultats trouvés par analyse Gaussienne)**

## 1.5. Conclusion

Les mesures de C(V) et de spectroscopie d'admittance ont été utilisées sur des structures SBD et JBS fabriquées sur un substrat SiC-4H de type N. Les caissons P<sup>+</sup> des JBS ont été réalisés par implantation d'aluminium. La JTE a également été réalisée par

implantation d'Al. Les défauts détectés dans ces échantillons sont liés à la présence de la JTE et à la présence des caissons P<sup>+</sup> des JBS. Un (peut-être deux) d'entre eux est corrélé au niveau superficiel de l'aluminium, un autre est un défaut induit par implantation et le dernier est un défaut d'interface augmentant la hauteur de barrière Schottky. Ces résultats sont publiés dans [10].



## 2. Caractérisation des diodes Zener en SiC-4H

### 2.1. Introduction

Les diodes d'avalanche (ou diodes Zener) sont largement utilisées pour la régulation de tension ou la protection parallèle contre les décharges électrostatiques (DES). Deux mécanismes de claquage sont présents dans ce type de diodes : la multiplication par avalanche et l'effet Zener (tunnel). Du fait des propriétés exceptionnelles du SiC-4H, en particulier sa large bande interdite, son champ électrique critique élevé et sa bonne conductivité thermique, des diodes Zener fabriquées en SiC-4H peuvent fonctionner à des tensions Zener supérieures et des températures plus élevées que des diodes Zener classiques à base de Si. Certains auteurs ont présenté des diodes Zener en SiC-4H ayant une tension de claquage d'environ 20 V du fait d'une combinaison de l'effet d'avalanche et de l'effet Zener [11-13]. Vassilevski *et al.* [14] ont présenté une diode Zener de 280 V pour laquelle le claquage est en fait dû entièrement à l'effet d'avalanche. Dans cette partie, nous présentons la caractérisation des diodes Zener avec une tension d'avalanche d'environ 59 V et la simulation de cette tension de claquage en utilisant les coefficients d'ionisation déterminés par les mesures OBIC.

### 2.2. Présentation des diodes de test

Les diodes Zener ont été fabriquées à l'institut franco-allemand de recherches de Saint Louis (ISL). Un substrat de SiC-4H de chez Cree Inc. a été utilisé pour fabriquer les diodes. La partie active de la structure se compose d'une couche P<sup>+</sup> de 2,2 μm et d'une couche de transition de type P de 0,1 μm réalisée par épitaxie sur un substrat de type N<sup>+</sup> (Figure 4-9 gauche). Sur chaque échantillon de taille 1x1 cm<sup>2</sup>, 43 diodes MESA circulaires, d'une surface d'environ 0,8 mm<sup>2</sup> ont été formées (Figure 4-9 droite).

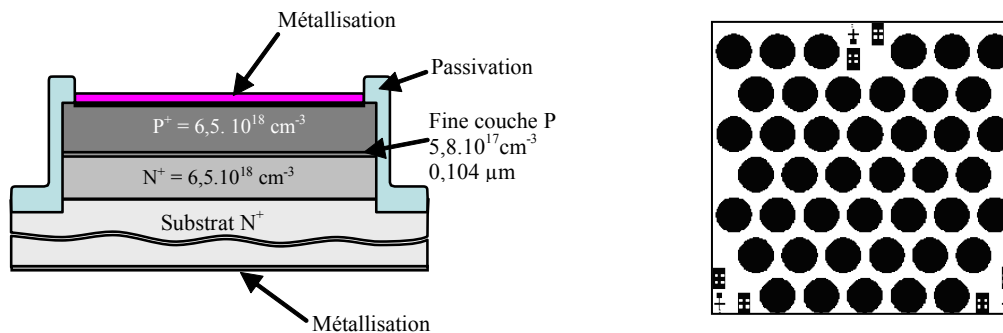


Figure 4-9 : Vue en coupe de la diode et vue générale de l'échantillon

La terminaison de ces diodes a été réalisée par une gravure RIE (Reactive Ion Etching) comme celle étudiée dans [15]. Pour la passivation, une couche d'oxyde de 1,6  $\mu\text{m}$  d'épaisseur a été déposée par PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) et a été ensuite recuite successivement sous atmosphère d' $\text{O}_2$  et de  $\text{N}_2$  respectivement à 950°C et 1050°C pendant une heure chacune. Pour réaliser les contacts ohmiques à faible résistance, des métallisations à base de Ni sur la cathode et à base d'Al sur l'anode ont été effectuées et ensuite recuites à 1000°C. L'aluminium est également utilisé pour la sur-métallisation sur l'anode tandis que la sur-métallisation de la cathode est réalisée avec une bi-couche de Ni/Au.

### 2.3. Résultats des mesures et discussion

Afin de déterminer exactement l'épaisseur et le dopage des couches des diodes, les mesures de capacité-tension  $C(V)$  ont été effectuées avec un HP 4194A, en combinaison avec la simulation  $C(V)$  par le logiciel Sentaurus [16]. Une caractéristique  $C(V)$  typique mesurée à température ambiante est reportée dans la Figure 4-10. Ces mesures ont confirmé la présence d'une très fine couche faiblement dopée de type P entre deux couches fortement dopées. Les simulations  $C(V)$  effectuées à l'aide de Sentaurus ont donné le meilleur ajustement de la courbe  $C(V)$  expérimentale pour une structure  $\text{P}^+\text{PN}^+$  dont les concentrations de dopage sont respectivement de  $6,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et  $6,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La largeur de la couche de transition P de la structure simulée est de 0,104  $\mu\text{m}$ .

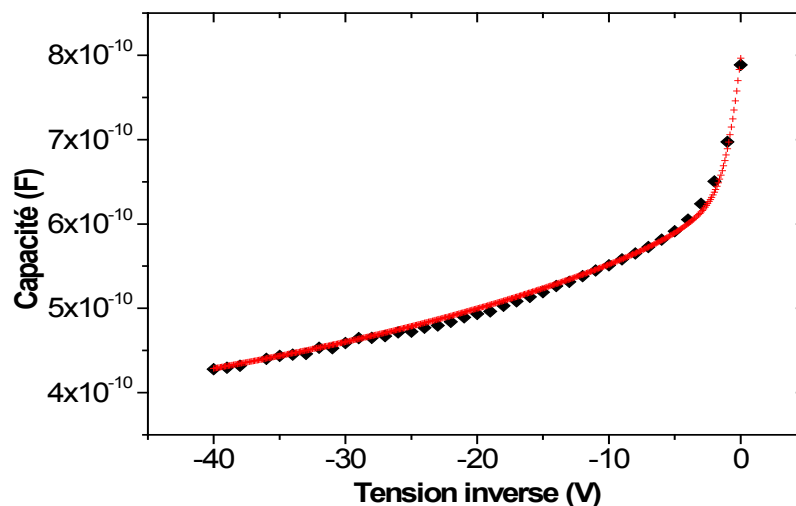


Figure 4-10 : Courbes  $C(V)$  mesurée ( $\blacklozenge$ ) et simulée ( $+$ ) sur une diode Zener à 20 kHz

Les mesures de courant-tension ( $I-V$ ) ont été réalisées dans la gamme de température 150K-420K en utilisant un Keithley 2410 Source-meter et la méthode des quatre pointes (méthode Kelvin) a été appliquée pour éliminer les résistances série des câbles et pointes. Les

caractéristiques en direct en fonction de la température des diodes sont reportées dans la Figure 4-11.

Les caractéristiques  $I(V)$  des diodes montrent deux pentes distinctes dans la zone d'idéalité, sauf à très basse température. La première pente correspond à un coefficient d'idéalité  $n \approx 2,5$  ce qui signifie un courant de recombinaison dominant. La deuxième ayant un coefficient  $n \approx 1,2$  est attribuée au courant de diffusion.

