

THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Nogaye MBAYE**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Electronique

**Contribution à l'étude de la fiabilité des technologies avancées en
environnement radiatif atmosphérique et spatial par des
méthodes optiques**

Directeur de recherche : Dean LEWIS

Soutenue le : 16 Décembre 2013

Devant la commission d'examen formée de :

Mme. LABAT, Nathalie
Mme. BAFLEUR, Marise
M. MOREL, Hervé
M. LEWIS, Dean
M. POUGET, Vincent
M. DARRACQ, Frédéric
M. MILLER, Florent

Professeur Université Bordeaux 1
Directrice de recherche LAAS-CNRS
Directeur de recherche AMPERE-INSA
Professeur Université Bordeaux 1
Chargé de recherche IES-CNRS
Maitre de conférences Univ. Bordeaux 1
Ingénieur à EADS IW Suresnes

Présidente
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de recherche
Co-Directeur de recherche
Co-Directeur de recherche
Examineur

A ma mère qui est partie trop tôt

A mon père

A mes frères et sœurs

A ma meilleure amie

A la famille de Lamine

A Séga Niang

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire se sont déroulés au laboratoire de l'Intégration des Matériaux aux Systèmes (IMS) à Bordeaux.

Je remercie Dean LEWIS, de m'avoir accueilli dans son équipe ainsi qu'en qualité de directeur de thèse et apporté toute son expertise à ce travail.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance et ma gratitude à Vincent POUGET, chargé de Recherche CNRS pour avoir dirigé cette thèse avec dynamisme et rigueur et aussi pour la pertinence de ses réflexions permettant l'aboutissement de ces travaux.

Je remercie particulièrement Frédéric DARRACQ, Maître de conférences à l'université Bordeaux 1 pour avoir co-dirigé cette thèse, apporté toute son expertise à ce travail, de sa gratitude et surtout de sa bonne humeur tout au long de cette thèse.

Que Madame Marise BAFLEUR et Monsieur Hervé MOREL trouvent ici l'expression de ma pleine reconnaissance pour le privilège qu'ils m'ont fait en ayant accepté d'examiner ce travail en qualité de rapporteurs.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Florent MILLER, Ingénieur à EADS IW Suresnes, d'avoir accepté d'examiner ces travaux.

Je remercie sincèrement Madame Nathalie LABAT d'avoir présider mon jury de thèse.

J'adresse mes remerciements à Camille LARUE pour son aide à la mise en place du banc de test 2-photons dans la plateforme ATLAS.

Un très grand MERCI aux autres doctorants de l'équipe messieurs Issam EL MOUKHTARI, Emeric FARAUD, Adèle MOURRISSET, Sébastien RENARD, et Mehdi Mohamed REBAI qui m'ont soutenue tout le long de cette épreuve.

Mes remerciements vont également à Nima Oumar AOULED, Wissam SABBAH, Massar WADE, Marième Yacine SOW, Rabyatou CISSE, pour leur disponibilité et avec qui j'ai passé les meilleurs moments de ces trois années.

Je remercie également mon mari de m'avoir soutenu tout le long de cette thèse.

Enfin, que l'ensemble des membres permanents et doctorants du laboratoire IMS trouvent ici ma gratitude pour leur sympathie et leur disponibilité.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	11
CHAPITRE I: EFFETS DES RADIATIONS SUR LES COMPOSANTS DE PUISSANCE EN TECHNOLOGIE SiC	17
I.1. Introduction.....	19
I.2. Les environnements radiatifs	19
I.2.1. L'environnement spatial	19
I.2.1.1. Le vent et les éruptions solaires.....	19
I.2.1.2. Le rayonnement cosmique.....	21
I.2.1.3. Les ceintures radiatives.....	22
I.2.1.4. Synthèse de l'environnement radiatif spatial.....	23
I.2.2. L'environnement radiatif atmosphérique.....	23
I.3. Outils expérimentaux permettant de simuler les différents effets radiatifs	25
I.4. Etat de l'art des composants de puissance et technologies en SiC	26
I.4.1. Physique du SiC.....	26
I.4.1.1. Structure cristallographique du SiC.....	26
I.4.1.2. Propriétés et applications du SiC	27
I.4.2. Composants de puissance en SiC.....	29
I.4.2.1. Technologie du SiC.....	29
I.4.2.2. Le phénomène de claquage dans le SiC.....	30
I.4.2.3. Influence de la qualité du matériau	32
I.4.2.4. Présentation des structures en carbure de Silicium.....	33
I.4.2.4.1. Diodes Schottky en SiC	33
I.4.2.4.2. Diodes PN.....	34
I.4.2.4.3. MOSFET	35
I.5. Effets sur les composants de puissance en SiC.....	37
I.5.1. Interaction matière – particule	38
I.5.2. État de l'art sur les phénomènes du Single Event Burnout (SEB) dans les MOSFET et Diodes Schottky.....	39
I.5.2.1. SEB dans les diodes Schottky.....	40
I.5.2.1.1. Mécanismes physiques responsables du SEB dans les diodes de puissance	40
I.5.2.1.2. SEB dans les diodes en Silicium (Si)	40
I.5.2.1.3. SEB dans les diodes en carbure de silicium (SiC).....	43
I.5.2.2. SEB dans les MOSFET.....	46
I.5.2.2.1. Bipolaire parasite responsable du mécanisme de défaillance SEB	46
I.5.2.2.2. SEB dans les MOSFET en silicium (Si).....	47
I.5.2.2.3. SEB dans les MOSFET en carbure de silicium (SiC)	50
I.6. Synthèse sur le SEB	52
I.7. Conclusion	53
CHAPITRE II : MODELISATION DU SEB INDUIT PAR FAISCEAU LASER DANS LES DIODES SCHOTTKY SiC.....	55
II.1. Introduction	57
II.2. Etat de l'art des coefficients d'ionisation par impact dans le SiC	57
II.2.1. La multiplication de porteurs.....	57
II.2.1.1. L'ionisation par impact.....	57
II.2.1.2. Le facteur de multiplication M.....	59
II.2.2. Les différents modèles de coefficient d'ionisation appliqué au SiC	61

II.2.2.1. Modèle de WOLFF	61
II.2.2.2. Modèle de SHOCKLEY	61
II.2.2.3. Modèle de BARAFF	62
II.2.3. Les coefficients d'ionisation dans le SiC	63
II.2.3.1. Les valeurs de α_n et α_p de Ruff et al. dans le SiC-6H	63
II.2.3.2. Les valeurs de α_n et α_p de Konstantinov dans le SiC-4H.....	64
II.2.3.3. Les valeurs de Raghunathan et Baliga dans le 4H-SiC et 6H-SiC en fonction de la température.....	65
II.2.3.4. Les valeurs de B.K. Ng.....	66
II.2.3.5.les valeurs de WS. Loh	67
II.2.3.6. Les valeurs de α_n et α_p de Hatakeyama et al. dans le SiC-4H	67
II.2.3.7. les valeurs de D.M. Nguyen 4H-SiC	68
II.2.3.8. Modèle d'Okuto-Crowell sur Sentaurus appliqué au SiC en fonction de la température.....	69
II.2.3.9. Synthèse des coefficients d'ionisation.....	69
II.3. Tension de claquage et champ électrique critique dans les jonctions	70
II.4. Modèle physique de premier ordre	74
II.4.1. Approximation de la zone de charge d'espace dans la jonction Schottky.....	75
II.4.2. Courant de dérive due au champ électrique.....	76
II.4.3. Multiplication du courant de dérive dans la ZCE en présence de l'ionisation par impact.....	77
II.4.3.1. Choix du modèle d'ionisation par impact.....	79
II.4.3.2. Calcul du courant.....	79
II.5. Conclusion	80
CHAPITRE III : ENVIRONNEMENT EXPERIMENTAL.....	83
III.1. Introduction	85
III.2. Le test laser par le processus d'absorption à deux photons par la face arrière.....	85
III.3. Préparation des échantillons par la face arrière.....	89
III.3.1. Description des composants sous test	89
III.3.2. Préparation des composants à tester	90
III.3.3. Caractérisation des composants préparés	92
III.4. Banc expérimental de test.....	93
III.4.1. La source laser utilisée pour les tests	94
III.4.2. Cartographie laser.....	95
III.5. Mise en place du banc 2-photons pour les tests par faisceau laser.....	97
III.5.1. Set up optique pour les tests TPA dans du SiC	97
III.5.2. Setup optique pour les mesures de transmission	98
III.5.3. Résultats des mesures de transmission.....	98
III.6. Conclusion.....	100
CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSES.....	101
IV.1. Introduction	103
IV.2. Configuration de test SEB.....	103
IV.1.1. Le circuit de test.....	103
IV.1.2. Paramètres laser utilisés durant les tests TPA.....	104
IV.1.3. Méthodologie de test.....	105
IV.3. Résultats expérimentaux	106
IV.2.1. Influence des paramètres optiques et électriques	107
IV.2.1.1. Influence de la position du point focal du faisceau laser	107

IV.2.1.1.1. Aspect des signaux non destructifs.....	107
IV.2.1.1.2. Etude du profil de sensibilité en fonction de la profondeur de focalisation	108
IV.2.1.2. Influence de l'énergie de l'impulsion laser.....	110
IV.2.1.3. Influence de la tension inverse.....	110
IV.2.2. Résultats des cartographies laser par la face arrière.....	111
IV.2.3. Régime de courant de fuites	114
IV.4.4. Détermination d'aire de sécurité de fonctionnement	117
IV.2.5. SEB dans les diodes	118
IV.2.5.1. Influence de la tension inverse et de l'énergie laser sur la sensibilité au SEB.....	118
IV.2.5.2. Cartographie de sensibilité au SEB et signaux recueillis dans les échantillons.....	121
IV.2.5.2.1. Echantillons A.....	121
IV.2.5.2.2. Échantillon B	122
IV.2.5.2.1. Cartographie de sensibilité au SEB.....	122
IV.2.5.2.2. Signaux SEB recueillis.....	123
IV.2.5.2.3. Analyse du mode de défaillance	124
IV.2.5.2.3. Échantillon C	124
IV.2.5.2.3.1. Cartographie de sensibilité au SEB.....	124
IV.2.5.2.3.2. Signaux SEB recueillis et analyse du mode de défaillance	126
IV.2.6. Caractéristiques courant-tension des échantillons testés.....	127
IV.2.7. Observation optique des défauts générés dans les échantillons.....	129
IV.2.8. Bilan des tests laser	131
IV.2.9. Conclusion	132
CONCLUSION GENERALE	135
REFÈRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	141
CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES.....	151

INTRODUCTION GENERALE

Les dispositifs à semi-conducteurs de puissance sont une composante essentielle dans les systèmes électroniques à puissance. Ces systèmes sont utilisés dans divers environnements avec des caractéristiques variées. Parmi ces environnements, nous avons les environnements corrosifs, des environnements caractérisés par de fortes températures et de puissance, des environnements caractérisés par des phénomènes radiatifs naturels ou artificiels.

Dans cette thèse, les environnements caractérisés par des phénomènes radiatifs sont étudiés. Les systèmes embarqués dans les domaines aéronautique et spatial évoluent avec les technologies de fabrication. La conception de ces systèmes doit répondre à de fortes contraintes de fiabilité en environnement radiatif en respectant les objectifs de performances et de coût. Une fois ces systèmes embarqués dans l'espace, ils sont exposés à différentes formes de rayonnements : les rayons cosmiques et solaires, les protons et électrons piégés par les ceintures radiatives. L'interaction de ces systèmes avec ces radiations ionisantes peuvent affecter leurs performances et provoquer des défaillances prématurées limitant leur durée de vie. Les effets qui nous intéressent sont ceux provoqués par une seule particule, ils sont appelés « effets singuliers » ou « SEE » (Single Event Effects). Parmi ces effets, les deux principaux concernant les composants de puissance sont le SEB (Single Event Burnout) et le SEGR (Single Event Gate Rupture).

Pour les composants de puissance, le silicium a été pendant longtemps utilisé comme matériau de base pour la fabrication des dispositifs de puissance. Aujourd'hui, les performances de ces dispositifs sont limitées en termes électriques, en particulier le problème du compromis entre la résistance spécifique à l'état OFF et la tenue en tension, malgré le faible coût et la maîtrise parfaite de la technologie. En effet, du fait de la faible bande interdite du Silicium (1,12eV), la résistance spécifique qui permet d'estimer les pertes en conduction est très élevée et la tension de blocage est relativement faible (<1000V) comparée aux besoins actuels. De plus, le faible coefficient de conductivité thermique (1.3W/cm-K) fait que les composants de puissance en silicium sont limités en fonctionnement en température de jonction inférieure à 200°C et ne conviennent pas pour des applications à très hautes fréquences (>60GHz).

Pour répondre aux nouvelles exigences des composants de puissance, notamment l'utilisation des tensions d'alimentation supérieure à quelques kV, des températures de fonctionnement supérieures à 200°C et des fréquences d'utilisation de plus de 60GHz, un effort important est mené sur l'amélioration des performances de ces composants. Ainsi l'émergence de nouvelles technologies basées sur de nouveaux matériaux tels que le SiC, le

GaN etc. permet de remplacer les technologies standards en silicium. La supériorité de ces matériaux tient à leurs propriétés électroniques très intéressantes.

Malgré cette supériorité technologique, les composants basés sur ces nouveaux matériaux sont susceptibles eux aussi aux effets des radiations. Ainsi des destructions de diodes Schottky et de MOSFET ont déjà été observées sous accélérateur de particules. Au regard de la constante évolution technologique des systèmes électroniques utilisés et de la sévérité de l'environnement radiatif spatial, une compréhension complète des mécanismes de défaillance dus aux effets radiatifs dans les systèmes électroniques de puissance est nécessaire pour améliorer leur fiabilité. Il est donc nécessaire de caractériser finement la sensibilité de ces nouvelles technologies à l'égard des événements singuliers (SEE), afin de préciser leur domaine de fonctionnement en milieu radiatif. Depuis quelques années beaucoup d'études sont réalisées sur des prototypes et des composants commerciaux en technologie SiC pour comprendre les effets, et pouvoir prédire leur probabilité d'occurrence.

Parmi ces composants de puissance, nous nous sommes intéressés, dans cette thèse, aux diodes Schottky en technologie SiC étant donné qu'elles sont parmi les premiers dispositifs en technologie SiC à être commercialisés. Les diodes Schottky sont des composants unipolaires et simples à réaliser car ils ne font appel qu'à un type de dopant. De plus, ils ont des vitesses de commutation rapides même si leurs courants de fuite sont importants. Dans le cas des diodes, la principale menace en environnement radiatif est le Single Event Burnout (SEB).

Pour caractériser finement la sensibilité de ces nouvelles technologies à l'égard des événements singuliers tels que le SEB, les outils utilisés sont les accélérateurs de particules, les lasers pulsés et les logiciels de calcul. Dans cette thèse, les lasers pulsés vont être utilisés avec la technique d'absorption à deux photons (TPA en anglais). Cette dernière est un outil permettant ce type de caractérisation en laboratoire et qui ne requiert pas la connaissance des paramètres technologiques.

Dans ce contexte, cette thèse vise à contribuer à l'étude de la fiabilité de ces technologies récentes en développant de nouvelles méthodologies de caractérisation de la sensibilité des composants de puissance à large bande interdite basées sur le test laser par la face arrière sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS.

Le premier chapitre de ce mémoire présente les bases fondamentales pour comprendre les différents modes de défaillances auxquels les composants de puissance en technologie SiC

sont exposés. Pour cela, une revue des différents environnements radiatifs et des moyens expérimentaux permettant de caractériser les effets des radiations est exposée. Les technologies des composants de puissance en SiC sont présentées dans le but de pouvoir analyser les dégâts causés par les rayonnements après les tests laser sur les composants étudiés. Enfin un état de l'art sur le SEB dans les composants de puissance est présenté.

Pour mieux comprendre le mécanisme du SEB induit par le faisceau TPA dans les composants étudiés, une modélisation analytique est proposée dans le deuxième chapitre. Un état de l'art des coefficients et modèles d'ionisation par impact des électrons et des trous dans le SiC y est présenté. Par la suite un modèle physique simple de premier ordre est décrit. Le but du modèle est d'estimer la contribution du courant induit par la multiplication de porteurs au processus de génération du SEB et de déterminer les paramètres critiques pour déclencher le SEB.

Le troisième chapitre présente la méthodologie développée pour l'utilisation du banc laser impulsif femtoseconde. Un banc expérimental spécifique à la technique TPA pour le test des matériaux à grand gap (SiC) été mis en place sur la plateforme ATLAS étant donné que les longueurs d'onde classiques utilisées pour le test des composants en silicium (1300nm) doivent être adaptées pour le test des composants en carbure de silicium (400-600nm). Par la suite, la procédure de préparation des échantillons est détaillée, étape clé pour les tests laser par la face arrière. Enfin, une tentative de caractérisation du coefficient deux photons β dans le SiC est présentée.

Le quatrième et dernier chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus sur les composants étudiés. D'abord, le protocole et le circuit de test pour la détermination de la sensibilité au SEB des diodes sont présentés. Les résultats comprennent les transitoires de tensions obtenus en fonction de différents paramètres électriques et optiques, des cartographies laser, des aires de sécurité de fonctionnement. Enfin, nous présenterons les caractéristiques électriques des différents défauts de type SEB générés lors des tests TPA.

Nous terminerons par la conclusion générale sur ces travaux et les perspectives d'étude de cette nouvelle thématique

**CHAPITRE I : EFFETS DES RADIATIONS SUR LES
COMPOSANTS DE PUISSANCE EN TECHNOLOGIE SiC**

I.1. Introduction

Ce chapitre exposera les bases fondamentales à la compréhension des modes de défaillances auxquelles les composants de puissance en technologie carbure de silicium (SiC) peuvent être soumis. Ces modes de défaillances sont pour la plupart catastrophiques pour ces composants.

Dans un premier temps, les environnements radiatifs où baignent les différents composants de puissance seront présentés. Puis nous allons lister les différents composants de puissance en SiC tout en faisant une comparaison avec leurs homologues en Silicium (Si). L'objectif est de présenter leur structure et leur principe de fonctionnement dans le but de pouvoir analyser les dégâts causés par les rayonnements atmosphériques et spatiaux.

Enfin nous donnerons l'état de l'art sur la fiabilité des composants de puissance en SiC en se focalisant sur les MOSFET et Diodes soumis aux effets des radiations. Ces effets sont communément appelés effets singuliers ou SEE (Single Event Effects). L'effet qui nous intéresse principalement dans cette étude est le SEB (Single Event Burnout).

I.2. Les environnements radiatifs

1.2.1. L'environnement spatial

Le domaine spatial étant très complexe vis-à-vis des particules qui s'y trouvent, l'étude de la fiabilité des composants utilisés dans cet environnement est plus que jamais nécessaire. De nombreux dysfonctionnement de composants de puissance, utilisés dans le domaine spatial, ont été observés. Les perturbations des circuits intégrés dépendent particulièrement des caractéristiques des rayonnements incidents (type, énergie et flux). Parmi ces rayonnements on trouve des électrons, des protons et des ions lourds de masse et d'énergie diverses [Boud-95].

L'environnement radiatif spatial est constitué de plusieurs composantes classées suivant leur origine en 4 catégories. Nous avons les vents et les éruptions solaires, le rayonnement cosmique et les ceintures de radiations.

1.2.1.1. Le vent et les éruptions solaires

Les activités influençant l'environnement radiatif sont au nombre de deux : la première activité est continue, c'est le vent solaire tandis que la deuxième est périodique, ce sont les éruptions solaires [Boud-95].

Le vent solaire est un flux de particules chargées libérées par le soleil au-dessus de l'atmosphère comme un plasma. Il s'étend jusqu'à 10 millions de km du soleil et est essentiellement constitué de protons, électrons et d'hélium (7 à 8 %) avec une densité allant 10^{12} particules/cm³ au niveau du soleil à moins de 10 particules/cm³ au niveau de l'orbite terrestre.

La Figure I-1 montre les variations du vent solaire avec les mesures faites par le satellite Ulysse.

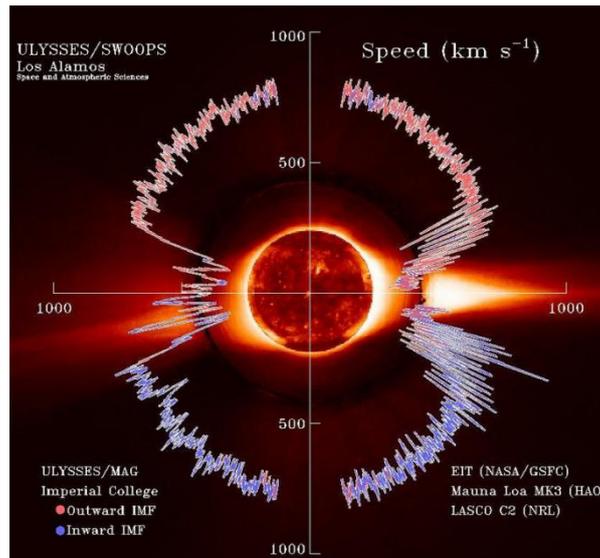


Figure I-1 : Variations du vent solaire vues par le satellite Ulysse [Nasa-12]

Le vent solaire rapide atteint une vitesse de 800 km/s une fois expulsé du soleil au niveau des pôles nord et sud. Alors que le vent solaire lent afflue à une vitesse inférieure à 300km/s sous l'équateur [Nasa-12]. Ces courants lents et rapides interagissent les uns avec les autres et passent alternativement au-dessus de la terre quand le soleil tourne.

Les éruptions solaires se produisent à la surface de la photosphère, la surface visible du soleil. Ce sont des phénomènes explosifs dus au piégeage de la matière solaire par ses lignes de champ magnétique externes. Ils se matérialisent sous forme de taches à la surface de la photosphère. En 1610, Galilée les a mis en évidence. Dans la Figure I-2 a), fournie par la NASA, prise le 19 novembre 2012, une éruption solaire est montrée.

Lors des éruptions solaires de forts flux radiatif (protons énergétiques, électrons et ions lourds) sont émis et atteignent la terre pendant plusieurs jours. Les protons peuvent atteindre des énergies de l'ordre de 100 MeV. Les ions ont des énergies variant entre quelques dizaines et plusieurs centaines de MeV.

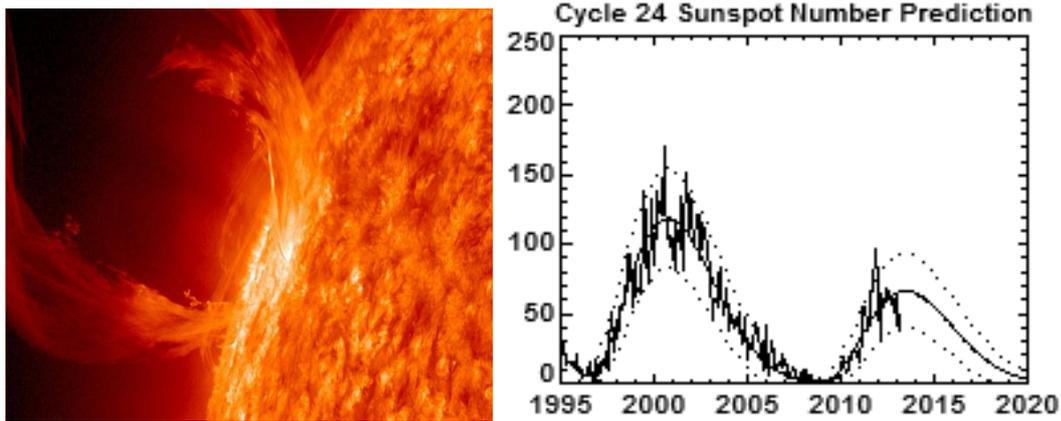


Figure I-2 : a) Eruptions solaire en novembre 2012 et b) Prédiction du nombre de taches solaires pour le cycle 24

Les éruptions solaires suivent un cycle de 9 à 13 ans appelé cycle solaire. La Figure I-2 b) nous montre le nombre annuel moyen de taches entre 1995 et 2020 pour le cycle 24. On observe la présence de d'un grand nombre de centres actifs durant des périodes qui se répètent tous les 11 ans en moyenne.

1.2.1.2. Le rayonnement cosmique

Découverts en 1972 par V. Hess [Bour-91] grâce à des mesures effectuées à partir de ballons sondes, les rayonnements cosmiques sont principalement constitués de protons énergétiques (87%), d'ions lourds (1%) de très fortes énergies ($>1\text{GeV}$ et pouvant atteindre 10^{11} eV) et des noyaux d'hélium (12%) [Flei-75]. La Figure I-3 a) montre l'évolution de l'abondance relative des ions cosmiques en fonction de leur numéro atomique [Pric-70].

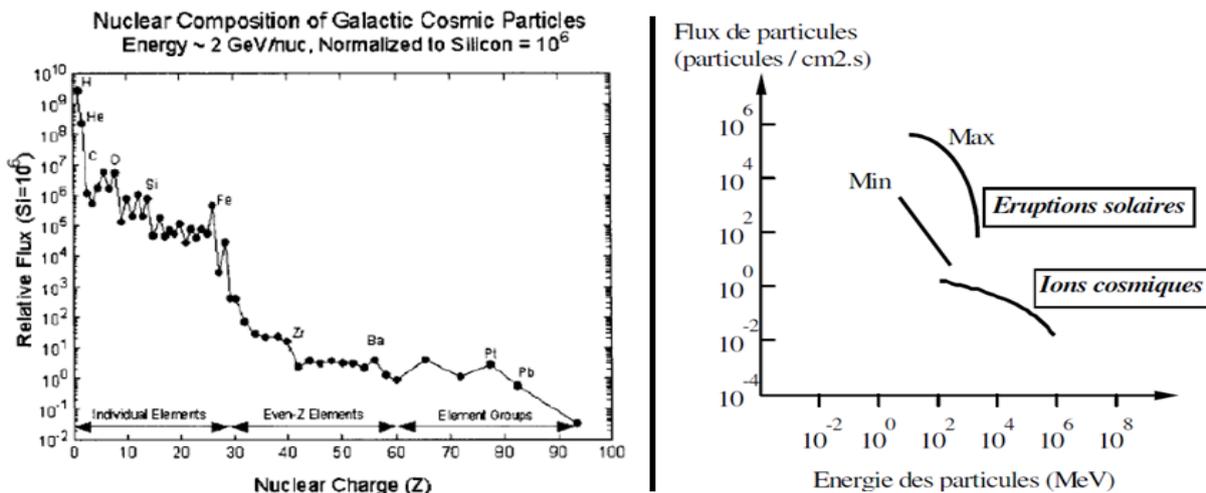


Figure I-3 : a) Abondance relative des ions cosmiques et b) Flux en fonction de l'énergie des ions suivant leur origine

L'abondance relative de chaque type de particule décroît en augmentant le numéro atomique. Même si leur origine est mal connue, nous savons que les ions les plus lourds sont

d'origine extragalactique et que les ions les moins énergétiques sont d'origine galactique. Quoiqu'il en soit leur énergie peut atteindre 10^{21} eV, ce qui est largement suffisant pour causer des dommages dans les composants embarqués dans l'espace. Même si la magnétosphère protège la surface terrestre, certaines collisions au niveau des couches externes de l'atmosphère terrestre produisent des rayons cosmiques secondaires dont certains atteignent la surface de la terre. En résumé, la Figure I-3 b) donne un aperçu du flux et de l'énergie des particules d'origine spatiale [Flei-75].

1.2.1.3. Les ceintures radiatives

La ceinture de radiation est une structure toroïdale composée de particules énergétiques chargées (plasma) piégées à l'intérieur de la magnétosphère (Figure I-4 a). Elles ont été découvertes pour la première fois par J. A Van Allen (mission Explorer I) en 1958 et sont constituées de protons, d'électrons et d'ions lourds. L'énergie des électrons peut aller jusqu'à quelques MeV et celle des protons jusqu'à plusieurs centaines de MeV. La figure I-4 b) illustre les mouvements de particules piégées par le champ magnétique terrestre.

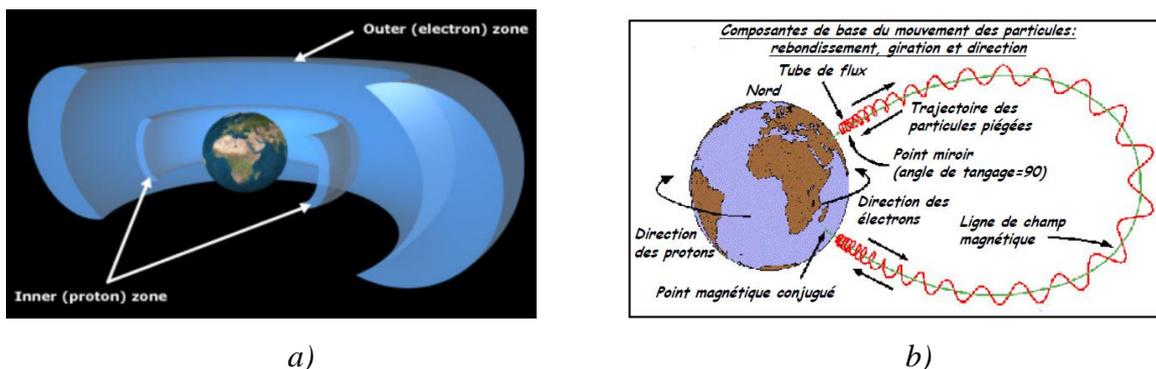


Figure I-4: a) aspect des ceintures de radiation et b) Mouvements d'une particule piégée par la magnétosphère

Il existe trois ceintures (figure I-4 a) :

- une ceinture interne située entre une distance de 10000 à 60000 km au-dessus de la terre.
- une ceinture interne situé entre 100 et 10000 km au-dessus de la terre.
- Une ceinture de protons d'énergie supérieures à 100 MeV localisée aux alentours de 500 km de la surface de la terre et s'étend jusqu'à 13000 km de la terre [Boud-E3950].

Les ceintures ne sont pas uniformes. Elles présentent quelques anomalies dont la plus connue, appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA), est riche en protons [Luu-09].

1.2.1.4. Synthèse de l'environnement radiatif spatial

Le tableau I-3 résume bien les différentes composantes de l'environnement radiatif spatial. Nous notons donc pour cette partie trois caractéristiques importantes des particules présentes dans la nature :

- Les particules à très fort flux dont l'énergie est faible, facile à stopper.
- Les particules avec flux et énergie moyen, importantes en nombre et difficiles à arrêter. Elles sont les plus problématiques pour l'électronique embarquée.
- Les particules à forte énergie forte et faible flux, difficiles à arrêter mais dont l'interaction est peu probable avec les composants embarqués.

Provenance	Particules	Energies	Flux (cm ⁻² .s ⁻¹)
Vent solaire	Protons Electrons Particules α (7 à 8%)	<100 KeV <qq KeV	10 ⁸ à 10 ¹⁰
Eruptions solaires	Protons Particules α Ions lourds	10 MeV à 1 GeV 10 MeV à qq 100 MeV	10 ¹⁰ ~ 100 à 1000
Rayonnement cosmique	Protons (87%) Particules α (12%) Ions lourds (environ 1%)	100 à 10 ⁶ MeV Fortes énergies 1 MeV à 10 ¹⁴ MeV	1 (à 100 MeV) 10 ⁻⁴ (à 10 ⁶ MeV)
Ceintures de radiation	Protons Electrons	<qq 100 MeV (dont 99% <10Mev) <7MeV (dont 99%<2 MeV)	10 à 10 ⁶ 10 ⁻² à 10 ⁷

Tableau I-3 : Description des différentes composantes de l'environnement radiatif spatial. Variations du flux en fonction de l'énergie des particules [Lamb-06]

1.2.2. L'environnement radiatif atmosphérique

L'environnement radiatif atmosphérique résulte d'interactions des atomes de l'atmosphère (entre autre :78 % d'azote et 21 % d'oxygène) avec le rayonnement cosmique [Vial-98] et [Dyre-97]. Il en résulte une production de particules secondaires qui elles-mêmes interagissent avec d'autres noyaux atomiques : ce phénomène est appelé douche atmosphérique, il est illustré par la figure I-5.

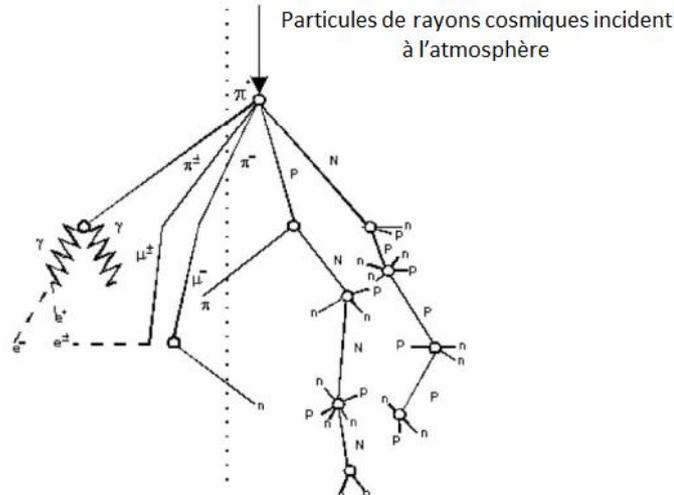


Figure I-5 : Schéma d'une cascade typique produite par un rayon cosmique [Bart-03]

Les principales particules secondaires produites sont des neutrons, protons, électrons muons et pions. Comme on peut le voir sur la figure I-6, le flux total de tous types de particules, hormis les muons, décroît avec l'altitude du fait de leur interaction avec les atomes atmosphériques. En conséquence, le flux des radiations diminue fortement quand on se rapproche du sol. Il est près de 300 fois plus sévère à 12 km d'altitude (altitude avionique) qu'au niveau sol. D'autre part, il est 6 fois moins important au niveau de l'équateur qu'au niveau des pôles.

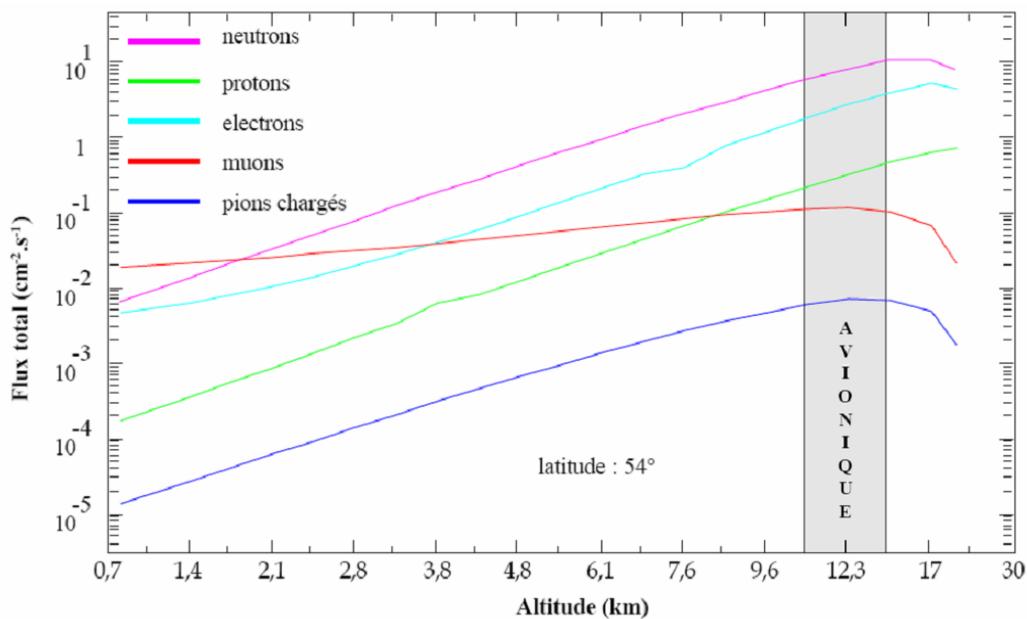


Figure I-6 : Flux total de particules présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude [Brie-71], [Brie-78]

En zone avionique, les neutrons et les électrons sont les plus abondants. Les neutrons n'ont pas de pouvoir ionisant car ils sont électriquement neutres, mais ils peuvent interagir avec les noyaux du réseau cristallin des composants traversés et générer des ions lourds secondaires susceptibles de déclencher des SEE. Les neutrons sont les plus abondants dans l'atmosphère, quelle que soit l'altitude. Leur spectre couvre une large gamme d'énergies allant de 10^3 eV à 10 GeV. Depuis les années 90, les neutrons ont été identifiés comme la principale cause des événements singuliers dans les systèmes électroniques avioniques. De ce fait, pour les technologies actuelles, seuls les neutrons atmosphériques sont pris en compte dans le cadre de l'étude des SEU dans l'environnement terrestre [Norm-96, Tabe-93]

En ce qui concerne les protons, les mécanismes d'ionisation indirecte sont les mêmes que chez les neutrons mais les protons peuvent aussi ioniser directement la matière. Toutefois, du fait de leur faible flux (figure I-6) le taux d'erreurs induites par les protons est relativement faible voire négligeable.

Les environnements étudiés dans ce chapitre constituent les principales contraintes radiatives dans lesquelles baignent les composants de puissance. Pour simuler ces environnements, des outils expérimentaux sont utilisés afin de reproduire les effets des radiations.

I.3. Outils expérimentaux permettant de simuler les différents effets radiatifs

Parmi les outils utilisés pour la caractérisation de la sensibilité aux SEE, nous trouvons les accélérateurs de particules, les sources naturelles radioactives, les microfaisceaux d'ions lourds et plus récemment les faisceaux lasers.

Le moyen de caractérisation le plus utilisé est l'accélérateur de particules. Il permet de produire des ions suffisamment énergétiques pour pénétrer les zones sensibles des composants testés mais restent néanmoins moins énergétiques que les ions de l'environnement radiatif spatial. Plusieurs installations expérimentales sont disponibles comme l'accélérateur GANIL en France, le TASC (Tandem Accelerator Superconducting Cyclotron) au Canada, le CYCLONE en Belgique etc... [Luu-09]. Les accélérateurs connaissent cependant des limitations dues notamment à l'absence de résolution spatiale et temporelle, d'où le développement de techniques à base de faisceaux laser impulsionnels qui ont permis, durant ces dernières années, de caractériser la sensibilité de plusieurs types de composants vis à vis des événements singuliers (SEE) [Darr-02, Mill-03, Darr-12].

Le test par faisceau laser pulsé est basé sur la capacité d'une impulsion laser ultra-courte à produire un grand nombre de paires électron-trou en ionisant le matériau par effet photoélectrique. Pour ce faire, deux méthodes différentes d'injection de charges dans le semi-conducteur ont été développées, durant les années passées, pour étudier les circuits intégrés. La première approche est basée sur la génération de porteurs par le processus d'absorption à un photon et la deuxième, développée bien plus tard, est basée sur l'absorption simultanée de deux photons (TPA) ayant une énergie inférieure à celle de la bande interdite du matériau.

I.4. Etat de l'art des composants de puissance et technologies en SiC

Comme en technologie silicium, les composants de puissance en carbure de silicium existent dans presque toutes les structures. Dans cette partie, un état de l'art des technologies des composants de puissance en SiC sera fait dans le but de pouvoir analyser les dégâts causés par les rayonnements. Tout d'abord, du fait des récents développements du SiC, nous allons présenter la physique du carbure de silicium avant de présenter les structures.

I.4.1. Physique du SiC

I.4.1.1. Structure cristallographique du SiC

Le carbure de silicium existe en plusieurs structures cristallines, dépendant de la séquence d'empilement de bicouches Si-C appelées polytype [Powe-93]. La figure I-7 présente un arrangement tétragonal entre un atome de carbone et quatre atomes de silicium.

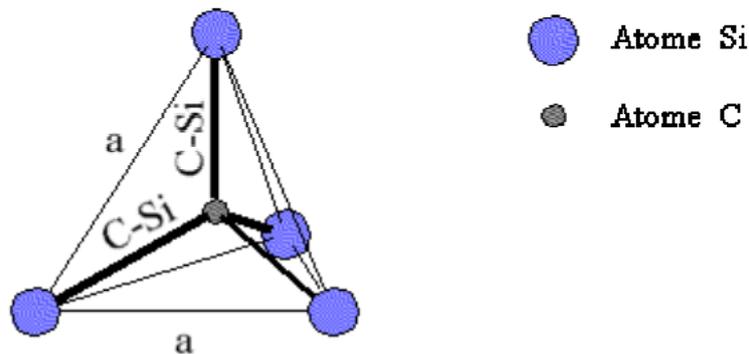


Figure I-7: Arrangement tétragonal entre un atome de carbone et quatre atomes de silicium [Powe-93]

Chaque bicouche est une superposition d'un empilement compact d'atomes de silicium et d'un empilement compact d'atomes de carbone. Par exemple, le SiC-4H signifie que ce dernier est sous la forme hexagonale avec 4 couches Si-C avant que la maille

élémentaire se répète. Les éléments de base sont les bicouches Si-C {111} pour la structure cubique (zincblende) (figure I-8 a) et {0001} pour la structure hexagonale (figure I-8 b).

Le nombre de polytypes varie entre 150 à 250 polytypes de carbure de silicium. Parmi ceux-ci seulement trois présentent un intérêt pour l'électronique de puissance à cause de propriétés physiques plus intéressantes : ce sont les polytypes hexagonaux (4H et 6H), cubiques (3C) (voir tab.I-1). Pour le SiC-4H par exemple, les paramètres de mailles sont de 0,3073 nm pour a et 1,0053 nm pour le c [Harr-95].

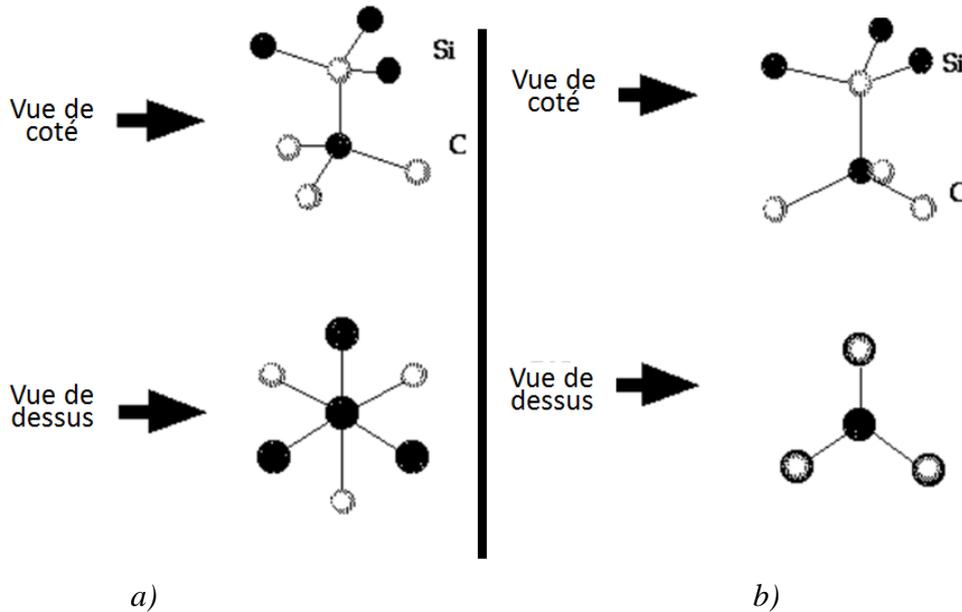


Figure I-8: a) Structure cubique (zincblende) et b) structure hexagonale élémentaire du SiC

I.4.1.2. Propriétés et applications du SiC

Le carbure de silicium possède des propriétés physiques qui le rendent très attractif pour un large domaine d'applications. Les différents polytypes du SiC peuvent être considérés comme différents matériaux semi-conducteurs avec différentes structures de bandes. Cependant tous les polytypes de SiC ont un bandgap indirect. Cette propriété ne lui permet pas d'être utilisé pour des dispositifs électro-optiques.

Le tableau I-1 résume les différentes propriétés de certains matériaux semi-conducteurs. Dans ce tableau : E_g est la largeur de la bande interdite, λ est la conductivité thermique, μ_n et μ_p sont les mobilités respectivement des électrons et des trous, ϵ_r est la permittivité diélectrique relative, E_c est le champ électrique de claquage et n_i la concentration intrinsèque de porteurs à 300 K.

Après le GaN, le carbure de silicium a le plus grand gap par rapport aux autres matériaux standards (Si et AsGa). Cette propriété lui permet d'être utilisé dans des applications à très fortes températures.

	E_g (eV)	λ (W/cm-K)	μ_n (cm ² /V-s)	μ_p (cm ² /V-s)	ϵ_r	E_c (MV/cm)	n_i (cm ⁻³)	V_{sat} (cm/s)
Si	1.12	1.3	1350	480	11.7	0.3	1.5 X10¹⁰	1 X10⁷
GaAs	1.41	0.55	8500	400	12.9	0.4	2.1 X10⁶	2 X10⁷
*3C-SiC	2.3	4.9	750	40	9.6	2	6.9	2.5 X10⁷
*4H-SiC	3.26	4.9	400	115	10	2.5	8.2 X10⁻⁹	2 X10⁷
*6H-SiC	2.96	4.9	950	90	9.7	2.4	2.3 X10⁻⁶	2 X10⁷
GaN	3.39	1.3	1000	<200	8.9	5	1.6 X10⁻¹⁰	2.5 X10⁷

Tableau.I-1 : Comparaison des propriétés électriques des semi-conducteurs à large bande interdite et des semi-conducteurs traditionnels *[Shur-02] et *[Mous-09].

La forte conductivité thermique ($\sim 5 \text{ Wcm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) valant 4 fois que celle du Silicium permet au SiC d'être un meilleur conducteur thermique. En conséquence la chaleur s'évacue plus rapidement dans le dispositif.

La constante diélectrique du SiC et du GaN par rapport aux matériaux standards permettent une diminution de la capacité des jonctions et donc une réduction des pertes en commutation [Azam-08].

La rigidité diélectrique du SiC est plus élevée (facteur 9) que celle du silicium, permettant ainsi la réalisation de composants avec des tenues en tension élevées. Ainsi pour une épaisseur donnée, la tension de claquage, donnée par (Eq.I-1), pour le SiC est 9 fois plus élevée que celle du silicium.

$$V_{BR} = \frac{E_c \times W}{2} \quad (\text{Eq. I- 1})$$

La figure I-9 montre l'ordre de grandeur de la profondeur des couches épitaxiales pour le Si et le SiC. Pour une tenue en tension de 1500V, il faut une couche épitaxiale de 14,8 μm pour une structure en SiC comparé à 80 μm pour une structure en Si, pour une résistance spécifique à l'état passant 120 fois plus faible que pour le Si et un dopage 33 fois plus élevé que dans le Si.

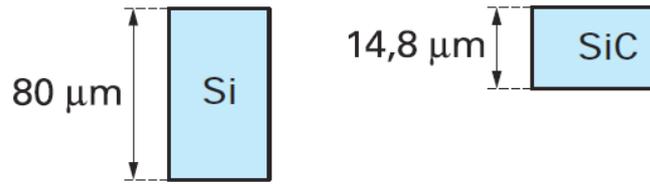


Figure I-9: Profondeur des couches épitaxiales pour le Si et le SiC [Tour-07]

La concentration intrinsèque en porteurs du SiC est très inférieure à celle des matériaux standards à 300°K. Ce qui implique que l'utilisation des matériaux à grand gap pour des applications à fortes températures et puissances est bénéfique pour éviter les effets de porteurs générés thermiquement [Kasa-06]. D'autre part, le courant de fuite inverse des dispositifs reste faible à hautes températures d'où l'intérêt pour des applications à haute température notamment dans le secteur de l'automobile.

La vitesse de saturation du SiC est 2,5 fois plus élevée que celle du silicium. Ce qui laisse supposer la possibilité de réalisation de composants hautes fréquences utilisables particulièrement dans les télécommunications. Cependant, le GaN est beaucoup plus sollicité car les fortes vitesses permettent aux composants à base de GaN de fonctionner à fortes températures et hautes fréquences [Lear-98].

Même si le SiC présente des propriétés supérieures, il a quand même des inconvénients mineurs pour certaines applications. En effet, le SiC présente une faible mobilité des électrons et des trous par rapport à d'autres matériaux (Si et AsGa). Pour des applications hyperfréquences, les caractéristiques de transport de charges sont prédominantes. Pour cette application, le GaN est plus privilégié. De plus, la possibilité de réaliser des alliages, notamment avec de l'aluminium, permet au GaN d'augmenter son gap jusqu'à 6,2eV (AlGaN) renforçant ainsi ses applications à hautes fréquences notamment dans les télécommunications (<2GHz) et les radars (>10GHz). Cependant, la faible mobilité des trous du GaN fait que la réalisation de couches de dopage P reste très difficile.

I.4.2. Composants de puissance en SiC

I.4.2.1. Technologie du SiC

Le SiC requiert les étapes technologiques du silicium. Ces étapes ont fait l'objet d'optimisation et de développement afin d'être adaptées aux besoins du SiC. Parmi les étapes optimisées et critiques pour le développement de la filière SiC, nous avons :

L'épitaxie du SiC : Au début de la découverte du SiC, du fait de ses propriétés intéressantes, il était utilisé comme substrat afin de garantir la tenue en température. L'hétéro-épitaxie a été utilisé pour faire croître du SiC sur le Si [Tour-07]. La couche de Si constituait la couche épitaxiale et donc la couche de tenue en tension. De ce fait, cette tenue en tension n'excédait pas les 1000 V du fait de la faible rigidité diélectrique du Silicium. Afin de répondre aux exigences extrêmes des composants de puissance, l'homo-épitaxie du SiC a été mise au point. En effet dans [Lee-03], les auteurs ont montré que les MOSFET en SiC fabriqués par homo-épitaxie ont une mobilité effective plus élevée et une tension de claquage d'oxyde plus importante.

L'implantation ionique : Due au faible coefficient de diffusion des atomes dopants dans le SiC même à forte température ($>2000^{\circ}\text{C}$), l'implantation ionique est la seule solution de technique de dopage durant le procédé de fabrication des composants SiC [Kasa-06]. L'azote est utilisé pour les dopages de type N tandis que l'aluminium l'est pour les dopages de type P durant l'épitaxie. Cependant l'implantation ionique introduit dans le matériau dopant des désordres structuraux, une étape de recuit post implantation est donc nécessaire pour guérir ces différents défauts [Tour-07].

Métallisation et formation des contacts : La réalisation des dispositifs de puissance passe forcément par une réalisation de contacts Schottky ou ohmique dont le comportement en température est stable. Plusieurs métaux sont utilisés selon que l'on contacte des zones de type N ou de type P d'une part et d'autre part selon que le contact est Schottky ou ohmique [Tour-07]. La formation de contact ohmique sur une couche N est relativement stable en terme de température [Kass-99].

Oxydation : Elle permet de faire croître de l'oxyde natif sur le SiC afin de créer des oxydes de grille pour les MOSFET et la couche de passivation. L'avantage du SiC contrairement au GaN est qu'il est capable de former du SiO_2 à l'interface sauf que les densités d'états d'interface sont importantes. La fabrication des oxydes de haute qualité avec une faible densité d'état à l'interface est un véritable challenge pour composants SiC, car à fortes températures et forts champs électriques, la durée de vie de l'oxyde est faible [Kasa-06].

1.4.2.2. Le phénomène de claquage dans le SiC

Il est caractérisé par la tension de claquage V_{BR} , tension maximale que peut supporter le composant à l'état bloqué. Le courant inverse varie faiblement en fonction de la tension de

polarisation inverse. Mais si cette tension de polarisation est proche de la tension de claquage, le courant augmente brusquement et on dit que le dispositif est claqué. Cette augmentation du courant peut détruire le composant.

Le claquage en volume des composants de puissance en SiC est lié à l'ionisation par impact des électrons et des trous qui se produit à forte tension inverse et fort champ électrique. En effet, une jonction PN polarisée en inverse est soumise à un fort champ électrique dans sa ZCE. Les électrons et les trous, soumis à l'action de ce fort champ électrique (proche du champ critique), sont accélérés et acquièrent une énergie cinétique suffisante (E_i) [Wolff-54] pour créer des paires électron-trou lors de chocs avec les atomes du réseau : c'est l'ionisation des atomes par impact avec un électron ou un trou. Les porteurs générés peuvent à leur tour engendrer la création de nouvelles paires électron-trou sous l'effet du champ électrique qui les accélère. Ce phénomène cumulatif est appelé multiplication par avalanche. Cet effet peut détruire le composant totalement ou partiellement.

Le claquage localisé est un cas particulier du claquage en volume. La localisation se trouve souvent au bord du composant à cause d'un resserrement des lignes de champ électrique. Ceci a pour conséquence d'augmenter le courant à ce niveau et de créer le claquage. En général, les composants dépourvus de terminaison périphérique sont les plus susceptibles. Pour pallier cela, il faut utiliser des protections périphériques. Les protections les plus utilisées dans les fabrications des diodes de puissance sont les structures de type MESA, JTE et les anneaux de garde. Ces dernières ont pour but d'augmenter la tenue en tension des diodes de puissance. Elles consistent à éviter le resserrement des lignes de champs en bordure de la jonction, afin de diminuer l'amplitude du champ électrique à la périphérie. La figure I-10 montre l'effet d'une protection périphérique JTE sur la répartition des lignes de champ électrique d'une diode bipolaire de puissance [Risa-07].

On voit que sans protection périphérique, la tension de claquage serait très faible comparée à la tension de claquage en volume. Les différentes équations qui régissent ces phénomènes de claquage seront exposées dans le chapitre suivant. Elles sont très importantes quant à leur compréhension.

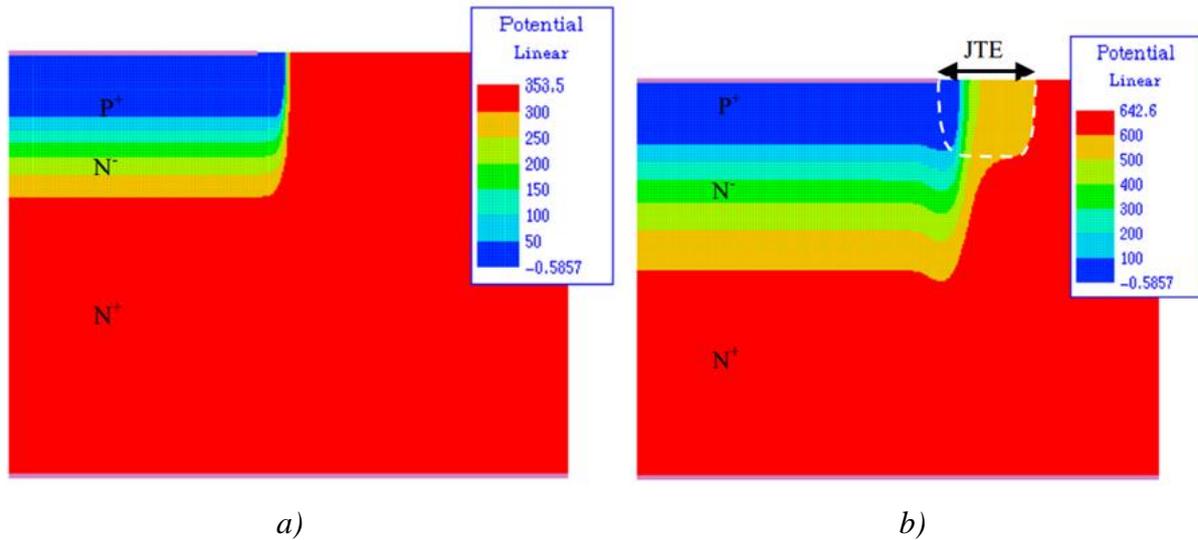


Figure I-10: simulation MEDICI 2D des équipotentielles d'une diode PIN a) sans protection et b) avec protection JTE [Risa-07]

1.4.2.3. Influence de la qualité du matériau

Plusieurs types de défauts peuvent influencer la tenue en tension des dispositifs de puissance en SiC : les défauts structuraux et les défauts induits durant les process de fabrication (ex : l'implantation ionique).

Les micropores : ceux sont des creux en forme de tubes traversant tout le lingot de carbure de silicium [Glass-93]. Les micropores sont nuisibles car un seul présent dans la surface active d'un composant diminue ses performances et peut même le détruire [Liu-07]. Des études ont montré le caractère destructif des micropores notamment dans [Neud-94]. Ils font partie des principales obstacles à la commercialisation des composants en SiC même si certaines structures sont sur le marché. De ce fait, plusieurs améliorations ont été apportées à travers les procédés de croissance. Des sociétés telles que CREE en 2007 annonce qu'ils ont atteint un record sur le développement de la technologie SiC avec un démonstrateur de diamètre 100mm (4") avec zéro micropores (ZMPTM).

Les dislocations : Le SiC présente aussi des défauts tels que les dislocations. Même si ces défauts ont un effet moins catastrophique que les micropores, la réduction de leur densité dans les dispositifs en SiC est nécessaire pour s'assurer de leur performance [Spen-02]. Neudeck et al. ont étudié les effets des dislocations dans la performance des dispositifs en SiC en 1999. Ils ont montré que la présence des dislocations dans la surface active des diodes Schottky ayant une tension de claquage relativement faible (250V) faisait augmenter le courant de fuite [Neud-99]. La figure I-11 suivante montre l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension de blocage.

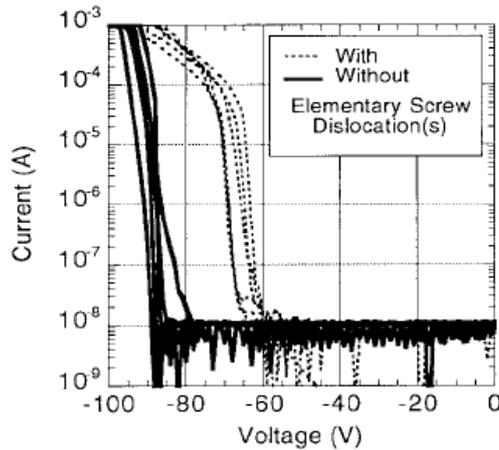


Figure I-11 : Courant de fuite en fonction de la tension de blocage de 11 diodes avec et sans dislocations dans les surfaces actives [Neud-99]

Aux environs de 65V de polarisation inverse, les diodes contenant des dislocations présentent plus de courant de fuite que celles sans défaut. Ce qui montre que les dislocations dans les surfaces actives font augmenter les courants de fuite et donc réduire les performances de ces diodes.

Les fautes d'empilement dans le SiC : Même si les composants à base de SiC sont si performants, l'inconvénient du SiC est aussi la présence de fautes d'empilement qui sont souvent appelées les «stacking faults». Ce sont des défauts de cristaux cubiques ou hexagonaux à face centrées dans lequel il y a des variations de succession régulière des positions des plans atomiques [Berg-01]. Récemment des problèmes de stabilité ont été rencontrés dans l'étude de la fiabilité des composants de puissance en SiC-4H. Bergman et al. ont montré en 2001, que les fautes d'empilement sont à l'origine de la chute importante des durées de vie des porteurs minoritaires et donc de la chute de tension en régime direct des composants bipolaires en technologie SiC.

1.4.2.4. Présentation des structures en carbure de Silicium

Presque tous les dispositifs électroniques existent en carbure de silicium : les redresseurs, les interrupteurs unipolaires et bipolaires. Dans cette thèse nous nous intéresserons seulement à celles sensibles au SEB présentées dans la littérature. Ces structures sont pour la plupart des diodes Schottky et des MOSFET.

1.4.2.4.1. Diodes Schottky en SiC

Ce sont des structures très faciles à réaliser car elles ne font appel qu'à un type de dopant. De plus, elles ont des vitesses de commutation rapides même si leur courant de fuite

est important. C'est pour cela qu'elles ont été les premiers composants en SiC commercialisés. Elles ont été mises sur le marché en 2001 par la société INFINEON [Lore-07], ensuite viennent les sociétés telles que CREE, leader mondial en SiC, Microsemi, STMicroelectronics, etc... La figure I-12 représente une structure de diode Schottky en technologie SiC.

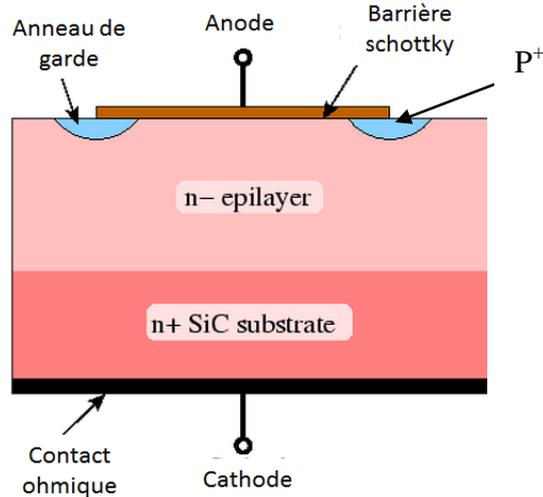


Figure I-12: Vue en coupe d'une diode Schottky en SiC-4H [Ayal-04]

Pour obtenir une tenue en tension de 1200V, une couche épitaxiale de $6,5\mu\text{m}$ a été réalisée avec un dopage faible de $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [Ayal-04]. Le substrat SiC-4H est préféré dans le cas de la diode Schottky du fait de la plus grande mobilité des trous et une plus grande isotropie.

En termes de tenue en courant, c'est Singh [Sing-02] qui a réalisé le meilleur démonstrateur avec un courant atteignant 130A pour une chute de tension de 3,25V. La surface active est de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ et le dopage épitaxial de $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. La résistance spécifique est de $7,4 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$. Le courant de fuite est de 120 mA pour une tenue en tension de 300V.

En termes de tenue en tension, c'est Zhao [Das-06] qui a réalisé le meilleur démonstrateur avec une tenue en tension de 10 kV pour un courant de fuite de 10^{-5} A . La couche épitaxiale N⁻ a une épaisseur de $115\mu\text{m}$ et un dopage de $5,6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La résistance spécifique est de $97,5 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$. Pour une chute de tension de 3,15V, la densité de courant est de 20 A/cm^2 .

Les diodes Schottky disponibles sur le marché ont des tenues en tension allant de 400 à 1700V et des courants direct nominaux de 1 à 67 A selon les différentes sociétés.

1.4.2.4.2. Diodes PN

En ce qui concerne les diodes PN en SiC, elles ne sont pas encore disponibles sur le marché. Les seules qui existent sont des démonstrateurs. Ces diodes ont fait la curiosité de plusieurs industries notamment la société CREE. En effet, les diodes bipolaires ont plusieurs avantages dont notamment une plus faible chute de tension en fonctionnement à haute température comparativement aux diodes Schottky [Das-06].

En termes de tenue en tension, un des meilleurs démonstrateurs est celui réalisé par Sugawara en 2001, avec une tenue en tension de 20 kV pour un courant de fuite de 3 mA [Suga-01]. La figure I-13 présente la structure de cette diode et ses caractéristiques. Cette tenue en tension a été obtenue grâce à un substrat fortement dopé avec une couche épitaxiale de 200 μm dopée à $8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$. Une couche fortement dopée P pour l'anode a été nécessaire afin de réduire le temps de recouvrement à 34ns comparativement à 1,02 μs pour une diode Si à 6 kV de tenue en tension. Des protections MESA ont été implantées pour diminuer le courant de fuite [Suga-01].

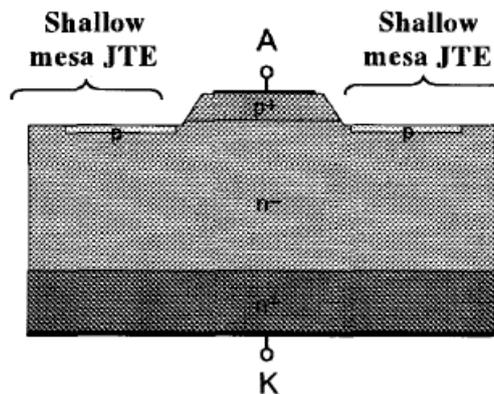


Figure I-13: Coupe verticale de la diode de Sugawara [Suga-01]

En termes de tenue en courant, un des meilleurs démonstrateurs est celui de HULL (2004) avec une tenue en tension de 4,5kV [Hull-04]. La chute de tension de la diode est de 3,2V pour un courant direct de 180A. La diode présente une protection mesa/JTE avec une couche épitaxiale de 85 μm d'épaisseur et un dopage de $8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Pour obtenir de telles tenues en tension et en courant, il suffit de jouer sur l'épaisseur de la couche épitaxiale et de son dopage.

1.4.2.4.3. MOSFET

Ce sont les dispositifs de puissance les plus utilisés en raison de leur faible puissance de commande de grille et des vitesses de commutation très élevées. Deux MOSFET existent : le MOSFET à basse tension et le MOSFET à haute tension.

Les MOSFET traditionnels ont un courant drain–source confiné dans un faible volume du silicium en parallèle avec la grille. L’aire de conduction et la capacité de puissance sont limitées par cette géométrie. Le MOSFET en SiC permet de surpasser ces limites avec une tenue en tension élevée allée à une résistance à l’état passant faible du fait de la région N-modulée en conductivité. Avec une structure unipolaire, les MOSFET possèdent des temps de commutation rapides car aucun retard dû à la recombinaison des porteurs minoritaires. Comme les MOSFET en Si, en particulier les VDMOS, les MOSFET en SiC présente une structure bipolaire parasite NPN.

Les sociétés telles que CREE ont commencé à commercialiser les MOSFET en SiC avec de faibles calibres de tension (300 et 600V) vers les années 2001, mais la qualité des substrats n’était pas optimisée. Récemment, elle a annoncé la commercialisation des MOSFET verticaux de 2nd génération avec une tenue en tension de 1200 V et un calibre en courant de 20 et de 50 A [Call-08] et [Cree].

En termes de tenue en tension, CREE a réalisé le meilleur démonstrateur avec 10 kV qui est le record mondial de tenue en tension pour un MOSFET. La figure I-14 représente la coupe transversale de ce DMOSFET.

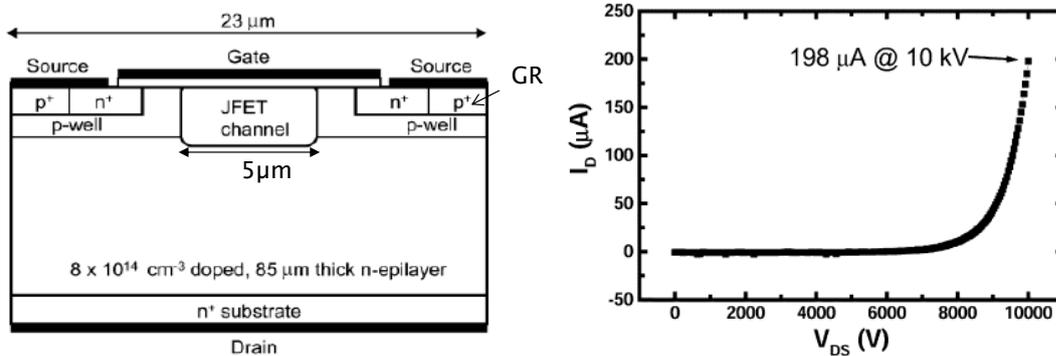


Figure I-14 : Structure du DMOSFET en SiC réalisée par Ryu [Ryu-04]

La structure consiste en une couche épitaxiale de 85µm avec un dopage de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ sur un substrat SiC-4H fortement dopé. Elle présente des protections périphériques avec anneaux de garde. La mobilité effective des porteurs dans le canal est faible ($22 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) à cause de la présence d’états d’interfaces à l’interface SiC/SiO₂. La résistance spécifique est de 123 mΩ et le courant de fuite est de 198 µA à 10kV [Ryu-04].

En termes de tenue en courant, c'est la société Microsemi qui détient le record avec un courant de 78 A pour une tension de 1 kV. Ce MOSFET présente une résistance à l'état passant de 90 mΩ à 25°C.

Au niveau des MOSFET, il existe plusieurs démonstrateurs affichant des tensions maximales allant de 1,2 kV à 10 kV et des courants à l'état passant allant de 1 à 10 A [Zhang-05, Miur-06, ZhangJ10]. Sur le marché on trouve plusieurs MOSFET en SiC présentant des tenues en tension de 1kV à 1,2kV avec des courants à l'état passant respectivement de 24 A à 78 A. Ils présentent des résistances à l'état passant de 160 mΩ.cm² et 90 mΩ.cm².

I.5. Effets sur les composants de puissance en SiC

Les effets des radiations induits dans les composants électroniques peuvent être générés par une particule ou par un effet cumulatif. L'effet dépend du type d'ionisation entre la particule et le matériau semi-conducteur. Quelle que soit l'origine de la particule incidente dans un composant (source de rayonnement, cosmique ou terrestre, particule primaire ou secondaire), des mécanismes destructifs ou non destructifs peuvent être induits dans le composant par ionisation du matériau semi-conducteur. La collection des charges, résultant des interactions ionisantes avec la particule, peut perturber la fonctionnalité du circuit, menant à ce que l'on appelle les effets singuliers (ou Single Event Effects (SEE)). Le tableau I-2 résume les différents types d'effets singuliers et leurs caractéristiques.

Acronyme	Définition	Description
SEU	Single Event Upset	changement d'état logique d'une cellule mémoire
SET	Single Event Transient	Transitoire de courant parasite induit par le passage d'une particule, pouvant se propager en logique combinatoire, ...
MBU	Multiple Bit Upset	SEU avec plusieurs cellules touchées simultanément
SEFI	Single Event Functional Interrupt	Perte de fonctionnement normal d'un composant, induit par la propagation d'une erreur dans des circuits numériques (microprocesseurs...)
SEB	Single Event Burnout	Claquage par emballement thermique induit en particulier par la conduction du transistor parasite dans les MOS de puissance ou par ionisation par impact (composant de puissance)
SEGR	Single Event Gate Rupture	Rupture d'oxyde de grille dans les technologies de puissance
SES	Single Event Snapback	Ne se produit que dans des conditions de fort courant

SEL	Single Event Latchup	Verrouillage partiel ou total du composant (CMOS et IGBT)
------------	----------------------	---

Tableau.I.3:Evènements singuliers sur les composants en environnement radiatif

Dans cette thèse, nous nous intéressons seulement au SEB. Pour cela, commençons d'abord par comprendre le mécanisme d'interaction entre la particule incidente et le semi-conducteur. Puis nous verrons comment la charge générée par la particule est collectée et comment cela peut conduire au SEB.

I.5.1. Interaction matière – particule

L'interaction entre une particule et le matériau (Si) dépend de la masse et de l'énergie de la particule incidente ainsi que des propriétés du matériau que traverse la particule. Même si peu de données existent à propos des processus d'interaction du SiC, ils doivent présenter de nombreux points communs avec la collection de charge dans le Si. De fait, nous nous baserons sur le Si pour expliquer les phénomènes dans le SiC.

Une particule incidente dans un composant va ioniser le matériau du semi-conducteur en créant des paires électrons trous. Ces électrons et trous peuvent se recombiner via des transitions de bande à bande, les recombinaisons SRH et Auger. Les porteurs, qui ne se recombinent pas, peuvent être transportés au travers du matériau par des mécanismes de dérive et de diffusion [Shoc48-Sze81] et par la suite être collectés par les électrodes du composant. Cette collection induit l'apparition d'un courant parasite transitoire qui peut perturber le fonctionnement du composant. La collection de charges dépend de plusieurs facteurs : la tension de polarisation du circuit, les dopages du matériau semi-conducteur etc... La figure I-15 a) illustre une trace d'ion dans une jonction PN en silicium polarisée en inverse avec les différents mécanismes de collection.

La jonction PN est considérée du fait de l'élargissement de sa zone de charge d'espace (ZCE) en polarisation inverse. Pour cette raison, elle est plus susceptible de collecter les charges [Dodd-96]. Dans cette figure, trois phases sont à distinguer dans le processus de collection. D'abord des paires électron-trou sont générées le long de la trace de l'ion (figure I-15 a).

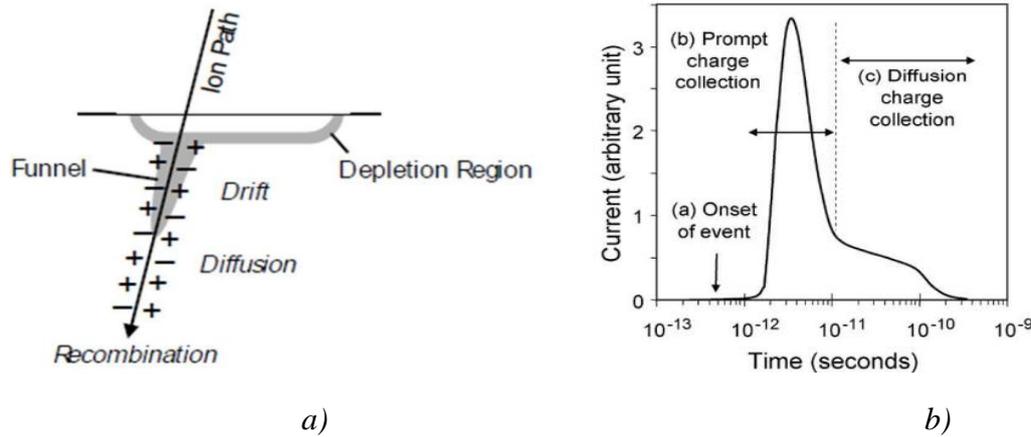


Figure I-15: a) Illustration de la trace d'ion dans une jonction PN polarisée en inverse [Hsie-81] et b) exemple de courant transitoire induit par la collection de charges dans une jonction PN polarisée en inverse [Baum-05]

La ZCE subit alors une extension sur plusieurs microns sous l'effet du plasma de paires (couleur grise figure I-16 a). Cet effet est appelé «funneling», c'est un phénomène rapide qui ne dure que quelques dizaines de nanosecondes. Ensuite la ZCE se relaxe vers sa position d'origine et les porteurs vont être collectés par diffusion, d'où la composante de collection lente. Cette procédure de collection de charges valable pour le Silicium est aussi valable pour le carbure de silicium selon [Onod-10]. De plus dans [Onod-10], une augmentation de la collection dans le MOSFET en SiC est associée à l'activation du bipolaire parasite. Sur la figure I-16 b) est représenté le courant transitoire parasite au niveau d'un diode PN. La collection de charges par dérive et diffusion se traduit par une réponse initiale rapide (dérive, «funneling») puis par une réponse plus lente (diffusion).

I.5.2. État de l'art sur les phénomènes du Single Event Burnout (SEB) dans les MOSFET et Diodes Schottky

Le phénomène SEB a d'abord été observé et étudié sur des composants en technologie Silicium. Ces études ont été faites dans le domaine spatial où sont utilisés principalement les MOSFET de puissance.

Les données expérimentales et de simulations sur le SEB en technologie SiC sont rares du fait de la récente sortie des composants en SiC sur le marché. Ceci dit, quelques publications ont fait état de la sensibilité aux événements singuliers de type SEB sur les diodes et MOSFET en technologie SiC. Pour les IGBT en SiC, étant donné qu'ils ne sont pas

encore disponibles sur le marché, les données sur leur sensibilité au SEB sont inexistantes à notre connaissance.

Nous allons d'abord, pour chaque structure, donner un état de l'art du SEB dans la technologie silicium afin de déterminer les mécanismes de dégradation responsables du SEB et ensuite une bibliographie du SEB dans la technologie SiC.

1.5.2.1. SEB dans les diodes Schottky

1.5.2.1.1. Mécanismes physiques responsables du SEB dans les diodes de puissance

Le mécanisme du SEB dans les diodes de puissance est différent de celui des transistors bipolaires et des MOSFET de puissance à cause du bipolaire parasite [Kubo-92]. Le mécanisme de défaillance peut être expliqué par une multiplication de la charge générée par un phénomène d'avalanche. En conséquence, il en résulte un fort courant tandis que la diode est polarisée en inverse. Le fort courant génère un échauffement local très élevé. La température induite peut atteindre le point de fusion du matériau menant à une destruction thermique [Wrob-92, Alba-02].

1.5.2.1.2. SEB dans les diodes en Silicium (Si)

C'est un phénomène assez connu et largement discuté dans cette technologie. Les premières études sur les diodes ont montré des défaillances catastrophiques localisées dans le substrat du composant [Kabz-94] [Zell-95]. Ces défaillances ont été induites par les radiations cosmiques mais le mécanisme de défaillance n'a pas été bien expliqué.

Ensuite viennent des études [Kabz-94 ; Voss-97] qui ont montré que la déposition d'énergie directe d'une particule fortement énergétique passant à travers le composant était insuffisante pour causer une défaillance de type burnout. Ils suggèrent que la particule induit une réaction nucléaire donnant naissance à un ion lourd secondaire qui perturbe suffisamment le champ électrique local pour déclencher l'ionisation par impact. Autrement dit, le burnout ne peut se produire que s'il y a déclenchement du phénomène d'ionisation par impact. Dans les travaux de [Voss-97], les particules à faible profondeur de pénétration pour lesquelles le dépôt de charges ne se produit pas dans des régions de fort champ électrique, ne déclenchent pas d'effets catastrophiques de type burnout.

Pour prouver cette hypothèse, plusieurs études ont été réalisées avec des ions lourds qui ont des énergies et des LET (Linear Energy Transfer) ou transfert d'énergie linéique importants [Buss-99]. La densité de courant locale provoquée à l'intérieur du composant lors

du passage de l'ion peut atteindre des valeurs suffisamment élevées pour déclencher un comportement instable, comme le second claquage dans les transistors bipolaires [Howe-70].

Pour résumer, la multiplication par avalanche des porteurs générés par les ions incidents a été identifiée comme étant la source de la charge impliquée dans la défaillance induite par une particule dans les composants [Kabz-94; Soel-00].

La figure I-16 montre le courant induit par des protons de 70 MeV sur des diodes de 4kV. Une première impulsion de courant de 4A due à la collection des charges l'avalanche est suivie par une très forte hausse de courant après 100 ns. Le second pic de courant représente l'apparition du SEB, c'est à dire la destruction du composant.

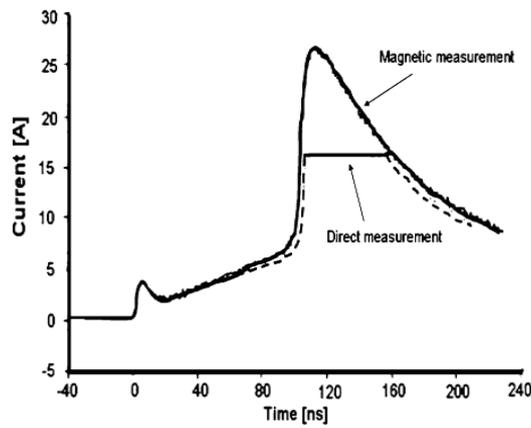


Figure I-16: Courant de type SEB [Soel-00]

Des études basées sur de simulations TCAD en incluant les effets de la température, ont montré que la charge induite par la trace d'ion ainsi que la multiplication de charges peuvent produire un courant suffisamment important pour générer un échauffement local. Dans certains cas, la température peut atteindre la température de fusion du matériau, causant des dommages. Cela pose la nécessité d'un modèle électrique couplé à un modèle thermique permettant de simuler correctement le mécanisme du SEB dans les composants de puissance. Pour cela, il faut considérer une température du réseau non constante. Les résultats des simulations sont montrés sur la figure I-18 [Walk-02]. La figure I-17-a montre les courants transitoires obtenus en considérant une température du réseau constante (330K) ou variable. La figure I-17-b montre l'évolution de la température du réseau durant le SEB.

Dans la simulation isotherme, la forte diminution de courant est le résultat de la diminution de la vitesse de saturation résultant de la température locale élevée. Après une période de temps, la température atteint un niveau où la concentration en porteurs intrinsèque commence à dominer la contribution du courant. L'augmentation du courant résultant de

l'augmentation de la charge provoque de l'auto-échauffement supplémentaire, ce qui complète le mécanisme de rétroaction responsable de la défaillance du composant.

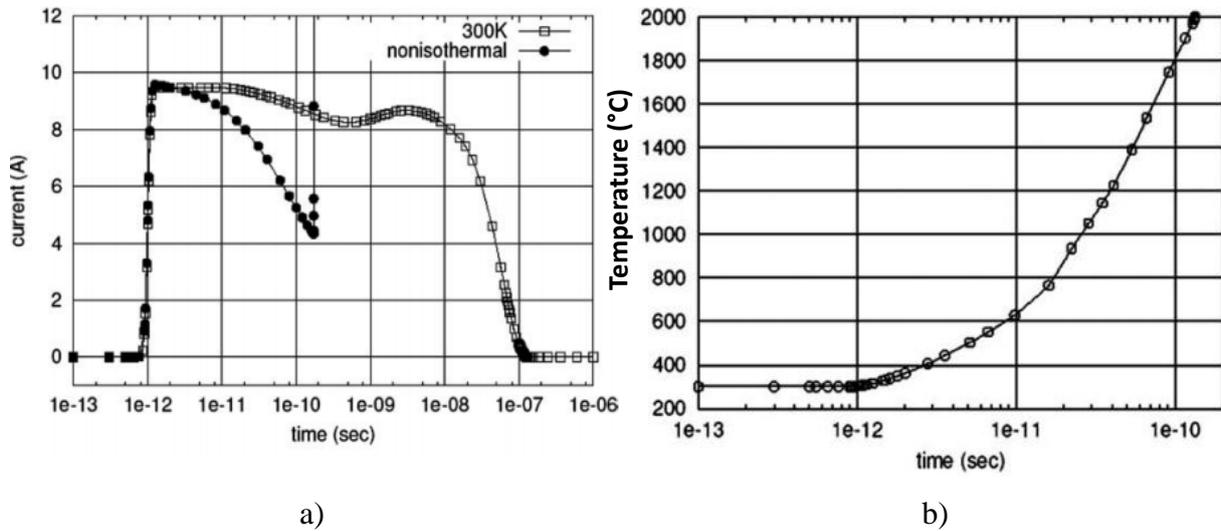


Figure I-17 :a)courants obtenus lors de simulation isotherme et non isotherme avec un LET=30 MeV.cm²/mg et une tension de polarisation de 3500V. b) augmentation de la température du réseau due à l'auto-échauffement durant le processus du SEB [Walk-02]

Dans la simulation non-isotherme, le courant dépasse rapidement la limite d'affichage du simulateur, indiquant la défaillance du composant. A la défaillance, la valeur de la concentration intrinsèque devient relativement élevée ($\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). En raison de la courte durée de l'échauffement, l'augmentation de la température est extrêmement localisée tout près de la jonction (voir figure I-18.). L'extension du point chaud n'est que de 2 μm dans la direction radiale de la trace d'ion et de 20 μm le long de la couche épitaxiale à la jonction.

En conclusion, ces résultats de simulation montrent bien que l'effet thermique est à prendre en considération dans le processus du phénomène SEB. En d'autres termes, le phénomène SEB dans les diodes de puissance est dû d'une part par à la multiplication par avalanche de la charge collectée par le composant et d'autre part par un phénomène d'auto échauffement.

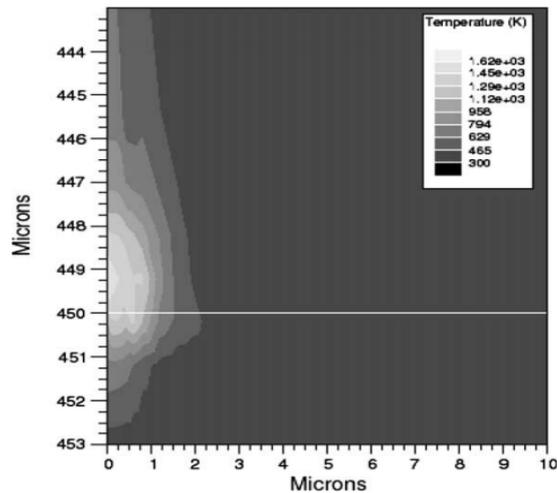


Figure I-18 : Distribution de la température près de la jonction, 100 picosecondes après le passage de l'ion [Walk-02]

1.5.2.1.3. SEB dans les diodes en carbure de silicium (SiC)

Le processus du phénomène SEB dans les diodes de puissance en SiC pourrait être le même que dans les diodes en Si car elles ont la même structure. Cependant, du fait des propriétés supérieures du SiC, notamment son bandgap élevé, on s'attend à ce que les composants en SiC soient moins sensibles au SEB.

Les mesures de collection de charges sont très utiles pour analyser le mécanisme des événements singuliers (SEE) sur les composants de puissance. Oshima et al. ont réalisé des mesures de collection de charges sur des diodes SiC avec des ions Nickel, d'énergie 9 MeV, en utilisant la technique TIBIC (Transient Ion beam Induced Current) [Ohsh-03]. La figure I-19 montre les résultats obtenus sur la diode n+p utilisée. La collection de charges est maximale au niveau de la région sous l'électrode. Ces résultats montrent que le fort champ électrique au niveau de la zone de charge d'espace favorise la collection de charges. La figure I-20. montre les formes de transitoires obtenus dans la diode avec différentes polarisations. L'amplitude des transitoires augmente avec la polarisation.

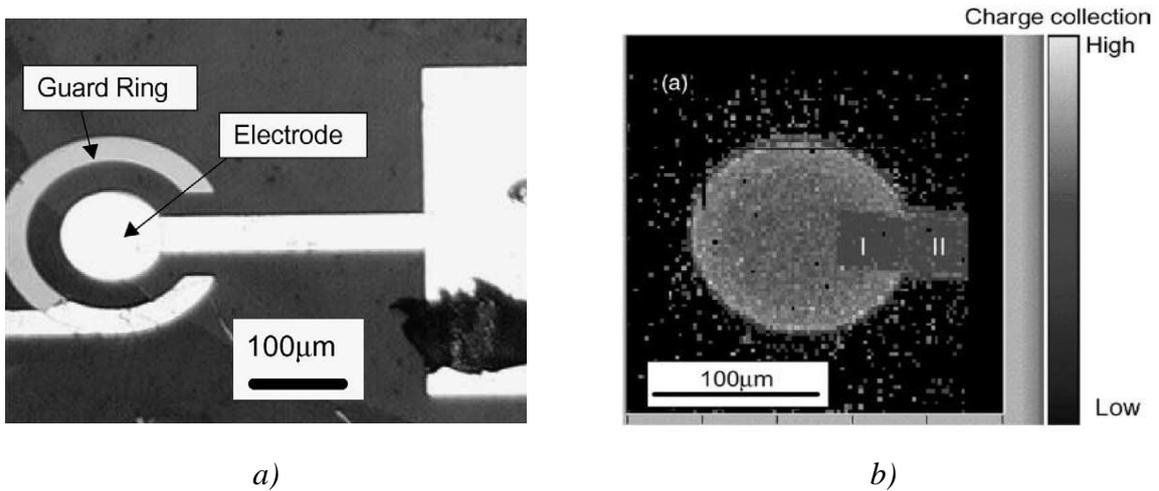


Figure I-19 : a) composant sous test et b) collection de charges [Ohsh-03]

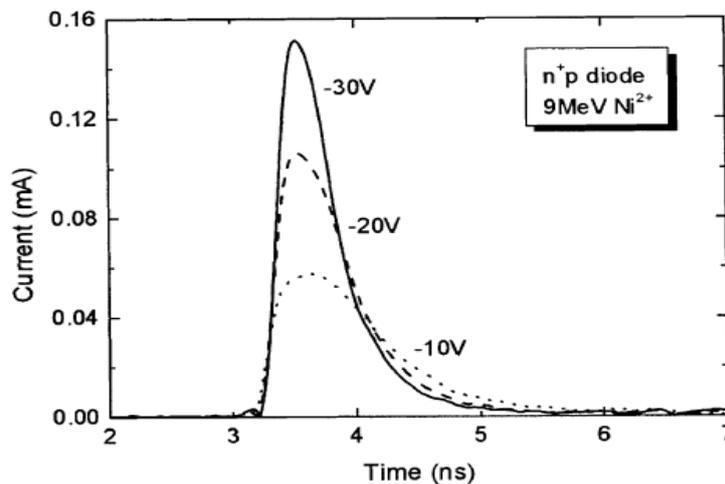


Figure I-20 : Formes des transitoires de courant obtenus dans la structure [Ohsh-03]

L'équipe de L. Sheick [Shei-04] a rapporté une défaillance catastrophique dans les diodes Schottky en SiC causée par les protons. Cependant du point de vue électrique, aucune augmentation du courant de fuite n'a été détectée. La théorie de percolation a été proposée pour expliquer cet effet. Mais la qualité du matériau joue un rôle important sur la susceptibilité au SEB de ces composants.

Kuboyama et al ont répertorié des défaillances de type SEB dans des diodes Schottky en SiC induits par des ions lourds à des tensions de 320-340V pour des tensions de claquage nominales de 600V [Kubo-06]. La charge de collection anormalement élevée à forte tension de polarisation et l'auto-échauffement ont été désignés comme étant responsables du déclenchement du SEB. La figure I-21 montre les défauts de types burnout dans le SiC. On

observe clairement les défauts sur le SiC en dessous du métal. Le défaut a un diamètre de 50 nm et une profondeur de 70 nm.

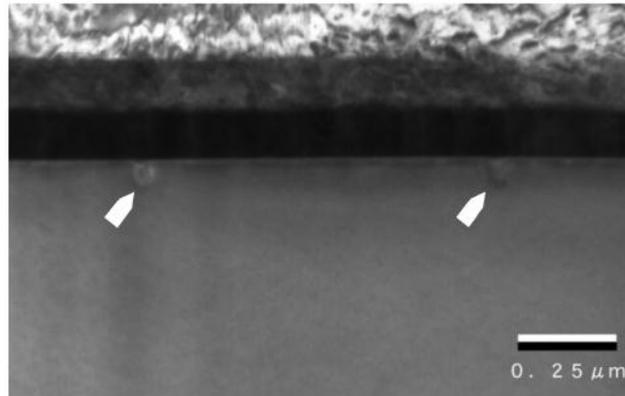


Figure I- 21 : Image des défauts créés durant le SEB (introduits par des ions Xe à 160V de tension inverse) [Kubo-06]

Pour prouver l'auto-échauffement et l'excès de porteurs collectés, l'effet de band-to-band tunneling (BBT) a été incorporé dans le simulateur. Cependant ce mécanisme n'a aucun effet sur les résultats. Des simulations ont ensuite été faites en se basant sur le modèle de piégeage assisté par effet tunnel (TAT en anglais). La figure I-22 montre la forme d'onde du courant simulée à 220 V de tension inverse. Après avoir activé le processus TAT dans le simulateur, la simulation s'est anormalement terminée au bout 2,9 picosecondes car la température du réseau a excédé le point de fusion du SiC. Le mécanisme TAT peut dans certaines conditions expliquer le phénomène de collection de charges anormalement élevé dans les diodes SiC.