La tension où les diodes se mettent en conduction diminue avec la température, de 2,5 V à 150 K à 1,5 V à 420 K. Les diodes ont une très faible résistance série ( $0,14 \Omega$ ), dont l'effet n'est pas encore significatif à la limite de cet équipement de mesure ( $I = 1A$ ). La densité de courant en direct atteint  $125 A/cm^2$  sous 3V à température ambiante.

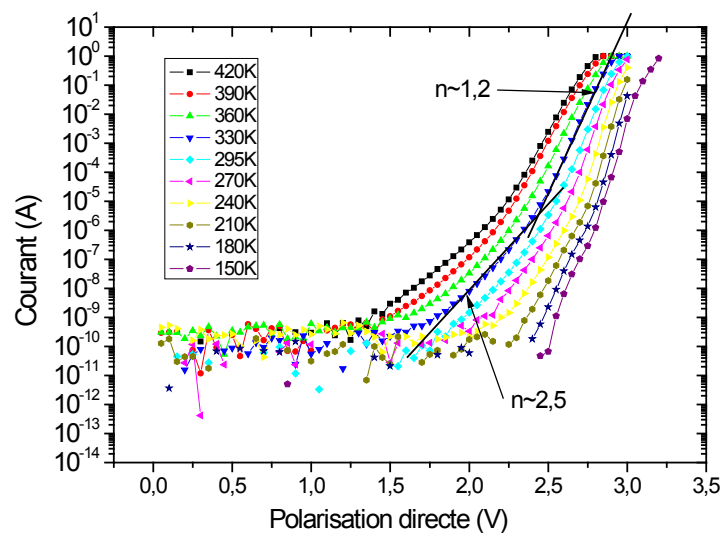


Figure 4-11 : Caractéristiques  $I(V)$  en direct en température

Sous polarisation inverse, les diodes montrent un fonctionnement stable et une caractéristique abrupte sous une tension d'avalanche d'environ 59 V. Dans la limite de l'appareil de mesure K2410 (20 mA dans cette gamme de tension), ces diodes sont capables de dissiper une densité de puissance de  $150 W/cm^2$ .

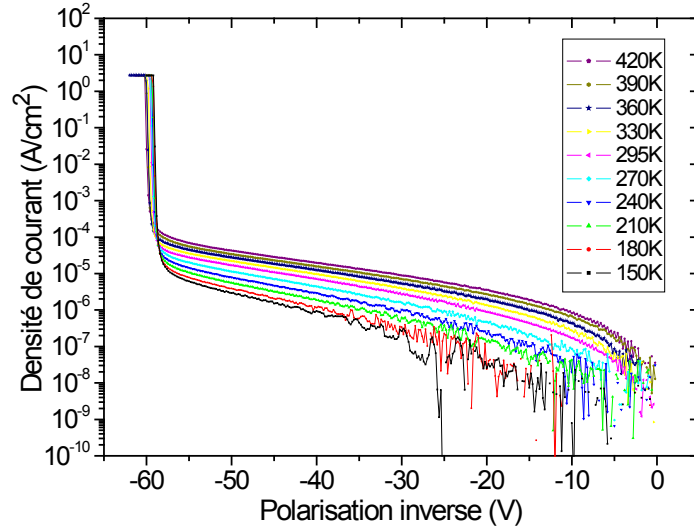


Figure 4-12 : Caractéristiques I(V) en inverse en température

Le courant en inverse avant avalanche augmente avec la température mais la dépendance en température de ce courant est faible. L'origine de ce courant est analysée avec les modèles de courant en inverse détaillés dans [17].

A faible température, le courant est modélisé avec le modèle du courant tunnel assisté par défauts:

$$I_{tun} = C_1 F V \exp\left(-\frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\sqrt{m^*} E_g^{3/2}}{q\hbar F}\right) \quad \text{Équation 4-3}$$

où  $m^*$  est la masse effective des porteurs tunnel,  $F$  est le champ électrique et  $C_1$  est un paramètre qui dépend de la concentration de défauts  $N_t$ .

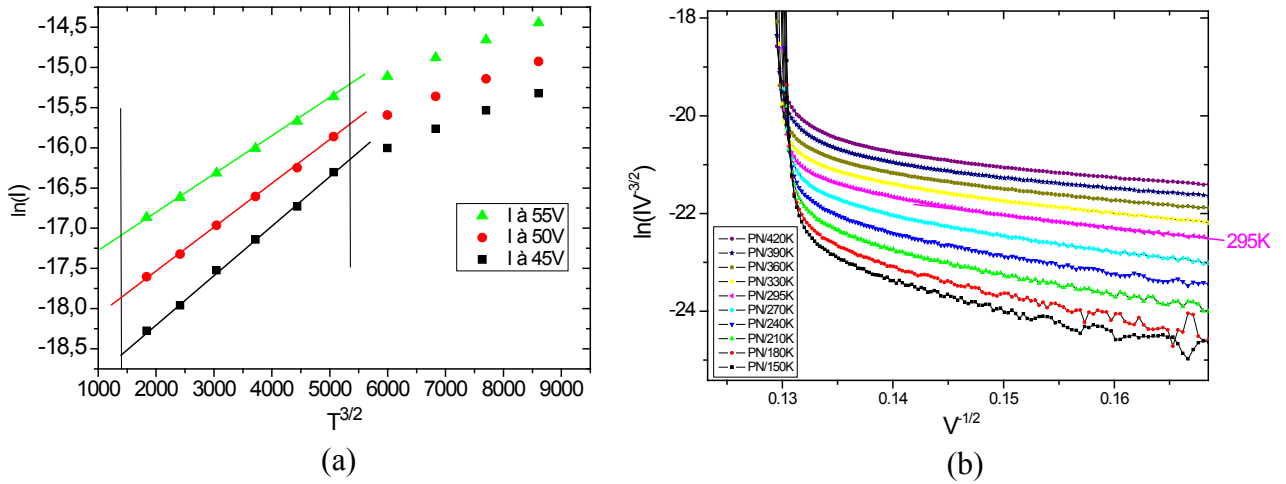
Comme  $E_g(T)$  décroît linéairement en température, ce courant varie comme suit pour une variation dominante en température :

$$I_{tun} \propto \exp(E_g^{3/2}(T)) \Rightarrow I_{tun} \propto \exp(T^{3/2}) \quad \text{Équation 4-4}$$

Dans une jonction PN, le champ électrique  $F \propto V^{1/2}$  donc la variation de ce courant tunnel en fonction de la tension peut s'exprimer de la façon suivante :

$$I_{tun} \propto V^{3/2} \exp(V^{-1/2}) \quad \text{Équation 4-5}$$

Les tracés de  $(\ln(I) \text{ vs. } T^{3/2})$  pour quelques tensions et de  $(\ln(IV^{-3/2}) \text{ vs. } V^{-1/2})$  à partir des caractéristiques I(V) données en Figure 4-12 sont reportés dans la Figure 4-13. Pour une température allant jusqu'à 295K, la variation en température est bien une droite, ce qui signifie un courant de type tunnel. La variation en tension est aussi une droite dont la pente diminue légèrement en température jusqu'à 295K, ce qui correspond à la variation du gap en température.