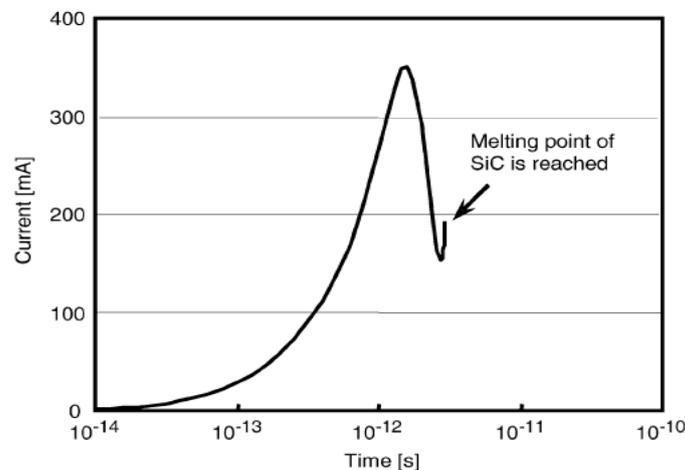


Figure I-22 : Courant simulé avec le modèle TAT pour des ions incident de Kr avec une tension de polarisation de 220V pour une diode Schottky 600V [Kubo-06]

En se basant sur ces résultats, cette équipe a proposé le processus du mécanisme du SEB dans les diodes SiC suivant :

- (1) L'ion incident génère une forte densité de paires électrons et trous et crée plusieurs pièges le long de sa trajectoire.
- (2) Le flux de courant résultant contribue à l'auto échauffement
- (3) Les porteurs générés par le processus du TAT et le processus (2) et (3) sont itérativement régénératifs.

En 2007 la même équipe [Kubo-07] a répertorié des défaillances SEB sur les diodes Schottky SiC induites par des protons fortement énergétiques. Les résultats de simulation suggèrent que des réactions de spallation sont à l'origine de la défaillance catastrophique. En conséquence, le mécanisme de collection de charges largement anormale a été identifié comme étant responsable du mécanisme de déclenchement du SEB comme indiqué aussi dans [Kubo-06] et [Kame-06].

Le SEB a aussi été induit par des neutrons [Asai-12]. Le phénomène SEB a alors été déclenché par les particules secondaires générées par des réactions nucléaires entre les neutrons et le substrat de carbure de silicium. De la même façon, ils ont pu déterminer par simulation Monte-Carlo que les noyaux de carbone générés secondairement jouent un rôle important dans le mécanisme de déclenchement du SEB dans les diodes de puissance en SiC.

En ce qui concerne les tests par faisceau laser, les données sur le SEB dans le SiC sont quasi inexistantes, à notre connaissance. Cette manque de donnée est due au large gap du SiC.

Finalement tout semble indiquer que la collection de charges fortement anormale, due à la multiplication de porteurs en forte tension inverse, combiné à l'auto-échauffement du SiC sont à l'origine du mécanisme du SEB dans les diodes en SiC comme dans le cas du Silicium.

1.5.2.2. SEB dans les MOSFET

1.5.2.2.1. Bipolaire parasite responsable du mécanisme de défaillance SEB

Le bipolaire parasite inhérent au MOS de puissance a été identifié comme étant à l'origine des phénomènes de déclenchement du SEB [Wrob-85, Wrob-92, Alba-05]. La structure parasite est un transistor bipolaire NPN représentée sur la figure I-23 b). La diffusion N de la source représente son émetteur, la diffusion P du substrat (body) sa base et la zone épitaxiale N- de drain son collecteur (voir figure I-24). En fonctionnement normal, ce bipolaire parasite est bloqué car sa jonction base-émetteur est toujours polarisée en inverse.

Mais ce transistor peut être mis en conduction lors d'un changement d'état rapide (à forte variation de V_{ds}) ou lors du passage d'une particule ionisante.

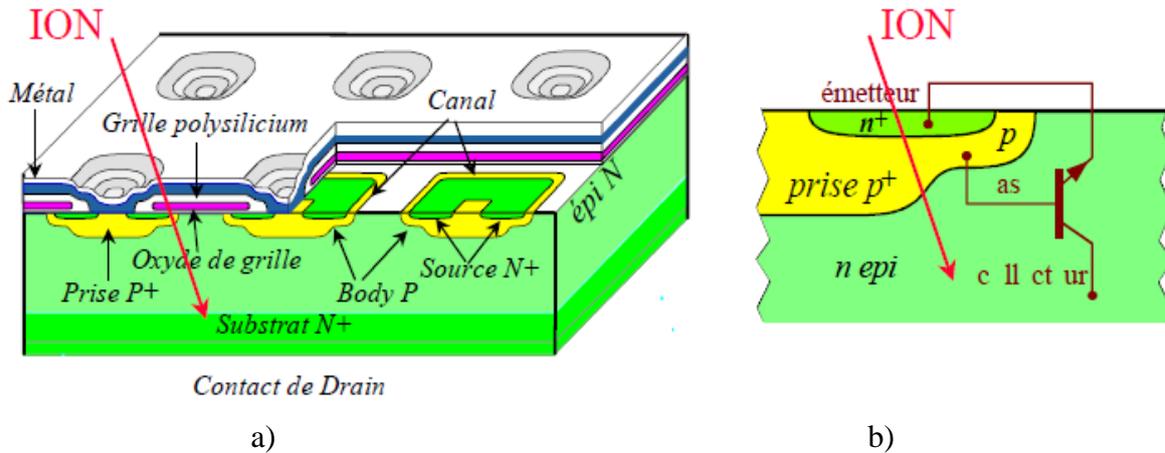


Figure I-23 : a) structure d'un MOSFET de puissance et b) son bipolaire parasite

En effet, si une particule extérieure est incidente dans le MOSFET, voir Figure I-24, elle va traverser le composant et interagir avec la matière, créant ainsi des paires électrons-trous en grande quantité. Ces paires vont être séparées par des champs électriques d'origine extrinsèque (la polarisation) et d'origine intrinsèque (niveau de dopage, organisation physique du composant...). En conséquence, le passage d'un ion induit un courant transitoire pouvant mettre le bipolaire parasite en conduction. Les électrons vont traverser en direction du drain et les trous vers la masse (via la source) tout en passant par la région P créant ainsi une accumulation à cette zone. A ce moment un mécanisme de contre réaction est initié et le courant augmente jusqu'au second claquage détruisant le composant par emballement thermique [Wrob-92]. Mais si le courant n'est pas assez fort, le bipolaire cesse de conduire. La composante clé du mécanisme de contre réaction est le courant généré par avalanche dans le collecteur du bipolaire parasite, l'avalanche étant initiée par l'ionisation par impact des porteurs à forte tension V_{ds} . Pour cette raison les MOSFET à canal P sont beaucoup moins sensibles au SEB que les MOS à canal N du fait que l'ionisation par impact qui maintient l'avalanche des électrons est beaucoup plus importante que celle des trous [Oberg-87] et [John-96].

1.5.2.2.2. SEB dans les MOSFET en silicium (Si)

Le premier à mettre en œuvre le mécanisme de la destruction des MOSFET par le SEB est Wrobel en 1985 [Wrob-85]. Le modèle repose sur l'avalanche induite par un courant (CIA) grâce à des radiations ionisantes. La destruction du MOS est due à un mécanisme

appelé second claquage du NPN parasite induit par une particule ionisante. C'est un phénomène qui caractérise une défaillance précédée par une soudaine chute de tension aux bornes du composant et une rapide augmentation de la valeur du courant. A partir de là, il a décrit schématiquement le phénomène du burnout à partir de la figure I-24.

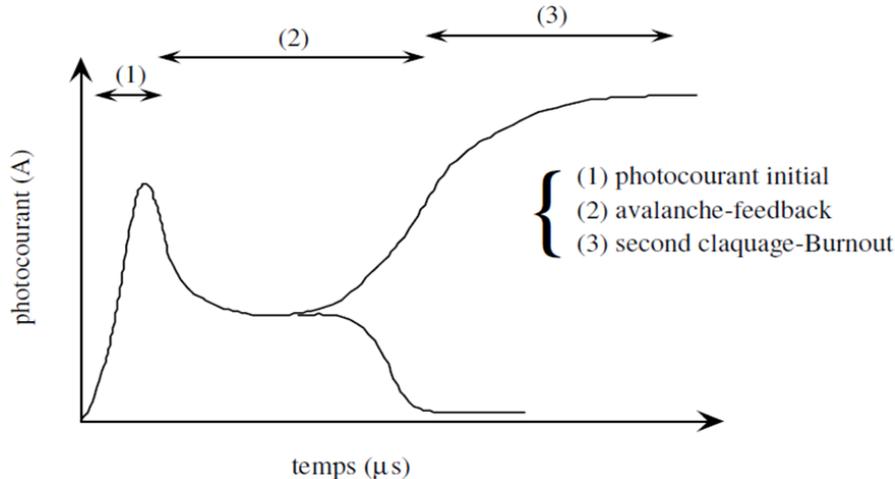


Figure I-24 : Evolution en fonction du temps du courant source-drain, induit par le passage d'un ion lourd [Wrob-85]

Le processus repose sur :

(1) un photocourant induit par l'ion qui met en conduction le bipolaire parasite. La condition ne peut se faire que si les conditions de polarisation, de localisation et de caractéristiques de la trace (LET) sont réunies.

(2) un maintien d'une contre réaction régénérative dû à un phénomène d'avalanche qui s'auto établit car le bipolaire parasite entre en régime de forte injection. Les charges générées par l'ion induisent une augmentation de densité de courant pouvant permettre à l'avalanche de se maintenir grâce au fort champ électrique.

(3) le claquage du dispositif par avalanche est atteint avec un emballement thermique. Une fois que le claquage est atteint, une condition filamentaire s'établit entre le drain et la source [Wrob-92]. Ces filaments sont souvent considérés comme des micro-plasmas très stables. Une augmentation du courant d'avalanche induit une augmentation du diamètre du filament. La densité de courant reste relativement constante tant que la température du matériau est stable. Si la température augmente, des porteurs thermiques vont être générés et s'ajouter à la densité de courant initiale augmentant à son tour la température. Ce procédé s'autoalimente (régénératif) jusqu'à ce que la température de la jonction passe au-delà du point eutectique de l'interface silicium/aluminium ou du point de fusion du silicium (1412 °C). Ce mécanisme est appelé Burnout et conduit à la destruction de la cellule par emballement thermique et fusion locale du silicium (Figure I-25).

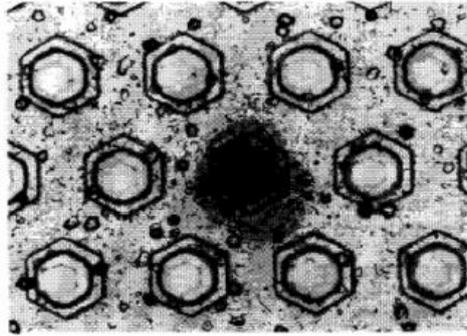


Figure I-25: photo d'une cellule détruite par un SEB d'un IRF150 [Alba-05]

Les conditions nécessaires à l'apparition d'un SEB semblent être donc l'activation du bipolaire parasite et la contre réaction régénérative du courant par le mécanisme d'avalanche.

A. Waskiewicz en 1986 rapporte une expérimentation du burnout induit par des ions lourds sur des MOSFET à canal N. L'interprétation du phénomène est basée sur la conduction du bipolaire parasite et le phénomène d'avalanche dans le collecteur qui conduit à l'emballement thermique [Wask-86]. Des techniques non destructives, en limitant le courant par une résistance en série ont été mises en place par Oberg et Fisher [Oberg-87] et [Fish-87]. Pour observer le burnout, ils ont mis une capacité externe qui fournit le courant initiateur du phénomène sans détruire le composant.

Oberg en 96 a observé des burnouts dans des MOSFET induits par des protons et des neutrons en altitude durant son expérimentation [Oberg-96].

Pour apporter une meilleure compréhension de la physique du SEB, des modélisations et simulations sont fournies par différents auteurs. Hohl et Galloway proposent un modèle analytique de compréhension du SEB [Hohl-87]. Le modèle repose sur l'analyse du champ maximum obtenu par l'augmentation du courant d'injection. Il montre en effet que l'intensité du champ électrique dans la zone N^- et la multiplication par avalanche dans la région de drain sont prédominantes dans la sensibilité au SEB du MOSFET. Nous avons aussi d'autres modèles tels que ceux de [Liu-06] et [Hua-00]. Ces modèles se basent pour la plupart sur l'influence du champ électrique et la valeur du courant au second claquage.

En ce qui concerne le SEB induit par faisceau laser quelques publications en parlent. En 1987 Richter simule la trace de charges générée par faisceau laser sur des MOSFET de puissance. Il a montré que le SEB pouvait être induit par faisceau laser en face avant et que la localisation du burnout peut apparaître à des endroits loin de la trace de l'ion [Rich-87].

Le faisceau laser est aussi utilisé comme un outil qui permet de déterminer l'aire de fonctionnement appelé SOA ou bien le volume sensible SEB des composants afin de qualifier

certaines technologies. Dans ce cas l'injection du faisceau laser peut se faire en face avant comme en face arrière. Néanmoins, le test par face avant présente quelques inconvénients comme soulignés dans [Darr-02] et [Mill-03]. En effet le métal couvre une grande partie de la face avant du MOSFET. En conséquence, cette opacité métallique empêche le faisceau laser d'atteindre les zones sensibles. Pour cela, le test par face avant n'est pas trop approprié pour les composants avec une couverture métallique globale. Le test par face arrière permet d'y remédier. Il nécessite une ouverture locale dans le substrat (le drain du MOSFET) pour permettre un accès du faisceau laser. Cette ouverture peut se faire par des moyens chimiques ou mécaniques.

Miller et al. [Mill-06] a rapporté des tests par faisceau laser en face arrière sur des MOSFET à 500V. Ils ont pu déterminer l'aire de fonctionnement des MOSFET au SEB. Luu en 2008 [Luu-08] compare des tests par faisceau laser en face arrière avec une longueur d'onde de 1,06 μm et des tests par faisceau d'ions de fortes énergies sur des MOSFET. Les résultats sont similaires en termes d'aire de fonctionnement et de sections efficaces. Le laser peut induire du SEB dans les MOSFET de puissance sans dégradation de type SEGR comme cela arrive lors de tests par faisceau d'ions, à une tension de 20% moins que la tension nominale du MOSFET.

Aussi bien en simulation qu'expérimentalement, le volume sensible au SEB des MOSFET de puissance a pu être déterminé. En 2012, Darracq et al. [Darr-12] ont testés des MOSFET à 200 et 400V avec le faisceau TPA (absorption à deux photons). Ils ont montré que la profondeur sensible au SEB dépend fortement de la tension VDS. Pour une meilleure efficacité de l'outil TPA, l'énergie du faisceau laser doit être proche de l'énergie seuil de déclenchement du SEB afin de limiter l'étendue du volume sensible.

En conclusion, les causes de déclenchement du SEB par particules dans les MOSFET en silicium sont la conduction du bipolaire parasite d'une part et d'autre part l'emballement thermique dû au phénomène d'avalanche. Pour le faisceau laser, le mécanisme de déclenchement du SEB pourrait être le même que celui des particules si on fait une corrélation entre le LET des particules et l'énergie du faisceau laser.

1.5.2.2.3. SEB dans les MOSFET en carbure de silicium (SiC)

Dans les MOSFET en SiC, le mécanisme du SEB pourrait être le même que dans les MOSFET en Si car on retrouve les mêmes structures de part et d'autre. Cependant en raison des propriétés physiques différentes du SiC, la sensibilité au SEB des MOSFET en SiC n'est pas encore toujours bien évaluée.

Zhang [ZhangX-06] a rapporté dans son mémoire de thèse une comparaison de robustesse en tension de seuil SEB entre des MOSFET en Si et des MOSFET en SiC avec des simulations TCAD. Les formes des transitoires de courant de drain à différentes localisations d'impact de la particule dans le MOSFET en SiC sont montrés sur la figure I-26. La tension de polarisation est de 215 V.

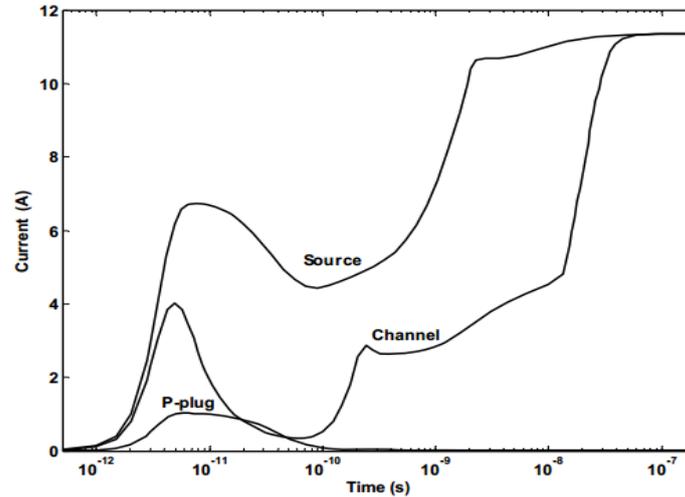


Figure I-26 : Transitoires de courants de drain obtenus à différentes localisations à 215 V de polarisation pour le MOSFET SiC [ZhangX-06]

Les résultats indiquent que la région de la source est beaucoup plus sensible au SEB car le bipolaire parasite y est localisé et que la région P+plug est la moins sensible. La figure I-27 montre une comparaison de sensibilité au SEB des MOSFET en Si et en SiC à 75V de polarisation inverse. Le transitoire de courant obtenu dans le MOSFET en SiC montre seulement une conduction partielle du bipolaire parasite et disparaît après le second pic tandis que le SEB se déclenche dans le MOSFET en Si.

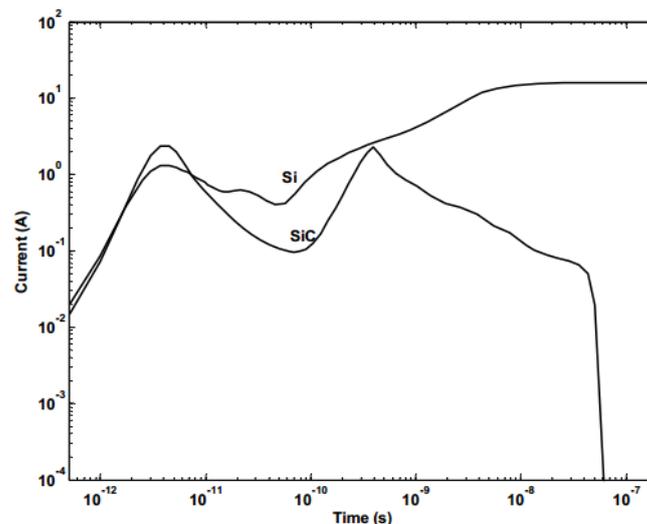


Figure I-27 : Comparaison de sensibilité au SEB entre MOSFET en Si et en SiC à V_{DS}=75V [ZhangX-06]

Le courant de drain dans le MOSFET en Si commence à augmenter après le premier pic du courant sans présenter de second pic. Les raisons qui expliquent cette forte robustesse au SEB du SiC par rapport au Si selon Zhang et Griffoni [Grif-12] pourraient être :

- une forte tension de diffusion entre la source N+ et la zone P base
- une densité de courant seuil SEB assez élevée
- une tension de conduction du bipolaire parasite élevée
- un faible gain en courant du bipolaire parasite.

En 2010, Onoda et al. ont rapporté des données expérimentales et des simulations TCAD sur les effets des ions lourds dans les MOSFET en SiC-6H. La collection de charges est affectée par des phénomènes de diffusion, de funneling, de conduction et de recombinaison et on retrouve l'augmentation du courant transitoire due au bipolaire parasite.

En ce qui concerne des données par faisceau laser pour le test de MOSFET en SiC, la disponibilité est limitée voire inexistante à notre connaissance.

I.6. Synthèse sur le SEB

En résumé, voici la synthèse dans les tableaux I-3 et I-4 des références clés sur le SEB dans les composants de puissance en technologie SiC. Il en découle que les mécanismes de défaillance responsables du SEB dans le SiC vis-à-vis des tests et simulations paraissent être les mêmes que dans la technologie silicium. Cependant, le SiC semble être plus robuste que le silicium.

		Expériences	
		Causes du SEB	
	Type de test	Si	SiC
Diodes	Particules	<ul style="list-style-type: none"> ○ Multiplication par avalanche (Ionisation par impact), Auto-échauffement local [Kabz-94, Kubo-92, Buss-99, Soel-00] etc. 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Multiplication par avalanche (Ionisation par impact), auto-échauffement local [Kubo-06, Kubo-07, Kame-06] ○ Particules secondaires générées par des réactions nucléaires [Asai-12] ○ Qualité du matériau et particules secondaires [Shei-04]

	Laser	-	Pas de données laser
MOSFET	Particules	<ul style="list-style-type: none"> ○ Conduction du bipolaire parasite [Wrob-85, Wask-86, Wrob-92, Alba-05] 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Effet bipolaire à l'origine de la multiplication [Onod-10] ○ Robustesse face au test neutronique [Grif-12]
	Laser	<ul style="list-style-type: none"> ○ [Mill- 03, Mill-06, Luu-08, Darr-12] 	Pas de données laser

Tableau I-3 : Synthèse des références clés sur le SEB induits par test à faisceau de particules et laser

		Simulations	
		Si	SiC
Diodes Schottky	<ul style="list-style-type: none"> ○ Mécanisme de rétroaction due à un effet thermique et multiplication par avalanche [Walk-02, Alba-05, Alba-06, etc.] 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Multiplication par avalanche (Ionisation par impact), Auto-échauffement local et Piégeage assisté par effet tunnel [Kubo-06, Kubo-07, Asai-12] 	
MOSFET	<ul style="list-style-type: none"> ○ Effet du bipolaire parasite [Hohl-87, Liu-06, Hua-00, Darr-09] 	<ul style="list-style-type: none"> ○ Conduction partielle du bipolaire parasite et robustesse par rapport au silicium [ZhangX-06] 	

Tableau I-4 : Synthèse des références clés sur le SEB à travers des simulations

I.7. Conclusion

Ce premier chapitre présente dans un premier temps un état de l'art des environnements radiatifs spatial et atmosphérique auxquels les MOSFET et Diodes de puissance sont soumis. Ces environnements sont la cause d'effets destructifs dans les MOSFET et diodes. Dans ce sens, le phénomène du SEB dans les technologies Si et SiC induit par les particules a été présenté.

En ce qui concerne le SEB induit par le faisceau laser, le manque de données est dû au gap élevé du SiC. Une adaptation des longueurs d'ondes classiques utilisées pour le test des composants en silicium est nécessaire pour le test des matériaux à grand gap.

Le SEB étant un phénomène critique qui nécessite une compréhension parfaite pour assurer la fiabilité des composants, nous avons développé au laboratoire IMS une méthodologie de test par faisceau laser dans la plateforme ATLAS permettant de tester les matériaux à grand gap.

Avant d'aborder la partie expérimentale, nous allons, dans le chapitre II, élaborer une modélisation physique de premier ordre du SEB induit par le faisceau laser afin de mieux le comprendre.

**CHAPITRE II : MODELISATION DU SEB INDUIT PAR
FAISCEAU LASER DANS LES DIODES SCHOTTKY SiC**

II.1. Introduction

Le SEB est un phénomène critique qui nécessite une compréhension complète afin d'améliorer la fiabilité des composants de puissance en carbure de silicium (SiC) dans les environnements où ils sont utilisés. La multiplication par avalanche de porteurs générés et l'auto-échauffement sont désignés comme étant les causes principales du mécanisme physique de défaillance dans les diodes de puissance.

Dans cette partie, nous proposerons un modèle physique simple de premier ordre de la multiplication par avalanche induit par un faisceau laser dans des diodes Schottky SiC permettant de décrire le SEB dans ces composants. Le but est d'estimer les différents paramètres critiques qui déclenchent la défaillance et d'expliquer la localisation du défaut induit dans nos échantillons.

Pour cela nous allons d'abord, faire un état de l'art des coefficients d'ionisation par impact dans le SiC car ils sont à l'origine de la multiplication par avalanche. Nous allons ensuite déduire de ces coefficients d'ionisation par impact les facteurs de multiplication, la tension de claquage et le champ électrique critique. Enfin nous allons calculer, en utilisant les valeurs des paramètres correspondant à nos échantillons, le courant d'avalanche dû à la génération optique du faisceau TPA.

II.2. Etat de l'art des coefficients d'ionisation par impact dans le SiC

Les coefficients d'ionisation par impact sont des paramètres importants pour la fabrication des composants de puissance, car le claquage par avalanche de ces dispositifs est causé par le phénomène d'ionisation par impact. Les modèles physiques des coefficients d'ionisation par impact sont indispensables pour simuler les dispositifs de puissance. Pour cela, essayons de comprendre le phénomène d'ionisation par impact dans les jonctions.

II.2.1. La multiplication de porteurs

II.2.1.1. L'ionisation par impact

Une jonction PN polarisée en inverse est soumise à un fort champ électrique dans la ZCE. Les électrons et les trous, soumis à l'action de ce fort champ électrique (proche du champ critique), sont accélérés et acquièrent une énergie cinétique suffisante (E_i) [Wolff -54] pour créer des paires électron-trou lors de chocs avec les atomes du réseau : c'est l'ionisation

des atomes par impact avec un électron ou un trou. Les porteurs générés peuvent à leur tour engendrer de nouvelles paires électron-trou sous l'effet du champ électrique qui les accélèrent. Ce phénomène cumulatif est appelé multiplication par avalanche et est illustré dans la figure II-1.

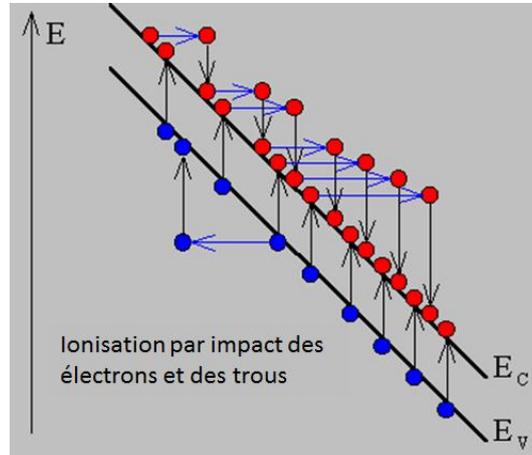


Figure II-1: Ionisation par impact et multiplication par avalanche des électrons et des trous en présence d'un fort champ électrique [Zegh-97]

C'est en 1953 que ce mécanisme a été mis en évidence par K.G. Mc Kay et al, en créant des porteurs en excès dans des jonctions PN à l'aide de faisceaux lumineux ou de particules alpha [McKa-53].

Le tableau II-1 présente les valeurs des énergies cinétiques suffisantes pour ioniser un électron ou un trou dans différents matériaux. A travers le tableau on voit que le SiC requiert 10 fois plus d'énergie pour ioniser un électron. L'explication peut être due au grand gap du SiC comparé aux autres matériaux (tableau I-1).

Matériau	E_i (eV)	
	Electrons	Trous
Si <100>	1,223 [Yeom-93]	-
Ge<100>	0,8394 [Yeom-93]	-
SiC<0001>	10,0 [Konst-97]	7,0 [Konst-97]

Tableau II- 1 : Tableau récapitulatif d'énergie seuil d'ionisation de certains matériaux.

La multiplication par avalanche est caractérisée par le facteur de multiplication M et les coefficients d'ionisation α_n (pour les électrons) et α_p (pour les trous) [Rayn-09].

1.2.1.2. Le facteur de multiplication M

M est défini comme le rapport du nombre de porteurs recueillis sur le nombre de porteurs injectés dans la zone de charge d'espace (Eq.II-1) par une excitation extérieure (génération optique) ou un processus interne (génération thermique) [Rayn-09].

$$M = \frac{M_n J_n(-x_p) + M_p J_p(x_n)}{J_{ph}(0)} \quad (\text{Eq.II-1})$$

Avec $J_{ph}(0) = J_p(0) + J_n(0) \quad (\text{Eq.II-2})$

Supposons une jonction PN plane infinie sous forte polarisation inverse, la multiplication des porteurs a lieu dans la ZCE, là où le champ électrique est le plus important. Le courant est dû à la génération thermique. Si une excitation externe (taux de génération optique par exemple) est appliquée à la jonction, l'absorption a lieu dans les 3 zones : P+, ZCE et N car l'extension de la distribution du taux de génération est au-delà de la ZCE (voir figure II-2). Comme le champ électrique est supposé nul hors de la ZCE, nous ne considérons que les porteurs générés dans la ZCE. La figure II-2 montre les différentes composantes des courants dans la zone de charge d'espace.

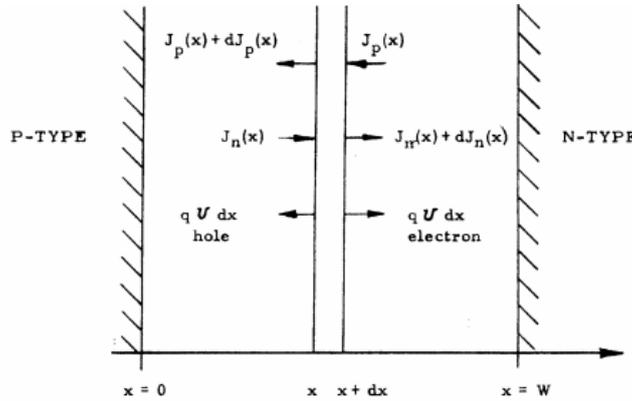


Figure II- 2: courants de multiplication des électrons et des trous dans la ZCE d'une jonction P-N en polarisation inverse. U étant le taux de génération (excitation externe) [Sah-57]

Si on considère une incrémentation dx (figure II-2), chaque électron va créer $\alpha_n dx$ de paires électron-trous et chaque trou va créer $\alpha_p dx$ de paires électron-trous. La variation des densités de courant dues aux électrons et aux trous sur une distance dx est décrite par les équations différentielles suivantes:

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = \alpha_n J_n(x) + \alpha_p J_p(x) + qU \quad (\text{Eq.II-3})$$

$$-\frac{dJ_p(x)}{dx} = \alpha_n J_n(x) + \alpha_p J_p(x) + qU \quad (\text{Eq.II-4})$$

$$J = J_n(x) + J_p(x) \quad (\text{Eq.II- 5})$$

J est le courant total dû aux électrons et trous, constant en régime permanent et U est le taux de génération optique supposé constant dans la zone de charge d'espace.

Pour résoudre ces équations, on considère les conditions aux limites ci-dessous :

$$\text{à } x=0 \Rightarrow J_n=J_n(0) \quad (\text{Eq.II- 6})$$

$$\text{à } x=W \Rightarrow J_p=J_p(0) \quad (\text{Eq.II- 7})$$

En substituant l'équation (Eq.II-5) dans (Eq.II-3) et (Eq.II-4), les équations (Eq.II-3) et (Eq.II-4) deviennent (Eq.II-8) et (Eq.II-9).

$$\frac{dJ_n(x)}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)J_n(x) + \alpha_p J + qU \quad (\text{Eq.II- 8})$$

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} = (\alpha_n - \alpha_p)J_p(x) - \alpha_p J - qU \quad (\text{Eq.II- 9})$$

Les solutions données par [Sah-57] sont les suivantes :

$$J_n(x) = e^{\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right]} \int_0^x (\alpha_p J + qU) e^{\left(- \int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx \right)} dx + J_n(0) \quad (\text{Eq.II- 10})$$

$$J_p(x) = e^{\left[\int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx \right]} \int_x^W (\alpha_n J + qU) e^{\left(- \int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx \right)} dx + J_p(0) \quad (\text{Eq.II- 11})$$

De l'équation (Eq.II-10) on détermine M_n :

$$M_n(x) = \frac{J_n(x)}{J_n(0)} \quad (\text{Eq.II- 12})$$

Après quelques simplifications on obtient :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_n e^{\left[- \int_0^x dx' (\alpha_n - \alpha_p) \right]} dx} \quad (\text{Eq.II- 13})$$

De la même manière avec l'équation (Eq.II-11) et en supposant que $J_p(0) \gg J_n(0)$ on obtient :

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^W \alpha_p e^{\left[\int_x^W dx' (\alpha_n - \alpha_p) \right]} dx} \quad (\text{Eq.II- 14})$$

II.2.2. Les différents modèles de coefficient d'ionisation appliqué au SiC

L'ionisation par impact est un processus de génération et dépend fortement du champ électrique. C'est pour cela que les modèles d'ionisation par impact se basent sur un modèle local (Eq.II-17), car l'ionisation dépend du champ électrique et de la vitesse des porteurs supposée constante dans la zone de charge d'espace.

$$\alpha(x_i) = f[E(x_i)] \quad (\text{Eq.II- 15})$$

x_i est la position dans la zone de charge d'espace

II.2.2.1. Modèle de WOLFF

Dans le modèle de Wolff, seuls les porteurs atteignant une énergie d'ionisation E_i , malgré, les chocs avec les phonons, sont pris en charge dans le mécanisme d'ionisation. Le libre parcours moyen pour qu'un porteur s'ionise est considéré plus faible que celui de la diffusion avec les phonons [Wolff-54]. De ce fait, le phénomène de diffusion serait globalement aléatoire. De cette hypothèse, la fonction de distribution de la vitesse de saturation est symétriquement sphérique, particulièrement à fort champ électrique. Dans ces conditions, en résolvant l'équation de Boltzmann, on obtient :

$$\alpha(E) = A \cdot \exp\left[-\left(\frac{B}{E}\right)^2\right] \quad (\text{Eq.II- 16})$$

E est le champ électrique dans la zone de charge d'espace de la jonction. A et B sont des constantes déterminées expérimentalement.

II.2.2.2. Modèle de SHOCKLEY

En 1961, Schockley [shock-61] propose un modèle d'ionisation à faible champ électrique dans lequel seuls les électrons chanceux peuvent causer l'ionisation par impact. Dans ce modèle, seuls ces électrons chanceux sont accélérés pour atteindre l'énergie seuil d'ionisation sans aucune collision avec les phonons. La distribution de ces porteurs ionisants est non isotrope. Le modèle des coefficients d'ionisation présenté par Schockley est donné par l'équation Eq.II-19.

$$\alpha(E) = \frac{qEL_i}{L_R E_R} \exp\left[-\frac{E_i}{qL_R E}\right] \quad (\text{Eq.II- 17})$$

Où E_R est l'énergie perdue lors d'une collision avec un phonon, déterminée 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).

Ce modèle de Shockley n'est valable que dans une gamme de champs électriques faibles. Cependant son expression des coefficients d'ionisation est en accord avec les mesures faites par Chynoweth pour les électrons dans le silicium [Chyn-57]. Selon Chynoweth, la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ suit une loi empirique bien connue :

$$\alpha(E) = A \cdot \exp\left[-\frac{B}{E}\right] \quad (\text{Eq.II- 18})$$

A et B sont des constantes à déterminer expérimentalement.

II.2.2.3. Modèle de BARAFF

Le modèle de BARAFF [Bara-62] combine les approches de Wolff et de Shockley pour développer un modèle général. Il consiste en une résolution numérique de l'équation de Boltzmann en supposant une distribution sphérique de la vitesse de saturation initiale avec aussi une partie en pic. L'autre supposition est que les énergies de bandes sont paraboliques, de ce fait les mécanismes de pertes d'énergies sont limités par l'ionisation par impact et l'absorption avec des phonons. La température du réseau étant assez faible pour favoriser l'interaction avec des phonons, les électrons ne pourront pas acquérir suffisamment d'énergie pour causer une interaction avec un phonon.

Son modèle est une série de courbes pour différentes valeurs de E_R/E_i . Il représente en effet la dépendance de αL_R en fonction de E_i/qEL_R . La figure II-3 montre l'évolution des courbes de Baraff. En assumant les suppositions précédentes, il conclut que les modèles de Wolff et de Shockley sont des cas limites de son modèle général. En effet, les modèles de Wolff et de Shockley ne sont valables respectivement que pour $qEL_R \geq E_R$ et $qEL_R \leq E_R$.

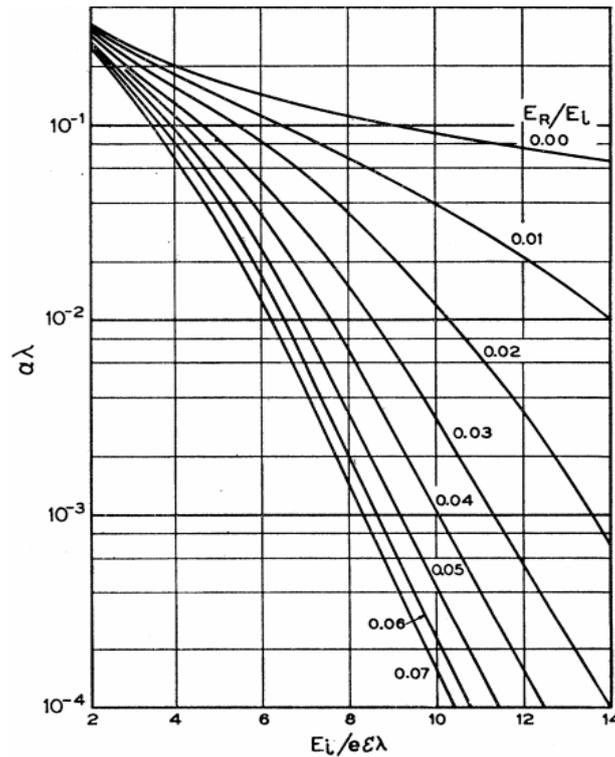


Figure II- 3 : Données de Baraff [Bara-62]

II.2.3. Les coefficients d'ionisation dans le SiC

Plusieurs articles donnent des valeurs des coefficients d'ionisation des électrons et des trous dans le carbure de silicium (SiC) [Ruff-94, Kons-97, Ragh-99, Hata-04, Ng-04] etc. Les coefficients d'ionisation α_n et α_p trouvés par ces auteurs ne sont pas homogènes mais ils s'accordent sur le fait que l'ionisation dans le SiC particulièrement dans le SiC-4H et SiC-6H est assurée par les trous. Autrement dit le coefficient d'ionisation des électrons est plus faible que celui des trous contrairement au cas du silicium. Les coefficients α_n et α_p présentés dans la partie suivante sont ceux utilisés couramment dans les simulateurs TCAD.

II.2.3.1. Les valeurs de α_n et α_p de Ruff et al. dans le SiC-6H

Les valeurs déterminées par Ruff et al. [Ruff-94] ont longtemps été considérées comme une référence dans les simulations de composants en SiC. Pour leur simulation, Ruff et al. ont remplacé les paramètres du Si dans les modèles physiques par les paramètres du SiC-6H correspondants reportés dans la littérature. De ce fait, la forte conductivité thermique du SiC n'est pas prise en compte. Le modèle empirique de Chynoweth a été utilisé pour déterminer les coefficients d'ionisation. Finalement les paramètres déterminés sont en parfait accord avec ceux déterminés expérimentalement. Le tableau II-2 donne les valeurs des coefficients de Ruff et al.

$a_n(\text{cm}^{-1})$	$b_n(\text{Vcm}^{-1})$	$a_p(\text{cm}^{-1})$	$b_p(\text{Vcm}^{-1})$
1.66×10^6	1.273×10^7	5.18×10^6	1.4×10^7

Tableau II-1: valeurs des coefficients d'ionisation dans le SiC-6H [Ruff-94]

II.2.3.2. Les valeurs de α_n et α_p de Konstantinov dans le SiC-4H

Pour déterminer les coefficients d'ionisation, des diodes PN avec protections MESA sont utilisées [Konst-97]. Elles présentent 3 niveaux de dopages de couches épitaxiales différents allant de 5.2×10^{16} à $0.7-1.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Les épaisseurs des couches épitaxiales ne sont pas connues. L'orientation du plan cristallin du substrat est $\langle 0001 \rangle$. La méthode OBIC (Optical Beam Induced Current) est utilisée avec une source UV He-Cd à la longueur d'onde de 325 nm. Le photo-courant ainsi obtenu est mesuré en mode DC. La détermination des paramètres s'est faite en deux étapes :

- Ils ont d'abord considéré que le rapport $k = \alpha_p/\alpha_n$ est indépendant du champ électrique et qu'il est constant pour chaque échantillon. La dépendance en champ électrique des coefficients d'ionisation suit la formule empirique de Chynoweth :

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[-\frac{E_0}{E}\right] \quad (\text{Eq.II- 19})$$

Les paramètres ainsi déduits de cette étape pour l'échantillon 3 (le moins dopé) sont :

$$\alpha_{p0} = 1,63 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}, E_{p0} = 1,67 \times 10^7 \text{ V/cm et } k = \alpha_p/\alpha_n = 40.$$

- Après cela, les expressions de $\alpha_n(E)$ et $\alpha_p(E)$ sont obtenus à travers des ajustements faits sur la courbe expérimentale du facteur de multiplication. Les modèles sont :

$$\alpha_{th}^p = \frac{qE}{\varepsilon_i^p} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i^p}{(qE\lambda_p)^2 / 3\varepsilon_r + qE\lambda_p}\right) \quad \text{pour les trous} \quad (\text{Eq.II- 20})$$

$$\alpha_{th}^n = \frac{qE}{\varepsilon_i^n} \exp\left(-\frac{3\varepsilon_i^n \varepsilon_r}{(qE\lambda_n)^2}\right) \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{Eq.II- 21})$$

Où $\lambda_p(\lambda_e)$ et $\varepsilon_i^p(\varepsilon_i^n)$ représentent respectivement le libre parcours moyen et l'énergie d'ionisation des trous (électrons). ε_r est l'énergie du phonon optique.

Les paramètres obtenus pour le modèle théorique sont : $\lambda_p = 32,5 \text{ \AA}$, $\lambda_n = 29,9 \text{ \AA}$, $\varepsilon_i^n = 10 \text{ eV}$, $\varepsilon_i^p = 7 \text{ eV}$ et $\varepsilon_r = 0,12 \text{ eV}$.

Les coefficients d'ionisation des électrons et des trous en fonction du champ électrique sont tracés sur la figure II-4.

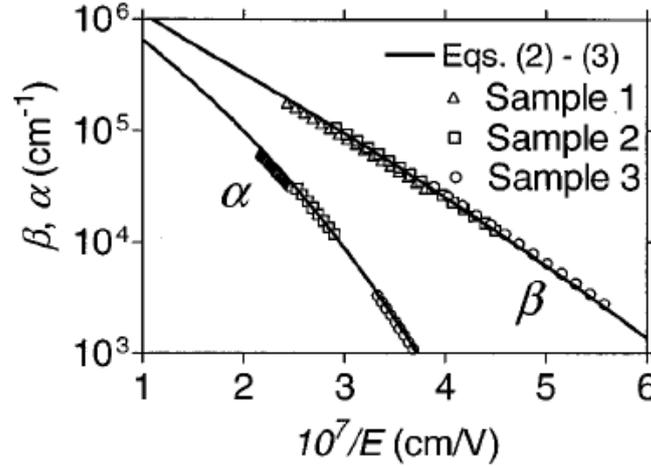


Figure II- 4: Coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique dans le SiC-4H [kons-97]

II.2.3.3. Les valeurs de Raghunathan et Baliga dans le 4H-SiC et 6H-SiC en fonction de la température

Pour déterminer les coefficients d'ionisation dans le SiC-4H et le SiC-6H, des mesures de coefficients de multiplication sont réalisées sur des structures de test de type diodes Schottky de substrat P [Ragh-99]. Les dopages sont respectivement de $5,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ pour la couche épitaxiale de 2 \mu m d'épaisseur et de $3,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le substrat. La technique utilisée repose sur le principe du courant induit par faisceau d'électrons pulsés (P-EBIC).

La détermination du facteur de multiplication repose sur certaines hypothèses :

- Le champ électrique E est constant dans la couche épitaxiale
- Le facteur de multiplication M est égal à M_p
- Le coefficient d'ionisation des trous est supérieur à celui des électrons

A température ambiante, les coefficients d'ionisation par impact sont:

$$\alpha_p = 2,5 \times 10^6 \exp \left[-\frac{1,48 \times 10^7}{E} \right] \quad \text{pour le SiC-6H} \quad (\text{Eq.II- 22})$$

$$\alpha_p = 3,5 \times 10^6 \exp \left[-\frac{1,7 \times 10^7}{E} \right] \quad \text{pour le SiC-4H} \quad (\text{Eq.II- 23})$$

Le coefficient b_p reste constant tandis que le coefficient a_p varie linéairement avec la température pour le SiC-4H et 6H.

$$b_p = (1,5 \pm 0,01) \times 10^7 \quad \text{Pour le 6H-SiC} \quad (\text{Eq.II- 24})$$

$$b_p = (1,79 \pm 0,04) \times 10^7 \quad \text{Pour le 4H-SiC} \quad (\text{Eq.II- 25})$$

La même procédure est utilisée pour extraire la dépendance en température des coefficients d'ionisation d'impact.

$$a_p(T, E) = (4,6 \times 10^6 - 7,4 \times 10^3 T) \exp \left[-\frac{1,5 \times 10^7}{E} \right] \quad \text{Pour le SiC-6H} \quad (\text{Eq.II- 26})$$

$$a_p(T, E) = (6,3 \times 10^6 - 1,07 \times 10^4 T) \exp \left[-\frac{1,79 \times 10^7}{E} \right] \quad \text{Pour le SiC-4H} \quad (\text{Eq.II- 27})$$

La température T est en Kelvin. La figure II-5 montre l'évolution des coefficients d'ionisation des trous en fonction de la température et du champ électrique. On peut voir une diminution des coefficients en fonction de la température et une augmentation en fonction du champ électrique. Cette dépendance 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. L'autre fait qu'on peut remarquer est que α_p (SiC-6H) > α_p (SiC-4H).

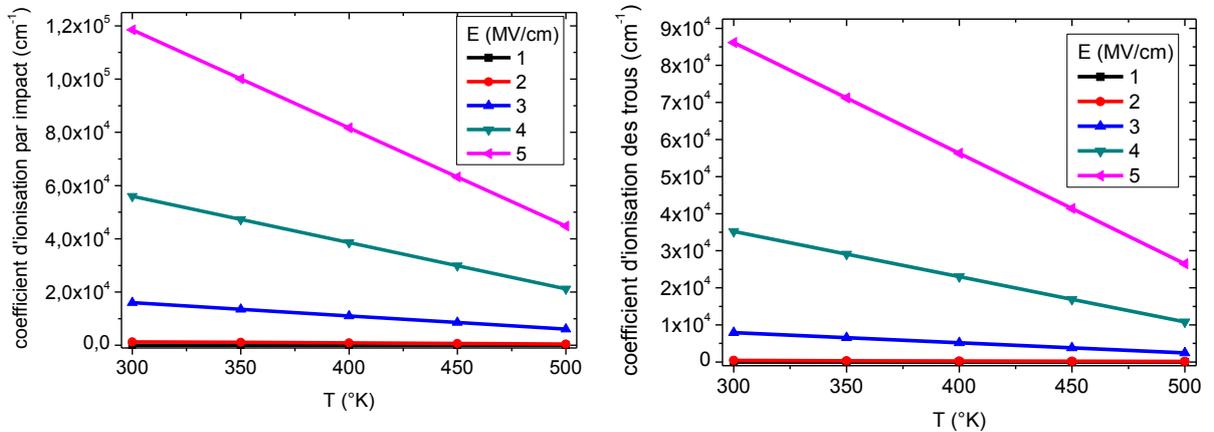


Figure II- 5: ionisation des trous (a) SiC-6H) et (b) SiC-4H en fonction de la température pour différentes valeurs du champ critique [Ragh-99]

II.2.3..4. Les valeurs de B.K. Ng.

Ng et al [Ng-03] ont déterminé les coefficients d'ionisation à partir des mesures de photo-multiplication dans des photodiodes à SiC-4H avec des longueurs d'onde de 230 nm et 365 nm. Les structures ont des épaisseurs très fines (0,1 et 0,2 μm). Le modèle utilisé est non-local pour étudier l'effet de la multiplication car la contribution de l'espace-mort dans la

largeur de la zone de multiplication est importante selon les auteurs. Les coefficients d'ionisation dépendent du champ électrique E suivant l'équation Eq.II-30 :

$$\alpha = a \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^c \right] \quad (\text{Eq.II- 28})$$

Les paramètres a, b et c sont ajustables et les coefficients d'ionisation trouvés à travers les données expérimentales sont :

$$\alpha_n = 1,98 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{9,46 \times 10^6}{E} \right)^{1,42} \right] \quad (\text{Eq.II- 29})$$

$$\alpha_p = 2,78 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{1,14 \times 10^7}{E} \right)^{1,06} \right] \quad (\text{Eq.II- 30})$$

Les coefficients α_p et α_n ne sont valables que dans une gamme de champs électriques élevés [1,82 - 4 MV/cm].

II.2.3.5.les valeurs de WS. Loh

Loh et al [Loh-08] ont poursuivi les travaux de Ng et al. en effectuant des mesures de coefficients d'ionisation des électrons dans des diodes en SiC-4H avec des couches plus épaisses [Loh-1-08]. Les conditions expérimentales sont les mêmes. Par contre les coefficients d'ionisation trouvés au travers des équations (Eq.II-33) et (Eq.II-34) sont valables sur une plus vaste gamme de champs électrique [0,9-5 MV/cm].

$$\alpha_n = 2,78 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{1,05 \times 10^7}{E} \right)^{1,37} \right] \quad (\text{Eq.II- 31})$$

$$\alpha_p = 3,51 \times 10^6 \exp \left[- \left(\frac{1,03 \times 10^7}{E} \right)^{1,09} \right] \quad (\text{Eq.II- 32})$$

À travers les mesures, ils ont pu extraire la dépendance en température des coefficients d'ionisation dans une gamme de températures allant de 100K à 450K [Loh-08], [Loh-09]. La variation des coefficients dans cette gamme de températures donne un coefficient de température positif de la tension de claquage.

II.2.3.6. Les valeurs de α_n et α_p de Hatakeyama et al. dans le SiC-4H

Hatakeyama et al. [Hata-04] ont réalisé des mesures de photomultiplication en mode DC pour analyser le comportement des diodes en claquage par avalanche. Les structures utilisées sont des diodes P+N de substrat SiC-4H orienté en <0001> et <1120> avec des terminaisons

MESA. Le dopage de la couche épitaxiée varie entre $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les coefficients d'ionisation sont obtenus en ajustant les caractéristiques du coefficient de multiplication en fonction de la tension inverse et de la densité de porteurs. D'abord ils ont montré que la tension de claquage des diodes réalisées sur des plaquettes <1120> est égale à 60% de celle des diodes réalisées en wafer <0001> pour le même dopage. La formule empirique de Chynoweth [Chyn-57] a été utilisée pour déterminer les paramètres des coefficients d'ionisation suivant l'orientation.

$$\alpha_{n,p}(E) = a_{n,p} \exp\left(-\frac{b_{n,p}}{E}\right) \quad (\text{Eq.II- 33})$$

Le tableau II-3 montre les valeurs des coefficients a et b.

Paramètres	<0001>	<1120>
$a_n(\text{cm}^{-1})$	1.76×10^8	2×10^7
$b_n(\text{Vcm}^{-1})$	3.3×10^7	1.7×10^7
$a_p(\text{cm}^{-1})$	3.41×10^8	1.6×10^7
$b_p(\text{Vcm}^{-1})$	2.5×10^7	1.6×10^7

Tableau II- 2: Coefficients d'ionisation suivant l'orientation dans le SiC-4H [Hata-04]

Le tableau montre que les coefficients d'ionisation des électrons et trous dans l'orientation <0001> sont supérieures par rapport à l'orientation <1120>. L'explication donnée à cela est le fait de l'anisotropie de la vitesse de saturation et de l'échauffement de porteurs du SiC-4H [Hata-04].

II.2.3.7. les valeurs de D.M. Nguyen 4H-SiC

Pour déterminer les coefficients d'ionisation par impact, des diodes p+n de substrat 4H-SiC avec une tension de claquage élevée ont été utilisées [Nguy-a-11]. Le dopage de la couche épitaxiale est de $10^{16}/\text{cm}^3$ et son épaisseur est de $5 \mu\text{m}$. Les coefficients α_n et α_p ont été déterminés par des mesures OBIC (Optical Beam Induced Current) sur une gamme de champs électriques allant de 1,5 à 2,7 MV/cm. Le modèle est basé sur celui de Chynoweth. Les paramètres déterminés sont donnés suivant les équations (Eq.II-36 et Eq.II-37):

$$\alpha_n = 0,46 \times 10^6 \exp\left[-\frac{1,78 \times 10^7}{E}\right] \quad (\text{Eq.II- 34})$$

$$\alpha_p = 1,56 \times 10^7 \exp\left[-\frac{1,72 \times 10^7}{E}\right] \quad (\text{Eq.II- 35})$$

II.2.3.8. *Modèle d'Okuto-Crowell sur Sentaurus appliqué au SiC en fonction de la température*

Le modèle d'Okuto-crowel parmi les 5 implémentés sur Sentaurus Device [Sent-12] est le seul à être adapté pour la simulation des composants de puissance SiC. Le modèle est basé sur l'ajustement de données sur des mesures de photomultiplication effectuées auparavant sur des diodes PN et Schottky [Konst-97], [Ragh-99]. Dans ce modèle, le champ électrique est supposé constant dans la zone de charge d'espace des jonctions. Le modèle empirique de Chynoweth est utilisé, avec des simplifications, pour formuler les coefficients d'ionisation à travers l'équation suivante.

$$\alpha_{n,p} = a_{n,p} \left[1 + c_{n,p} (T - 300) \right] E^\gamma \exp \left[- \frac{b_{n,p} \left[1 + d_{n,p} (T - 300) \right]^\delta}{E} \right] \quad (\text{Eq.II- 36})$$

Où $a_{n,p}$, $b_{n,p}$, $c_{n,p}$ et $d_{n,p}$ sont les paramètres d'ajustement . $\delta=1$ et $\gamma=0$.

Le modèle est défini selon deux cas : à faible limites de tension de claquage et à fortes limites de tension de claquage. Dans le SiC, la plupart du temps, les tensions de claquage sont assez élevées. Le tableau II-3 suivant donne les différents paramètres.

Faibles limites de tension de claquage			Fortes limites de tension de claquage		
Coeff.	n	p	Coeff.	n	p
a	$7,26 \times 10^6$	$6,85 \times 10^6$	a	$3,25 \times 10^5$	$3,25 \times 10^6$
b	$2,34 \times 10^7$	$1,41 \times 10^6$	b	$1,71 \times 10^7$	$1,71 \times 10^6$
c	$-1,47 \times 10^{-3}$	$-1,56 \times 10^{-3}$	c	$-3,29 \times 10^{-2}$	$-3,29 \times 10^{-3}$
d	0	0	d	0	0

Tableau II-3: paramètres d'Okuto-Crowel dans Sentaurus

II.2.3.9. *Synthèse des coefficients d'ionisation*

Cet état de l'art des coefficients d'ionisation dans le SiC montre une grande disparité entre les auteurs mais le constat qu'on peut faire est que l'ionisation par impact dans le SiC-4H et SiC-6H est assurée par les trous. Les valeurs trouvées par Hatakeyama [Hata-04] pour α_n sont supérieures par rapport aux autres auteurs pour la gamme de champ allant de 0,9 MV/cm à 4MV/cm. L'ionisation des trous du même auteur est largement supérieure pour une gamme de champ allant de 0,9MV/cm à 3,08MV/cm. Au-delà de 3,08MV/cm, les valeurs α_p de Loh [Loh-08] sont supérieures. Notons que dans la plupart des simulateurs $\alpha_n = \alpha_p$ ce qui amène une surestimation du taux d'ionisation par impact des électrons.

II.3.Tension de claquage et champ électrique critique dans les jonctions

Une des applications directe des taux d'ionisation par impact est la détermination théorique de la tension de claquage et du champ électrique critique des jonctions P-N abruptes du SiC-4H. Pour simuler les tensions de claquage dans les composants, ce sont généralement les coefficients de Konstantinov et al qui sont utilisés, en supposant que les coefficients d'ionisation sont égaux dans le SiC-4H et le SiC-6H. Ceux de Raghunathan et Baliga sont utilisés aussi en prenant la variation déterminée par Konstantinov c'est à dire $\alpha_p=40 \alpha_n$. Ensuite en combinant les équations d'ionisation et des coefficients de multiplication, on peut numériquement calculer le champ électrique critique et la tension de claquage.

Si on considère maintenant une jonction P⁺NN⁺ (figure II-6) non tronquée (W_{ZCE} quand $V=V_{BR}$ est inférieure à W_N), alors le profil du champ électrique est triangulaire et on peut négliger l'extension de la ZCE dans la zone la plus dopée. Le champ électrique atteint sa valeur maximale à la jonction et peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$E_c = \sqrt{\frac{2qNV_{BR}}{\epsilon}} \quad (\text{Eq.II- 37})$$

Où q est la charge élémentaire, N est le dopage de la couche N et V_{BR} est la tension de claquage du dispositif et ϵ la permittivité du matériau.

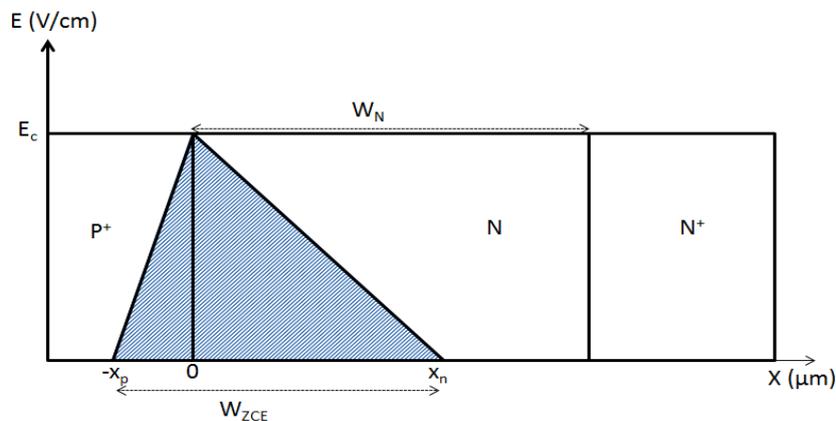


Figure II- 6: Profil du champ électrique dans une structure P+NN+ à jonction abrupte non tronquée [Isoir-01]

Pour améliorer le compromis entre les pertes en direct et la tenue en tension, il faut utiliser une couche épitaxiée de fort dopage et de faible épaisseur. Dans ce cas de figure, la zone de charge d'espace est tronquée [Isoir-01] (figure II-7) et $W_{ZCE} \approx W_N$ quand $V=V_{BR}$. En conséquence le champ électrique a un profil trapézoïdal (Fig.II-7) et peut s'exprimer sous la forme :

$$E_c = \frac{V_0 + V_{BR}}{W_0} \quad (\text{V/cm}) \quad (\text{Eq.II- 38})$$

Avec

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_0}{qN}} \quad (\text{cm}) \quad (\text{Eq.II- 39})$$

Où V_0 est la tension nécessaire pour dépeupler totalement la couche N

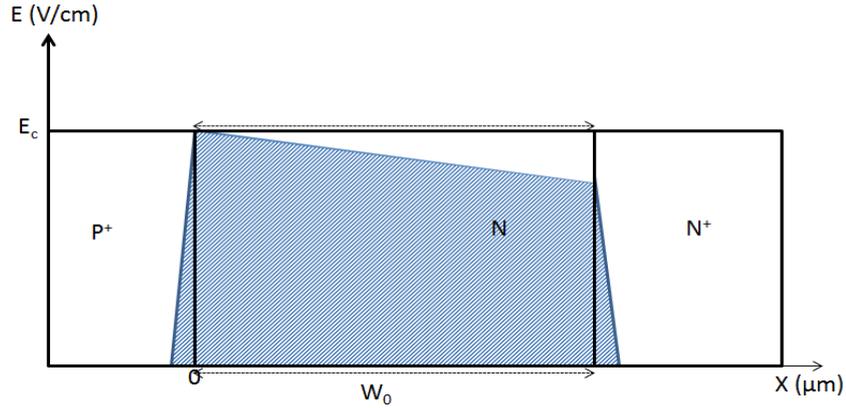


Figure II- 7: Profil du champ électrique dans une jonction abrupte P+NN+ tronquée

La tension de claquage par avalanche est définie comme la tension à laquelle M_p ou M_n est proche de l'infini. De ce fait, la condition de claquage par avalanche est donnée par l'intégrale d'ionisation suivante, si le processus d'avalanche est initié par les électrons plutôt que par les trous:

$$\int_0^W \alpha_n e^{\left[-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\right]} dx = 1 \quad (\text{Eq.II- 40})$$

Sinon la condition est donnée par l'équation Eq.II-41.

$$\int_0^W \alpha_p e^{\left[\int_x^W (\alpha_p - \alpha_n)\right]} dx = 1 \quad (\text{Eq.II- 41})$$

Les équations (Eq.II-40) et (Eq.II-41) sont équivalentes. Ce qui veut dire que la condition de claquage par avalanche dépend seulement de ce qui se passe dans la ZCE et non des porteurs (ou courant primaire) qui initialisent le processus d'avalanche [Sze-06].

Pour les semi-conducteurs dont les coefficients d'ionisation sont égaux ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$) comme le GaP, les équations (Eq.II-40) et (Eq.II-41) se réduisent à:

$$\int_0^W \alpha dx = 1 \quad (\text{Eq.II- 42})$$

Les intégrales d'ionisation peuvent aussi être exprimées au travers de modèles empiriques en fonction de la tension inverse et de la tension de claquage dans les jonctions PN suivant l'équation (Eq.II-43) [Milo-10]:

$$\int_0^W \alpha_n e^{\left[-\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p)\right]} dx = \int_0^W \alpha_p e^{\left[-\int_x^W (\alpha_p - \alpha_n)\right]} dx = \left[\frac{V_R}{V_{BR}} \right]^m \quad (\text{Eq.II- 43})$$

V_R est la tension inverse appliquée, V_{BR} est la tension de claquage de la jonction et m est un paramètre déterminé expérimentalement.

A partir des conditions de claquage décrites ci-dessus et la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ électrique déterminée expérimentalement, la tension de claquage par avalanche, le champ électrique maximum et la largeur de la charge d'espace peuvent être calculés. Les variations du champ électrique en fonction du dopage de la couche épitaxiale ont pu être calculées numériquement, les résultats sont présentés en figure II-8. On remarque une grande disparité de valeurs pour les différents modèles. Il découle de cette figure que le champ critique trouvé théoriquement est très inférieur pour des valeurs de dopage inférieures à $8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

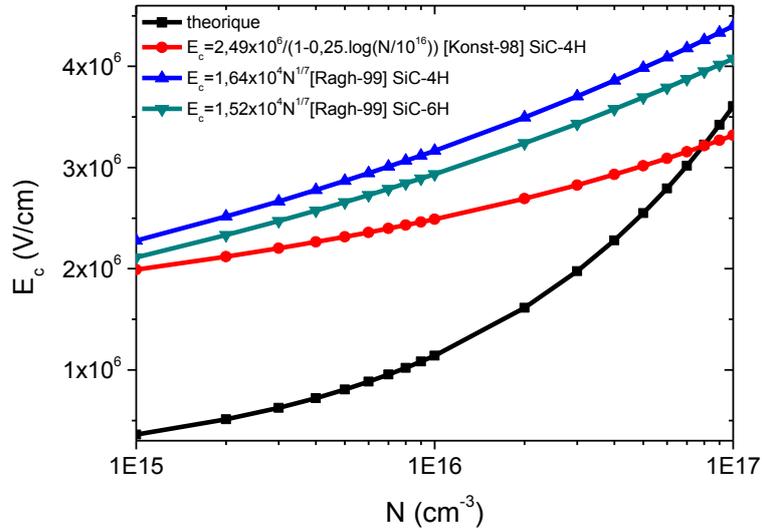


Figure II- 8: Variation du champ critique en fonction du dopage de la couche épitaxiale à T=300°K

Le champ électrique et le potentiel dans la ZCE peuvent être déterminés à travers des solutions de l'équation de Poisson. Les conditions aux limites de la ZCE qui satisfont les équations (Eq.II-40, Eq.II-41) et (Eq.II-37) peuvent être obtenues numériquement. La tension de claquage ainsi obtenue est donnée, pour une jonction abrupte, par:

$$V_{BR} = \frac{E_c W_{BR}}{2} = \frac{\epsilon_s (E_c)^2}{2qN} \quad (\text{Eq.II- 44})$$

A partir des équations du champ critique et l'équation (Eq.II-44), les auteurs ont pu déterminer des formules analytiques de la tension de claquage pour une jonction abrupte non tronquée. La figure II-9 montre la variation des tensions de claquage en fonction du dopage de la couche N.

Ces formules empiriques ne sont applicables que pour des tensions de claquage élevées ($V_{BR} > 300V$) [Kons-97]. Selon le même auteur, à fort dopage, la dépendance théorique de la tension de claquage par rapport au dopage N a un faible exposant du fait de la forte dépendance du coefficient d'ionisation par impact en fonction du champ électrique. En conséquence, le champ électrique maximum appelé champ critique varie faiblement avec N et donc en première approximation, on peut considérer que E_c est constant.

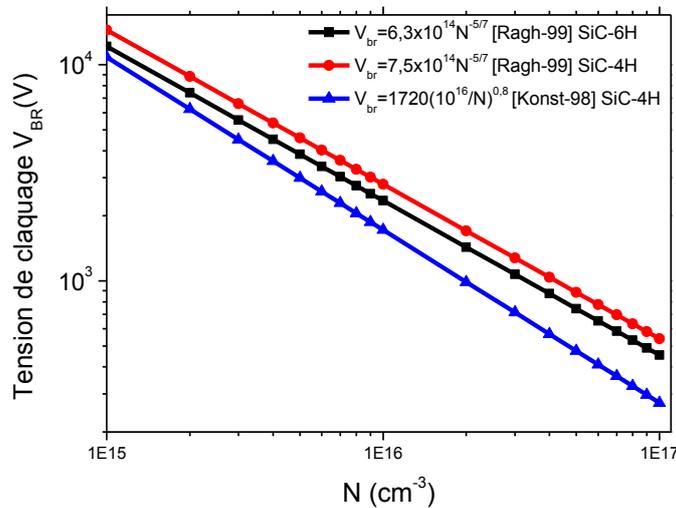


Figure II- 9: Variation de la tension de claquage pour une jonction abrupte non tronquée en fonction du dopage de la couche épitaxiale à 300 K.

Ainsi pour une jonction abrupte, le champ électrique maximum est donné par la relation suivante [Kons-97]:

$$E_c = \frac{2,49 \times 10^6}{1 - \frac{1}{4} \log_{10} \left(\frac{N}{10^{16}} \right)} \quad (\text{Eq.II- 45})$$

Après calcul, le champ critique E_c du SiC-4H est 10 fois supérieur à celui du silicium Si.

En utilisant l'équation (Eq.II-44) et les équations du champ électrique critique des auteurs, la figure II-10 montre l'évolution de la largeur de la zone de déplétion en fonction du dopage de la couche épitaxiale.

On observe une différence énorme au niveau des valeurs par rapport aux valeurs théoriques pour les différents modèles présentés. Cependant pour un dopage de couche épitaxiale proche de $1,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($N \approx 1,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), les valeurs de [Kons-97] et théoriques

se rapprochent ce qui va nous conforter sur le choix du coefficient d'ionisation pour notre modèle.

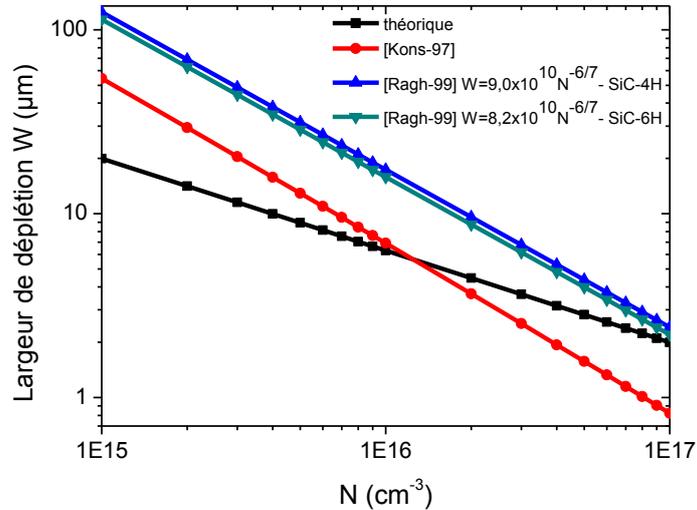


Figure II- 10: Largeur de déplétion en fonction du dopage de la couche épitaxiale [Ragh-99]

II.4. Modèle physique de premier ordre

Dans cette partie, nous allons présenter un modèle de premier ordre capable de décrire le mécanisme destructif induit par le faisceau laser dans les diodes Schottky polarisées en inverse. L'objectif du modèle est d'estimer a priori la contribution du courant induit par la multiplication de porteurs, principal mécanisme responsable du SEB dans les diodes de puissance.

Expérimentalement, les paramètres critiques pour déclencher un événement destructif sont principalement l'énergie de l'impulsion du laser (autrement dit le taux de génération du laser) et la tension seuil de déclenchement. Les valeurs sont de 46 ± 1 nJ pour l'énergie du faisceau laser et 360V pour la tension seuil de déclenchement du SEB. La tension seuil de déclenchement sera considérée comme la tension de claquage pour le calcul du courant de multiplication. Il permettra d'estimer la contribution de l'ionisation par impact dans le processus SEB.

Pour les calculs, nous nous baserons sur des hypothèses concernant la distribution du champ électrique et le taux de génération du laser. La recombinaison (SRH et Auger) de même que la dépendance en température des paramètres seront négligées dans ce modèle, bien que la température puisse affecter de manière significative la dégradation des diodes de puissance.

II.4.1. Approximation de la zone de charge d'espace dans la jonction Schottky

La zone de charge d'espace d'une jonction métal-semi-conducteur est similaire à celle d'une jonction P⁺N abrupte. Dans ces conditions il n'y a pas de variation graduelle de la densité de charges entre la zone dépeuplée et le semi-conducteur. Ainsi, on définit cette zone se situant entre l'interface métal-semi-conducteur ($x = 0$) et le bord de la région d'appauvrissement.

Pour une jonction Schottky sur un semi-conducteur de type N et sous l'approximation d'une jonction abrupte :

$$0 < x < W_{SEB} \quad \rho(x) = qN_D \quad (\text{Eq.II- 46})$$

$$x > W_{SEB} \quad \rho(x) = 0 \quad (\text{Eq.II- 47})$$

Où W_{SEB} est la largeur de la zone de charge d'espace lors du déclenchement du phénomène SEB.

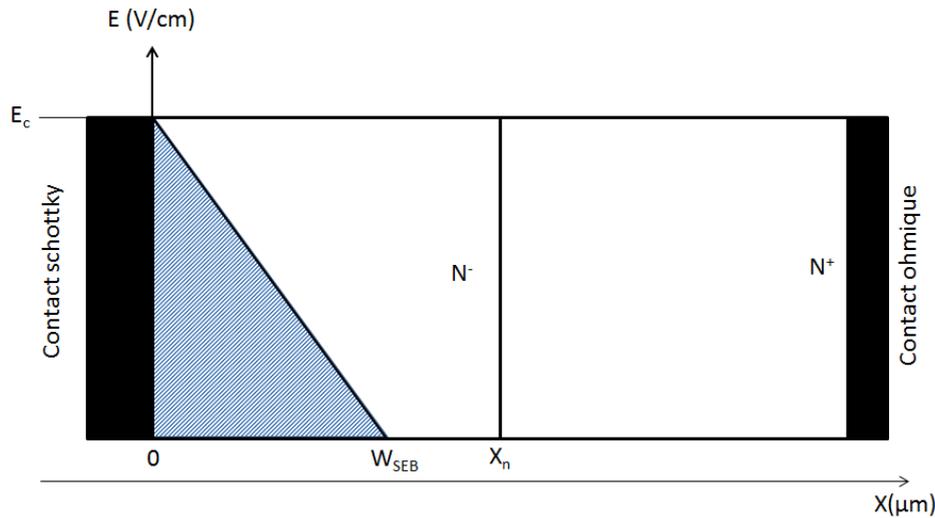


Figure II- 11 : Largeur de déplétion et distribution du champ électrique dans la ZCE

Nous supposons aussi que le semi-conducteur est homogène avec une densité d'impuretés de la zone N⁻ et que la densité d'états d'interface est négligeable à la température ambiante. Nous ferons aussi l'hypothèse que la ZCE est vide de porteurs et qu'on appelle W_{SEB} la largeur de cette zone atteinte pendant l'événement SEB.

Comme la distribution du champ électrique est une fonction triangulaire dans la ZCE, elle est facilement intégrable et la largeur de la ZCE à la tension SEB (W_{SEB}) est donnée par l'équation suivante:

$$W_{SEB} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{SiC}\varepsilon_0 V_{SEB}}{qN}} \quad (\text{Eq.II- 48})$$

Où $\epsilon_{SiC}=10$, $\epsilon_0=8.854 \times 10^{-14}$ F.cm⁻¹, $V_{SEB}=360$ V, $q=1,6 \times 10^{-19}$ C et $N=1,4 \times 10^{16}$ cm⁻³ pour 6µm d'épaisseur de couche épitaxiale selon [Alex-01].

Comme dans le cas d'une diode PN, le champ électrique dans une diode Schottky n'est pas constant avec la distance, et la valeur maximum ($x=0$), basée sur les approximations de la zone de la charge d'espace est donnée par la relation :

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2qN|V|}{\epsilon_s}} \quad (\text{Eq.II- 49})$$

Où la tension à la surface est donnée par:

$$|V| = |\phi_0 - \phi_n + V_{SEB}| \quad (\text{Eq.II- 50})$$

En polarisation inverse,

$$V_{SEB} \gg \phi_0 - \phi_n. \quad (\text{Eq.II- 51})$$

La distribution du champ électrique dans la zone de charge d'espace peut être exprimée de la façon suivante :

$$E(x) = E_{\max} \left(1 - \frac{x}{W_{SEB}} \right) \quad (\text{Eq.II- 52})$$

En utilisant les équations Eq.II-48 et 49 avec les différents paramètres de nos échantillons, on trouve une valeur de 1,35 MV/cm pour le champ électrique et 5,33µm pour W_{SEB} .

Maintenant que les valeurs du champ électrique et de la zone de charge d'espace sont connues, il faut maintenant calculer le courant généré par le faisceau laser.

II.4.2. Courant de dérive due au champ électrique

En polarisation inverse, le courant de fuite est dû à la conduction des porteurs minoritaires dans les régions P, N et ZCE. En effet, les trous vont circuler de la région P à la région N et les électrons vice/versa si on considère une jonction PN. Le courant inverse est normalement faible du fait de la faible densité de porteurs (trous dans la zone N et électrons dans la zone P).

Dans le cas d'une jonction Schottky, seuls les porteurs minoritaires dans la région N+ vont participer au courant inverse. Dans la ZCE, en présence du fort champ électrique, un courant inverse peut circuler à travers la jonction en raison des porteurs minoritaires créés par le taux de génération optique appliqué (les trous dans notre cas). De ce fait la densité de courant inverse est donné par:

$$J(x) = J_{diffusion(N+)}(x) + J_{Génération}(x) \quad (\text{Eq.II- 53})$$

Or $J_{diffusion} \ll J_{Génération}$ du fait que la densité de trous est très faible dans la zone N+, donc :

$$J(x) \approx J_{Génération}(x) \quad (\text{Eq.II- 54})$$

A partir de là, nous allons calculer la contribution du taux de génération laser dans le courant inverse. A travers l'équation de dérive-diffusion, la densité de courant peut être calculée à l'aide de l'équation suivante :

$$J(x) = J_p(x) = q\mu_p p(x)E(x) \quad (\text{Eq.II-55})$$

Où $q=1.6 \times 10^{-19}$ C, $\mu_p=115$ cm²/V.s pour le SiC-4H [Chapitre I], $p(x)$ étant la densité de porteurs minoritaires générée par le laser, qui est supposée uniformément constante dans la ZCE.

La recombinaison est supposée négligeable dans la ZCE seul le processus de génération optique est pris en compte dans cette modélisation. De ce fait, une fois que la diode est polarisée en inverse, l'équation de génération recombinaison n'est plus stationnaire et la densité de porteurs minoritaires est donnée par :

$$\frac{dp(x)}{dt} = G_{laser} \quad (\text{Eq.II- 56})$$

$$p(x) = G_{laser} \cdot \tau \quad (\text{Eq.II-57})$$

D'où

$$J_p(x) = q\mu_p G_{laser} \tau E(x) \quad (\text{Eq.II- 58})$$

Où G_{laser} est le taux de génération laser, τ est la durée de l'impulsion laser. $E(x)$ est le champ électrique dans la zone de charge d'espace.

II.4.3. Multiplication du courant de dérive dans la ZCE en présence de l'ionisation par impact

L'effet d'ionisation par impact est un processus de génération qui dépend fortement du champ électrique et de la température. Il contient deux processus partiels : l'émission d'électrons et l'émission de trous. Les taux partiels peuvent être écrits suivant les équations suivantes [Shur-96].

$$G_{ni} = \alpha_n \frac{|J_n|}{q} \quad (\text{Eq.II-59})$$

$$G_{pi} = \alpha_p \frac{|J_p|}{q} \quad (\text{Eq.II-60})$$

Le taux d'ionisation total est égal à la somme de la génération due aux électrons et aux trous :

$$G_{ii} = G_{ni} + G_{pi} = \alpha_n \frac{|J_n|}{q} + \alpha_p \frac{|J_p|}{q} \quad (\text{Eq.II-61})$$

Où α_n et α_p sont respectivement les coefficients d'ionisation par impact des électrons et des trous.

Il est aussi à noter que dans une zone N à large ZCE dans la couche épitaxiale, le processus d'avalanche est initié par les trous [Sze-99]. Ce qui veut dire que $G_{ni} \ll G_{pi}$.

En considérant une distance dx (voir figure.II-12) dans cette ZCE, l'augmentation de la densité de courant due aux porteurs minoritaires (les trous dans notre cas) est donnée par la définition du coefficient d'ionisation suivant l'équation II-62.

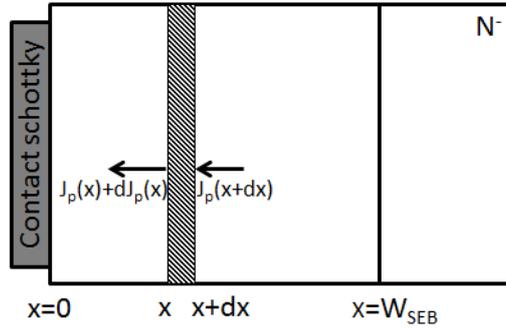


Figure II- 12 : Multiplication par avalanche dans la ZCE

$$\frac{dJ_p(x)}{dx} = -(\alpha_n - \alpha_p)J_p(x) + \alpha_n J \quad (\text{Eq.II-62})$$

Où

$$J = J_n(x) + J_p(x) \quad (\text{Eq.II-63})$$

La solution de (Eq.II-62) est donnée par:

$$J_p(x) = J_p(0) \frac{\int_0^x \alpha_n(x) \times e^{\left[-\int_0^x (\alpha_n(x) - \alpha_p(x)) dx \right]} dx + 1}{e^{\left[-\int_0^x (\alpha_n(x) - \alpha_p(x)) dx \right]}} \quad (\text{Eq.II-64})$$

Avec:

$$J_p(0) = q\mu_p \cdot G_{laser} \cdot \tau \cdot E_{max} \quad (\text{Eq.II-65})$$

Où α_n et α_p sont respectivement les coefficients d'ionisation des électrons et des trous, μ_p est la mobilité des trous dans le SiC-4H et E_{max} est la valeur maximale du champ électrique dans la jonction ($x=0$).

II.4.3.1. Choix du modèle d'ionisation par impact

Le modèle d'ionisation par impact utilisé pour calculer le courant dû à l'avalanche est celui de Konstantinov [Konst-97]. Le choix du modèle dépend des conditions expérimentales pour déterminer les coefficients d'ionisation des trous et la gamme de champs électriques où le modèle est valide.

En effet Konstantinov utilise des diodes P+N avec un dopage de $5,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour la couche N et $5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour la couche P+ pour déterminer les coefficients d'ionisation. Avec ce niveau de dopage, l'extension de la zone de charge d'espace du côté P+ est négligeable, seule son extension dans le côté N est prise en compte. Ces caractéristiques sont similaires à nos échantillons sous test (diode Schottky de type N, avec $N=1,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, substrat fortement dopé), d'où l'utilisation du modèle d'ionisation de Konstantinov.

Par ailleurs, c'est un modèle largement utilisé par les simulateurs qui donne les résultats les plus proches des valeurs expérimentales [Nguy-b-11].

La figure II-13 montre l'évolution des coefficients d'ionisation par impact en fonction de la position dans la ZCE.

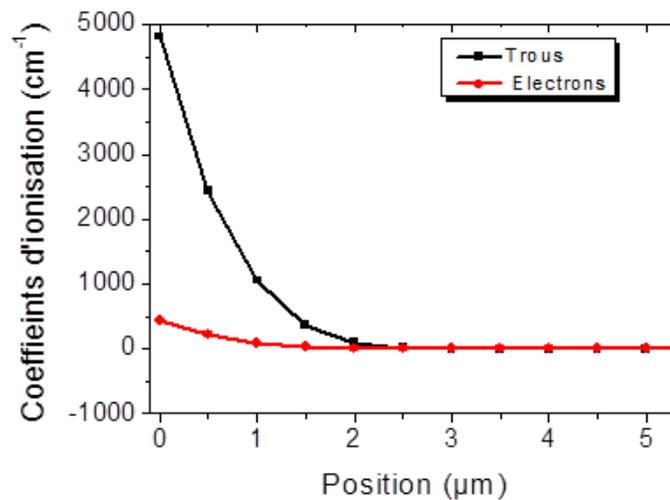


Figure II- 13: coefficients d'ionisation par impact en fonction de la position.

Nous pouvons remarquer que dans le SiC, l'ionisation par impact est dominée par les trous avec le ratio typique suivant: $\alpha_p = 40\alpha_n$ donnée par [Konst-97].

II.4.3.2. Calcul du courant

En utilisant (Eq.II-64) et le modèle de Konstantinov, avec les valeurs des paramètres correspondant à nos échantillons et aux conditions de test, on a tracé la variation de $J_p(x)$ en fonction de la position dans la ZCE pour voir l'effet de l'ionisation sur le courant J_p dans la

figure II-13. Il montre un effet assez significatif des taux d'ionisation pour une valeur représentative du taux de génération laser.

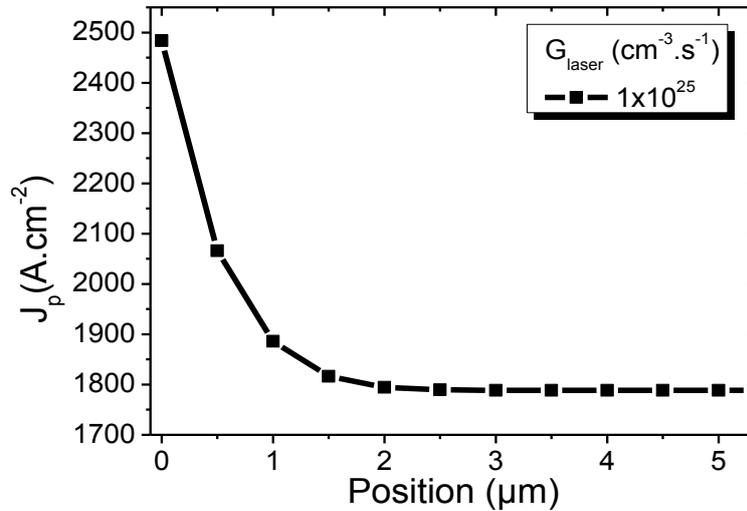


Figure II- 14:Densité de courant en fonction de la position dans la ZCE et du taux de génération laser pour une tension inverse de 360V et $W_{SEB}=5,33 \mu\text{m}$

On voit que l'effet de l'ionisation est assez significatif. Le courant total maximum, donc la température maximale localisée à la jonction permet d'expliquer la localisation des défauts induits durant un SEB à la jonction (voir chapitre IV). Par ailleurs, le modèle peut être amélioré pour être plus pertinent pour des composants réels car plusieurs simplifications ont été appliquées.

II.5. Conclusion

Ce chapitre présente dans un premier temps un état de l'art des coefficients d'ionisation par impact dans le SiC. Les coefficients d'ionisation par impact jouent un rôle important dans la conception et la prédiction du claquage des composants de puissance en général. Toutefois les coefficients d'ionisation par impact présentés dans la littérature montrent une grande disparité de valeurs.

Dans un second temps un modèle physique de premier ordre du phénomène SEB est proposé en se basant sur les hypothèses de simplification concernant la distribution du champ électrique et le taux de génération laser. La multiplication par avalanche due à la génération laser montre un effet non négligeable de l'ionisation par impact et permet d'expliquer la localisation du défaut. Le modèle d'ionisation choisi pour estimer la contribution du laser est celui de Konstantinov car ses valeurs sont plus proches des valeurs expérimentales trouvées.

Notre modèle permet de confirmer que la multiplication par avalanche des porteurs contribue à l'augmentation brutale du courant pendant le SEB dans la jonction mais ne nous permet pas totalement de comprendre le mécanisme du burnout dans les diodes Schottky SiC.

Afin de décrire complètement le phénomène SEB dans les diodes Schottky SiC, il est nécessaire d'utiliser un modèle physique incorporant le phénomène d'avalanche d'une part et d'autre part l'effet de la température pour estimer l'auto-échauffement par effet joule dans le composant.

Le chapitre III va aborder la mise en place de méthodologies de test par faisceau laser sur des composants à grand gap (SiC) pour évaluer leur fiabilité.

CHAPITRE III : ENVIRONNEMENT EXPERIMENTAL

III.1. Introduction

Ce chapitre présente l'environnement expérimental dans lequel les tests par faisceau laser pulsé ont été faits. Les tests consistent en l'étude du phénomène de Single Event Burnout (SEB) dans les diodes Schottky de puissance en carbure de silicium (SiC).

Le test par faisceau laser pulsé consiste à produire un grand nombre de paires électron-trou en ionisant le matériau par effet photoélectrique. Pour ce faire, deux différentes méthodes d'injection de charges dans le semi-conducteur, par interaction laser, ont été développées durant les années passées pour étudier les circuits intégrés. Le processus d'absorption d'un photon appelé Single Photon Absorption en anglais (SPA) est un processus linéaire. L'autre processus est basé sur l'absorption de deux photons, il est appelé Two Photon Absorption (TPA), c'est un processus non linéaire. Dans cette thèse, c'est le deuxième mécanisme qui est utilisé pour déterminer la sensibilité au SEB des échantillons testés.

Ce chapitre commence donc par une présentation du test laser par face arrière avec processus d'absorption non linéaire (TPA) dans le carbure de silicium. Ensuite, la procédure de préparation des composants à tester va être détaillée. Puis nous allons présenter l'installation expérimentale utilisée pour les tests avant de détailler les tentatives de caractérisation du coefficient d'absorption à deux photons dans le SiC.

III.2. Le test laser par le processus d'absorption à deux photons par la face arrière

Les deux principales approches de test par faisceau laser reposent sur la génération de paires électron-trou dans les zones actives du circuit. Ceci nécessite une injection de photons par face avant ou par face arrière du circuit.

Cet accès aux zones actives par la face avant est de plus en plus limité par l'augmentation croissante des niveaux de métallisation sur la face avant du composant. En effet les métallisations empêchent la pénétration du faisceau laser dans certaines zones actives, d'où l'injection de porteurs par la face arrière (*figure III-1*). Cette injection par la face arrière au contraire donne accès à la totalité des zones sensibles du circuit [Lewi-01].

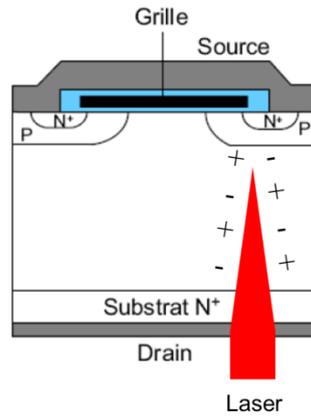


Figure III- 1: schéma de principe de l'injection du laser par face arrière et face avant

Le but de cette thèse est d'utiliser le faisceau laser pour l'étude du SEB dans des composants de puissance. Pour ce faire, nous allons utiliser le processus d'absorption à deux photons dans le carbure de silicium afin de produire un large nombre de paires électrons-trous.

Le processus d'absorption de deux photons (TPA) est basé sur l'absorption simultanée de deux photons pour produire une paire électron-trou (fig.III- 2). Dans le SiC, la large bande interdite ($E_g \approx 3,23\text{eV}$) nécessite des énergies de photons importantes, correspondant à de courtes longueurs d'ondes, pour produire une paire électron-trou. La figure.III-2 montre que pour l'approche 1-photon, les longueurs d'ondes UV ($< 390\text{ nm}$) sont utilisées correspondant à des énergies $\geq 3,23\text{eV}$. Pour l'approche 2-photon, Les longueurs d'onde utilisées doivent être comprises entre 400 et 650 nm, ce qui correspond à des énergies ($\hbar\omega$) comprises entre 1,91eV et 3,23 eV.

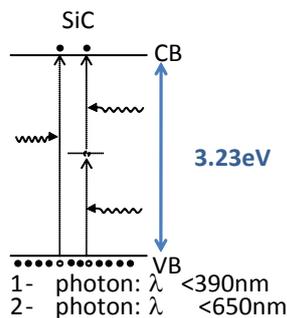


Figure III- 2: bande d'énergie du carbure de silicium avec deux différents processus d'absorption.

Dans le processus TPA longtemps développé pour le silicium, l'énergie incidente du photon doit être donc supérieure ou égale à la moitié de l'énergie de la bande interdite ($\hbar\omega \geq E_g/2$). Pour comparer les deux processus d'absorption, la figure.III-3 montre la densité

de paires électrons-trous créés par faisceau laser dans le silicium à 800 nm et 1270 nm pour respectivement le SPA et le TPA avec des durées d'impulsion différentes.