**Figure 4-13 : Tracés de  $\ln(I)$  vs.  $T^{3/2}$  (a) et de  $\ln(IV^{-3/2})$  vs.  $V^{-1/2}$  (b) à partir des caractéristiques  $I(V)$  présentées dans la Figure 4-12**

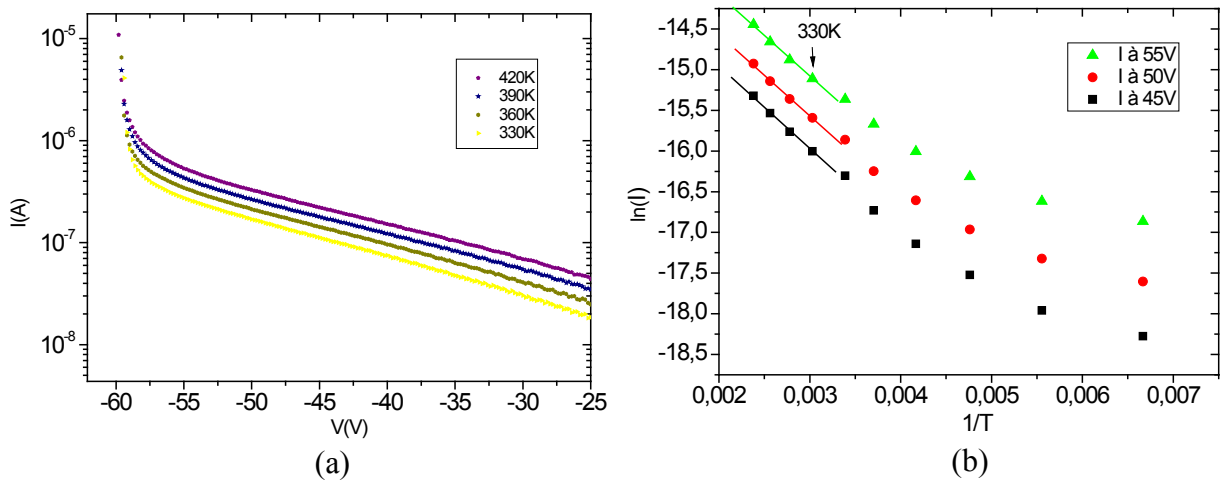
A partir de 330 K, l'origine du courant inverse est attribuée au courant de génération activé par champ dont l'expression est la suivante :

$$I_{gTF} \propto I_0 \exp(aV) \quad \text{Équation 4-6}$$

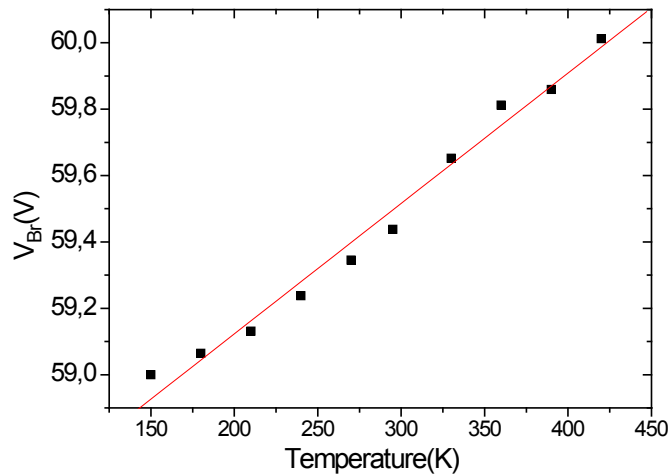
Où  $I_0$  et  $a$  sont les paramètres détaillés dans [17]. Ce courant varie en température comme  $n_i$  et est donc de la forme :

$$I_{gTF} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \Rightarrow I_{gTF} \propto \exp\left(\frac{1}{T}\right) \quad \text{Équation 4-7}$$

Par conséquent, s'il s'agit d'un courant de génération activé par champ, les tracés de  $(I$  vs.  $V)$  sur l'échelle semi-logarithmique et de  $(\ln(I)$  vs.  $(1/T))$  doivent être des droites comme le montre la Figure 4-14 :



**Figure 4-14 : Tracés de  $(I$  vs.  $V)$  (a) à haute température et de  $(\ln(I)$  vs.  $(1/T))$  (b) à partir des caractéristiques  $I(V)$  présentées dans la Figure 4-12**



**Figure 4-15 : Dépendance en température de la tension d’avalanche**

Comme nous pouvons le constater dans la Figure 4-15, la variation de la tension d’avalanche des diodes est très petite. Cette tension varie de 59 V à 60 V dans la gamme de température étudiée, ce qui correspond à un ratio de  $\Delta V/\Delta T = 3,7 \text{ mV/K}$  ou à un coefficient de température positif  $\gamma$  de la tension de claquage de  $6,27 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  calculé comme suit :

$$\gamma = \frac{V_Z(T_2) - V_Z(T_1)}{V_Z(T_1)} \times \frac{1}{T_2 - T_1} = 6,27 \times 10^{-5} (\text{K}^{-1}) \quad \text{Équation 4-8}$$

Où :  $V_Z(T_2)$  et  $V_Z(T_1)$  sont les tensions d’avalanche respectivement mesurées à température  $T_2$  et  $T_1$ .

Il est bien connu que deux mécanismes de claquage peuvent être présents dans les diodes Zener : l’effet d’avalanche et l’effet Zener (tunnel). Pour les diodes Zener à base de silicium ou de germanium, le claquage est dû à l’effet tunnel lorsque la tension de claquage est inférieure à  $V_{Br}^T < 4 \times E_g$  et est provoqué par l’effet d’avalanche lorsque la tension de claquage est supérieure à  $V_{Br}^A > 6 \times E_g$  ( $E_g$  est la largeur de la bande interdite du semi-conducteur en eV). Pour les tensions de claquage entre la  $V_{Br}^T$  et la  $V_{Br}^A$ , les deux mécanismes de claquage sont présents [18]. Si ces valeurs de tension de claquage sont appliquées aux diodes Zener en SiC-4H ayant une largeur de la bande interdite de 3,26 eV, la tension de claquage d’une diode Zener due à une combinaison de l’effet d’avalanche et de l’effet Zener se situe donc dans la gamme de tension de (13 V-20 V). Autrement dit, la tension de claquage des diodes Zener due à une combinaison de deux mécanismes est limitée à une gamme de

tension étroite sauf si l'on change de matériaux. En effet, les diodes Zener en SiC-4H ont été présentées avec une tension de claquage due à une combinaison de l'effet d'avalanche et de l'effet Zener de 23 V [11], 19 V [12], et 22 V [13].

Comme la largeur de la bande interdite du SiC diminue avec l'augmentation de la température [19], la tension de claquage due à l'effet Zener a un coefficient de température négatif. D'autre part, il est démontré que la tension de claquage due à la multiplication par avalanche dans le SiC a un coefficient de température positif [20], [21]. Ainsi, quand les deux mécanismes de claquage sont en concurrence, la dépendance en température des diodes Zener peut atteindre une valeur très faible telle que celle présentée dans [12].

Comme la tension de claquage des diodes Zener dans cette étude est environ trois fois plus élevée que la tension de claquage des diodes Zener due à une combinaison de deux mécanismes de claquage dans la littérature [11-13] et que nos diodes ont un coefficient de température positif, nous supposons que la tension de claquage est entièrement due à la multiplication par avalanche. En comparaison avec les diodes Zener dont le claquage est dû à une combinaison de deux mécanismes de claquage, l'avantage des diodes Zener dont le claquage est dû à l'effet d'avalanche est que l'on peut obtenir la tension d'avalanche souhaitée avec une presque aussi faible dépendance de la température. Le coefficient de température de quelques diodes Zener en SiC-4H est résumé dans le Tableau 4-3.