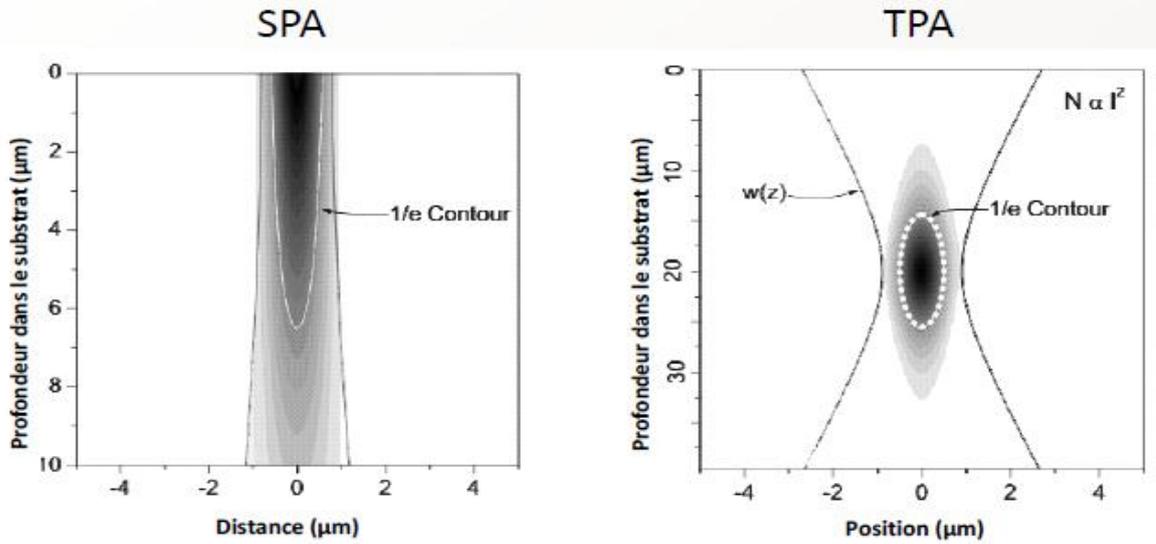


Figure III- 3: densité de paires électrons-trous générée dans le silicium par les processus d'absorption à a) un photon (800 nm) et b) deux photons (1,27 μm) en fonction de la profondeur de génération [Foui-07]

Le SPA est caractérisé par l'absorption inter-bandes et c'est un processus linéaire où le taux de génération de porteurs varie linéairement avec l'intensité du faisceau laser. La fig.III- 3 a) montre une distribution le long de la trace du faisceau laser qui favorise une absorption de photons avant que le faisceau n'arrive aux zones actives du circuit. Ce qui fait qu'une détermination de sensibilité en volume du circuit n'est pas envisageable. Pour espérer un maximum d'efficacité de collection de charge au niveau du circuit, il faudra amincir le substrat tout en gardant sa fonctionnalité.

A la différence du SPA, le TPA quant à elle repose sur un processus non linéaire et la génération de porteurs est proportionnelle au carré de l'intensité optique du faisceau incident à travers l'équation (Eq.III-1) simplifiée.

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_{eff} I - \beta I^2 \quad (\text{Eq.III- 1})$$

Avec:

$$\alpha_{eff} = \alpha_{IB} + \alpha_{FCA} \quad (\text{Eq.III- 2})$$

Dans ces équations, I est l'intensité du faisceau laser incident, z est la profondeur de propagation, α_{eff} est le coefficient d'absorption linéaire composée de l'absorption inter-bande (α_{IB}) et de l'absorption par porteurs libres (α_{FCA}), β est le coefficient d'absorption à deux photons.

Cette propriété du TPA se traduit par le fait que la génération significative des paires électrons-trous se fait spécialement au point focal du faisceau laser, ce qui augmente l'efficacité de génération dans le silicium (figure III-3 b). On voit que dans la figure III-3 b) l'absorption importante dans le silicium du faisceau $1,27\mu\text{m}$ pendant la propagation est relativement faible dans le substrat comparé au SPA (figure III-3 a). Cette caractéristique se traduit par une forte résolution axiale le long de l'axe de propagation du faisceau dans le silicium. Pour le carbure de silicium aussi, on s'attend aussi à avoir ces mêmes propriétés très avantageuses de l'approche TPA en termes de résolution axiale.

Cette forte résolution axiale augmente l'occurrence du processus TPA qui ne se produit qu'en volume focalisé du faisceau. De ce fait le faisceau confiné peut être directement injecté dans les zones actives du circuit au travers du substrat. En effet, le spot TPA peut être bougé le long de l'axe Z dans le composant, exemple d'une jonction PN (figure III- 4 a).

Ce point de focalisation du faisceau dans le substrat va avancer de 2,6 fois dans le carbure de silicium. Autour de chaque point de focalisation, on mesure le courant induit par la charge collectée par le circuit (figure III-4 b). On voit que plus on s'approche de la zone active du circuit plus le courant est important ce qui permet d'identifier les zones les plus sensibles. Ce qui permet de conclure que la technique de test par TPA est un outil permettant de caractériser la sensibilité des composants à l'égard des phénomènes de type SEE. Etant donné que la technique a été pendant longtemps utilisée pour caractériser la sensibilité au SEB des composants de puissance en silicium, on s'attend aussi qu'il soit de même pour les composants de puissance en carbure de silicium.

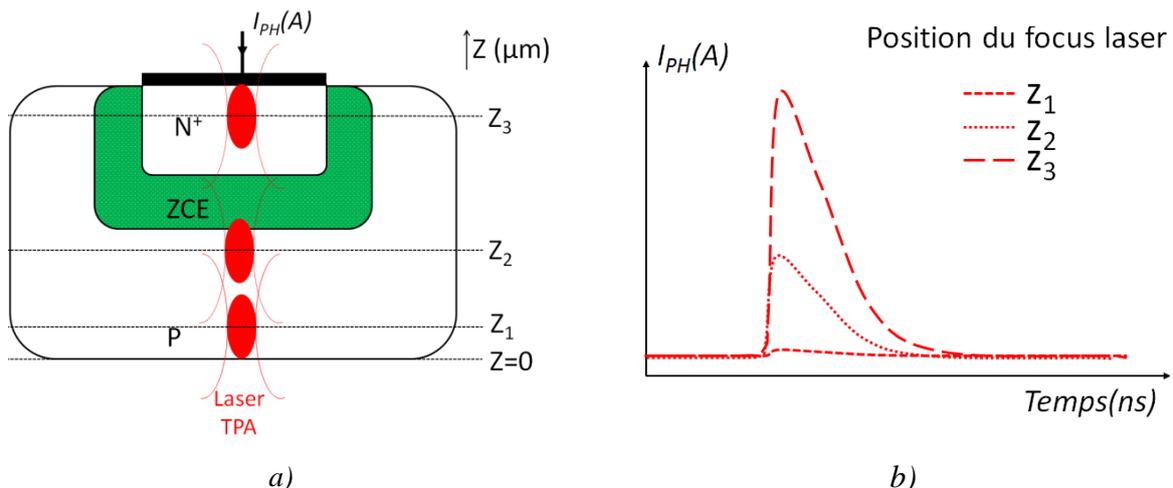


Figure III- 4: a) variation du focus laser en fonction de la profondeur dans une jonction PN et b) réponse électrique du circuit pour les différents focus laser

Pour les tests par faisceau laser, l'approche par face arrière est utilisée. Pour cela, une étape très importante de préparation des échantillons à tester est nécessaire afin de créer un accès direct aux zones actives du circuit au travers du substrat.

III.3. Préparation des échantillons par la face arrière

L'approche de test par la face arrière comme son nom l'indique permet donc d'injecter des charges directement dans les zones actives du circuit par la face arrière. Comme les composants sont encapsulés, une étape de préparation est nécessaire pour avoir accès au substrat.

III.3.1. Description des composants sous test

Les composants sous test sont des diodes Schottky commerciales provenant de deux fonderies: STMicroelectronics et la société américaine CREE. Pour avoir les caractéristiques physiques et géométriques, les échantillons ont été décapsulés avec de l'acide nitrique pur. Une micro section enrobée a été faite dans le but d'avoir un profil des couches de dopage. Les photos de la *figure III- 5* représente les vues de dessus de la face avant des échantillons.

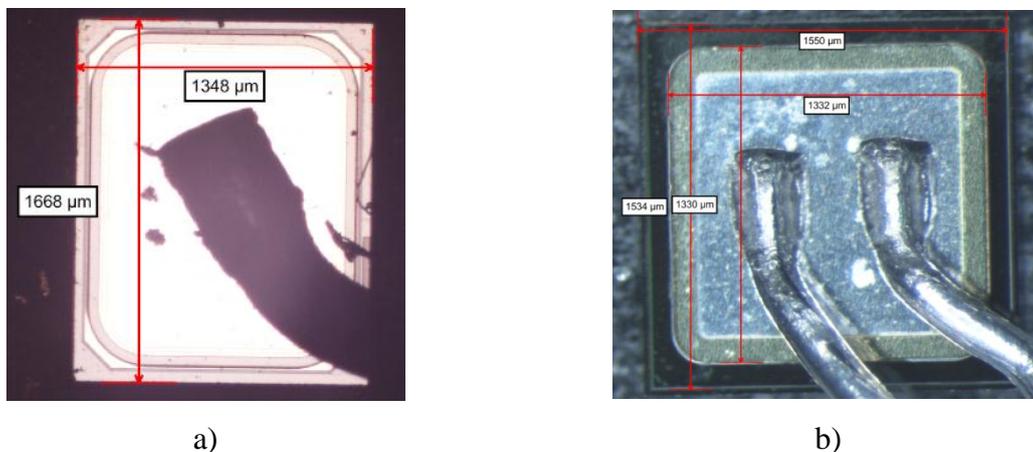


Figure III- 5 : vue de dessus des échantillons a) de STMicroelectronics et b) CREE

Les échantillons consistent en une fine couche épitaxiale de l'ordre de 6 µm pour des tensions inverses de 600V selon [kame-06] et [Dahl-02] sur du substrat SiC-4H fortement dopé de type N. Sur la face avant nous avons le contact Schottky en nickel et titane pour les échantillons CREE et en or et titane pour les échantillons STMicroelectronics. Sur la face arrière on a le contact ohmique.

Les échantillons sont encapsulés en boîtier plastique de type TO220. Les composants sous test sont référencés STX pour les échantillons A, C3D06060A pour B, C3D08060A pour C et STPSC806D pour D. Le *Tableau III-1* résume les principales caractéristiques physiques et géométriques des échantillons sous test.

La tension maximale est de 600 V pour tous les échantillons, les courants directs nominaux sont 6A et 8A respectivement pour les échantillons A, B et C, D. Les chutes de tension en direct sont identiques ($\sim 1,7V$). Les épaisseurs des échantillons varient entre 334 et 380 μm selon la fonderie. Les tailles des puces sont relativement faibles et varient entre 2,21 et 3,46 mm².

Maintenant nous allons attaquer la préparation qui est une étape importante pour des mesures par la face arrière.

Référence échantillons	Tension nominale (kV)	Courant direct nominal (A)	Tension directe (V)	Epaisseurs des échantillons (μm)	Taille des échantillons (mm ²)
A	0,6	6	1,7	≈ 334	1,3x1,7
B	0,6	6	1,8	≈ 370	1,5x1,5
C	0,6	8	1,8	≈ 380	1,7x1,7
D	0,6	8	1,7	≈ 340	1,65x2,1

Tableau III- 1 : Caractéristiques des échantillons

III.3.2. Préparation des composants à tester

Il existe plusieurs techniques de préparation pour exposer la face arrière des composants. Parmi ces techniques, on peut citer les techniques mécaniques, les techniques chimiques et les techniques assistées par faisceau laser et faisceau d'ions [Perd-00].

Dans cette thèse, les techniques mécaniques sont privilégiées en utilisant la micro-fraiseuse ASAP-1 (Automatic Selected Area Preparation –first generation) de la société Digitconcept. Elle permet, d'une part, la décapsulation et le traitement des échantillons de différents types tels que les CSP, les MCM, BGA, Flip-chips, etc. et, d'autre part, la diminution des contraintes mécaniques subies par les échantillons durant l'usinage grâce à une fraiseuse flottante. Elle permet aussi une qualité de polissage miroir assez homogène grâce à des mouvements pseudo aléatoires réalisé par un plateau tournant.

La préparation consiste en une ouverture sur la face arrière donc sur le contact ohmique. Pour des composants de puissance, l'ouverture est locale. Il s'agit d'enlever une partie du contact ohmique pour que le laser ait accès aux zones actives du circuit au travers du substrat (*figure III- 6 a*). Cette ouverture doit être suffisamment grande pour éviter la

diffraction du faisceau sur le bord de l'ouverture (*figure III- 6.b*) mais néanmoins assez petit pour garder une surface de contact suffisante avec le substrat afin d'assurer une bonne polarisation. A cause des contraintes mécaniques associées à la petite taille des échantillons, l'ouverture est réalisée sur le bord du composant comme présenté sur la *figure III- 6 b*) pour assurer une large plage de mouvement pour les outils de fraisage et de polissage. La taille d'ouverture minimale est de $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ sur le boîtier.

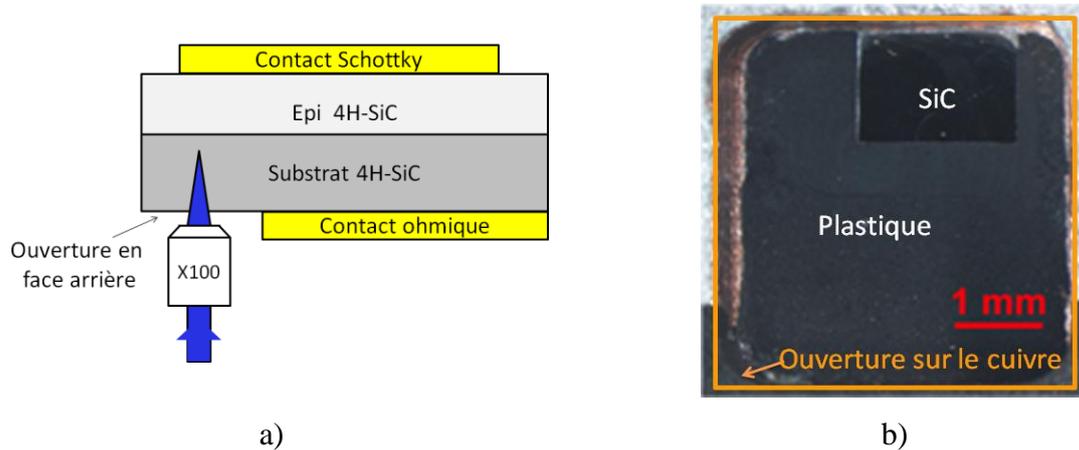


Figure III- 6: a) procédure d'ouverture du boîtier TO220 et b) coupe schématique de la diode montrant l'ouverture en face arrière

Pour la préparation des boîtiers, on commence par faire une ouverture sur le dissipateur thermique (cuivre) d'épaisseur 1mm puis on enlève la brasure ($\approx 10\mu\text{m}$). Ensuite, on enlève le contact ohmique. On atteint le substrat SiC qui est transparent. On passe directement au polissage afin d'obtenir une qualité de poli miroir mais cette qualité n'est pas obtenue immédiatement. Il faut une étape de plus qui consiste en une application locale d'acide nitrique pur pour enlever les quelques débris de plastique ramenés par l'outil de polissage. Toutes ces étapes sont montrées à la *figure III-7 a*). La *figure III-7 b*) montre l'échantillon après ouverture.

Dans le cas d'une préparation classique des composants en silicium, une étape d'amincissement est nécessaire pour limiter l'absorption par porteurs libres dans le substrat. Cependant pour notre cas, les substrats SiC n'ont pas été amincis du fait que, d'une part les outils utilisés pour amincir le silicium ne sont pas adaptés pour le carbure de silicium car étant beaucoup plus dur. D'autre part, on utilise le processus TPA pour faire nos tests et dans ce cas, on s'attend à ce que l'absorption par porteurs libres soit négligeable cependant aucune donnée concernant cette absorption n'est publiée dans la littérature pour des longueurs d'onde du visible.

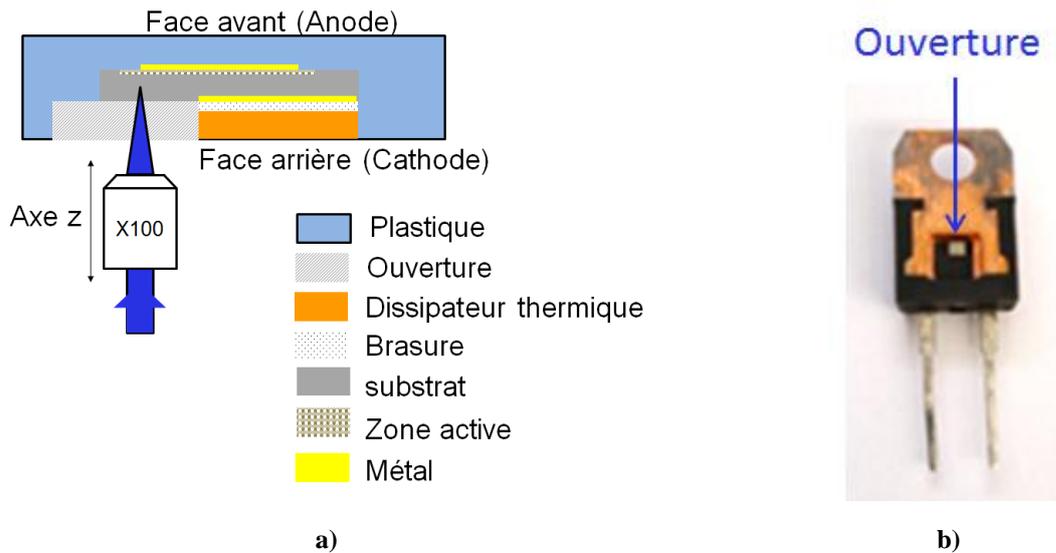


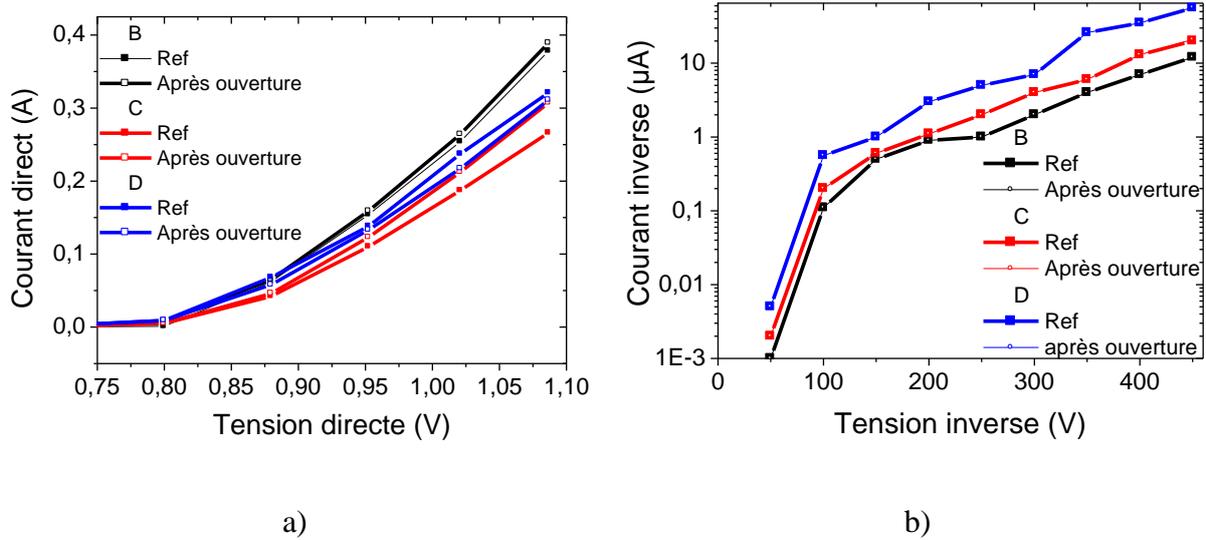
Figure III- 7 : a) Différentes étapes de la préparation des boîtiers et b) photo du composant après ouverture

III.3.3. Caractérisation des composants préparés

Des caractérisations électriques avant et après préparation ont été faites. Elles sont nécessaires car les tests par faisceau laser se font sur des composants fonctionnels mais aussi du fait que les performances électriques de ces composants pourraient être dégradées à cause d'une disparition partielle du contact de la cathode.

La *figure III- 8* montre les caractéristiques en direct et en inverse des échantillons sous test. On remarque que l'ouverture partielle n'influerait que sur les caractéristiques en direct. Les courbes montrent aussi que les échantillons préparés se comportent électriquement comme les références en termes de seuil. Cependant le courant direct obtenu sur les échantillons préparés est légèrement supérieur à celui des références pour les plus fortes tensions directes (*figure III-8 a*). Cette hausse de courant pourrait être due à la perturbation des lignes de potentiels créés par le trou sur la face arrière. En effet la courbure des lignes pourrait avoir un effet d'augmentation du champ local, permettant ainsi aux porteurs d'acquérir plus d'énergie et d'augmenter en conséquence le courant en direct.

En terme de courant de fuite *figure III-8 b*), les échantillons préparés se comportent de la même manière que les références. Aucune variation du courant de fuite n'est observée sur les échantillons préparés.



Ces caractéristiques permettent de valider la testabilité des échantillons par faisceau laser TPA. Pour cela, il faudrait la valeur du coefficient β pour caractériser l'efficacité du TPA dans le SiC. Cependant, aucune valeur du coefficient d'absorption à deux photons n'a été publiée dans la littérature. Nous avons donc essayé dans cette thèse de mesurer ce coefficient β en utilisant le banc laser du laboratoire IMS. Avant cela, nous allons présenter l'installation expérimentale utilisée pour faire les tests.

III.4. Banc expérimental de test

Pour le test par faisceau laser TPA, la plateforme ATLAS de l'IMS a été utilisée. ATLAS est une plateforme d'instrumentation optique et laser pour le test et l'analyse des circuits intégrés. Elle comprend plusieurs sources laser dont les faisceaux peuvent être injectés dans différents microscopes. La figure III- 9, présente un schéma simplifié de la plateforme [Wan-07].

Le chemin optique conduit le laser jusqu'au microscope en passant par un réglage d'énergie et d'autres modules permettant l'injection dans le microscope. Ces modules permettent aussi de faire des caractérisations du faisceau en faisant des prélèvements sur le chemin optique (E, λ, \dots). Un objectif de microscope focalise le laser sur le dispositif sous test qui est fixé sur une platine de translation XYZ de résolution minimale $0,1\mu\text{m}$. Les objectifs utilisés sont le X5, X20 et le X100. Les objectifs de faible grossissement permettent de localiser la zone à tester dans le cadre d'un test par la face arrière du composant sous test.

L'objectif X100 permet une meilleure focalisation du faisceau car l'absorption deux-photons nécessite une haute densité volumique de photons en focalisant le faisceau jusqu'à un diamètre inférieur à $1\mu\text{m}$ dans le visible. Une manette permet de contrôler les déplacements en X, Y et Z de la platine. Un logiciel dédié appelé SEEM permet aussi un contrôle du circuit sous test.

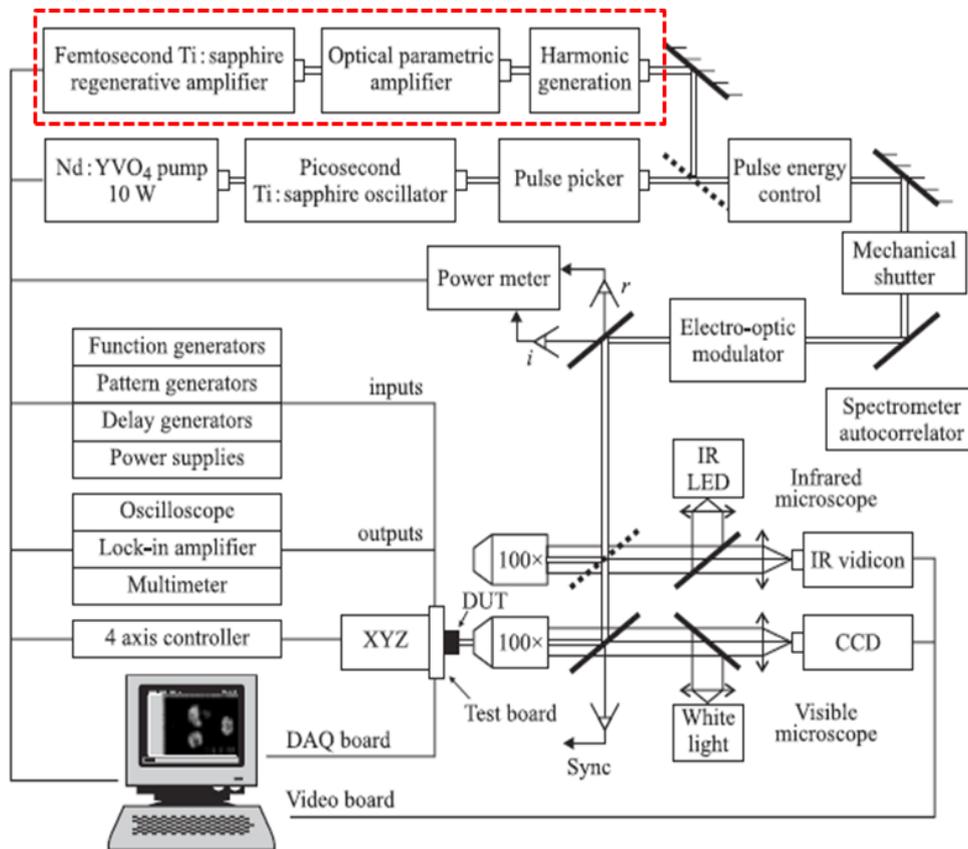


Figure.III- 9 : setup optique du banc laser utilisé pour le test par faisceau laser [Wan-07]

III.4.1. La source laser utilisée pour les tests

La chaîne laser utilisée (figure III- 10) délivre des impulsions ultracourtes de durée 130fs. Cela permet d'avoir une puissance crête très importante au niveau du point focal du faisceau laser.

Cette chaîne laser intègre plusieurs modules de mise en forme des impulsions qui permettent d'avoir une large gamme de longueurs d'onde allant de 400 nm à $2\mu\text{m}$ (voir figure III-11). Elle intègre en outre une source laser Ti-Saphir suivie d'un système de génération d'harmoniques.

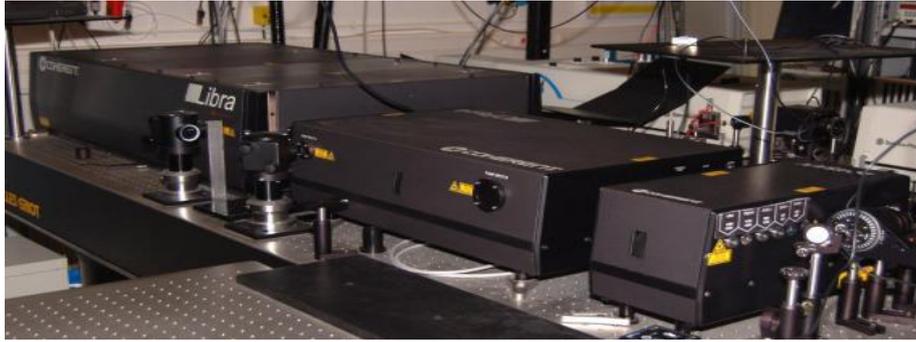


Figure III- 10: Chaîne laser femto-seconde LIBRA+OPERA

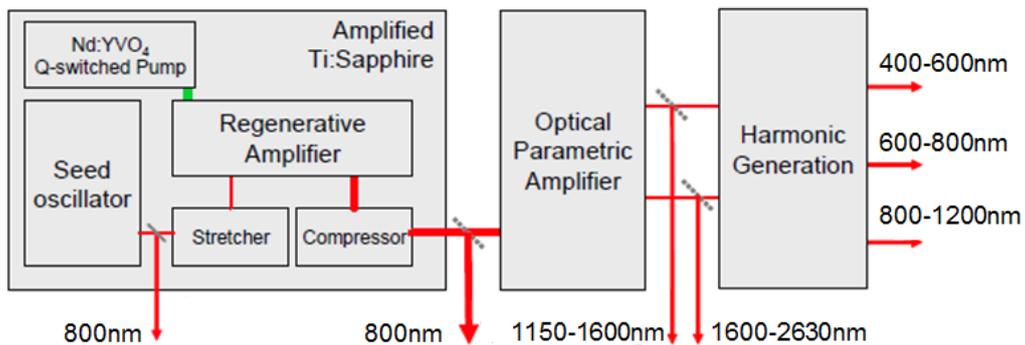


Figure III- 11: Diagramme de la chaîne laser femtoseconde composée des sources LIBRA+OPERA de la société COHERENT.

Suivant la longueur d'onde laser voulue pour tester les composants, le faisceau est prélevé à différents niveaux de la chaîne. Pour les tests laser sur des matériaux à grand gap avec le processus TPA, le faisceau visible (400-600nm) sera utilisé.

III.4.2. Cartographie laser

Cette plateforme permet aussi de réaliser des cartographies de réponse électrique du circuit aux impulsions laser de façon automatique en utilisant le logiciel SEEM développé sur cette plateforme [Poug-07]. La *figure III- 12* représente une image de l'interface de SEEM.

Les cartographies de circuits laser permettent une représentation spatiale de zones sensibles dans le circuit avec une précision de la longueur d'onde du laser [Doui-08].

Pour les obtenir, on définit d'abord une zone à cartographier avec des coordonnées en x, y, puis différentes positions de focalisation du faisceau suivant z au travers du substrat sont sélectionnées. La position de focalisation $z=0$ se localise à la face arrière du composant sous test. Le faisceau étant focalisé à l'aide de l'objectif X100 du microscope fixe, c'est le circuit lui-même qui est déplacé.

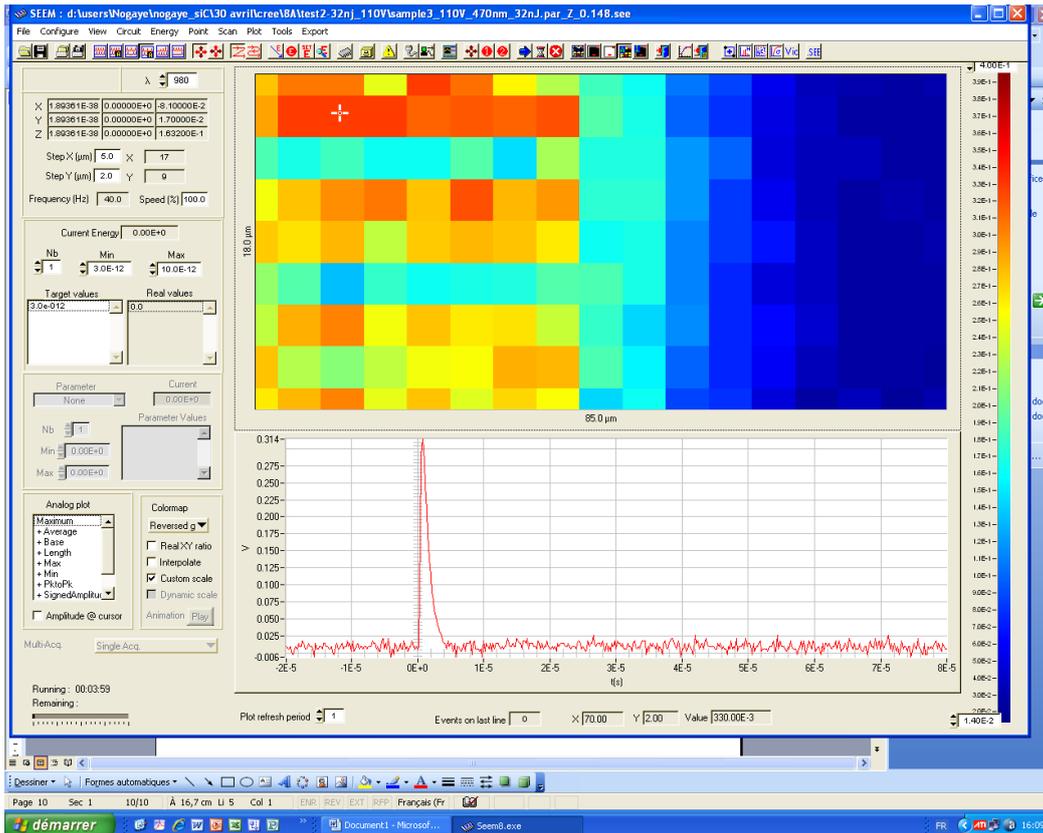


Figure III- 12: Interface graphique du logiciel SEEM

On règle ensuite le pas d'émission des impulsions laser en x et y. SEEM contrôle le déplacement du circuit par les platines de translations suivant x, y et z avec une résolution minimale de $0,1 \mu\text{m}$. On sélectionne après l'énergie des impulsions puis on commence le balayage au premier point de la zone avec SEEM qui choisit automatiquement le premier z. Une impulsion laser est envoyée à cette position et la réponse électrique transitoire complète est enregistrée à l'aide d'un oscilloscope numérique avec une bande passante de 8 GHz et du PC. Une fois que cette zone est cartographiée, une impulsion est envoyée à la profondeur z suivante et ainsi de suite jusqu'à la fin. On obtient ainsi un nombre de cartographies 2D égale au nombre de z choisis.

L'automatisation du système permet d'analyser les données obtenues à la fin du balayage sous la forme d'une cartographie reprenant un paramètre particulier de la réponse électrique (maximum, minimum, etc.). On peut voir sur l'interface présenté en *figure III- 12* un exemple de cartographie, sur la partie supérieure, reprenant la valeur maximale d'un transitoire de tension dont l'allure en un point particulier de la cartographie est donnée au-dessous. La cartographie laser permet une localisation spatiale des zones sensibles d'une puce

en fonction de la longueur d'onde du laser, de l'énergie des impulsions ou de la tension de polarisation du circuit sous test.

III.5. Mise en place du banc 2-photons pour les tests par faisceau laser

Etant donné que les longueurs d'onde classiques utilisées pour le test des composants en silicium vont être changées et être adaptées pour le test des composants en carbure de silicium, nous avons donc développé un banc expérimental spécifique à la technique TPA dans la plateforme ATLAS pour le test des matériaux à grand gap (SiC).

III.5.1. Set up optique pour les tests TPA dans du SiC

La *figure III- 13* montre le schéma de principe du banc de test utilisé pour les tests des matériaux à grand gap. Le laser 1300 nm est utilisé pour le test des composants en silicium tandis que le laser du domaine visible appelé VIS est utilisée pour le test des composants en SiC. Le faisceau est conduit jusqu'à l'objectif du microscope par le chemin optique où on localise des miroirs de renvoi, un système afocal permettant de collimater le faisceau et de réduire la taille du faisceau de 5 mm (en début de chaîne) à une centaine de microns après le dispositif. Ensuite le faisceau est injecté dans l'objectif X100 du microscope optique à travers un shutter avec une taille de quelques microns de diamètre.

Une lame 50/50 permet de faire des mesures d'énergie afin de ne pas bouger l'échantillon pour ne pas dérégler l'alignement pendant les tests. Une seconde lame est placée avant l'objectif. Une partie du faisceau passe à travers l'objectif et l'autre partie arrive au niveau d'une photodiode dont le signal sert à déclencher l'oscilloscope. Le DUT fixé sur la platine de translation quant à lui est polarisé à l'aide d'une alimentation haute tension.

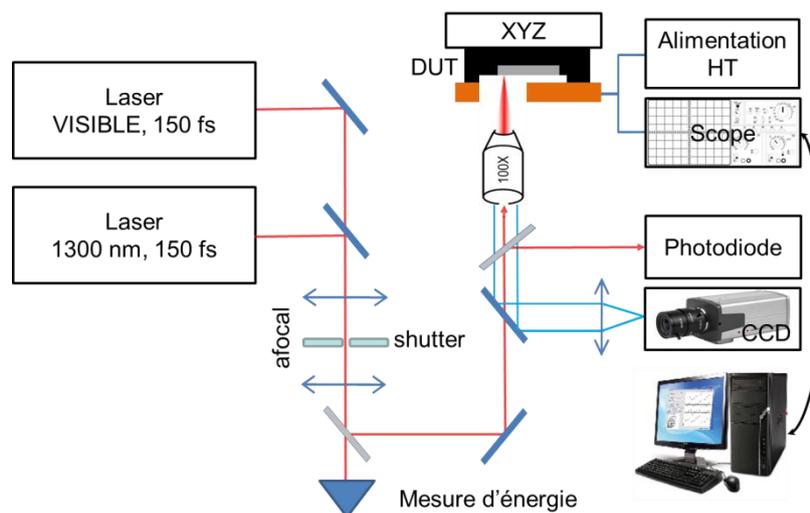


Figure III- 13 : principe du banc de test laser utilisé pour les tests dans le visible

Pour le test en deux photons une caractérisation du coefficient d'absorption à deux photons doit être faite.

III.5.2. Setup optique pour les mesures de transmission

Pour déterminer ce coefficient β , le setup de mesure de la *figure III- 14* a été utilisé. Une lame 50/50 permet de prélever une partie du faisceau laser afin de mesurer les pertes d'énergie au niveau du montage afocal et de caractériser aussi les lentilles de focalisation. Une seconde lame 50/50 permet de mesurer la puissance réfléchie. En effet la puissance réfléchie au niveau de l'échantillon fait le chemin inverse du chemin optique et une partie de la puissance est transmise par la lame et une partie réfléchie sur le détecteur.

Les détecteurs utilisés pour mesurer les puissances sont de type PD300. Un point de référence noté 0 est choisi pour mesurer la puissance de sortie directe de la source (voir *figure III-11*). Des prélèvements sont faits au niveau des points 1, 2, 3 et 4 de la *figure III- 14* pour caractériser l'ensemble des lentilles de focalisation et les pertes au niveau de l'objectif du microscope. On peut voir aussi qu'une lentille de focalisation est placée après l'échantillon pour refocaliser le faisceau divergent sur le mesureur de puissance.

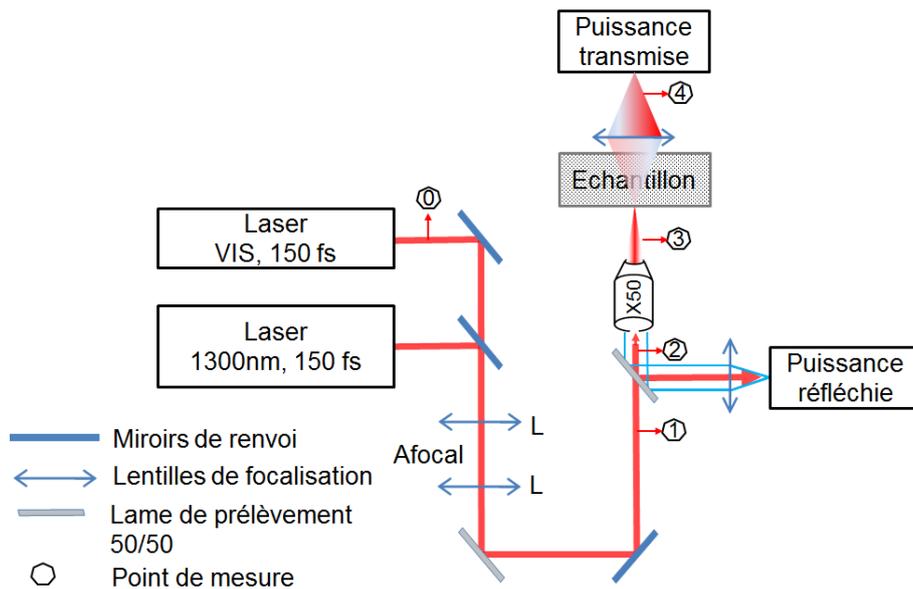


Figure III- 14 : setup optique utilisé pour les mesures de transmission sur les substrats SiC

III.5.3. Résultats des mesures de transmission

La *figure III- 15* montre les résultats de transmission obtenus sur des substrats SiC-4H de dopage 10^{18}cm^{-3} et d'épaisseur 392 μm . Elle représente une moyenne de 7 mesures pour chaque puissance laser. On observe une variabilité maximale de 5% sur chacune des mesures de transmission, due à l'instabilité du laser.

La figure III- 15 a) montre que la puissance transmise est une fonction quasi linéaire de la puissance injectée dans le substrat pour les longueurs d'onde de 450nm et 500nm. Les longueurs d'onde correspondent à des énergies respectives de 2,76eV et 2,48eV. La courbe indique clairement une absorption linéaire. Ceci n'est pas compatible avec le mécanisme d'absorption par deux photons qui est un processus non linéaire. Or, pour le SiC-4H avec sa large bande interdite (3,26eV), théoriquement, l'absorption dominante est celle par deux photons pour des longueurs d'onde supérieure à 388 nm.

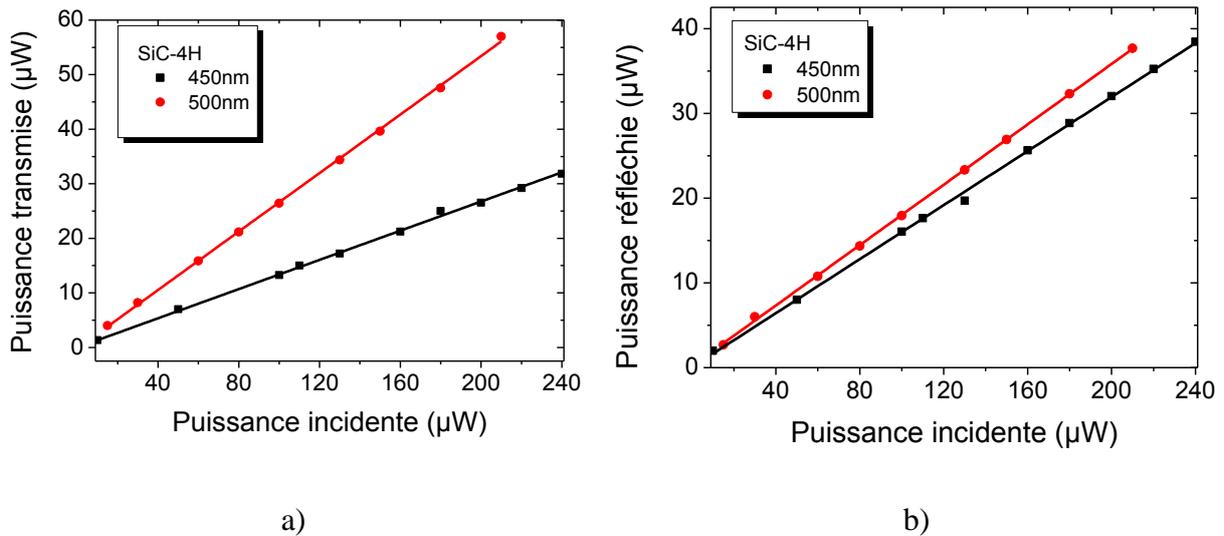


Figure III- 15: coefficients de a) transmission et b) de réflexion dans le SiC-4H à 450nm et 500nm

Au vu de ces résultats, l'absorption dominante est celle linéaire (α_{eff}). Les énergies utilisées étant relativement faibles, l'absorption inter-bande (α_{IB}) est quasiment nulle. Ce qui veut dire que l'absorption des porteurs libres (α_{FCA}) est dominante à ces longueurs d'onde. Cela peut s'expliquer d'une part, par le dopage très fort des substrats fournis ($10^{18}/\text{cm}^3$), leur épaisseur et d'autre part, par le fait que l'énergie incidente n'était peut-être pas assez grande pour induire l'effet non-linéaire. L'énergie est limitée par le souci de ne pas endommager les échantillons.

Après calcul, le coefficient d'absorption des porteurs libres (α_{FCA}) est de l'ordre de $51,31\text{cm}^{-1}$ à 450 nm et 34cm^{-1} à 500nm.

La figure III- 15.b) montre quant à elle les courbes de réflexion à 450 et 500nm avec un coefficient de 15% et 17% respectivement.

Nos résultats de mesures d'absorption sont donc compatibles avec une forte absorption par porteurs libres qui prendrait le pas sur l'absorption non linéaire à deux photons. Ils ne

s'avèrent donc pas concluants sur l'occurrence de l'absorption non linéaire à deux photons aux longueurs d'onde et aux énergies laser utilisées.

Dans la suite de la thèse, pour mettre en évidence l'absorption par deux photons, des tests photoélectriques sont réalisés sur les échantillons afin de valider la possibilité de génération de porteurs dans le SiC.

III.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord parlé du test laser par la face arrière des composants avec le processus TPA pour la détermination de la sensibilité des échantillons aux phénomènes SEB. Ensuite nous avons expliqué la procédure de préparation des échantillons par la machine ASAP pour l'approche des tests par la face arrière. Les caractérisations électriques faites avant et après préparation permettent de conclure quant à la fonctionnalité des échantillons.

Après cela, nous avons présenté le banc expérimental pour les tests laser qui a permis la mise en place de configuration de test pour la détermination de la sensibilité aux SEB des composants de puissance en grand gap dans la plateforme ATLAS. Les setups optiques pour le test proprement dit et pour les mesures de transmission ont été présentées, la procédure de manip des mesures de transmission a été bien détaillée.

Enfin nous avons présenté les résultats obtenus sur les mesures de transmission qui ne s'avèrent pas concluants sur l'occurrence de l'absorption non linéaire dans le SiC-4H aux longueurs d'onde utilisées, cependant ils ont permis de déterminer un ordre de grandeur des coefficients d'absorption par porteurs libres.