Réf.	V [V]	$\gamma$ [K <sup>-1</sup> ]
[11]	23	$5,7 \times 10^{-5}$
[12]	19	$2 \times 10^{-5}$
[13]	22	$8 \times 10^{-5}$
[14]	280	$3 \times 10^{-4}$
Cette étude	59	$6,27 \times 10^{-5}$

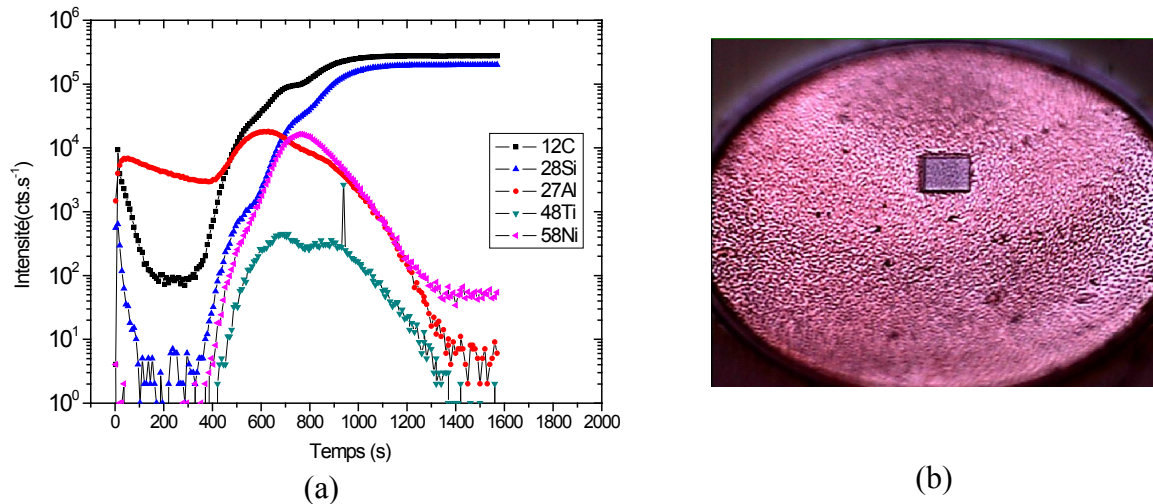
**Tableau 4-3 : Tension d'avalanche et coefficient de température**

Dans tous les cas, la dépendance de la température des diodes Zener en SiC-4H est nettement inférieure à celle des diodes Zener en Si pour une même tension d'avalanche, qui est de l'ordre de  $10^{-3}$  K<sup>-1</sup>.

Ces diodes Zener ont la couche de multiplication des porteurs de fort dopage. Autrement dit, le champ électrique critique est élevé. Il est donc très intéressant d'effectuer les mesures OBIC et de déterminer les coefficients d'ionisation pour cette gamme de champ électrique. Cela permet en effet d'élargir la gamme de champ électrique valable des coefficients d'ionisation déterminés dans ce travail.

Afin de pouvoir faire les mesures OBIC sur ces diodes, une fenêtre au milieu de la métallisation de la face avant (anode) doit être créée, comme dans le cas des diodes OBIC

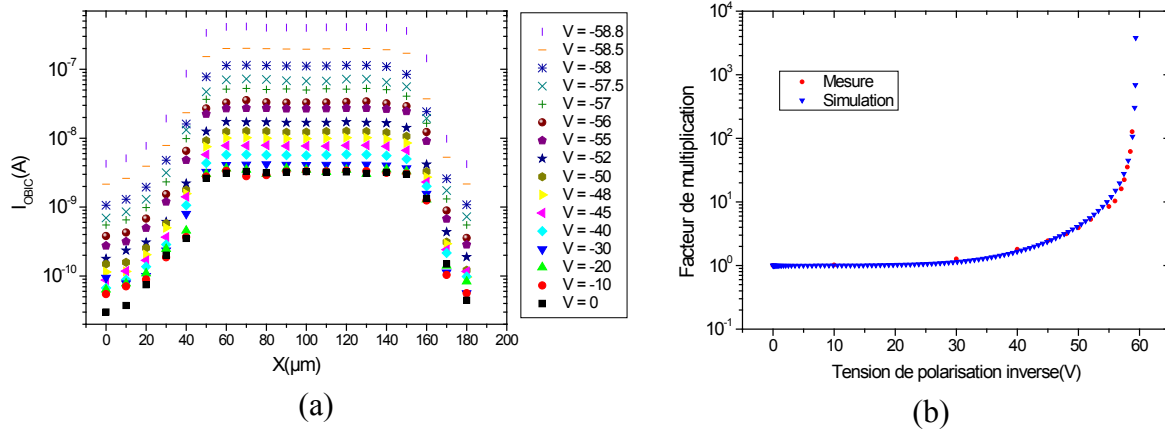
présentées dans le chapitre 3, pour laisser pénétrer le faisceau laser dans le SiC. L'élimination partielle des couches métalliques s'appuie sur l'utilisation de la technique SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry). Le creusement est arrêté lorsque l'intensité mesurée des faisceaux d'ions secondaires des métaux formant la métallisation (Ti, Ni, Al) diminue et que celle de Si et de C atteint un niveau presque égal et constant, comme le montre la Figure 4-16 (a). On obtient une fenêtre de taille  $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  au milieu de la métallisation, présenté dans la Figure 4-16 (b). La profondeur mesurée du caractère est de 970 nm.



**Figure 4-16 : Création d'une fenêtre optique par la technique SIMS : spectres SIMS en fonction du temps (a) et vue au microscope d'une diode avec la fenêtre créée de taille  $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  (b)**

Nous pouvons donc ensuite effectuer les mesures OBIC sur ces diodes Zener, en réalisant un balayage du faisceau du laser dans la zone de la fenêtre créée. Les mesures OBIC ont été faites avec une longueur d'onde de 351,1 nm, dans l'air et à température ambiante. Le signal OBIC obtenu sur ces diodes est présenté dans la Figure 4-17 (a) et la courbe du facteur de multiplication en fonction de la tension de polarisation, déduite de ces mesures, est reportée dans la Figure 4-17 (b).





**Figure 4-17 : Signal OBIC en fonction de la position du faisceau du laser et de la tension de polarisation inverse (a) et courbe M(V) (b) des diodes Zener**

La procédure d'extraction des coefficients d'ionisation à partir de la courbe M(V) de ces diodes est donc effectuée. Le modèle des coefficients d'ionisation de Chynoweth [22] est choisi pour ajuster la courbe M(V) expérimentale. Les paramètres suivants sont donc déduits pour ces diodes dans une gamme électrique allant de 3 à 4,8 MV/cm.

SiC-4H	Paramètres des coefficients d'ionisation			
	$a_p$ ( $\times 10^7 cm^{-1}$ )	$b_p$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )	$a_n$ ( $\times 10^6 cm^{-1}$ )	$b_n$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )
$F = 3 - 4,8 MVcm^{-1}$	1,52	1,86	0,68	1,56

**Tableau 4-4 : Paramètres des coefficients d'ionisation du SiC-4H**

La courbe M(V) des diodes Zener simulée avec les paramètres trouvés est également présentée dans la Figure 4-17 (b). Les résultats de simulations de la tension de claquage et de champ critique des diodes Zener avec les coefficients relevés dans la littérature (Konstantinov *et al.* [23], Hatakeyama *et al.* [24] et de Loh *et al.* [25]) sont aussi présentés dans le tableau suivant pour comparaison.

Réf.	V [V]	F [MV/cm]
[23]	51,9	4,35
[24]	43,3	3,83
[25]	46,0	3,99
Cette étude	59,5	4,79

**Tableau 4-5 : Tensions d'avalanche et champs critiques déterminés par simulation**

Il convient de noter que la tension de claquage simulée en utilisant les données dans [24] est la plus proche de notre valeur pour les diodes présentées dans le chapitre 3, mais elle est la valeur la plus basse ici. Ainsi, les coefficients d'ionisation dans [24] ne sont pas bons pour ce champ électrique élevé. D'autre part, la tension de claquage simulée avec les données dans [23] est toujours proche de la nôtre mais inférieure. Dans ce travail, les coefficients

d'ionisation sont obtenus en utilisant un laser de 333,6 nm ou de 351 nm, ce qui se traduit par une injection mixte des porteurs. Cela est certes le cas dans [23] également, mais notre procédure d'extraction des coefficients d'ionisation est différente et nos coefficients donnent un meilleur résultat que les coefficients dans [23] pour les deux structures testées dans le chapitre 3 et dans cette partie. En revanche, Loh *et al.* a effectué les mesures OBIC avec différentes longueurs d'onde pour obtenir séparément l'injection pure ou mixte des porteurs. Néanmoins, les résultats simulés avec leurs coefficients sont toujours inférieurs à ceux obtenus expérimentalement dans notre travail.