Pour mettre en évidence l'absorption par deux photons dans le SiC, des tests photoélectriques ont été réalisés sur les diodes Schottky en carbure de silicium afin d'observer des transitoires de tension, signes de création de paires électrons-trous dans le matériau avec les valeurs des énergies utilisées.

Le chapitre IV va être consacré à la présentation et l'analyse des résultats obtenus sur la détermination de la sensibilité au SEB dans les diodes Schottky en carbure de silicium.

**CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET
ANALYSES**

IV.1. Introduction

Ce chapitre présente la mise en œuvre du test laser TPA pour déterminer la sensibilité au SEB des diodes de puissance SiC.

La première partie commence par présenter le protocole de test avec le circuit électrique utilisé pour la détermination à la sensibilité au SEB des diodes.

La seconde partie va être consacrée à la présentation et l'analyse des résultats expérimentaux obtenus sur les diodes SiC. Les premiers résultats portent sur les transitoires de tension obtenus sur des diodes SiC avec le processus TPA en fonction de différents paramètres électriques et optiques. Les autres résultats vont porter sur la détermination des cartographies laser de sensibilité et des aires de sécurité de fonctionnement pour un seul type de composant.

Nous allons ensuite finir par présenter les différentes signatures SEB observées sur certaines diodes et les caractéristiques électriques des échantillons après le test TPA.

IV.2. Configuration de test SEB

IV1.1. Le circuit de test

Les composants à caractériser sont montés sur la carte de test fixée sur la platine de translation XYZ. Le composant sous test est polarisé à l'aide du circuit de test présenté par la figure suivante. Le circuit sous test (DUT) est polarisé en inverse pour l'étude du SEB, par une alimentation haute tension (HT sur la figure IV-1) et cette tension de polarisation varie entre 0 et la tension de déclenchement du phénomène SEB appelée tension seuil SEB. Un condensateur de capacité C , en parallèle avec le DUT, est utilisé pour fournir les courants transitoires pendant l'impact laser. Une faible résistance R_1 , en série avec le DUT, limite le courant transitoire délivré par l'alimentation à haute tension (HT). La limite de courant de l'alimentation est réglée à 1 mA. Ce qui fait que la tension d'alimentation chute au bout de quelques millisecondes quand une impulsion laser provoque un courant transitoire important typique du phénomène SEB. Cela permet d'éviter une destruction thermique totale du composant.

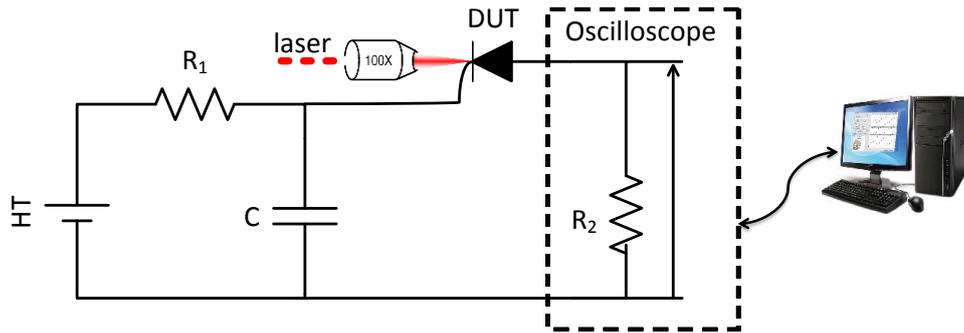


Figure IV- 1 : Schéma électrique du circuit de test pour le SEB

Du côté de l'anode, une résistance R_2 en série est utilisée pour visualiser le transitoire de tension. Pour obtenir le transitoire de courant correspondant, il faut le diviser par la valeur de la résistance R_2 . Quand une impulsion laser est envoyée, la chute de tension aux bornes de R_2 est enregistrée par un oscilloscope de 8GHz de bande passante, raccordé à un PC qui permet de collecter les données. Le tableau IV-1 montre les différentes valeurs de R et C utilisées pour le test des différents échantillons.

Echantillons	$R1(Ohms)$	$R2(Ohms)$	$C(F)$
A	2	50	200p
B	2	3,74k	4,7n
C	2	3,74k	4,7n
D	2	3,74k	4,7n

Tableau IV- 1 : Valeurs de R et C utilisées pour le test des différents diodes.

IV.1.2. Paramètres laser utilisés durant les tests TPA

Dans le chapitre précédent, l'installation expérimentale optique a été présentée et la validation de la testabilité des échantillons après préparation a été prouvée. Les conditions expérimentales de test sont :

- la fréquence de répétition des impulsions laser est de 1 Hz ou 10 Hz, un shutter mécanique commandé par un générateur de délai permet de régler ce taux de répétition.
- les longueurs d'onde laser utilisées varient sur une plage de 430 nm à 550 nm.
- les énergies utilisées sont entre 1 nJ et 55 nJ. De telles valeurs d'énergies permettent de compenser l'absorption par porteurs libres mise en évidence dans les mesures de transmission pour les ordres de grandeurs des dopages de substrats (voir Chap. III), sans dégrader physiquement le carbure de silicium.

- l'objectif de microscope pour le test SEB est de grossissement 100X. Il permet d'avoir une taille de spot laser sur le composant inférieure à 1 μ m.
- une photodiode reçoit une faible partie du faisceau laser afin de déclencher l'oscilloscope lorsque le faisceau laser traverse le composant sous test.

IV.1.3. Méthodologie de test

Le synoptique de la méthodologie de test SEB utilisée dans le cadre de cette thèse est illustré sur la figure IV-2. Il est composé de plusieurs étapes selon que l'on souhaite déterminer la tension seuil de déclenchement du SEB pour une énergie donnée ou l'énergie seuil de déclenchement du SEB pour une tension donnée. Dans tous les cas, on commence par une caractérisation électrique initiale des échantillons sous test. Ensuite, on applique une énergie à une longueur d'onde choisie dans le visible et une tension de polarisation V_r . Sous SEEM, on définit certains paramètres à savoir la zone de scan, le pas de balayage, la focalisation etc. et on démarre SEEM afin de localiser la profondeur et la position XY les plus sensibles. Par la suite, si un SEB est induit, on arrête le test et on fait une caractérisation électrique finale afin de comprendre le burnout induit. Enfin, on fait un recueil des signaux typiques SEB et on les traite sous le logiciel Origin. Dans le cas contraire, on termine la cartographie laser et les signaux recueillis sont des transitoires non destructifs. Puis, on augmente la tension inverse et/ou l'énergie du laser en faisant les étapes précédentes jusqu'à ce qu'un phénomène destructif de type SEB soit observé.

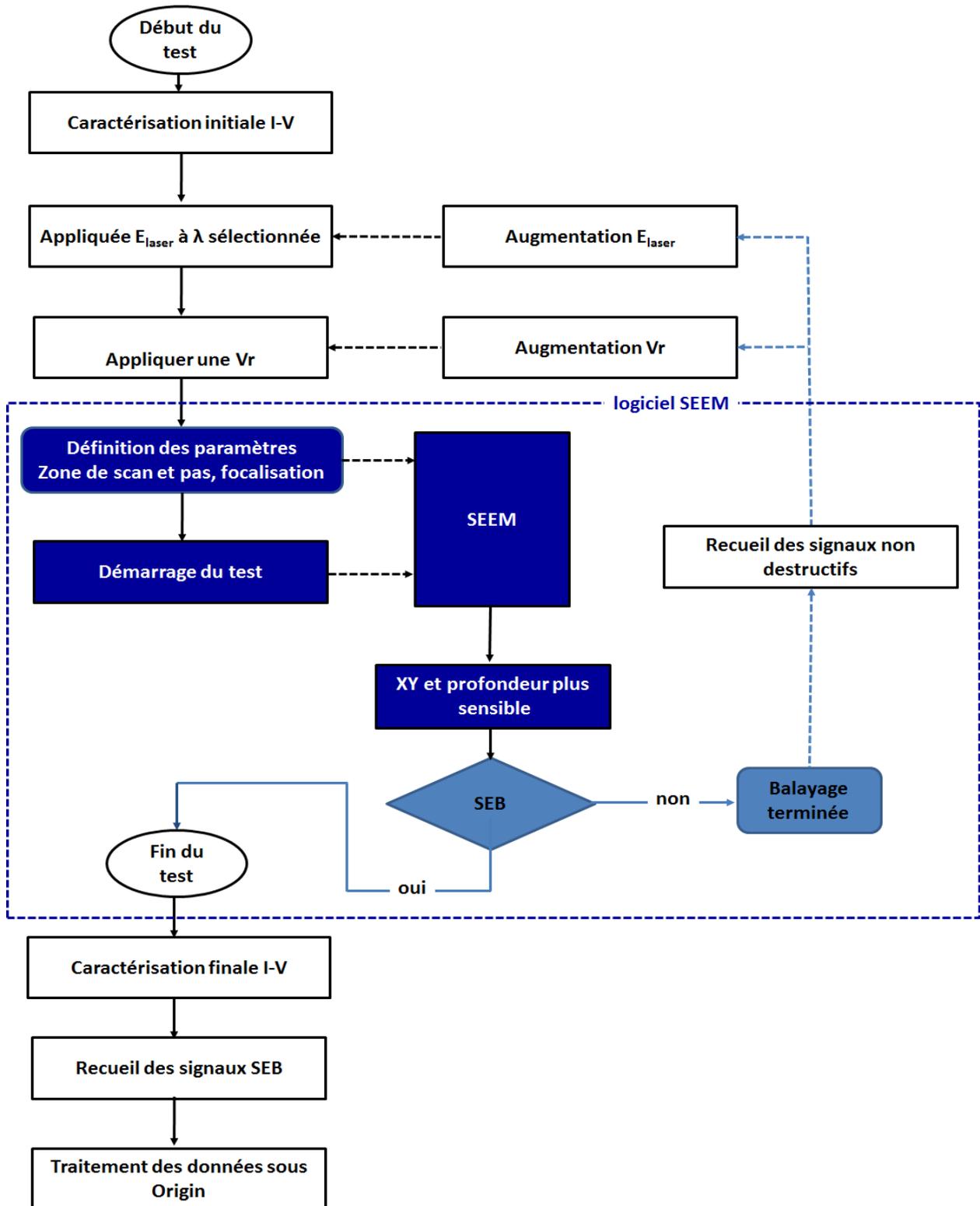


Figure IV- 2: Synoptique du test SEB des diodes par faisceau laser

IV.3. Résultats expérimentaux

Pour commencer, nous avons exploré une série de paramètres optiques et électriques qui ont permis d'observer de faibles transitoires de tension et la profondeur la plus sensible

dans les échantillons sans pour autant qu'un phénomène SEB soit déclenché. Nous avons d'abord regardé l'influence de la position du point focal du faisceau laser dans le composant, puis l'influence de l'énergie, de la tension de polarisation etc...

IV.2.1. Influence des paramètres optiques et électriques

IV.2.1.1. Influence de la position du point focal du faisceau laser

Pour étudier l'influence de la position, sur l'axe de propagation du laser, du point focal du faisceau sur la génération de transitoire dans le composant, on a appliqué une faible énergie laser pour une faible tension inverse.

Pour la mesure, un point sensible est d'abord sélectionné loin du contact Schottky pour éviter la répartition inhomogène du champ électrique au bord du métal. Après cela nous avons mesuré l'énergie d'impulsion seuil laser nécessaire pour générer des paires électrons-trous tout en changeant la position de l'objectif du microscope. Le seuil de génération de porteurs dépend de la longueur d'onde pour une tension et une énergie données.

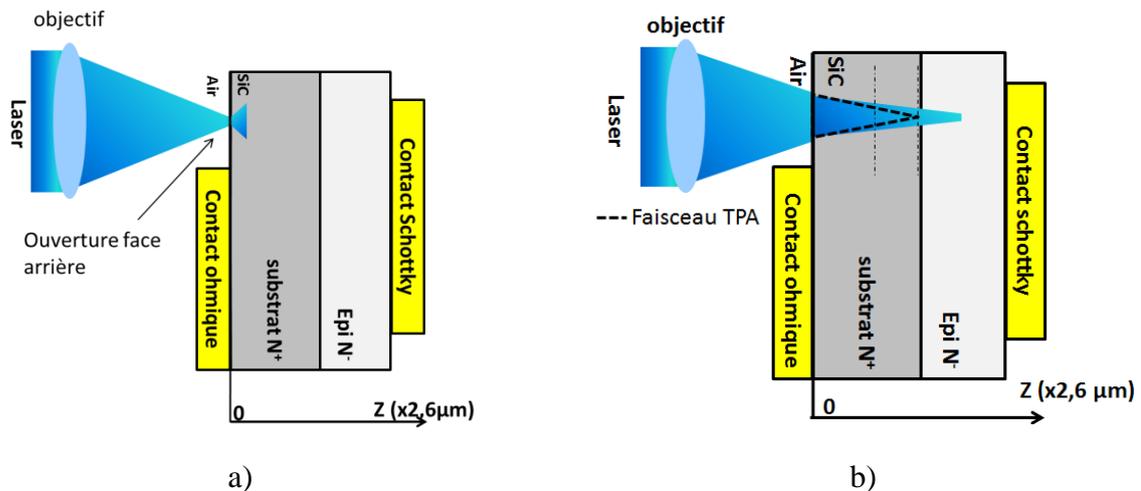


Figure IV- 3: a) référence de focalisation sur la surface du substrat dans l'air, b) illustration de la profondeur de focalisation du faisceau TPA

La focalisation initiale est prise à la face arrière comme l'illustre la figure IV-3 a) puis on avance la focalisation en profondeur du substrat (vers le contact Schottky) en ne déplaçant que l'objectif du microscope (voir figure IV-3 b).

IV.2.1.1.1. Aspect des signaux non destructifs

La figure IV-4 présente les formes d'onde des transitoires de tension non destructifs obtenus dans les échantillons B à une longueur d'onde de 476 nm, une énergie laser de 10nJ

et une tension de polarisation de 150V. Rappelons que les paramètres électriques appliqués au niveau du circuit de test sont de 2 Ohms pour la résistance R_1 et 4,7nF pour la capacité C.

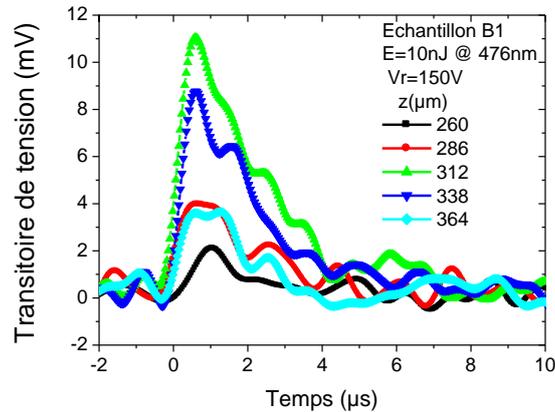


Figure IV- 4: Transitoires de tensions induits par le laser à différentes profondeurs de focalisation

Tout d'abord, ce résultat confirme la possibilité de générer des courants transitoires dans le SiC par absorption deux photons à la longueur d'onde sélectionnée même si le coefficient d'absorption TPA n'a pas pu être déterminé expérimentalement par nos mesures de transmission (Chapitre III). Pour cette longueur d'onde et cette tension de polarisation, le seuil de génération de porteurs est de $9 \pm 1 \text{ nJ}$.

Deuxièmement, il montre une augmentation de l'amplitude transitoire lorsque le faisceau laser s'enfonce en profondeur vers la couche épitaxiale puis elle diminue après être passé à une position focale optimale. La position focale du laser est calculée en tenant compte de la valeur de l'indice de réfraction du SiC. Ce qui permet de dire que la position optimale de focalisation du laser est obtenue à 312 μm de la face arrière pour l'échantillon B1, ce qui est inférieur à l'épaisseur du substrat. Cette profondeur optimale de focalisation se situe hors de la zone de charge d'espace.

IV.2.1.1.2. Etude du profil de sensibilité en fonction de la profondeur de focalisation

La méthode de mesure illustrée par la figure IV-5 a permis de réaliser des profils d'amplitude des transitoire en fonction de la profondeur de focalisation et de d'étudier la sensibilité en profondeur dans les échantillons B et C. L'énergie appliquée est de 23 nJ pour deux longueurs d'onde (481 nm et 507nm) et la tension de polarisation est de 50V qui est trop faible pour favoriser les phénomènes d'ionisation par avalanche dans ces composants. Les figures IV-5-a et b sont des profils de l'amplitude des transitoires de tensions obtenus en fonction du point de focalisation pour les deux échantillons à 481 et 507 nm.

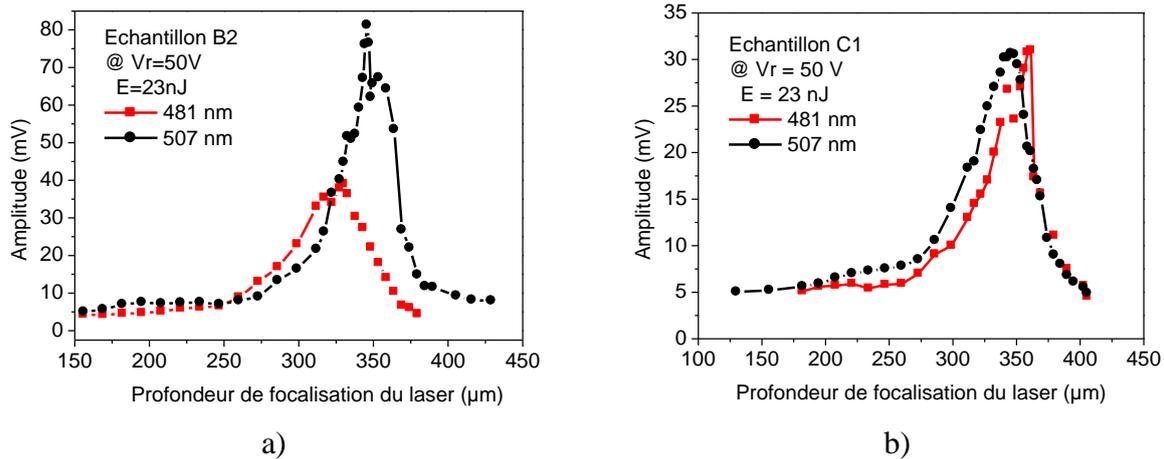


Figure IV- 5: Amplitude des transitoires en fonction de la profondeur de focalisation pour 481 et 507 nm de longueurs d'onde dans les échantillons a) B2 et b) C1

Ces résultats confirment tout d'abord l'existence d'un point de focalisation optimale pour lequel l'amplitude des transitoires est maximale et ce point est localisée hors de la zone de charge d'espace des échantillons. En amont et aval de ce point, l'amplitude des transitoires diminue pour les deux types d'échantillons. Le signal obtenu au-delà du contact Schottky (370µm pour les échantillons B et 380µm pour les échantillons C) est dû à la réflexion des zones métalliques et à l'extension du spot laser.

Ainsi on peut remarquer que la profondeur de sensibilité de collection est passée de 104 µm pour une énergie de 10 nJ à 476 nm à 125 µm pour une énergie de 23 nJ à 481 nm. Pour des énergies fortes, la position de focalisation optimale s'avance en profondeur en partant de la face arrière jusqu'à atteindre le contact Schottky. Par exemple, pour une énergie de 10 nJ à 476 nm le point focal optimum est à 312µm tandis qu'il est à 327 µm à 23 nJ avec une longueur d'onde de 481 nm. Le signal obtenu en aval du contact Schottky est dû à l'extension du spot TPA et à la réflexion du faisceau sur la couche métallique.

Pour les échantillons B2 et C1, la différence entre les deux optimums à 481 nm et 507 nm est probablement due à la variation de l'indice de réfraction du SiC [Shaf-71] mais pas de la même manière dans les deux composants même s'ils sont du même fabricant. En effet, pour B2, le point de focalisation optimale à 507 nm se rapproche de la face avant tandis que, dans C1, ce point se décale en profondeur comparativement à 481 nm. De plus, dans B2, l'amplitude du transitoire au point focal optimal à 507nm est pratiquement deux fois plus grand qu'à 481 nm tandis qu'elle est quasi identique pour les deux longueurs d'onde dans C1. Ce qui permet de conclure que la génération de porteurs est beaucoup plus sensible à la variation de la longueur d'onde dans l'échantillon B2.

IV.2.1.2. Influence de l'énergie de l'impulsion laser

La figure IV-6 présente l'augmentation de l'amplitude du transitoire lorsque l'énergie du laser est augmentée dans deux échantillons différents et à différentes longueurs d'onde.

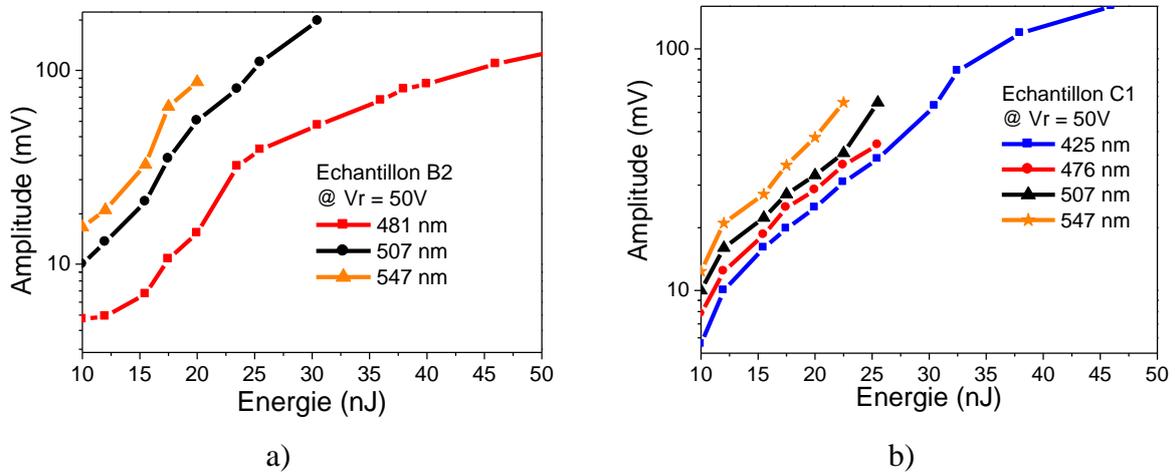


Figure IV- 6: Amplitude des transitoires en fonction de l'énergie des impulsions laser pour différentes longueurs d'onde dans a) l'échantillon B2 et b) l'échantillon C1

Les mesures ont été effectuées au point focal optimal pour chaque longueur d'onde. On peut noter que les deux échantillons présentent des seuils différents et que la tendance est clairement non-linéaire pour les deux échantillons, comme prévu par le processus quadratique d'absorption à deux photons. Il en résulte aussi une génération de porteurs plus efficace aux longueurs d'onde plus grandes. Ceci pourrait être expliqué par l'effet de la structure de bande sur la probabilité du processus TPA d'une part et d'autre part par l'absorption par porteurs libres pour un certain niveau de dopage.

Maintenant on va regarder l'influence de la tension inverse sur l'efficacité de la génération de paires électron-trou dans les échantillons.

IV.2.1.3. Influence de la tension inverse

La Figure IV-7 présente les transitoires observés pour une autre position du faisceau dans les échantillons B1, C2 et D1 lorsque varie la polarisation.

La figure montre que pour tous les échantillons, l'amplitude des transitoires augmente avec la polarisation inverse. Ceci peut être expliqué par une collection de charges efficace corrélée avec une multiplication de charges par avalanche due à l'augmentation du champ électrique dans la zone de charge d'espace. La saturation au-delà de 260V pour B1 peut s'expliquer par le fait que le spot TPA couvre la totalité de l'extension du champ électrique avec l'augmentation de la tension inverse. Il est à noter que cette extension est limitée en profondeur.

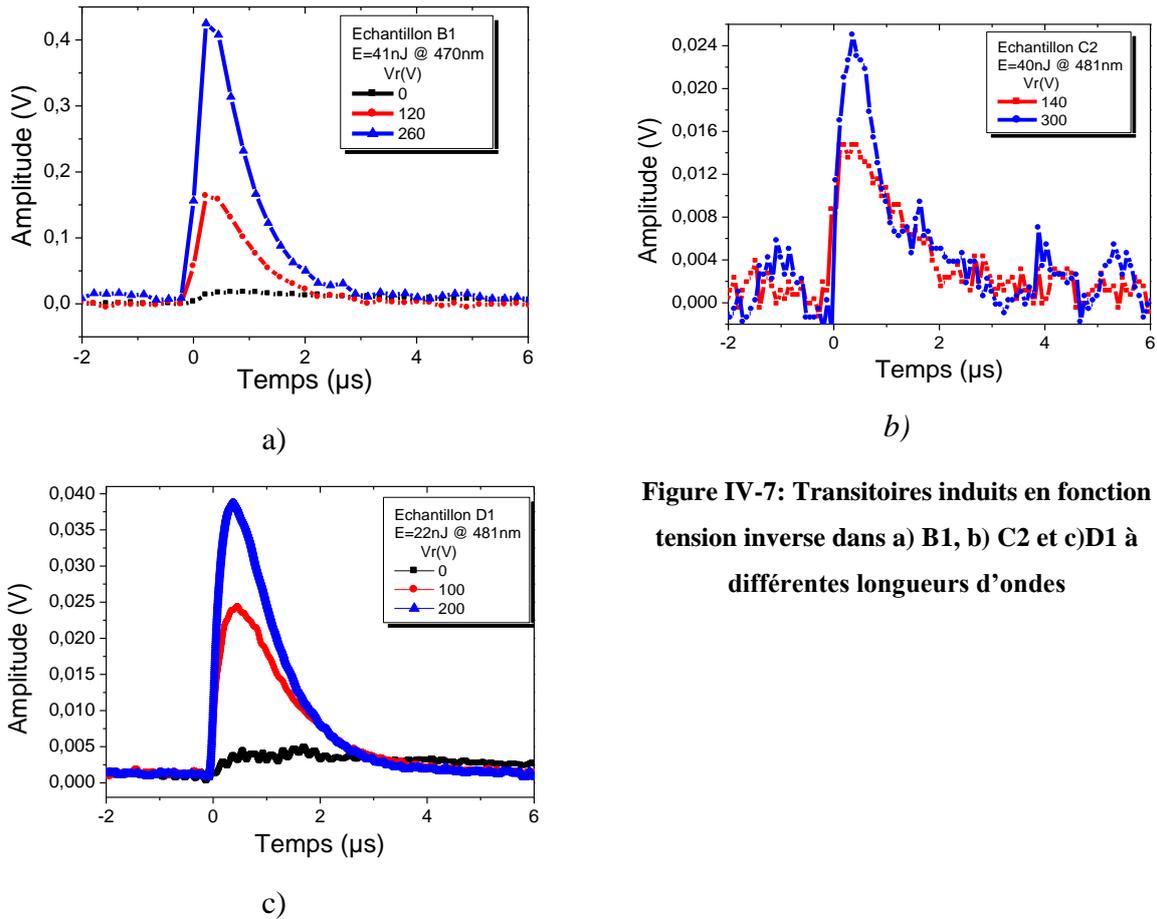


Figure IV-7: Transitoires induits en fonction tension inverse dans a) B1, b) C2 et c)D1 à différentes longueurs d’ondes

IV.2.2. Résultats des cartographies laser par la face arrière

La cartographie par la face arrière permet d’accéder aux zones actives du circuit localisées sous les interconnexions métalliques de la face avant via le substrat, sans détruire le composant. Pour ce faire, on a d’abord cherché à repérer la zone XY la plus sensible dans le composant pour les longueurs d’onde sélectionnées. Il se trouve que les résultats des cartographies en amplitude maximale des transitoires ne montrent un contraste significatif que sur le bord du contact Schottky.

On a ensuite sélectionné cette zone pour en faire une cartographie. La Figure.IV-8 montre une cartographie d’amplitude de transitoire au bord du contact Schottky sur une surface de $20 \times 10 \mu\text{m}^2$ pour une position de focalisation de $364 \mu\text{m}$ à l’intérieur de l’échantillon C1 (à partir de sa face arrière) à une tension faible de 50 V et 23 nJ d’énergie laser à 481nm de longueur d’onde.

La figure.IV-8 montre la zone de scan en a) et b). Le résultat de la cartographie à la fig.IV-8 d) montre un contraste sur le bord du contact Schottky.

La zone où les transitoires ont une faible amplitude (zones bleues foncées) correspond au substrat non couvert par ce contact. Cette région est moins sensible que celles colorées en

rouge, orange, jaune correspondant aux régions sous le contact Schottky. On voit en figure.IV-8 c) que le contact Schottky ne couvre pas toute la longueur du substrat. Par conséquent, cette cartographie permet de retrouver la géométrie du DUT.

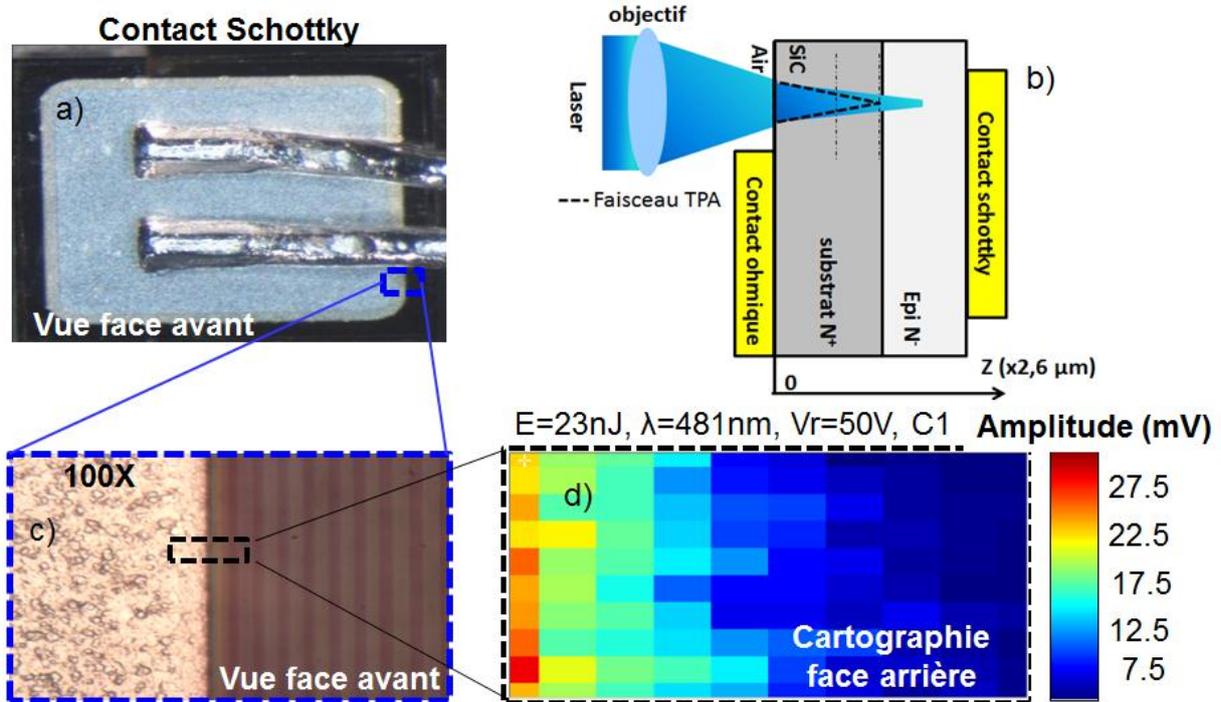


Figure IV- 8: cartographie en 2D de l'échantillon C de l'amplitude des transitoires induite par le faisceau laser à 481nm, E=23nJ et Vr=50V

La cartographie a été généralisée pour différents points de focalisation du faisceau laser dans les échantillons C1 et B2 afin de retrouver le volume sensible de génération de porteurs pour une longueur d'onde, une énergie et une tension de polarisation données. La figure IV-9 montre les résultats des cartographies en fonction de z à 481nm et 507 nm avec une énergie de 23 nJ et une tension inverse de 50V dans C1.

Les mesures montrent d'abord que l'extension en profondeur du volume sensible est assez limitée en profondeur et que l'amplitude maximale diminue rapidement quand le faisceau s'éloigne de la profondeur optimale. Ensuite on remarque que le point de focalisation optimale à 507 nm (359 μm) se décale à la surface par rapport à 481 nm (367 μm) confirmant ainsi les résultats des profils de mesure de sensibilité.

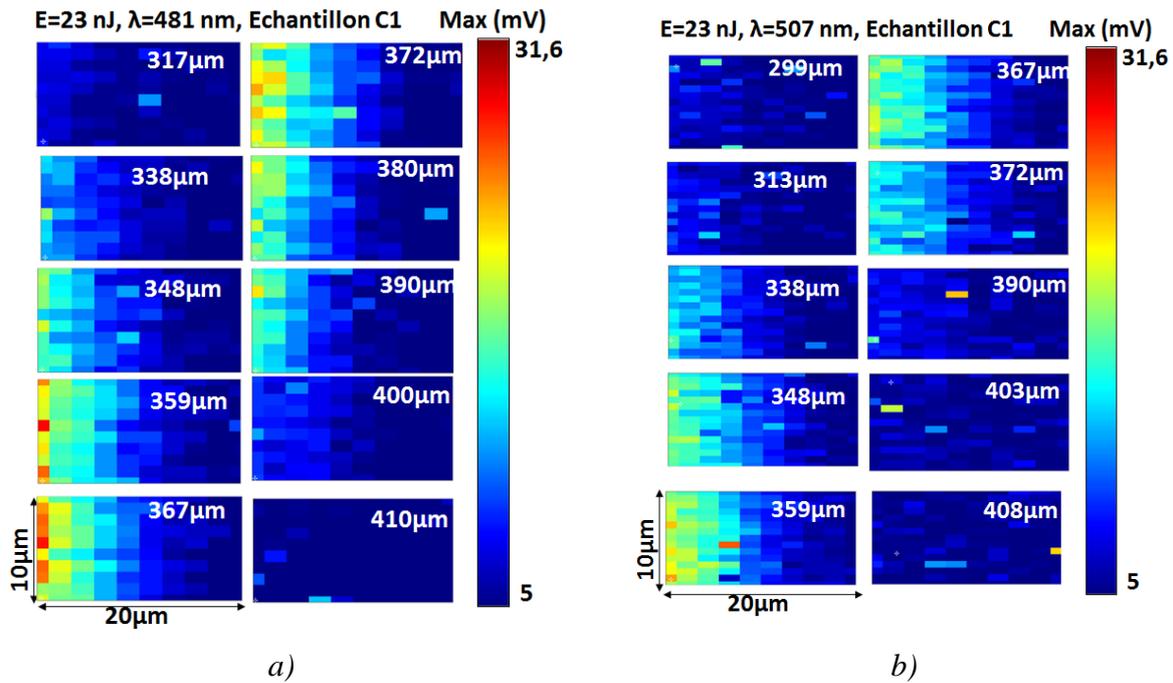


Figure IV- 9: Cartographie de l'amplitude des transitoires dans l'échantillon C1 avec $E=23$ nJ, $V_r=50$ V en fonction de la profondeur de focalisation du faisceau laser à a) 481 nm et b) 507nm

Ces différentes cartographies en 2D ont été utilisées pour représenter le volume de collection de charges présenté dans la figure IV-10 pour l'échantillon C1.

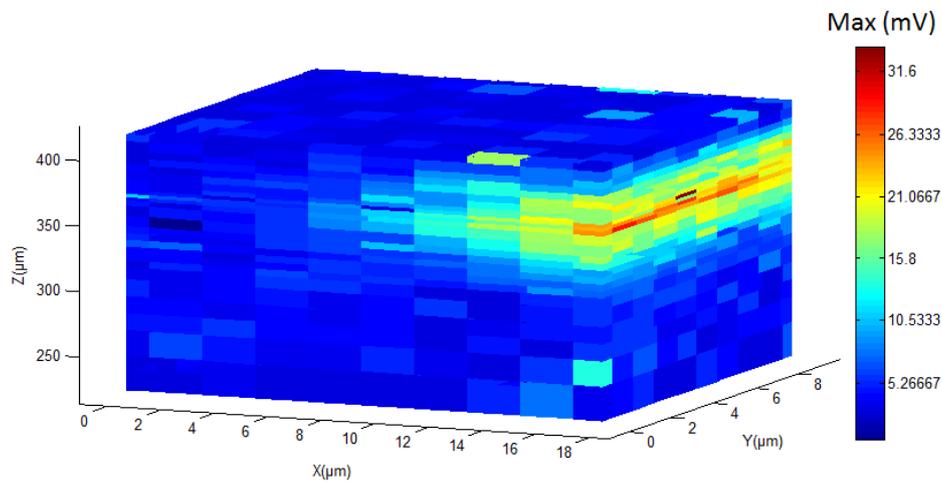


Figure IV- 10: volume sensible de collection dans l'échantillon C1 pour une longueur d'onde de 481nm, $E=23$ nJ et $V_r=50$ V.

On voit que l'extension de ce volume sensible de génération est nettement supérieure à l'extension de la charge d'espace qui est de $0,5 \mu\text{m}$. Ceci est due à la contribution de la diffusion des porteurs dans le substrat, à l'extension du spot TPA et à la réflexion du faisceau sur le métal.

Les mêmes mesures de cartographies ont été reproduites sur l'échantillon B2. La figure IV-11 montre les résultats des cartographies en fonction de z à 485nm et 507 nm avec une énergie de 23 nJ et une tension inverse de 50V dans B2.

Les mesures montrent que le point de focalisation optimal à 507 nm (338 μm) se décale en profondeur par rapport à 485 nm (327 μm) confirmant ainsi les résultats de la figure IV-6.

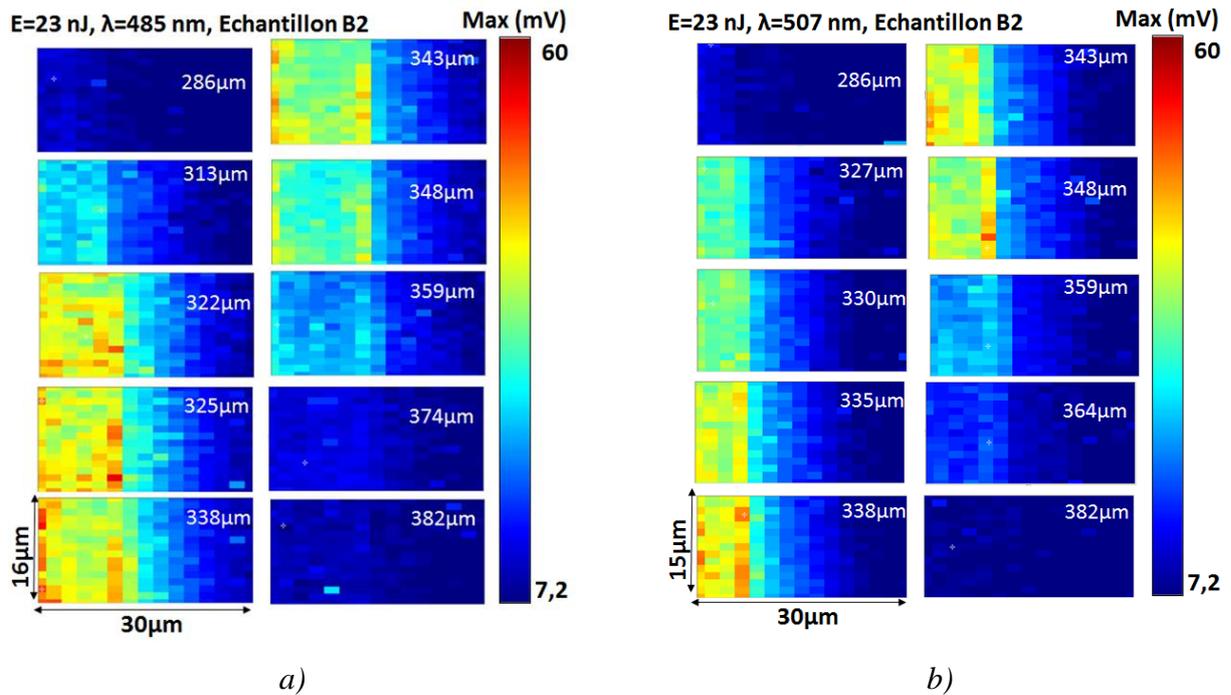


Figure IV- 11: Cartographie de l'amplitude des transitoires dans l'échantillon B2 avec $E=23$ nJ et $V_r=50$ V en fonction de la profondeur de focalisation du faisceau laser à a) 485 nm et b) 507nm

IV.2.3. Régime de courant de fuites

En augmentant la tension inverse et l'énergie du faisceau laser et en répétant les cartographies laser au niveau des échantillons C1 et C2, on a remarqué une augmentation progressive du courant de fuite au-delà de $10\mu\text{A}$ sans qu'un événement de type SEB soit observé. Ceci est représenté à la figure IV-12 par l'augmentation de l'offset des transitoires de tension après chaque cartographie, corrélée avec une décroissance de l'amplitude des transitoires.

Ceci indique que, pour cette polarisation inverse et cette énergie d'impulsion laser, même si aucun événement majeur de type SEB est observée, soit de petits défauts fortement résistifs sont accumulés balayage après balayage, ou une aggravation d'un seul défaut est induite, créant des chemins de fuite dans le composant et altérant la distribution du champ électrique dans le composant.

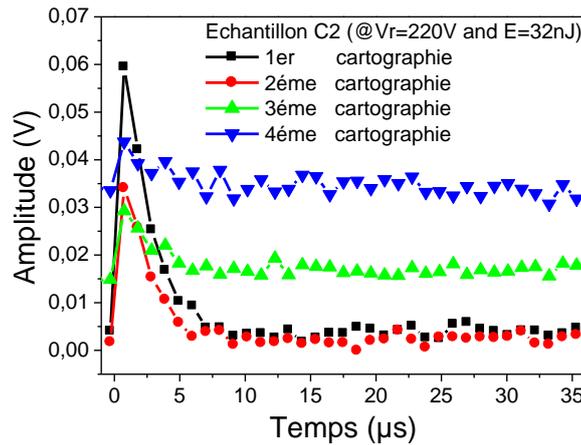


Figure IV- 12 : Dégradation progressive de l'échantillon C2 après chaque cartographie laser

Dans l'échantillon B3, la figure IV-13 montre une augmentation de l'amplitude des transitoires en fonction de la polarisation inverse avec l'apparition d'offset au niveau des courbes.

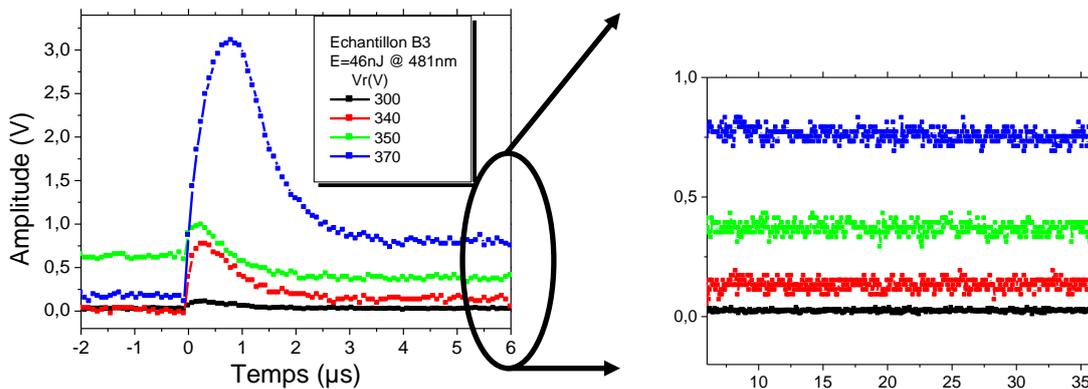


Figure IV- 13: Dégradation progressive de l'échantillon B3 en augmentant la tension inverse

Cette augmentation est favorisée par une collection de charges efficace et une éventuelle multiplication de charges par avalanche due à l'augmentation du champ électrique dans la jonction quand la polarisation augmente. Pour une énergie de 46 nJ et des tensions de polarisation inférieure à 300V, la collection de charges s'est faite normalement sans dommage ni fuite. Au-delà de 340V, les courbes montrent un offset qui tend à indiquer un courant de fuite induit par une altération permanente de l'intégrité du composant, bien que le dommage n'est pas catastrophique. Ceci a été souligné dans [Kubo-06]. Une chose est à remarquer, c'est le fait que le niveau de fuite diminue à 350V après l'impact de l'impulsion laser sur cette position. A 370V, l'impulsion laser a provoqué un transitoire d'amplitude et de durée très importante favorisant une augmentation du niveau de fuite et sans doute une dégradation du composant en présentant sans doute des défauts très résistifs.

Nous avons représenté sur la figure IV-14, la succession des transitoires obtenus dans la cartographie laser à 370V pour une énergie laser de 46nJ et une profondeur de focalisation du laser de 348 μ m partant de la face arrière dans B3. Les résultats ont montré deux phénomènes inhabituels dans les cartographies laser en termes d'offset dans le composant :

- une augmentation progressive de l'amplitude des transitoires après chaque position laser avec une augmentation d'offset sur les courbes jusqu'à la troisième impulsion laser où on obtient l'amplitude maximale au niveau des transitoires et le niveau d'offset maximal. Après la troisième impulsion l'amplitude tend à diminuer et la valeur de l'offset aussi.
- L'autre phénomène est une diminution des amplitudes des transitoires avec une diminution des offset tendant à se stabiliser à une valeur fixe. Cette diminution d'amplitude peut être due à la diminution d'efficacité de collection au niveau du contact due à peut-être l'existence de défauts latents dans l'échantillon.