Reprenons la figure présentant la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique dans le chapitre 3. Ajoutons les coefficients d'ionisation déduits dans cette partie à cette figure dans la gamme de fort champ électrique (Figure 4-18). En combinant les coefficients déduits dans le chapitre 3 et dans la présente partie, nous pouvons proposer les coefficients d'ionisation pour une large gamme de champ électrique : de 1,5 MV/cm à 2,7 MV/cm avec les coefficients dans le chapitre 3, et de 3 MV/cm à 4,8 MV/cm dans cette partie (Tableau 4-6). Notre modèle se base sur la formule empirique bien connue de Chynoweth pour les coefficients d'ionisation avec deux jeux des paramètres et un champ électrique de référence vers 3 MV/cm. Ce modèle est directement utilisable dans un simulateur comme Sentaurus où il faut définir deux jeux de coefficients : l'un pour de faibles champs électriques, inférieurs à un champ limite  $F_0$  à préciser également au simulateur, l'autre pour des champs plus grands, supérieurs à  $F_0$ .

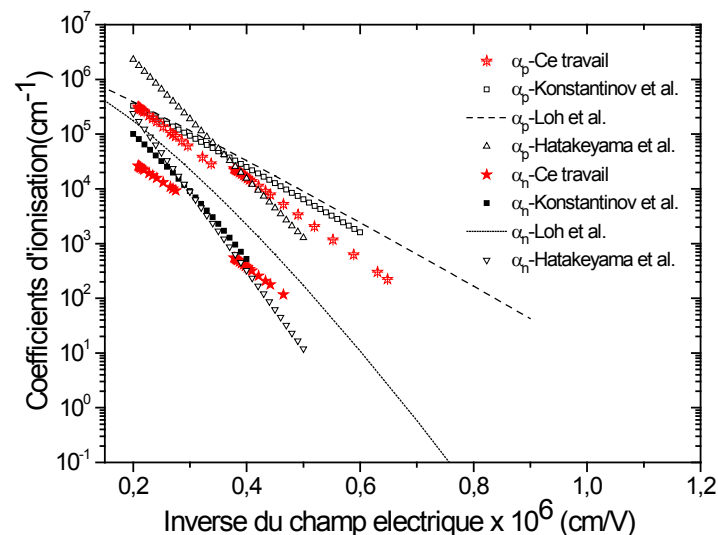


Figure 4-18 : Dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique du SiC-4H

SiC-4H	Paramètres des coefficients d'ionisation			
	$a_p$ ( $\times 10^7 cm^{-1}$ )	$b_p$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )	$a_n$ ( $\times 10^6 cm^{-1}$ )	$b_n$ ( $\times 10^7 Vcm^{-1}$ )
$F < 3MVcm^{-1}$	1,56	1,72	0,46	1,78
$F \geq 3MVcm^{-1}$	1,52	1,86	0,68	1,56

**Tableau 4-6 : Récapitulatif des paramètres des coefficients d'ionisation proposés pour le SiC-4H**

## 2.4. Conclusion

Grâce à ses propriétés exceptionnelles, les diodes Zener fabriquées en SiC-4H peuvent non seulement fonctionner aux températures et aux tensions plus élevées, mais elles présentent également un coefficient de température nettement inférieur à celui des diodes Zener à base de Si. Des diodes Zener en SiC-4H ont été fabriquées et caractérisées. Elles sont capables de fonctionner à une tension de Zener de 59 V avec un très faible coefficient de température de  $6,27 \times 10^{-5} K^{-1}$ . Ce coefficient de température est dix fois inférieur à celui de diodes Zener à base de Si pour la même tension de claquage. Donc ces diodes Zener en SiC-4H présentent de grands avantages pour les applications nécessitant une grande stabilité thermique (comme la protection parallèle). Les diodes fabriquées sont capables de fonctionner en mode d'avalanche à forte densité de puissance, ce qui rend ces dispositifs appropriés à la protection contre la décharge électrostatique (DES). En outre, les coefficients d'ionisation sont déduits des mesures OBIC sur ces diodes. Les paramètres trouvés sont valables dans une gamme de champ électrique élevé et peuvent être utilisés pour simuler le claquage dû à la multiplication par avalanche des couches fortement dopées. En combinant avec les coefficients du chapitre précédent, deux jeux de paramètres des coefficients d'ionisation ont été proposés et peuvent être utilisés pour la conception de dispositifs afin de simuler le claquage, dans une large gamme de champ électrique. Cette étude sur les diodes Zener a donné lieu à une publication [26] et à la rédaction de deux autres papiers soumis à la conférence ICSCRM (International Conference on Silicon Carbide and Related Materials) 2011 [27], [28].

### 3. Bibliographie du chapitre 4

- [1] D. L. Losee, "Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, n° 5, p. 2204, 1975.
- [2] G. Vincent, D. Bois, et P. Pinard, "Conductance and capacitance studies in GaP Schottky barriers," *Journal of Applied Physics*, vol. 46, n° 12, p. 5173-5178, Déc. 1975.
- [3] J. Pautrat, B. Katircioglu, N. Magnea, D. Bensahel, J. Pfister, et L. Revoil, "Admittance spectroscopy: A powerful characterization technique for semiconductor crystals-- Application to ZnTe," *Solid-State Electronics*, vol. 23, n° 11, p. 1159-1169, Nov. 1980.
- [4] J. Barbolla, S. Dueñas, et L. Bailón, "Admittance spectroscopy in junctions," *Solid-State Electronics*, vol. 35, n° 3, p. 285-297, Mar. 1992.
- [5] W. Shockley et W. T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons," *Physical Review*, vol. 87, n° 5, p. 835, 1952.
- [6] A. O. Evwaraye, S. R. Smith, et W. C. Mitchel, "Shallow levels in n-type 6H-silicon carbide as determined by admittance spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, n° 7, p. 3472-3476, Avr. 1994.
- [7] C. Raynaud, F. Ducroquet, G. Guillot, L. M. Porter, et R. F. Davis, "Determination of ionization energies of the nitrogen donors in 6H-SiC by admittance spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, n° 3, p. 1956-1958, 1994.
- [8] A. O. Evwaraye, S. R. Smith, et W. C. Mitchel, "Shallow and deep levels in n-type 4H-SiC," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, n° 10, p. 7726-7730, Mai. 1996.
- [9] C. Raynaud et G. Guillot, "Dopant level freeze-out in 6H-SiC Schottky diodes and junctions," in *Semiconducting and Semi-Insulating Materials Conference, 1996. IEEE*, p. 227-230, 1996.
- [10] C. Raynaud, D. M. Nguyen, P. Brosselard, A. Pérez-Tomás, D. Planson, et J. Millán, "Characterization of 4H-SiC Junction Barrier Schottky Diodes by Admittance vs Temperature Analyses," *Materials Science Forum*, vol. 615, p. 671-674, 2009.
- [11] R. Ishii, K. Nakayama, Hidekazu Tsuchida, et Y. Sugawara, "Novel SiC Zener Diodes with High Operating Temperature of 300°C and High Power Density of 40 kW/cm<sup>2</sup>," *Materials Science Forum*, vol. 600, p. 1015-1018, 2009.
- [12] P. Lark, K. V. Vassilevski, I. P. Nikitina, G. Phelps, A. Horsfall, et N. G. Wright, "Potential Benefits of Silicon Carbide Zener Diodes Used as Components of Intrinsically Safe Barriers," *Materials Science Forum*, vol. 556, p. 937-940, 2007.
- [13] K. V. Vassilevski, K. Zekentes, A. Horsfall, C. M. Johnson, et N. G. Wright, "Low

- Voltage Silicon Carbide Zener Diode,” *Materials Science Forum*, vol. 457, p. 1029-1032, 2004.
- [14] K. Vassilevski, K. Zekentes, G. Constantinidis, et A. Strel'chuk, “Fabrication and electrical characterization of 4H-SiC p<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> diodes with low differential resistance,” *Solid-State Electronics*, vol. 44, n<sup>o</sup>. 7, p. 1173-1177, Juillet. 2000.
- [15] M. Lazar, H. Vang, P. Brosselard, C. Raynaud, P. Cremillieu, J.-L. Leclercq, A. Descamps, S. Scharnholz, et D. Planson, “Deep SiC etching with RIE,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 40, n<sup>o</sup>. 4, p. 388-392, Oct. 2006.
- [16] Synopsys Inc., “Sentaurus Device User Guide,” Version E-2010.
- [17] F. Ducroquet, “Influence des niveaux profonds et des phénomènes de surface sur les caractéristiques électriques de photodiodes GaInAs,” thèse de doctorat, INSA de Lyon, 140 p., 1989.
- [18] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition. John Wiley & Son, 442 p., 1981.
- [19] C. Raynaud, “Propriétés physiques et électroniques du carbure de silicium (SiC),” *Techniques de l'ingénieur*, 10-Mai-2007.
- [20] P. Neudeck et C. Fazi, “Positive temperature coefficient of breakdown voltage in 4H-SiC pn junction rectifiers,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 18, n<sup>o</sup>. 3, p. 96-98, 1997.
- [21] R. Raghunathan et B. J. Baliga, “Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC,” *Solid-State Electronics*, vol. 43, n<sup>o</sup>. 2, p. 199-211, Fév. 1999.
- [22] A. G. Chynoweth, “Uniform Silicon p-n Junctions. II. Ionization Rates for Electrons,” *Journal of Applied Physics*, vol. 31, n<sup>o</sup>. 7, p. 1161, 1960.
- [23] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, et U. Lindefelt, “Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide,” *Applied Physics Letters*, vol. 71, n<sup>o</sup>. 1, p. 90-92, Juillet. 1997.
- [24] T. Hatakeyama, T. Watanabe, T. Shinohe, K. Kojima, K. Arai, et N. Sano, “Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, n<sup>o</sup>. 8, p. 1380-1382, 2004.
- [25] W.S. Loh, B. K. Ng, J. S. Ng, S. I. Soloviev, H. Y. Cha, P. M. Sandvik, C. M. Johnson, et J. P. R. David, “Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, n<sup>o</sup>. 8, p. 1984-1990, 2008.
- [26] D. M. Nguyen, G. Pâques, N. Dheilily, C. Raynaud, D. Tournier, J. P. Konrath, S. Scharnholz, D. Planson, “Avalanche Diodes with Low Temperature Dependence in 4H-

SiC Suitable for Parallel Protection,” *Materials Science Forum*, vol. 679, p. 567-570, 2011.

- [27] D. M. Nguyen, C. Raynaud, M. Lazar, G. Pâques, S. Scharnholz, N. Dheilly, D. Tournier, D. Planson, “OBIC measurements on avalanche diodes in 4H-SiC for the determination of impact ionization coefficients,” papier soumis à la conférence "International Conference on Silicon Carbide and Related Materials", USA, 2011.
- [28] M. Lazar, J. François, D. M. Nguyen, C. Raynaud, G. Pâques, S. Scharnholz, D. Tournier, D. Planson, “SIMS analyses applied to open an optical window in 4H-SiC devices for electro-optical measurements,” papier soumis à la conférence "International Conference on Silicon Carbide and Related Materials", USA, 2011.

## Conclusion générale

Le SiC possède plusieurs propriétés exceptionnelles pour remplacer le Si dans certains domaines d'application, en particulier la haute tension et la haute température. Un bon nombre de démonstrateurs de composants de puissance en SiC faisant état de performances remarquables, ainsi que la disponibilité commerciale des composants en SiC confirment la maturité de la filière SiC et montrent les progrès technologiques réalisés au cours des dernières années par rapport aux autres matériaux à large bande interdite. Cependant, il existe peu d'études sur les coefficients d'ionisation du SiC, la connaissance desquels est pourtant indispensable pour prévoir précisément la tenue en tension des composants de puissance en SiC. Ce travail a donc contribué à déterminer ces coefficients.

La plupart des diodes spécialement conçues pour la détermination des coefficients d'ionisation du SiC par la technique OBIC a été réalisée sur les wafers de SiC-4H et SiC-6H. A partir des mesures OBIC sur ces diodes, nous avons pu déduire les coefficients pour ces deux polytypes de SiC.

Dans le SiC-6H, nous avons trouvé des résultats proches de ceux de Raghunathan et Baliga, mais avec un rapport entre les trous et les électrons un peu inférieur à 40, qui est la valeur traditionnellement utilisée mais déterminée par Konstantinov *et al.* dans le SiC-4H. Ce rapport dépend de toute façon du champ électrique.

Dans le SiC-4H, nous avons déterminé les coefficients d'ionisation dans une gamme de champ électrique moyen à partir des mesures sur les diodes OBIC bipolaires. En plus, ces coefficients ont également été déduits pour une gamme de champ électrique élevé grâce aux mesures OBIC sur les diodes Zener. Par la combinaison de ces résultats, nous avons proposé deux jeux de paramètres des coefficients d'ionisation qui peuvent être utilisés pour la conception de dispositifs afin de simuler le claquage, dans une large gamme de champ électrique.

La caractérisation des diodes Zener en SiC-4H en température montre que ces diodes sont capables de fonctionner en mode d'avalanche à forte densité de puissance. Elles présentent aussi un très faible coefficient de température de la tension d'avalanche qui est de l'ordre de  $6,27 \times 10^{-5} K^{-1}$ , soit dix fois inférieur à celui de diodes Zener à base de Si pour une même tension de claquage. Donc, ces diodes Zener présentent de grands avantages pour les applications de puissance nécessitant une grande stabilité thermique.

Ces études ont donné lieu à la rédaction de cinq papiers dont trois publiés et deux soumis [1-5].

Les mesures de  $C(V)$  et de spectroscopie d'admittance ont été utilisées sur des structures SBD et JBS fabriquées sur un substrat SiC-4H de type N. Nous avons montré que certains défauts détectés dans ces échantillons sont liés à la présence de la JTE et à la présence des caissons  $P^+$  des JBS. Ces résultats sont publiés dans le papier [6].

Une des difficultés majeures de ce travail a été de réaliser des diodes de test avec un claquage en volume et non en périphérie. Malgré une grande attention portée à la protection des diodes, le nombre de composants susceptibles d'être mesurés par la technique OBIC pour déterminer les coefficients d'ionisation reste faible. Ceci trouve son origine, d'une part, dans les problèmes de technologie de fabrication, et d'autre part, dans la qualité du matériau. Pour résoudre ce problème et étendre les domaines de validité (gamme de champ électrique plus large, température) de ces résultats dans le futur, il est nécessaire de disposer de wafers de qualité avec une couche assez fine pour faciliter la protection périphérique. Le dopage des couches doit aussi varier, les couches dopées à moins de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  étant requises pour la détermination des coefficients à faible champ électrique. Les diodes Schottky peuvent également à nouveau être réalisées avec une protection bien étudiée et une métallisation fine de 10 nm pour laisser pénétrer le laser. La taille des diodes elle-même doit rester petite comme les diodes déjà réalisées mais la JTE devra probablement être moins large pour minimiser les défauts susceptibles de se trouver dans la structure.

Concernant le matériel, le laser disponible au laboratoire a plus de dix ans et à la fin de ce travail, seules les longueurs d'onde de 351 nm et 363 nm étaient utilisables. Il serait donc intéressant de s'équiper d'un nouveau laser avec plusieurs longueurs d'onde, plus courtes si possible, afin de pouvoir obtenir l'injection séparée des porteurs. Une autre piste est l'utilisation d'une longueur d'onde plus grande avec de fortes puissances, pour créer des porteurs par excitation multiphotonique.