Pour le premier phénomène, le défaut initial créé est accentué au fur et à mesure de l'impact du laser cependant il n'est pas catastrophique. C'est-à-dire que l'intégrité de l'électrode de collection n'est pas impactée. Le deuxième phénomène tend à montrer une guérison de défaut créé même si l'intégrité du composant est impactée.

Ces deux phénomènes se produisent instantanément et se répètent dans plusieurs cartographies donc pour différentes profondeurs de focalisation du faisceau laser. Étant donné qu'un courant de fuite induit dans un composant est permanent, ces deux phénomènes se distinguent alors du phénomène classique de courant de fuite.

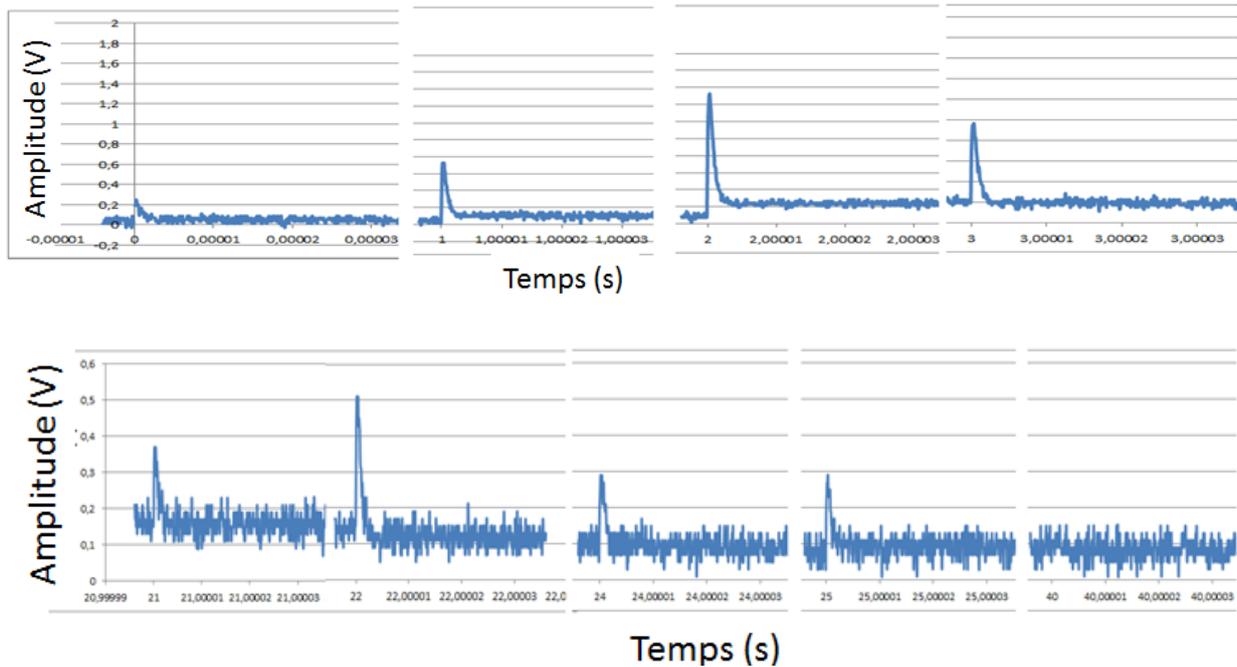


Figure IV- 14 : a) Augmentation et b) diminution discrète du courant de fuite dans la cartographie avec $z_f=348\mu\text{m}$, $V_r=370\text{V}$ et $E=(46\pm 1)\text{nJ}$ dans B3

IV.4.4. Détermination d'aire de sécurité de fonctionnement

Pour évaluer la robustesse des composants de puissance sous forte tension inverse, des mesures d'aire de sécurité de fonctionnement appelées SOA (pour Safe Operating Area) peuvent être faites. La SOA correspond à la gamme de tensions de polarisation pour laquelle le composant ne peut pas subir de défaillance SEB dans son environnement.

Durant les tests, les événements destructifs de type SEB ont été observés sur l'ensemble des échantillons pour des énergies laser élevées. Seule la détermination du SOA des échantillons B a été déterminée. Les résultats des mesures montrent qu'il existe 3 régions de fonctionnement (voir figure IV-15 a) dans les échantillons B. S. Kuboyama a également observé ces 3 zones de fonctionnement dans des diodes Schottky SiC de 600V avec un faisceau d'ion lourd d'Argon de très forte énergie 137 MeV [Kubo-06]. On a une région non destructive sans dommage ni courant de fuite suivie d'une zone où le courant de fuite augmente en permanence sans dommage catastrophique et enfin une zone où des SEB sont observés et mènent le composant en défaillance catastrophique.

Ces différentes remarques sont visibles au niveau de la figure IV-15 b qui représente la courbe de SOA des échantillons B. Cette courbe montre la tension seuil de déclenchement du SEB en fonction de l'énergie laser et de la tension inverse. Des transitoires courts et longs sont distingués. Les transitoires courts sont ceux issus de la collection de charges normale.

Les transitoires longs sont ceux issus d'une collection de charges avec offset (courant de fuite). Les transitoires SEB sont ceux qui mènent à la défaillance du composant. On remarque sur cette figure que l'occurrence des dommages dépend aussi bien de la polarisation inverse que de l'énergie laser. Pour une faible polarisation, le composant n'est pas sensible au burnout, cependant, quand la polarisation augmente, le burnout apparaît à forte énergie laser. Plus l'énergie du laser augmente, plus la tension minimale à un déclenchement SEB diminue. Ceci est dû au fait que la zone de charge d'espace est réduite à faible tension de polarisation, du coup les charges déposées susceptibles d'être collectées par le contact Schottky ne sont pas importantes, il faudra donc compenser avec une énergie laser plus importante. De plus, le champ électrique étant plus faible, il faut plus de courant pour induire l'avalanche ?

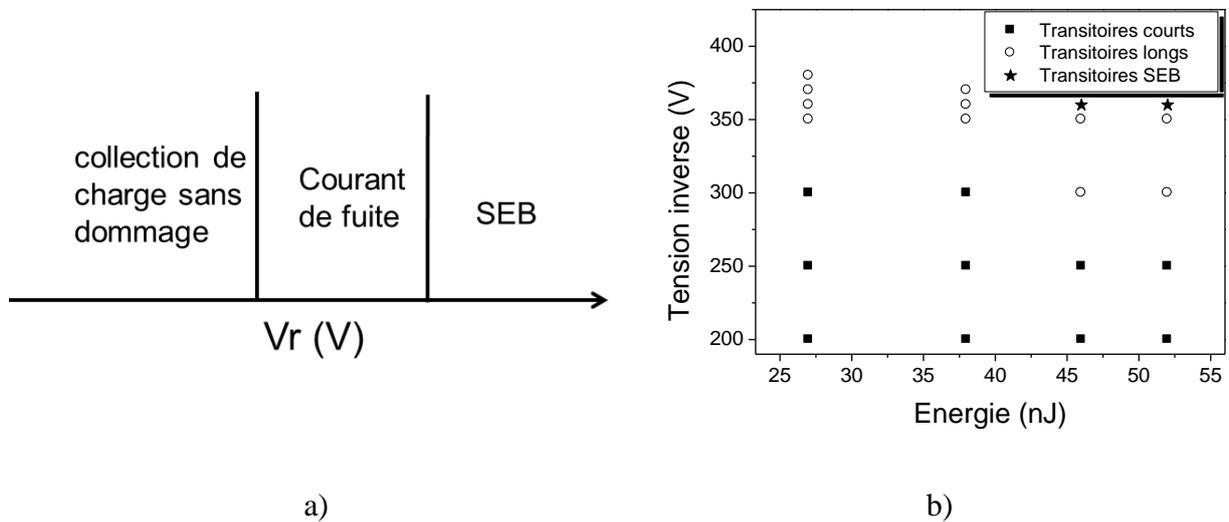


Figure IV- 15 : Tension de seuil SEB en fonction de l'énergie laser dans l'échantillon B

Par contre, plus la tension de polarisation augmente, moins l'énergie de déclenchement d'un SEB est importante. En effet, la zone de charge d'espace augmente avec la polarisation et les charges collectées par le contact Schottky sont sans doute multipliées en grande quantité.

IV.2.5. SEB dans les diodes

Des événements destructifs de type SEB ont été observés sur l'ensemble des échantillons pour des énergies laser élevées dans la région 3 de la figure IV-15 a.

IV.2.5.1. Influence de la tension inverse et de l'énergie laser sur la sensibilité au SEB

Pour les mesures SEB, pour chaque échantillon, nous avons augmenté la tension de polarisation en même temps que l'énergie du faisceau laser en se focalisant au point de

focalisation le plus efficace dans la zone la plus sensible du composant jusqu'à ce qu'une défaillance soit observée. La fig.IV-16 montre l'évolution de l'amplitude du transitoire de tension en fonction de la tension de polarisation pour les échantillons B1, C1 et D1.

Dans un premier temps, la figure IV-16 montre une augmentation de l'amplitude des transitoires avec la polarisation inverse du fait de l'augmentation de la zone de charge d'espace, du champ électrique et en conséquence de l'augmentation de l'efficacité de collection des paires électrons trous. Les flèches de la courbe indiquent le moment où la limitation de la consommation de courant de l'alimentation électrique a été activée en permanence, ce qui conduit à une diminution de la polarisation inverse vers les lignes verticales de la figure.

Dans un second temps, on voit que les 3 échantillons ne montrent pas les mêmes modes de défaillance. Les échantillons B1 et C1 présentent le même mode de défaillance comparativement à l'échantillon D1. Ceci pourrait être expliqué par le fait que même si les échantillons ont une tension nominale de 600V ils sont issus de fabricants différents (B et C de CREE et D de STMicroelectronics). De ce fait, la différence sur les procédés de fabrication des échantillons pourrait influencer sur les processus de dégradation.

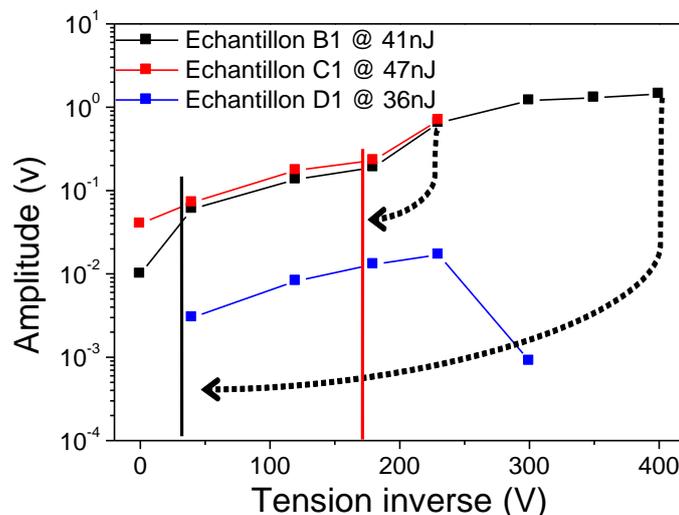


Figure IV- 16: Occurrence SEB en fonction de l'amplitude des transitoires en un point de l'échantillon

On remarque aussi que la défaillance se produit plus tôt dans l'échantillon C1 que B1 et D1 même s'ils ont la même tension nominale 600V donnée par les datasheets. Ces tensions nominales peuvent ne pas correspondre aux réelles tensions nominales des diodes, elles sont souvent plus élevées. Il faut aussi noter que l'énergie utilisée dans l'échantillon C1 est beaucoup plus grande que dans les autres échantillons, ce qui pourrait expliquer le fait que la défaillance survienne plutôt. La chute de tension plus significative dans l'échantillon B1

(400V à 30V) que dans l'échantillon C1 (230V à 170V) montre en effet qu'un défaut beaucoup plus conducteur a été créé dans le composant. Après cela, B1 présente un niveau de fuite assez élevé indiquant une altération du contact Schottky et donc une chute du champ électrique dans la jonction. La figure IV-17 présente les transitoires de tension obtenus durant les mesures en fonction de la tension inverse. Après la chute de tension dans le composant C1 à 170V, l'amplitude et la largeur du transitoire ont diminué car la valeur du champ électrique a diminué mais le composant ne présente pas un niveau de fuite, au contraire il présente un offset négatif.

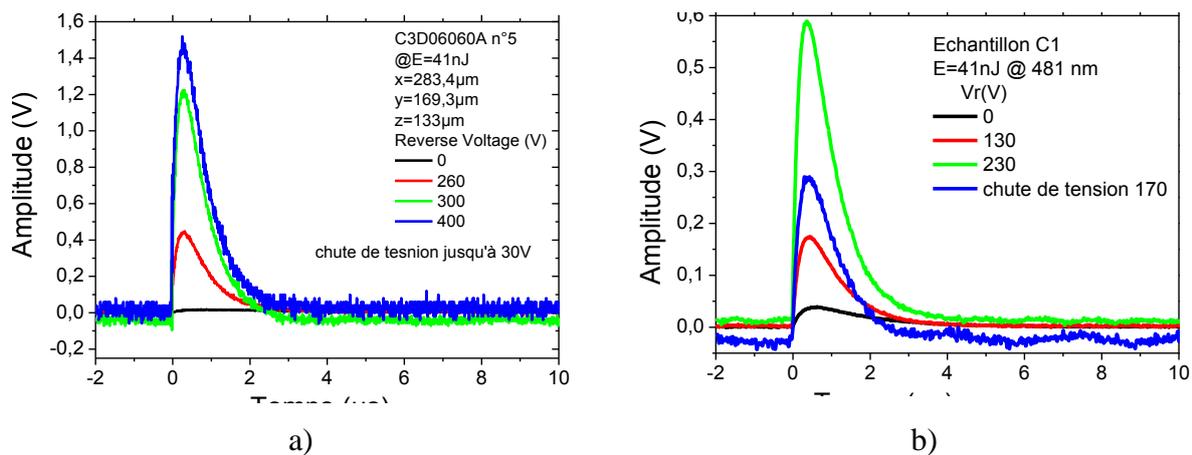


Figure IV- 17: Transitoires de tensions obtenus durant les expérimentations laser a) dans B1 et b) dans C1

Pour les échantillons D, 3 échantillons étaient à notre disposition. Seul un échantillon nous a permis d'obtenir les seuls résultats représentés sur la fig.IV-18. Les deux autres ont été détruits thermiquement durant les expérimentations. C'est-à-dire que les composants ont été détruits par échauffement local à cause de la consommation de l'alimentation haute tension dont la limite n'a pas été fixée. Pour l'échantillon D1, nous avons observé un mode de défaillance différent. Au lieu d'une brutale chute de tension, c'est l'amplitude du transitoire qui a diminué quand on passe de 240V à 300V de polarisation. Cependant aucun courant de fuite significatif n'a été observé dans ce composant. D'autre part, elle montre une augmentation de la largeur du transitoire allant de $1,6\mu\text{s}$ à $7,8\mu\text{s}$ après la défaillance, avec des oscillations. La diminution de l'amplitude pourrait être expliquée par une collection de charges moins efficace influencée par des phénomènes de recombinaison de paires électrons trous existant dans la zone de charge d'espace à forte polarisation, qui prendraient le dessus sur le processus de multiplication de porteurs par avalanche dans la zone de charge d'espace à forte polarisation inverse.

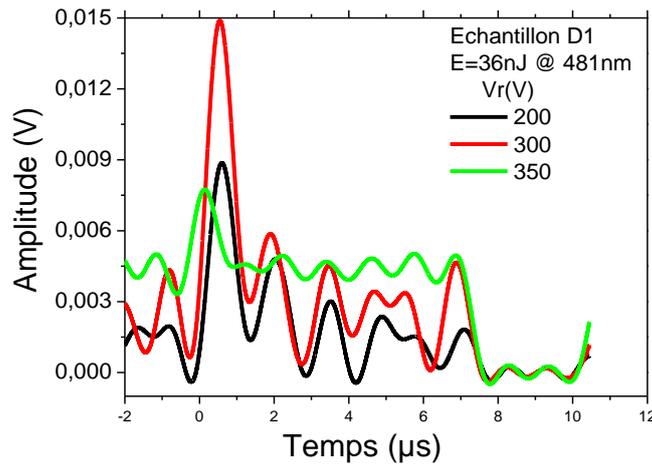


Figure IV- 18: Transitoires de tension obtenus sur l'échantillon D1.

Par la suite pour capturer tous les transitoires typiques SEB dans les diodes Schottky SiC, sans en omettre quelques-uns susceptibles d'être intéressants, des cartographies laser ont été effectuées sur les échantillons A, B et C.

IV.2.5.2. Cartographie de sensibilité au SEB et signaux recueillis dans les échantillons

IV.2.5.2.1. Echantillons A

Durant les premières expérimentations, l'échantillon A1 a été détruit thermiquement en appliquant les paramètres du tableau. L'alimentation Haute Tension a indiqué un courant de fuite de l'ordre de 1,3mA. De ce fait, le signal menant à la défaillance n'a pu être capturé. Cependant un défaut structurel est visible sur le contact Schottky et au travers du substrat comme illustré à la dernière partie.

Echantillon	Longueur d'onde (nm)	Energie laser (nJ)	Taux de répétition (Hz)	Tension de polarisation (V)
A1	430	13,5	10	400
A2	470	47	1	400

Tableau IV- 2 : Paramètres électriques et optiques utilisés pour tester les échantillons A

Pour l'échantillon A2, on a réalisé une cartographie laser pour différentes profondeurs de focalisation, avec un pas selon les axes x et y de 8 µm, afin de déterminer le volume de sensibilité laser en appliquant les différents paramètres du tableau IV-2. Le signal représenté sur la figure IV-19-b est celui menant à la défaillance et relevé au niveau du point A de la cartographie de la figure IV-19-a après ce transitoire: on note une chute brutale de la

polarisation allant de 400V à 30V et l'alimentation haute tension affiche une fuite > 40,3mA. On remarque que l'amplitude du signal a été tronquée du fait d'un mauvais réglage du calibre en tension de l'oscilloscope. Par conséquent on n'a pas d'informations sur l'amplitude réelle du transitoire menant à la défaillance mais on a une bonne idée de sa forme temporelle. Le signal présente une oscillation amortie sur sa partie décroissante. On remarque aussi que la profondeur de focalisation pour laquelle apparait le signal menant à la défaillance est inférieure à l'épaisseur du substrat (330 μm).

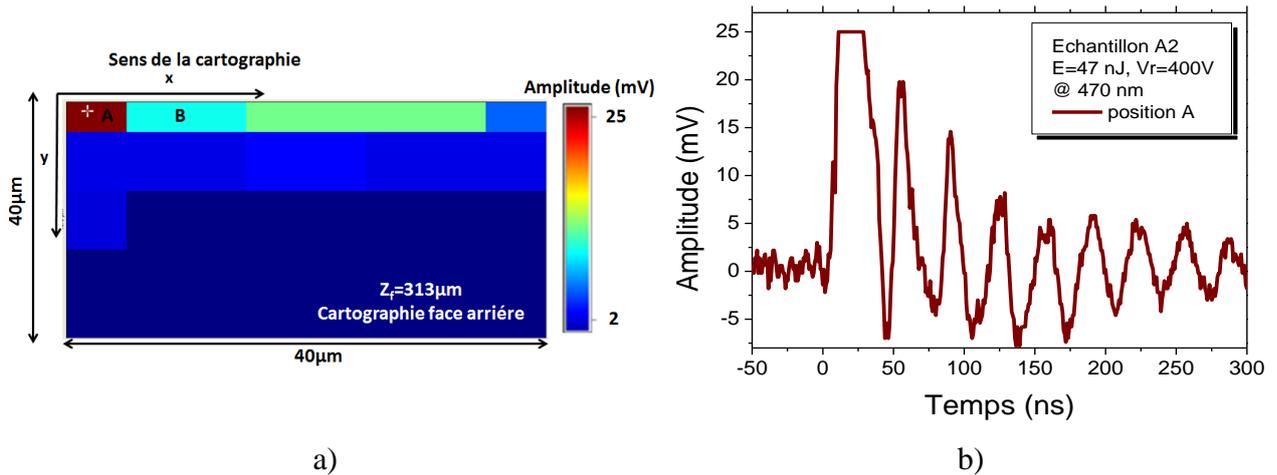


Figure IV- 19: a) cartographie laser par la face arrière à $Z_f=313\mu\text{m}$ et b) transitoire menant à la défaillance dans l'échantillon A2 en utilisant $R_1=2\Omega$, $C=200\text{pF}$ et $R_2=50\Omega$

IV.2.5.2.2. Échantillon B

IV.2.5.2.1. Cartographie de sensibilité au SEB

Différentes formes de transitoires sont relevés pour les échantillons B. Les réponses temporelles de ces signaux montrent d'une part des transitoires de tension avec des durées courtes où aucun événement SEB est déclenché et d'autre part des transitoires avec des durées longues correspondant aux événements de type SEB. Différentes cartographies laser à différentes profondeurs de focalisation sont représentées sur la figure IV-20 pour une énergie de (46 ± 1) nJ, une longueur d'onde de 481nm et une tension inverse de polarisation de 360V. La surface de scan est de $24\times 3\mu\text{m}^2$ avec un pas de balayage de 3 μm en x et de 1 μm en y.

Les différentes cartographies montrent que l'amplitude maximale des transitoires est obtenue à une profondeur de focalisation particulière ($Z_f=360\mu\text{m}$) comme prévu par l'approche TPA et qu'en amont et aval de cette profondeur optimale, l'amplitude diminue.

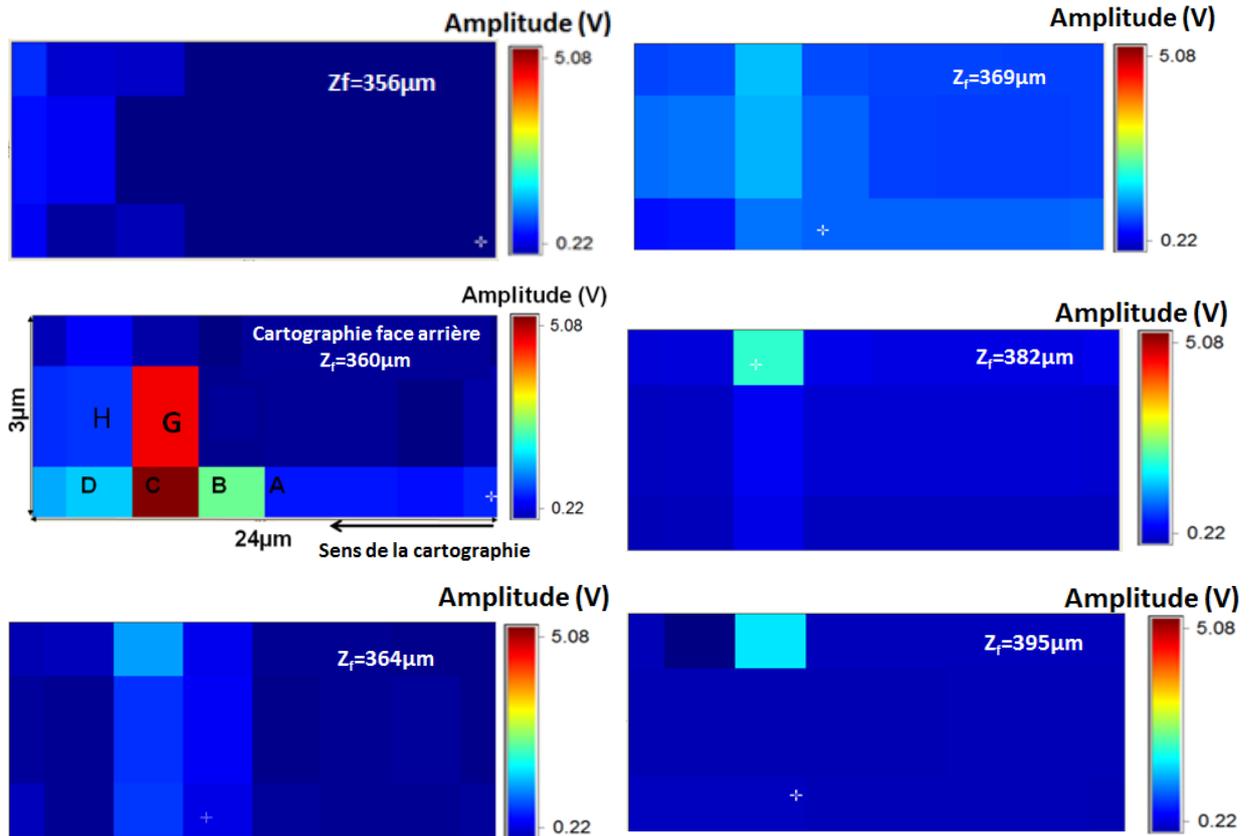


Figure IV- 20: Cartographies de l'amplitude des transitoires dans l'échantillon B4 pour différentes profondeurs de focalisation du faisceau laser ($E = (46 \pm 1) \text{ nJ}$, $V_r = 360\text{V}$)

IV.2.5.2.2. Signaux SEB recueillis

Seuls les transitoires obtenus pour $Z_f=360\mu\text{m}$ ont été représentés sur la figure IV-21 et analysés par la suite. Les points A, B, C, et D correspondent à des positions laser successives de même que F, G et H et ainsi de suite. Les transitoires de tension relevés en chacun de ces points sont représentés en figure IV-21.

Nous remarquons une augmentation de l'amplitude et de la durée des transitoires à chaque position du faisceau laser (de A à C). On remarque également l'apparition d'un offset à la position D, c'est à dire après le long transitoire observé au point C, alors que le transitoire observé au point B n'a pas été suivi par une augmentation significative de l'offset (comme on le voit au début du transitoire mesuré au point C). Ce comportement a été reproduit sur plusieurs échantillons pendant la cartographie d'une même zone au bord du contact Schottky.

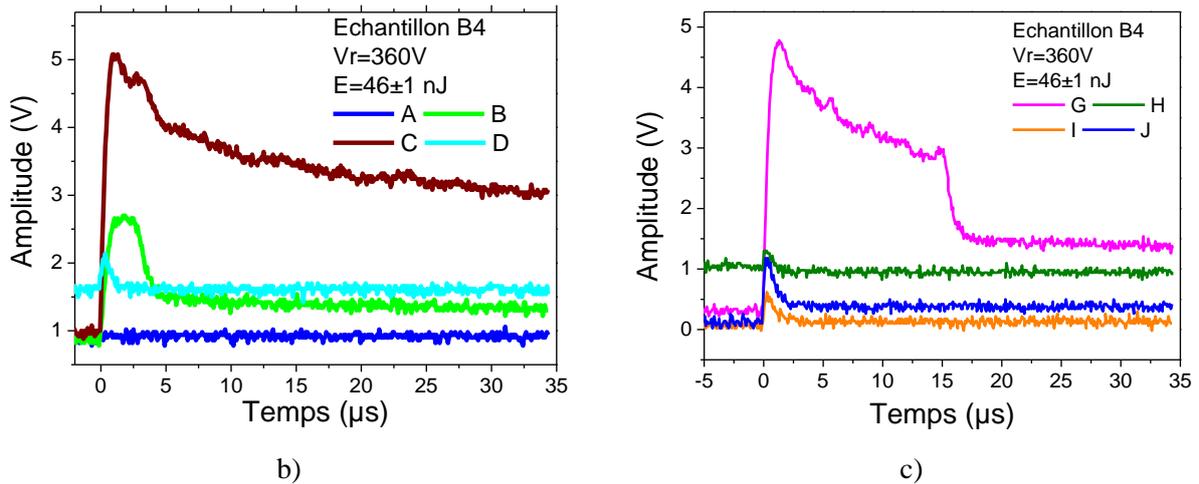


Figure IV- 21: Différentes formes des transitoires obtenues durant la cartographie pour différentes positions successives du faisceau laser dans l'échantillon B4 pour la profondeur de focalisation $Z_f=360 \mu\text{m}$ du laser

De la même manière, la forte amplitude et la longue durée du transitoire au point G mène à une augmentation du niveau d'offset au point H. Les transitoires au point C et G du laser mène à la défaillance permanente de la diode avec des niveaux de fuite importants.

IV.2.5.2.3. Analyse du mode de défaillance

L'augmentation de la durée des transitoires indique une multiplication de charges due à un effet probable des phénomènes d'avalanche à 360V en B, C et G. Les longs et forts transitoires observés favorisent un échauffement très localisé par effet joule. L'augmentation locale de la température peut être largement suffisante pour induire une fusion localisée du matériau, c'est-à-dire modifier la structure de l'interface du contact et le changer probablement en contact ohmique très résistif. Ceci crée un chemin de conduction à travers la diode et permet de réduire significativement le champ électrique dans le semi-conducteur au voisinage de la fusion, ce qui explique sans doute l'amplitude réduite à la position D et H.

D'autre part, étant donné que les points C et G sont distants de $1\mu\text{m}$ et qu'à forte énergie laser, l'extension du spot peut être supérieure à la taille du spot d' $1\mu\text{m}$, on peut supposer que le défaut fortement résistif créé au point C s'est aggravé dû à un effet cumulatif lors du passage du faisceau au point G.

IV.2.5.2.3. Échantillon C

IV.2.5.2.3.1. Cartographie de sensibilité au SEB

Une première cartographie destructive a été lancée dans le but de pouvoir capturer les différentes formes de signaux de type SEB dans l'échantillon C3. La figure IV-22 montre la

dernière cartographie laser de l'amplitude des transitoires au bord du contact Schottky pour $Z_f=374\mu\text{m}$ à une énergie de (40 ± 1) nJ, une longueur d'onde de 481nm et une tension de polarisation inverse de 380V. La surface de scan est de $24\times 3\mu\text{m}^2$ avec un pas de $3\mu\text{m}$ en x et $1\mu\text{m}$ en y.

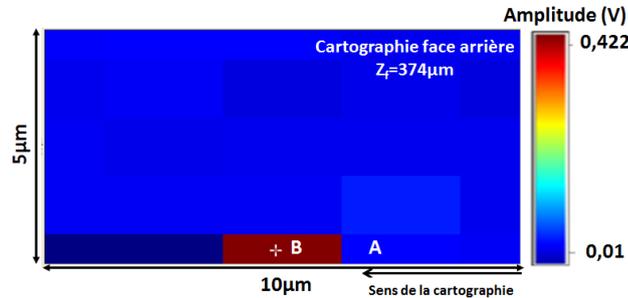


Figure IV- 22: Cartographie d'amplitude des transitoires dans l'échantillon C3 pour une profondeur de focalisation du faisceau laser de $374\mu\text{m}$ ($E = (40 \pm 1)$ nJ, $V_r = 380\text{V}$)

Une deuxième cartographie est lancée dans l'échantillon C4 afin de capturer le transitoire menant à la défaillance. Pour cela, on a augmenté le calibre au niveau de l'oscilloscope. La figure IV-23 montre différentes cartographies laser montrant que l'amplitude maximale est obtenue à une profondeur de focalisation particulière ($Z_f=351\mu\text{m}$) comme prévu par l'approche TPA et qu'en amont et aval de cette profondeur optimale, l'amplitude diminue.

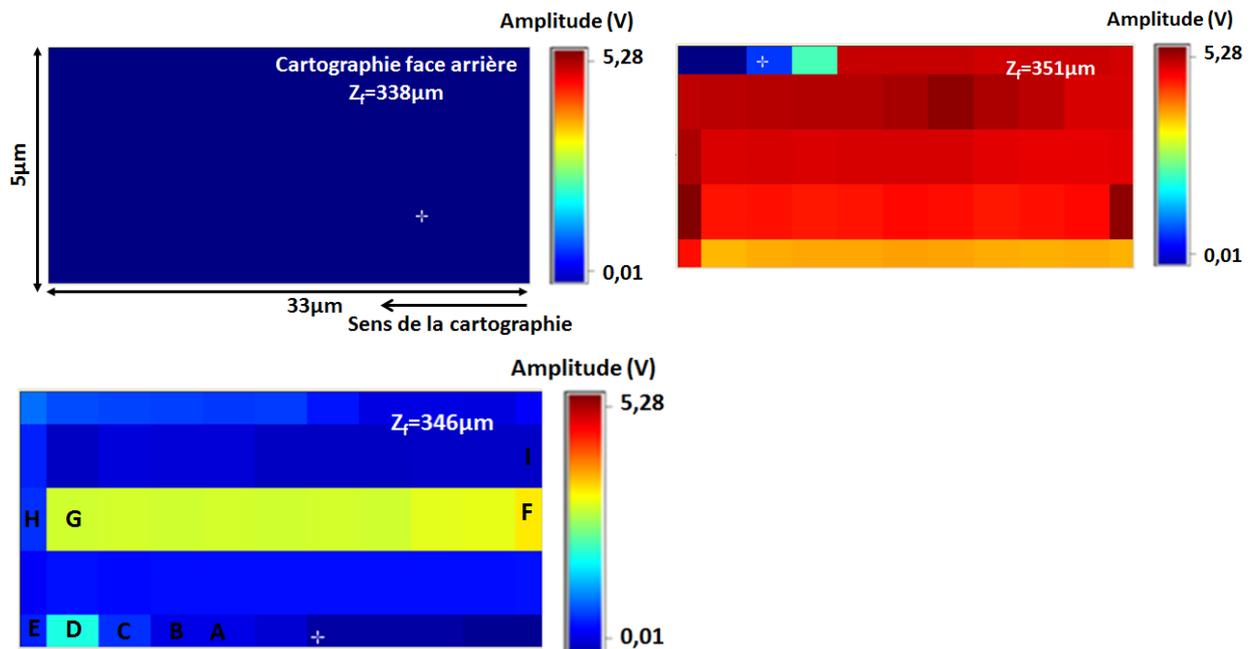


Figure IV- 23: Cartographies d'amplitude transitoires dans l'échantillon C4 pour différentes profondeurs de focalisation du faisceau laser ($E = (40 \pm 1)$ nJ, $V_r = 360\text{V}$)

IV.2.5.3.2. Signaux SEB recueillis et analyse du mode de défaillance

La figure IV-24 montre que le SEB survient au point B de la cartographie dans l'échantillon C3 montré dans la figure IV-22 car au point A la forme du signal est normal (voir figure IV-24 a). De plus l'amplitude des transitoires entre A et B varie respectivement de 0,036V à plus de 0,42V soit plus de 11,6 fois comme illustrée sur la figure IV-24. L'alimentation haute tension indique un courant de consommation de 5,6mA contre 12 μ A de fuite dans les échantillons de référence.

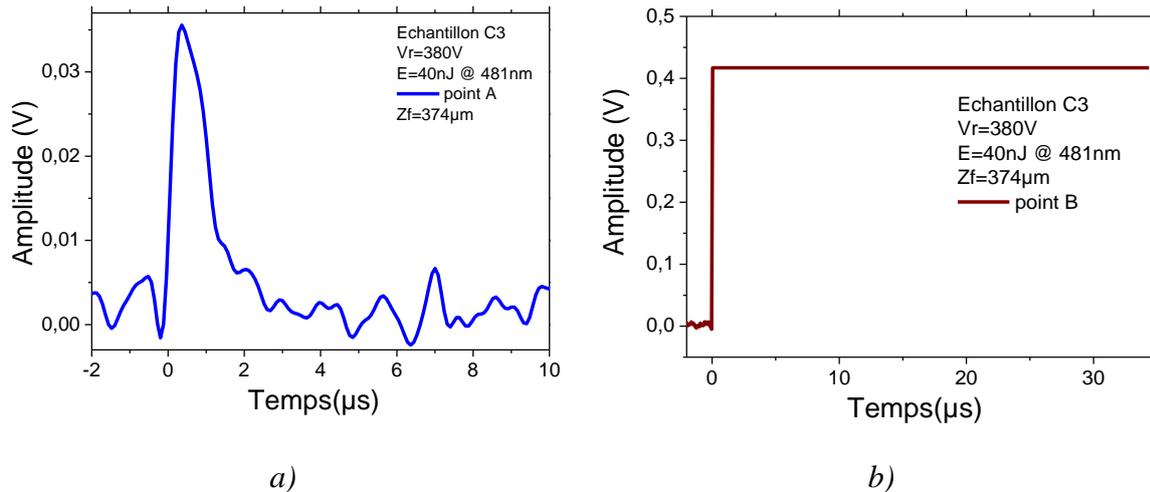


Figure IV- 24: Transitoires obtenus au point a) A et b) B durant la cartographie dans l'échantillon C3

Pour l'échantillon C4, seuls les transitoires obtenus à la cartographie à $Z_f=346\mu\text{m}$ sont représentés. Les points A, B, C, et D correspondent à des positions laser successives de même que G, H et ainsi de suite et nous avons représenté les transitoires de tension correspondants sur la figure IV-25-a et b.

On observe les mêmes caractéristiques que dans les échantillons B. En effet, l'amplitude des transitoires et leur durée augmentent à chaque position laser successive (de A à C). A la position D, on remarque l'apparition d'un offset, après le long transitoire observé au point C alors que le transitoire au point B n'a pas été suivi par une augmentation significative de l'offset (comme on le voit au début du transitoire mesuré au point C).

Après le long transitoire au point D, on observe une chute de l'amplitude au point E certainement dû à la diminution du champ électrique. En effet, les longs et forts transitoires observés favorisent un échauffement très localisé par effet joule créant un chemin de conduction dans la diode et réduisant fortement le champ local. Après cela, on observe un niveau d'offset très élevé au point F qui chute brusquement à la position successive du laser.

Ce niveau d'offset se maintient pendant plusieurs impacts laser successifs jusqu'à observer un transitoire de faible amplitude au point I.

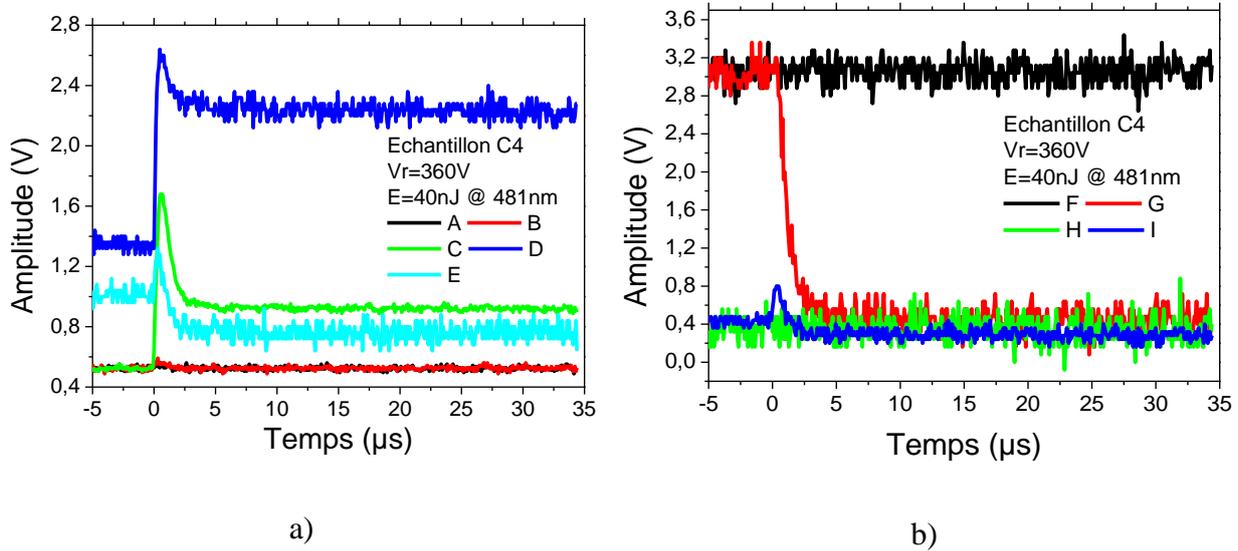


Figure IV- 25: Différentes formes des transitoires à $Z_f=346 \mu\text{m}$ pour différentes positions successives du faisceau laser dans C4

En conclusion, on observe les mêmes mécanismes de défaillance dans les échantillons B et C issus du même fabricant CREE.

IV.2.6. Caractéristiques courant-tension des échantillons testés

Après les tests laser, des caractéristiques I-V ont été effectuées afin d'analyser le comportement des défauts générés dans les échantillons.

Pour les échantillons B3, B4, C2, C3, C4, les courbes de la figure IV-26 montrent une faible augmentation du courant en direct avant le seuil, ce qui pourrait indiquer une altération faible du contact Schottky. Au-delà du seuil, les échantillons avant et après test ont le même comportement excepté une faible baisse de courant pour B3. Les échantillons B2 et D1 montrent une augmentation du seuil et une baisse considérable du courant après des expérimentations supplémentaires de type électrique et laser, révélant une altération du contact Schottky. Dans ce cas le défaut n'est pas visible au microscope optique. Cela peut être dû à un fort dopage de substrat qui le rend moins transparent à la lumière visible que celui des échantillons pour lesquels les défauts induits sont visibles sur la face avant et au travers du substrat.

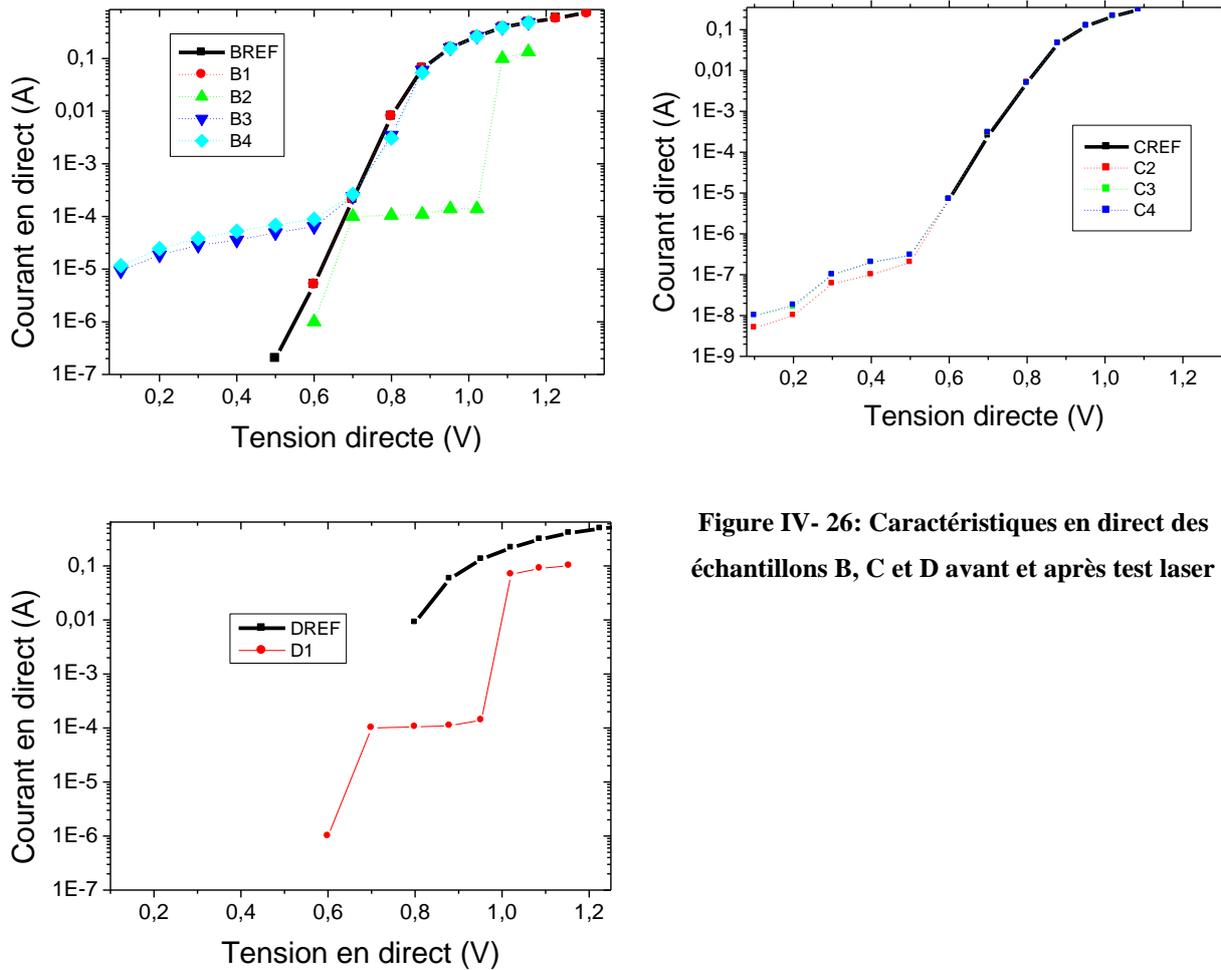


Figure IV- 26: Caractéristiques en direct des échantillons B, C et D avant et après test laser

En mode inverse, une augmentation considérable du courant de fuite dans les échantillons après test est observée comme le montre la figure IV-27. Cette augmentation du courant de fuite révèle et appuie l'idée de la dégradation de l'intégrité du contact Schottky. Les échantillons B3 et B4 montrent un comportement de diodes très résistif favorisant la création d'un chemin de conduction. Les échantillons C quant à eux montrent toujours le comportement redresseur des diodes malgré une augmentation du courant de fuite.