## Publications

- [1] D. M. Nguyen, C. Raynaud, M. Lazar, G. Pâques, S. Scharnholz, N. Dheilily, D. Tournier, D. Planson, “OBIC measurements on avalanche diodes in 4H-SiC for the determination of impact ionization coefficients,” papier soumis à la conférence “International Conference on Silicon Carbide and Related Materials”, USA, 2011.
- [2] M. Lazar, J. François, D. M. Nguyen, C. Raynaud, G. Pâques, S. Scharnholz, D. Tournier, D. Planson, “SIMS analyses applied to open an optical window in 4H-SiC devices for electro-optical measurements,” papier soumis à la conférence “International Conference on Silicon Carbide and Related Materials”, USA, 2011.
- [3] D. M. Nguyen, G. Pâques, N. Dheilily, C. Raynaud, D. Tournier, J. P. Konrath, S. Scharnholz, D. Planson, “Avalanche diodes with low temperature dependence in 4H-SiC suitable for parallel protection”, *Materials Science Forum*, vol. 679-680, p. 567-570, 2011.
- [4] D. M. Nguyen, C. Raynaud, N. Dheilily, M. Lazar, D. Tournier, P. Brosselard, D. Planson, “Experimental determination of impact ionization in 4H-SiC”, *Diamond and Related Materials*, vol. 20, iss. 3, p. 395-397, 2011.
- [5] C. Raynaud, D. M. Nguyen, N. Dheilily, D. Tournier, P. Brosselard, M. Lazar, D. Planson, “Optical beam induced current measurements : principles and applications to SiC device characterization”, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 206, iss. 10, p. 2273-2283, 2009.
- [6] C. Raynaud, D. M. Nguyen, P. Brosselard, A. Perez-Tomas, D. Planson, J. Millan, “Characterization of 4H-SiC Junction Barrier Schottky Diodes by Admittance vs Temperature Analyses”, *Materials Science Forum*, vol. 615-617, p. 671-674, 2009.

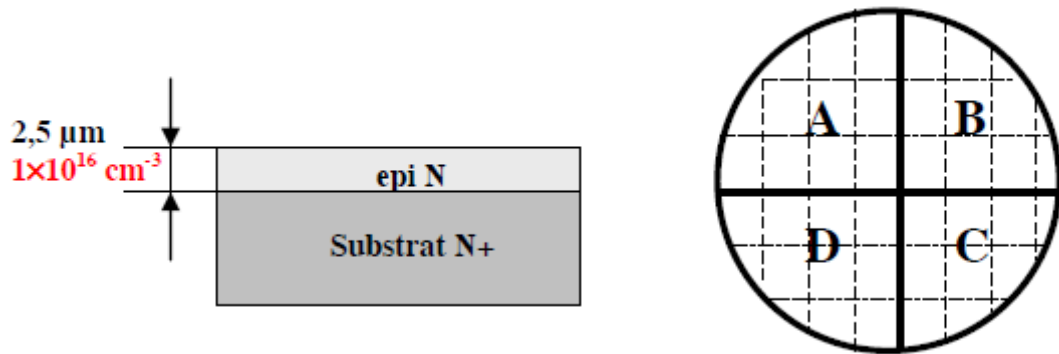
### Autres articles publiés pendant cette thèse

- [7] M. Soueidan, M. Lazar, D. M. Nguyen, D. Tournier, C. Raynaud, D. Planson, “Process Optimization for High Temperature SiC Lateral Device”, *Materials Science Forum*, vol. 615-617, p. 585-588, 2009.
- [8] D. M. Nguyen, C. Raynaud, M. Lazar, H. Vang, D. Planson, “Comparison of Electrical Properties of Ohmic Contact Realized on p-type 4H-SiC”, *Materials Science Forum*, vol. 600-603, p. 639-642, 2008.

## **Annexe**

# Annexe I : Process de fabrication des diodes du premier lot

## Plaquette AD0373-16 (SiC-4H)



A – Schottky JTE	B – Schottky MESA	C – bipolaire MESA	D – bipolaire JTE												
<p><b>Définition des croix d’alignement</b></p> <p>Nettoyage : CARO 2x10’ + HF 30’’ + TAA 3x5’</p> <p>Dépôt d’Al</p> <p>Litho du niveau Active</p> <p>Attaque d’Al</p> <p>Remove</p> <p>Gravure de SiC</p>															
<p><b>Implantation de la JTE sur toute la plaque</b></p> <p>Nettoyage : CARO 2x10’ + HF 30’’ + TAA 3x5’</p> <p>Dépôt d’Al</p> <p>Litho du niveau IMP2</p> <p>Attaque d’Al</p> <p>Remove</p> <p>Implantation de la JTE par Al</p> <table border="1" data-bbox="379 1496 986 1776"> <thead> <tr> <th>Energie d’implantation (keV)</th> <th>Dose (<math>\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}</math>)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>300</td> <td>5,7</td> </tr> <tr> <td>190</td> <td>3,3</td> </tr> <tr> <td>15</td> <td>2,4</td> </tr> <tr> <td>60</td> <td>1,6</td> </tr> <tr> <td>20</td> <td>1,37</td> </tr> </tbody> </table>				Energie d’implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )	300	5,7	190	3,3	15	2,4	60	1,6	20	1,37
Energie d’implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )														
300	5,7														
190	3,3														
15	2,4														
60	1,6														
20	1,37														

**Implantation de l'émetteur sur les quarts C et D**

Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'

Dépôt d'Al

Litho du niveau IMP1

Caché

Caché

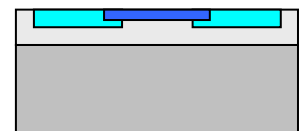
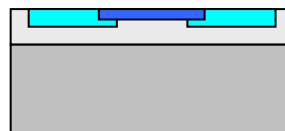
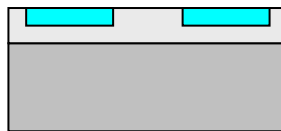
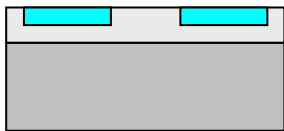
Insolation (émetteur), développement

Attaque d'Al

Remove

Implantation de l'émetteur par Al à 300°C

Energie d'implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )
200	4,6
150	4
90	3,6
50	3,1
20	1,8



**Gravure MESA sur les quarts B et C**

Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'

Dépôt d'Al

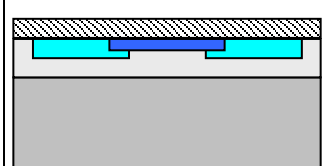
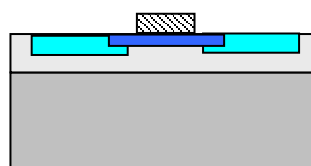
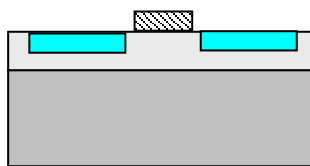
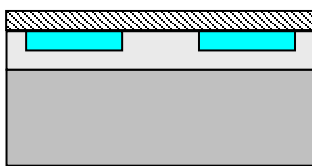
Litho du niveau MESA

Caché

Insolation (MESA), développement

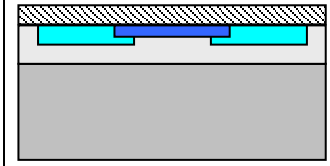
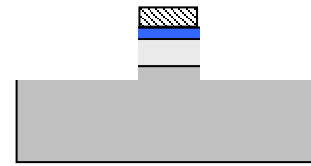
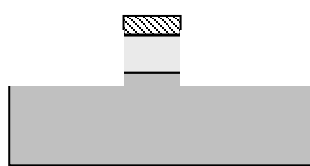
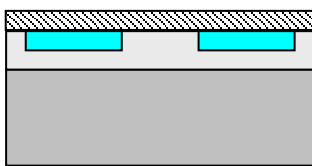
Caché

Attaque d'Al



Remove

Gravure de SiC par RIE



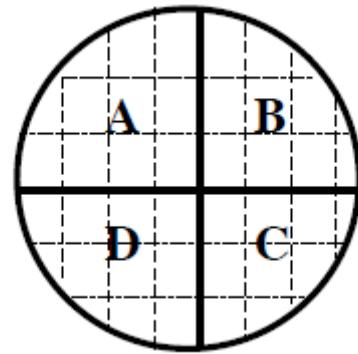
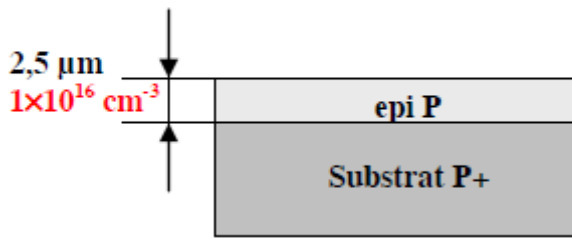
Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'