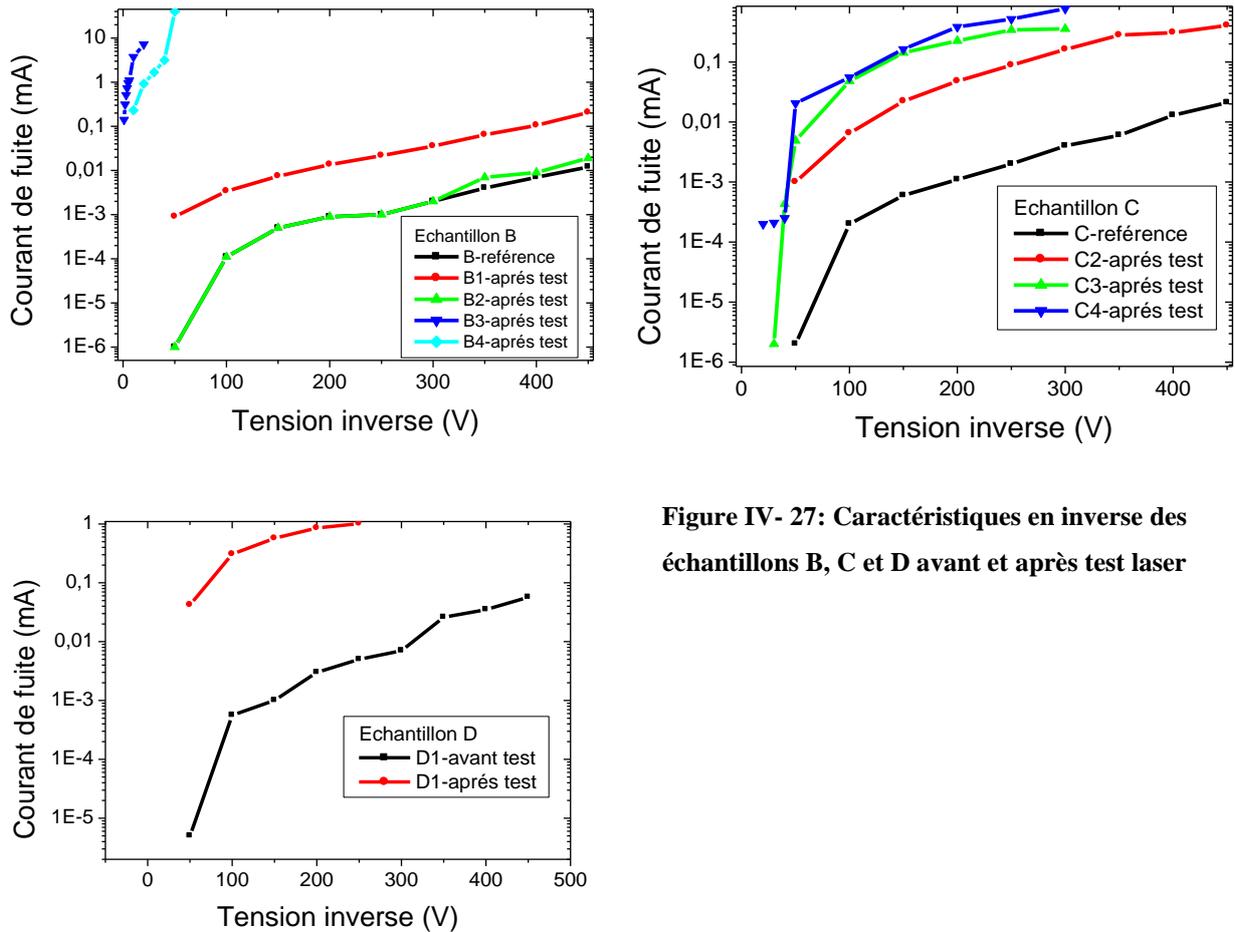


Figure IV- 27: Caractéristiques en inverse des échantillons B, C et D avant et après test laser

IV.2.7. Observation optique des défauts générés dans les échantillons

Durant les expérimentations laser, seuls les défauts induits dans les échantillons A ont été localisés sur la face avant et au travers du substrat. Les figures IV-28 et 29 montrent les photos des défauts générés dans les échantillons A1 et A2 créés par un SEB induit à 400V de tension de polarisation pour les deux échantillons et une énergie laser respective de 13,5nJ à 10Hz de taux de répétition et 47nJ à 1Hz de taux de répétition. Pour toutes les photos aussi bien les vues en face avant et face arrière sont représentées.

Nous constatons que dans les deux cas, le défaut a la même apparence et se trouve à proximité du bord du contact au niveau des anneaux de garde. Sur la vue arrière, l'extension latérale du défaut est pratiquement 3 fois plus importante que sur la vue en face avant. On peut donc croire à une extension du défaut dans la couche épitaxiale du fait que la tension de blocage est supportée par cette couche. La vérification de cette hypothèse nécessite une micro-section, délicate à cause de la dureté du substrat. On peut observer des filaments au

niveau de la forme du défaut qui signent l'implication du processus d'avalanche dans la génération de défauts par emballement thermique [Wrob-92].

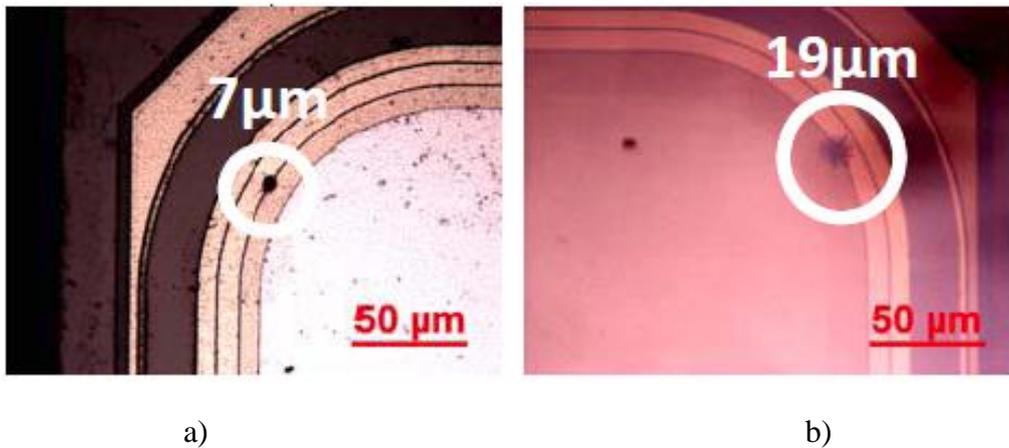


Figure IV- 28: Défaut localisé dans l'échantillon A1 a) à partir de la face avant et b) à travers le substrat

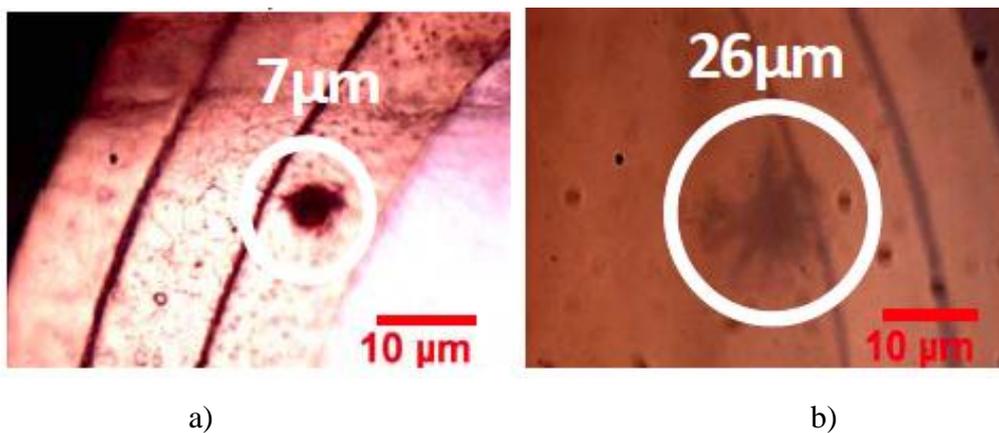


Figure .IV- 29: Défaut localisé dans l'échantillon A2 a) à partir de la face avant et b) à travers le substrat

La localisation de défaut au niveau du bord du dispositif est probablement dû à la présence d'effets de bord au niveau de la répartition des lignes de champ électrique à la périphérie du contact Schottky. Par conséquent, la barrière de potentiel est sérieusement affectée et affecte donc les caractéristiques I-V des diodes Schottky comme montré dans les figure IV-26 et 27. Cela peut provoquer des défaillances précoces par le processus de multiplication par avalanche [Deni-07, Mohi-96]. Après la défaillance des diodes par le processus d'avalanche, la conduction de courant filamentaire se produit. La densité de courant reste pratiquement constante, car une augmentation du courant par avalanche provoque une augmentation du diamètre de filament [Wrob-92].

Afin de visualiser la forme du défaut en profondeur, une coupe par microsection est faite sur l'échantillon A2. La figure IV-30 montre une vue en coupe transversale de la zone

endommagée de l'échantillon A2 pour laquelle le SEB s'est produit à 400V et 47nJ. Le site des dommages est à peine visible au niveau du contact métallique avec un contraste dû à la non homogénéité de la microsection et ne nous permet pas de conclure sur l'extension du défaut dans la couche épitaxiale. Cependant, on peut mesurer le diamètre du défaut qui est d'environ 19 μm et la profondeur qui est d'environ 5,6 μm inférieur à l'épaisseur de la couche de métallisation qui est d'environ 10 μm . Le défaut est localisé sur le bord du contact Schottky, c'est à dire là où le pic du champ électrique est localisé [Alba-02,Alba-06], [Yang-10].

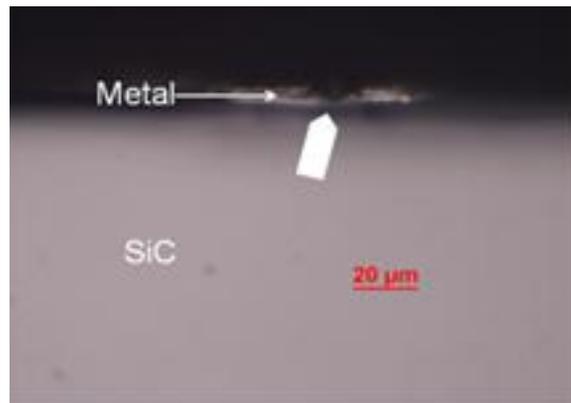


Figure IV- 30: Image au microscope optique du défaut dans l'échantillon A2

IV.2.8. Bilan des tests laser

Ce tableau résume l'ensemble des résultats obtenus les différents types d'échantillons.

Échantillons	λ (nm)	V_R (V)	E(nJ)	Résultats test
A	430 - 481	400	1 - 47	SEB @ 13,5nJ pour 430 nm SEB @ 47nJ pour 481 nm Défaillance brutale, Défaut localisé à la jonction
B	425 - 547	0 - 370	1 - 55	Volume de génération >> ZCE SOA déterminé, Observation d'une défaillance progressive qui a menée à une défaillance permanente SEB @ 46nJ et 360V
C	425 - 547	0 - 380	1 - 41	Volume de génération >> ZCE Accumulation de défauts qui a menée à une défaillance permanente SEB @ 40nJ et 360V et 380V
D	481	0 - 300	36	Pas de SEB

Tableau IV- 3 : Bilan des tests laser

IV.2.9. Conclusion

Ce dernier chapitre axé sur les résultats expérimentaux démontre la possibilité de tester les matériaux à grand gap (SiC) par le processus TPA. La méthodologie présentée au début du chapitre a été appliquée au test de sensibilité au SEB de 4 composants dont 3 commerciaux par la face arrière.

Tout d'abord nous avons étudié l'influence de quelques paramètres optiques (longueur d'onde, énergie) et électrique qui nous ont permis de générer des transitoires de tension non destructifs. Les résultats ont démontré la possibilité de générer des charges dans le SiC par le processus TPA.

Puis nous avons présenté les cartographies de sensibilité d'amplitude des transitoires ne montrant un contraste significatif qu'au bord du contact Schottky avec une forte résolution axiale pour les longueurs d'onde utilisées. Ces cartographies ont permis de retrouver le design du composant et de déterminer les volumes sensibles de génération de charges.

Pendant les cartographies laser à forte tension inverse, une augmentation progressive du courant de fuite (augmentation de l'offset au niveau des courbes) sans qu'un événement de type SEB soit observé est mise en évidence dans les échantillons C. Cette augmentation est corrélée avec une décroissance de l'amplitude des transitoires. Dans les échantillons B, à forte polarisation et énergie, une collection de charge efficace et des phénomènes de multiplication de charges sont mis en évidence. Ces effets de multiplication sont corrélés par une augmentation du niveau de fuite dans les échantillons qui indiquent une altération du contact Schottky.

Les mesures de SOA sur les échantillons B ont montré une valeur de (370 ± 10) V pour une énergie de 40 à (46 ± 1) nJ. La tension est de l'ordre de 60% de la tension de blocage des diodes.

Dans la partie suivante, il a été démontré que les diodes Schottky SiC sont susceptibles aux phénomènes SEB par irradiation laser. Des défauts physiques sont observés au niveau des échantillons A dans la zone du bord du contact Schottky. Le mécanisme de défaillance suggère que les longs et forts transitoires observés sur les cartographies SEB favorise un échauffement très localisés créant des chemins de fuite dans les échantillons B et C même si une signature électrique de défaut n'a pas été visible.

Enfin les caractéristiques I-V des échantillons ont montré une faible augmentation du courant en direct sur certains échantillons avant le seuil. Sur d'autres, on observe une augmentation du seuil et une diminution du courant après le seuil. En mode inverse, tous les

échantillons présentent un courant de fuite très élevé montrant une dégradation du contact Schottky avec un comportement très résistif des échantillons B.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail de thèse avait pour objectif de déterminer la sensibilité au SEB des diodes Schottky dans la filière technologique en carbure de silicium par la technique d'absorption à deux photons (TPA).

L'évolution des technologies de fabrication doit satisfaire la demande de composants toujours plus efficaces et fiables dans les secteurs industriels du spatial et de l'aéronautique. La conception de ces systèmes doit répondre à de fortes contraintes de fiabilité et aux enjeux industriels en environnement radiatif en respectant les objectifs de performances et de coût. L'agressivité des phénomènes radiatifs pose la nécessité de caractériser finement la sensibilité aux effets destructifs des composants de puissance.

Le chapitre I pose le contexte de cette thèse. Les environnements radiatifs avec les divers moyens expérimentaux pouvant reproduire ces effets ont été exposés. La présentation des structures en SiC (diodes Schottky et MOSFET) permet l'analyse des dégâts causés par les rayonnements après test. L'étude bibliographique réalisée démontre la susceptibilité au SEB des composants de puissance en technologie SiC induits par ions lourds et neutrons. A cause du grand gap du SiC, des données laser sont inexistantes. Les longueurs d'ondes classiques utilisées pour le test par faisceau laser des composants en Si doivent être adaptées pour le test des composants à grand gap (SiC).

Une modélisation analytique de premier ordre du SEB induit par faisceau laser est présentée dans le chapitre II. Nous avons d'abord exposé un état de l'art des coefficients d'ionisation dans le SiC montrant une grande disparité en terme de valeurs. Le modèle physique proposé se base sur des hypothèses simples en termes de la distribution du champ électrique et du taux de génération laser qui est supposé constant en volume. Un effet important de l'ionisation par impact sur le courant total a été trouvé confirmant les études expérimentales sur le SEB dans les diodes en SiC. Le courant total maximum, donc la température maximale localisée à la jonction permet d'expliquer la localisation des défauts induits durant un SEB à la jonction.

Le chapitre III présente l'environnement expérimental dans lequel les tests laser ont été réalisés. Le banc expérimental que nous avons mis en place pour la détermination de la sensibilité aux SEB des composants de puissance à grand gap sur la plateforme ATLAS a été présenté. Une tentative de caractérisation du coefficient d'absorption deux photons a été détaillée. Les résultats obtenus sur des mesures simples en transmission ne s'avèrent pas concluants sur l'occurrence de l'absorption non linéaire dans le SiC-4H aux longueurs d'onde

utilisées et des méthodes de caractérisation plus fines devraient être mises en place. Ces résultats ont toutefois permis de déterminer un ordre de grandeur des coefficients d'absorption par porteurs libres dans le SiC-4H.

Le dernier chapitre présente les résultats originaux obtenus par faisceau laser TPA. Il en découle une sensibilité des diodes Schottky SiC aux phénomènes SEB. Les premiers résultats obtenus ont montré la possibilité de générer des charges dans le SiC. Les cartographies de sensibilité d'amplitude des transitoires ne montrent un contraste significatif qu'au bord du contact Schottky avec une forte résolution axiale pour les longueurs d'onde utilisées. Ces cartographies ont permis de retrouver le design du composant et de déterminer les volumes sensibles de génération de charges. Les résultats obtenus en fonction de la tension inverse et des cartographies présentent une augmentation du courant de fuite sans qu'un événement de type SEB soit observé. Des phénomènes de multiplication corrélés avec une augmentation du niveau de fuite dans les échantillons ont été mis en évidence à forte polarisation inverse indiquant une altération du contact Schottky. La tension trouvée pour les mesures de SOA est de l'ordre de 60% de la tension de blocage des diodes. Les défauts induits durant les événements SEB ont été localisés aux bords du contact Schottky.

L'analyse du mécanisme de défaillance suggère que la multiplication par avalanche favoriserait un échauffement très localisé créant des chemins de fuite même si les défauts créés dans certains échantillons ne sont pas visibles au microscope. Dans certains échantillons, des phénomènes de recombinaison pourraient expliquer la diminution de l'efficacité de la collection de charge. Les caractérisations électriques des échantillons ont montré une dégradation du contact Schottky avec un comportement très résistif de certains échantillons.

En conclusion, ce travail de thèse a permis de valider la possibilité d'induire un SEB dans les diodes Schottky SiC par la technique d'absorption à deux photons avec des longueurs d'onde du domaine visible. De plus, il a permis d'identifier les paramètres laser et électriques clés pour l'analyse du mécanisme de défaillance du SEB dans ces composants à travers le modèle physique. Ce dernier a permis d'évaluer l'effet des paramètres de test critiques sur l'occurrence du SEB dans les diodes. Le modèle confirme le rôle de l'ionisation par impact sur l'apparition du phénomène SEB et explique la localisation des défauts.

Les mesures de SOA permettent de définir les marges de fonctionnement des diodes Schottky SiC en milieu radiatif avec les paramètres laser utilisés. Les caractérisations faites dans cette thèse demeurent insuffisantes pour l'étude de la robustesse des échantillons face aux événements destructifs de type SEB de façon définitive, du fait du nombre limité de

composants testés. Il est donc nécessaire de faire plus d'études quant à la qualification de cette technologie émergente face aux événements radiatifs destructifs.

Dans cette perspective d'évaluation de leur fiabilité, des cartographies de volume sensible par des tests non destructifs devront être faites. Des études plus approfondies seront nécessaires pour la compréhension complète du mécanisme SEB dans les composants en technologie SiC. En particulier, la modélisation physique proposée pourra être très largement affinée en incorporant l'effet de la température ou par des modélisations par éléments finis. La méthodologie expérimentale développée pourra servir de base à l'étude d'autres types de composants dans cette technologie. Enfin, son application potentielle à l'étude de composants en technologie GaN passera par la démonstration préalable du mécanisme d'absorption deux-photons dans ce matériau.

REFÈRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Alba-02] A. M. Al-badri, D. G. Walker, T. S. Fisher, and R. D. Schrimpf, "Simulation of single event failure in power diodes," in Proc. Int. Mechanical Engineering Congress Expositions, New Orleans, LA, pp. 17–22.2002.
- [Alba-06] A.M. Albadri, R.D. Schrimpf, K.F. Galloway and D.G. Walker, "Single event burnout in power diodes: Mechanisms and models", *Microelectronics Reliability*, vol 46, pp: 317–325, 2006.
- [Alex-01] P. Alexandrov¹, B. Wright¹, M. Panl, M. Weiner¹, K. Tone and J. H. Zhao, "4H-SiC MPS Diode Fabrication and Characterization In an Inductively Loaded Half-bridge Inverter up to 100 kW ", Int 'l Conf, on SiC and Related Materials -ICSCRM2001, Tsukuba, Japan, 2001.
- [Asai-12] Hiroaki Asai, Kenji Sugimoto, Isamu Nashiyama, Yoshiya Iide, Kensuke Shiba, Mieko Matsuda, and Yoshio Miyazaki, "Terrestrial Neutron-Induced Single-Event Burnout in SiC Power Diodes", *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, VOL. 59, NO. 4, AUGUST 2012.
- [Ayalew04] T. Ayalew: SiC Semiconductor Devices Technology, Modeling, and Simulation, Ph.D dissertation, 2004.
- [Azam08] Sher Azam, "Wide Bandgap Semiconductor (SiC & GaN) Power Amplifiers in Different Classes", Department of Physics, Chemistry and Biology, Sweden, 2008.
- [Bart-03] J. L. Barth, C. S. Dyer, and E. G. Stassinopoulos, "Space, Atmospheric, and Terrestrial Radiation Environments", *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, VOL. 50, NO. 3, JUNE 2003
- [Baum-05] R. C. Baumann, "Radiation-induced soft errors in advanced semiconductor technologies", *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 5, pp. 305 - 316, 2005.
- [Berg-01] J.P. Bergman et al. « Crystal Defects as Source of Anomalous Forward Voltage Increase of 4H-SiC Diodes", *Materials Science Forum*, Vols 353-356, pp 299-3002, 2001.
- [Boud-95] J.-C. Boudenot, *L'environnement spatial*. Paris: Presses universitaires de France, 1995.
- [Boud-E3950] J. Boudenot. *Tenue des circuits aux radiations ionisantes*, volume E 3 950. Techniques de l'Ingénieur.
- [Bour-91] J. Bourrieau, « L'environnement spatial (flux, dose, blindage, effets des ions lourds). », sept-1991.
- [Brie-71] K. O'Brien, "The Natural Radiation Environment", Report N°720805-P1, United States Department of Energy, p. 15 1971
- [Brie-78] K. O'Brien, Report N°EML-338, United States Department of Energy, 1978
- [Buss-99] Busatto G, Iannuzzo F, Wyss J, Pantano D, Bisello D. Effects of heavy ion impact on power diodes, radiation and its effects on components and systems, 1999. RADECS 99. In: 1999 fifth european conference on, 13–17 September 1999. p. 205–9.

- [Cald-63] R. S. Caldwell, D. S. Gage, and G. H. Hanson, ‘The Transient Behavior of Transistors Due to Ionizing Radiation Pulses’, *Communs. and Electron.* No. 64 (1963).
- [Call-08] Robert J. Callanan, « Recent Progress in SiC DMOSFET and JBS Diodes at Cree », IEEE Cree USA, 2008.
- [Cree] <http://www.cree.com/>
- [Darr-02] F. Darracq, “Backside SEU laser testing for commercial-off-the-shelf SRAMs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2977–2983, Dec.02
- [Darr-09] F. Darracq, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, E. Lorfevre, R. Ecoffet, F. Bezerra, « Investigation of Single Event Burnout sensitive depth in power MOSFET”, *IEEE RADECS*, pp: 106-111, 2009
- [Darr-12] F. Darracq, N. Mbaye, S. Azzopardi, V. Pouget, E. Lorfevre, F. Bezerra, and D. Lewis, « Investigation on the Single Event Burnout Sensitive Volume Using Two-Photon Absorption Laser Testing”, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, VOL. 59, NO. 4, AUGUST 2012
- [Das-06] M.K.Das, “Development of a commercially viable 4H-SiC PiN technology”, *International Baltic Electronics Conferences*, pp 1-4, 2006
- [Dodd-96] P. E. Dodd, F. W. Sexton, G. L. Hash, M. R. Shaneyfelt, B. L. Draper, A. J. Farino and R. S. Flores, "Impact of technology trends on SEU in CMOS SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, pp. 2797 - 2804, 1996.
- [Flei-75] R. Fleischer et al. *Nuclear tracks in solids, principles & applications*. University of California press, 1975.
- [Glass-93] R. C. Glass et al. “Structural macro defects in silicon carbide wafers,” *J. Crystal Growth*, vol. 132, p. 504, 1993.
- [Grif-12] Alessio Griffoni, Jeroen van Duivenbode, Dimitri Linten, Eddy Simoen, Paolo Rech, Luigi Dilillo, Frédéric Wrobel, Patrick Verbist, and Guido Groeseneken, “Neutron-Induced Failure in Silicon IGBT, Silicon Super-Junction and SiC MOSFET”, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, vol. 59, no. 4, august 2012.
- [Harr-95] Harris G. L., “Lattice parameters of SiC” in *Properties of silicon carbide*, ed. by Harris G. L., INSPEC, London 1995, p. 4.
- [Hohl-87] J. K. Hohl, K. F. Galloway, « Analytical model for Single Event Burnout of power MOSFET », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, No 6, Dec. 1987
- [Howe-70] P.L.Hower, V.Gopala Krishna Reddi, “Avalanche injection and second breakdown in transistors”, *IEEE Trans. On Electron Devices*, vol. ED-17, 1970, pp. 320-335
- [Hsie-81] C. M. Hsieh, P. C. Murley, and R. R. O’Brien, “Dynamics of charge collection from alpha-particle tracks in integrated circuits,” *Proc. IEEE Int. Reliability Phys. Symp.*, pp. 38-42, 1981
- [Hua-00] S. Huang, G. A. J. Amaratunga, and F. Udrea, “Analysis of SEB and SEGR in super-junction MOSFET,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, pp. 2640– 2647, Dec. 2000

- [John-96] G. H. Johnson, J. M. Palau, C. Dachs, K. F. Galloway, and R. D. Schrimpf, "A review of the techniques used for modeling single-event effects in power MOSFET's," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, no. 2, pp. 546–560, Apr. 1996.
- [Kabz-94] Kabza H, Schulze H-J, Gerstenmaier Y, Voss P, Wilhelmi J, Schmid W, et al. Cosmic radiation as a possible cause for power device failure and possible countermeasures. In: Proceedings of the 6th international symposium on power semiconductor devices & ICs, 9–12, Davos, Switzerland, May 1994.
- [Kame-06] C. Kamezawa. Heavy ion-induced damage in SiC Schottky barrier diode. Elsevier Physica B, vol 376-377, pp 362-366, 2006.
- [Kasa-06] Safa Kasap, Peter Capper "Springer handbook of electronic and photonic materials", Part C, pp. 544, Springer, Janvier 2006
- [Kass-99] Kassamakova (L.) et al., "Temperature stable Pd Ohmic contacts to p-type 4H-SiC formed at low temperatures", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 46, p. 605-612 (1999)
- [Kubo-92] S.Kuboyama, S. Matsuda, T. Kanno, and T. Ishii, "Mechanism for single event burnout of power MOSFET," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 39, no. 6, pp. 1698–1703, Dec. 1992.
- [Kubo-06] Satoshi Kuboyama, Chihiro Kamezawa, Naomi Ikeda, Toshio Hirao, and Hidenori Ohyama, "Anomalous Charge Collection in Silicon Carbide Schottky Barrier Diodes and Resulting Permanent Damage and Single-Event Burnout", IEEE TRANS. ON NUCL. SCI., VOL. 53, NO. 6, DECEMBER 2006
- [Kubo-07] Satoshi Kuboyama, Chihiro Kamezawa, Yohei Satoh, Toshio Hirao, and Hidenori Ohyama, "Single-Event Burnout of Silicon Carbide Schottky Barrier Diodes Caused by High Energy Protons", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 54, NO. 6, DECEMBER 2007.
- [Lamb-06] Damien LAMBER "Analyse par simulation Monte Carlo de la sensibilité aux aléas logiques des mémoire SRAM soumises à un environnement protonique spatial ou neutronique terrestre" These de Doctorat de l'Universite Montpellier II, 2006.
- [Lear-98] O'LEARY (S.K.) et al. – Electron Transport to Wurtzite in Indium nitride, vol. 83, p. 1, janv. 1998
- [Lee-03] Kin Kiong Lee et al. "N-Channel MOSFET Fabricated on Homoepitaxy-Grown 3C-SiC Films", IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL. 24, NO. 7, JULY 2003
- [Liu-06] Sandra Liu, Milton Boden, Dev Alok Girdhar, and Jeffrey L. Titus, "Single-Event Burnout and Avalanche Characteristics of Power DMOSFET" IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 53, NO. 6, DECEMBER 2006
- [Liu-07] Jun Lin Liu et al. "Methods for the reduction of the micropipe density in SiC single crystals", J Mater Science 42:6148–6152, 2007.
- [Lore-07] L. Lorenz, "Power Semiconductor Devices-Development Trends and System Interactions", IEEE Power Conversion Conference, 2007.

- [Luu-08] A. Luu, F. Miller, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, T. Carriere, P. Austin, M. Bafleur, and G. Sarrabayrouse, "SEB Characterization of Commercial Power MOSFET With Backside Laser and Heavy Ions of Different Ranges" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 55 ,no. 4, p. 2166-2173, 2008
- [Meli-94] J.S. Melinger, S. Buchner, D. McMorrow, W.J. Stapor, T.R. Weatherford, A.B. Campbell, H. Eisen, "Critical Evaluation of the Pulsed Laser Method for Single Event Effects Testing and Fundamental Studies," *IEEE Trans. On Nucl. Sci.*, vol. 41, No. 6, pp. 2574-2584, Dec. 1994.
- [Mill-03] F. Miller, "Interest of laser test facility for the assessment of natural radiation environment effects on integrated circuits based systems," presented at the RADECS Conf., Noordwijk, The Netherlands, Sep. 15–19, 2003
- [Mill-06] F. Miller, A. Luu, F. Prud'homme, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard and T. Carriere, "Characterization of single-event burnout in powerMOSFET using backside laser testing," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.53, no. 6, p. 3145-3152, 2006.
- [Mous-09] Rami MOUSA, « Caractérisation, modélisation et intégration de JFET de puissance en carbure de silicium dans des convertisseurs haute température et haute tension », Thèse, ISAL 2009
- [Miur-06] Naruhisa Miura et al. "Successful Development of 1.2 kV 4H-SiC MOSFET with the Very Low On-Resistance of 5 mΩ.cm²", *IEEE Proceedings of the 18th ISPSD*, Naples Italy, 2006.
- [Nasa-12] <http://solarscience.msfc.nasa.gov/SolarWind.shtml> , disponible sur le site de la NASA en juillet 2012
- [Neud-94] Neudeck et al. « Performance limiting micropipe defects in Silicon carbide Wafer », *IEEE EDL*, 15 p.63, 1994.
- [Neud-99] Philip G. Neudeck, « Study of Bulk and Elementary Screw Dislocation Assisted Reverse Breakdown in Low-Voltage (250 V) 4H-SiC p n Junction Diodes—Part I: DC Properties", *IEEE TNS*, VOL. 46, NO. 3, MARCH 1999.
- [Norm-96] E. Normand, « Single Event Upsets at ground level », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-43, N°6, décembre 1996.
- [Oberg-87] D. L. Oberg and J. L. Wert "First non destructive measurements of power MOSFET single event burnout cross sections" *IEEE TNS*, Vol. NS-34, No. 6, December 1987
- [Oberg-96] D. L. Oberg, "First observations of power MOSFET burnout with high energy neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 6, pp. 2913–2920, Dec. 1996
- [Ohsh-03] Takeshi Ohshima, Kin K. Lee, Shinobu Onoda, Tomihiro Kamiya, Masakazu Oikawa, Jamie S. Laird, Toshio Hirao and Hisayoshi Itoh "Observation of transient current induced in silicon ncarbide diodes by ion irradiation", *Elsiever NIM in Physics Rechearch B* 2006 (2003) 979-983
- [Onod-10] Shinobu Onoda, Takahiro Makino, Naoya Iwamoto, Gyorgy Vizkelethy, Kazutoshi Kojima, Shinji Nozaki, and Takeshi Ohshima, "Charge Enhancement Effects in 6H-SiC MOSFET Induced by Heavy Ion Strike", *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, vol. 57, no. 6, December 2010.

- [Powe-93] Powell, J.A., Pirouz, P., and Choyke, W.J., "Growth and Characterization of Silicon Carbide Polytypes for Electronic Applications," in *Semiconductor Interfaces, Microstructures, and Devices: Properties and Applications*, Ed. Feng, Z.C., Institute of Physics Publishing, Bristol, United Kingdom, 1993, p. 257.
- [Pric-70] P.B. Price and al, « Composition of cosmic rays of atomic number 12 to 30 », *Acta. Phys. Sci. Hung.*, No 29, suppl. 1, pp 417-422, 1970.
- [Risa-07] Risaletto Damien. *Caractérisation électrique en commutation de diodes haute tension en carbure de silicium*. 2007.
- [Ryu04] Sei-Hwna Ryu, "10 kV, 123 mQ-cm² 4H-SiC Power DMOSFET", IEEE [Device Research Conference, 2004. 62nd DRC. Conference](#) , CREE, 2004.
- [Shei04] L. Scheick, L. Selva, and H. Becker, "Displacement damage-induced catastrophic second breakdown in silicon carbide Schottky power diodes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 6, pp. 3193–3200, 2004.
- [Shoc48] W. Shockley, J. Bardeen and W. H. Brattain, "The electronic theory of the transistor", *Science*, vol. 108, pp. 678 - 679, 1948.
- [Shur-02] M.S. Shur, « Wide band gap electronic devlces », IEEE ICCD, 2002.
- [Soel-00] Soelkner G, Voss P, Kaindl W, Wachutka G, Maier KH, Becker H-W. Charge carrier avalanche multiplication in high-voltage diodes triggered by ionizing radiation. *IEEE Trans Nucl Sci* 2000;47:2365–72.
- [Sing-02] Ranbir Singh, "SiC Power Schottky and PiN Diodes", IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 49, NO. 4, APRIL 2002.
- [Spen-02] M. G. Spencer, "Substrate and Epitaxial Issues for SiC Power Devices", IEEE TNS, VOL. 49, NO. 5, MAY 2002
- [Suga-01] Y. Sugawara, "12- 19kV 4H-SiC pin Diodes with Low Power Loss", IEEE ISPSD, 2001.
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, Second edition, Chap. 1. New York, 1981.
- [TABE93] A. Taber and E. Normand, « Single event upset in avionics, » *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol NS-40, no. 2, pp. 120-126, 1993.
- [Tour-07] Dominique TOURNIER, « Composants de puissance en SiC, technologie », *technique de l'ingénierie*, 2007
- [Vial-98] C. Vial, « Evaluation de la probabilité des aléas logiques induits par les neutrons atmosphériques dans le silicium des SRAM », Thèse, Université Montpellier II, octobre 1998.
- [Voss-97] Voss P, Maier K, Becker H, Normand E, Wert J, Oberg K, et al. Irradiation experiments with high voltage power devices as a possible means to predict failure rates due to cosmic rays. In: *Proceedings of the IEEE international symposium on power semiconductor devices and ICs*, 169– 173, Weimar, Germany, 1997

- [Walk-02] Walker DG, Al-badri AM, Fisher TS, Schrimpf RD. Simulation of single event failure in power diodes. In: Proceedings of IMECE 02, 17–22, New Orleans, Louisiana, USA, 2002.
- [Wask-86] A. E. Waskiewicz, “Burnout of power MOS transistors with heavy ions of californium-252,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 33, no. 6, pp. 1710–1713, Dec. 1986.
- [Wolff-54] P.A. Wolff, “Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium”, *Physical Review*, Vol. 95, N°6, p. 1415-1420, September 1954.
- [Wrob-85] Wrobel, T.F., Coppage, F. N., Hash, G. L., and Smith, A. J., "Current Induced Avalanche in Epitaxial Structures," *IEEE Trans. NUCL. SCi.*, vol. NS-32, NO. 6, pp 3991-3995, Dec. 1985.
- [Wro92] Theodore F. Wrobel and David E. Beutler, “Solutions to Heavy Ion Induced Avalanche Burnout in Power Devices”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol 39, n°6, pp 150-156, Dec 1992.
- [Zhang-05] Q. Zhang et al., “1600V 4H-SiC UMOSFET with Dual Buffer Layers”, *IEEE Proceedings of the 17th ISPSD*, Santa Barbara, CA, 2005.
- [Zhang-10] Qingchun (Jon) Zhang et al. “SiC Power Devices for Microgrids”, *IEEE TPE*, VOL. 25, NO. 12, DECEMBER 2010
- [ZhangX-06] Xiaohu Zhang, “Failure mechanism investigation for silicon carbide power devices, Ph.D dissertation, University of Maryland, 2006
- [Zell-95] Zeller HR. Cosmic ray induced failures in high power semiconductor devices. *Solid-State Electron* 1995;38: 2041–6.
- [Bara-62] G.A Baraff et al. Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors. *Phys. Rev.*, 1962, Vol. 28, n° 6, p 2507-2517.
- [Chyn-57]. A. G. Chynoweth, “Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon”, *physical review*, Vol 109, n°5, 1958.
- [Hata-04] T. Hatakeyama et al “Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide”, Vol 85, n°8, 2004
- [Isoir-01] Karine ISOIRD, “Etude de la tenue en tension des dispositifs de puissance en carbure de silicium par caractérisations OBIC et électriques » thèse, INSA Lyon, 2001.
- [Kons-97] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, and U. Lindefelt, “Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide”, : *Appl. Phys. Lett.* 71, 90 (1997).
- [Loh-08] W. S. Loh, B. K. Ng, J. S. Ng, Stanislav I. Soloviev, Ho-Young Cha, Peter M. Sandvik, C. Mark Johnson, and John P. R. David, “Impact Ionization Coefficients in 4H-SiC”, *IEEE Trans on Elect Dev*, Vol. 55, NO. 8, AUGUST 2008.
- [McKa-53] K. G. Mc Kay and K. B. Mc Afee. Electron “Multiplication in Silicon and Germanium”. *Phys. Rev.*, 1953, Vol. 91, n° 5, p 1079-1084.
- [Milo-10] Vladimir Milovanovic, “Advanced Breakdown Modeling for Solid-State Circuit Design”, Ph.D, 2010.

- [Ng-03] 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.
- [Nguy-a-11] D.M. Nguyen, C. Raynaud, N. Dheilly, M. Lazar, D. Tournier, P. Brosselard, D. Planson, « Experimental determination of impact ionization coefficients in 4H-SiC », *Diamond and Related Materials*, vol. 20, n°. 3, p. 395-397, Mar. 2011.
- [Nguy-b-11]. Duy Minh NGUYEN, "Conception et caractérisation de diodes en SiC pour la détermination des coefficients d'ionisation, thèse de doctorat, INSA Lyon, 2011.
- [Sah-57] Sah, Noyce and Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions" *proceedings of the ire*, 1957
- [Shock-61] W. Shockley. Problems related to p-n junctions in silicon. *Solid State Electronics*, 1961, Vol. 2, n° 1, p 35-67
- [Shur-96] *Introduction to Electronic Devices*, Chapter 3, John Wiley & Sons Inc., 1996.
- [Soel-00] G. Soelkner, P. Voss, W. Kaindl, G. Wachutka, K. H. Maier, and H.-W. Becker. Charge Carrier Avalanche Multiplication in High-Voltage Diodes Triggered by Ionizing Radiation. *IEEE Trans. Nucl. Sci*, vol. 47, no. 6, December 2000.
- [Sent-12] Sentaurus Devices 2012.
- [Sze-99] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", 3rd Edn., John Wiley and Sons, New York, 1999, p100.
- [Sze-06] S.M.Sze and Kwok K. Ng, "Physics of semiconductors devices", 3rd edition, 2006.
- [Wolff 54] P.A. Wolff, "Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium", *Physical Review*, Vol. 95, N°6, p. 1415-1420, September 1954.
- [Zegh-97] Bart Van Zeghbroeck, 'Principles of Semiconductor Devices', University of Colorado at Boulder, 1996, 1997.
- [Dahl-02] F. Dahlquist. Junction Barrier Schottky Rectifiers in Silicon Carbide. PhD dissertation, University of Stockholm, 2002.
- [Doui-08] Alexandre Douin, « contribution à la modélisation et au développement de techniques de test et d'analyses dynamiques de circuits intégrés par faisceau laser pulsé », thèse Université Bordeaux 1, 2008
- [Foui-07] Pascal Fouillat, Vincent Pouget, Dale McMorro, Frédéric Darracq, Stephen Buchner, Dean LEWIS, "Fundamentals of the Pulsed Laser Technique for Single-Event Upset Testing", *Book Springer, Radiation Effects on Embedded Systems*, 121–14, 2007
- [Lewi-01] D. Lewis, V. Pouget, F. Beaudoin, P. Perdu, H. Lapuyade, P. Fouillat, and A. Touboul, "Backside laser testing of Ics for SET sensitivity evaluation", *IEEE Trans. On Nucl. Sci.*, vol. 48, no. 6, pp. 2193-2201, Dec. 2001
- [Perd-00] P. Perdu, R. Desplats, F. Beaudoin "A review of sample backside preparation techniques for VLSI"; *CNES, Microelectronics Reliability* 40 (2000) 1431-1436.

- [Wan-07] D. Wan, V. Pouget, A. Douin, P. Jaulent, D. Lewis, P. Fouillat, « In-depth resolution for LBIC technique by two-photon absorption », *Semiconductors*, 2007, Vol. 41, No. 4, pp. 371–375, 2007.
- [Deni-07] Denis Perrone, “Process and characterisation techniques on 4H - Silicon Carbide”, Ph.D Thesis, Politecnico di Torino, March 2007.
- [Mohi-96] Mohit Bhatnagar, B. Jayant Baliga, H. R. Kirk, and G. A. Rozgonyi, “Effect of surface inhomogeneities on the electrical characteristics of SiC Schottky Contacts”, *IEEE Trans. Elec. Dev.* Vol 43, n°1, pp 150-156, Jan 1996.
- [Shaf-71] P. T. B. Shaffer, “Refractive Index, Dispersion, and Birefringence of Silicon Carbide Polytypes”, *Journal. Applied Optics*, Vol. 10, n°5, pp. 1034-1036, 1971.
- [Wrob-92] Theodore F. Wrobel and David E. Beutler, “Solutions to Heavy Ion Induced Avalanche Burnout in Power Devices”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol 39, n°6, pp 150-156, Dec 1992.
- [Yang-10] Nanying Yang, “Characterization and Modeling of Silicon and Silicon Carbide Power Devices”, Ph.D Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, Nov 2010

CONTRIBUTIONS SCIENTIFIQUES

Contribution à publication dans une revue :

N. Mbaye, V. Pouget, F. Darracq, D. Lewis “Characterization and modelling of laser-induced single-event burn-out in SiC power diodes” *Microelectronics Reliability*, Vol. 53, Issues 9–11, Pages 1315-1319, 2013

F. Darracq, N. Mbaye, S. Azzopardi, V. Pouget, E. Lorfèvre, F. Bezerra, and D. Lewis, « Investigation on the Single Event Burnout Sensitive Volume Using Two-Photon Absorption Laser Testing”, *IEEE TNS*, vol. 59, NO. 4, AUGUST 2012

Communications dans une conférence internationale

N. Mbaye (poster), V. Pouget, F. Darracq, C. Larue et D. Lewis, “first observation of two photon-absorption induced single event burnout in sic power diodes”, NSREC, 2012, Miami, USA.

Séminaires internationaux

N. Mbaye (oral), V. Pouget, F. Darracq, C. Larue et D. Lewis “First observation of two-photon induced failure in SiC Schottky power diode”, RADFAC, 3 avril , 2012, Guildford, UK

N. Mbaye (oral), V. Pouget, F. Darracq, C. Larue et D. Lewis “State of the art of radiation effects in SiC and GaN power devices”, RADFAC, 24 mars 2011, Bordeaux, France

RESUME

Ce travail présente la mise en œuvre du test par faisceau laser TPA pour l'étude de la sensibilité au phénomène SEB dans les diodes schottky en carbure de silicium.

Le contexte de l'étude est décrit par un état de l'art du SEB sur les MOSFETs et Diodes en Silicium et en carbure de silicium. Une étude technologique et structurelle des composants en SiC a permis de dégager les avantages du SiC par rapport au Si conventionnel et a permis d'analyser les dégâts causés par le faisceau TPA.

L'utilisation du montage expérimental sur la plateforme ATLAS dédié spécifiquement au test de matériaux à grand gap a permis de mettre en place une méthodologie de test sur des diodes schottky en SiC. L'efficacité de cette méthodologie est prouvée par l'obtention de résultats expérimentaux très originaux. La susceptibilité au SEB induit par la technique laser TPA a été démontrée. Les mesures SOA ont permis d'évaluer la robustesse des diodes schottky SiC face aux événements singuliers.

Une modélisation analytique a été menée afin de comprendre la cause du mécanisme du SEB et la localisation des défauts induits par le faisceau TPA.

Mots Clés:

SEB, Diodes schottky, SiC, Effets singuliers, Test par faisceau laser pulsé TPA, Robustesse.

ABSTRACT

This work presents the implementation of the TPA laser beam testing to study the SEB phenomenon in silicon carbide Schottky diodes.

The context of the study is described by a state of the art of SEB on Si and SiC MOSFETs and Diodes. Technological and structural study of SiC components has identified the benefits of SiC compared to conventional Si and permits to analyze the damage caused by the TPA beam.

Using the experimental setup of the ATLAS platform dedicated specifically to test large gap materials has set up a test methodology on SiC Schottky diodes. The effectiveness of this methodology is demonstrated by obtaining original experimental results. Susceptibility to SEB induced by TPA laser technique has been demonstrated. SOA measurements were used to assess the robustness of SiC Schottky diodes to single event effects.

An analytical modeling was conducted to understand the cause of the SEB mechanism and the location of defects induced by the TPA beam.

Key Word:

SEB, Schottky diodes, SiC, Single event effects, TPA Pulsed laser testing, Robustness.