**Recuit de post-implantation 1650°C, 45 mn**

**Découpe du wafer en 4**

<b>Dépôt de Ti (10nm)/Ni (100nm) sur la face arrière</b>	
	<b>Litho du niveau Metal_thin</b>
	<b>Dépôt de Ti (48 nm)/Ni (100 nm)</b>
	<b>Lift-off</b>
<b>Recuit du contact ohmique</b>	
<b>Litho du niveau Metal_thin</b>	<b>Pas de surmétallisation</b>
<b>Dépôt de Ni (10 nm)</b>	
<b>Lift-off</b>	
<b>Litho du niveau Metal_thick</b>	
<b>Dépôt de Ti (6 nm)/Ni (150nm)/ Au (50 nm)</b>	
<b>Lift-off</b>	

### Plaquette V0160-04 (SiC-6H)



A – Schottky JTE	B – Schottky mesa	C – bipolaire mesa	D – bipolaire JTE												
<p><b>Définition des croix d'alignement</b></p> <p>Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'</p> <p>Dépôt d'Al</p> <p>Litho du niveau Active</p> <p>Attaque d'Al</p> <p>Remove</p> <p>Gravure de SiC</p>															
<p><b>Implantation de la JTE sur les quarts A et D</b></p> <p>Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'</p> <p>Dépôt d'Al</p> <p>Litho du niveau IMP2</p>															
Insolation (JTE), développement	Caché	Caché	Insolation (JTE), développement												
<p>Attaque d'Al</p> <p>Remove</p> <p>Implantation de la JTE par N</p> <table border="1" style="margin-left: auto; margin-right: auto;"> <thead> <tr> <th>Energie d'implantation (keV)</th> <th>Dose (<math>\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}</math>)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>190</td> <td>3,5</td> </tr> <tr> <td>135</td> <td>2,25</td> </tr> <tr> <td>90</td> <td>2,12</td> </tr> <tr> <td>50</td> <td>2</td> </tr> <tr> <td>20</td> <td>1,37</td> </tr> </tbody> </table>				Energie d'implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )	190	3,5	135	2,25	90	2,12	50	2	20	1,37
Energie d'implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )														
190	3,5														
135	2,25														
90	2,12														
50	2														
20	1,37														

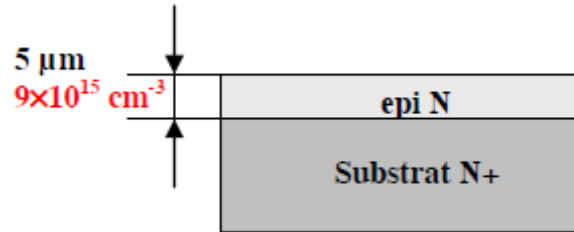
<b>Implantation de l'émetteur sur les quarts C et D</b>														
Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'														
Dépôt d'Al														
Litho du niveau IMP1														
Caché	Caché	Insolation (émetteur), développement												
Attaque d'Al														
Remove														
Implantation de l'émetteur par N à 300°C														
<table border="1"> <thead> <tr> <th>Energie d'implantation (keV)</th> <th>Dose (<math>\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}</math>)</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>160</td> <td>5</td> </tr> <tr> <td>110</td> <td>2,8</td> </tr> <tr> <td>70</td> <td>2,5</td> </tr> <tr> <td>40</td> <td>1,8</td> </tr> <tr> <td>20</td> <td>1,3</td> </tr> </tbody> </table>		Energie d'implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )	160	5	110	2,8	70	2,5	40	1,8	20	1,3	
Energie d'implantation (keV)	Dose ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ )													
160	5													
110	2,8													
70	2,5													
40	1,8													
20	1,3													
<b>Gravure MESA sur les quarts B et C</b>														
Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'														
Dépôt d'Al														
Litho du niveau MESA														
Caché	Insolation (MESA), développement	Caché												
Attaque d'Al														
Remove														
Gravure de SiC par RIE														
Nettoyage : CARO 2x10' + HF 30'' + TAA 3x5'														
<b>Recuit de post-implantation 1650°C, 45 mn (le wafer s'est brisé pendant le recuit)</b>														
<b>Dépôt de Ti (48 nm)/Ni (100nm) sur la face arrière</b>														

	<b>Litho du niveau Metal_thin</b>
	<b>Dépôt de Ti (10 nm)/Ni (100 nm)</b>
	<b>Lift-off</b>
<b>Recuit du contact ohmique</b>	
<b>Litho du niveau Metal_thin</b>	<b>Pas de surmétallisation</b>
<b>Dépôt de Ni (10 nm)</b>	
<b>Lift-off</b>	
<b>Litho du niveau Metal_thick</b>	
<b>Dépôt de Ti (6 nm)/Ni (150nm)/ Au (50 nm)</b>	
<b>Lift-off</b>	



## Annexe II : Process de fabrication des diodes du deuxième lot

### Plaquette AA-D3D3017-SY (SiC-4H)



Etape	Process											
1	Nettoyage	CARO 2x10', BOE 30'', acétone chaud 5', acétone ultrason 3', éthanol 5'.										
2	Litho du niveau Active											
3	Dépôt de Ti/Ni	10 nm/150 nm										
4	Ouverture du masque de Ti/Ni	Lift-off										
5	Gravure de SiC	Par RIE										
6	Décapage du masque de Ti/Ni	Ni-etch										
7	Nettoyage	CARO 2x5', BOE 1', acétone ultrason 5', éthanol 5'										
8	Dépôt de SiO <sub>2</sub>	350 nm										
9	Dépôt d'Al	1200 nm										
10	Litho du niveau IMP1	Pour émetteur										
11	Ouverture du masque d'Al	Al-etch										
12	Implantation de l'émetteur	Par Al <table border="1" style="margin-left: 20px;"> <thead> <tr> <th>Energie</th> <th>Dose</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>580keV</td> <td><math>9 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}</math></td> </tr> <tr> <td>420keV</td> <td><math>6 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}</math></td> </tr> <tr> <td>300keV</td> <td><math>5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}</math></td> </tr> <tr> <td>200keV</td> <td><math>5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}</math></td> </tr> </tbody> </table>	Energie	Dose	580keV	$9 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$	420keV	$6 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$	300keV	$5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$	200keV	$5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$
Energie	Dose											
580keV	$9 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$											
420keV	$6 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$											
300keV	$5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$											
200keV	$5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$											
13	Décapage du masque d'Al	Al-etch										
14	Dépôt d'Al	1200 nm										
15	Litho du niveau IMP2	Pour JTE										
16	Ouverture du masque d'Al	Al-etch										

17	Implantation de la JTE	Par Al	
		Energie	Dose
		580keV	$7,7 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$
		420keV	$5,2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$
		300keV	$4,3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$
	200keV	$4,3 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$	
18	Décapage des masques d'Al et de SiO <sub>2</sub>	CARO 2x10', BOE 15', acétone ultrason 5', éthanol 5'	
19	C-capping		
20	Recuit de post-implantation	1700°C/30'	
21	Décapage du C-capping	Par RIE	
22	Polissage de la face implantée		
23	Nettoyage	CARO 2x5', BOE 1', Plasma d'O <sub>2</sub> 5'x2 faces, acétone chaud 5', éthanol 5', BOE 1'.	
24	Dépôt de Ti/Ni sur la face arrière	5 nm/100 nm	
25	Litho du niveau Metal_thin		
26	Dépôt de Ti/Ni	46 nm/100 nm	
27	Lift-off		
28	Recuit du contact ohmique		