



Etude de l'impact des paramètres de protection périphérique et environnementaux de composants de puissance en carbure de silicium en vue de leur montée en tension

Lumei Wei

► To cite this version:

Lumei Wei. Etude de l'impact des paramètres de protection périphérique et environnementaux de composants de puissance en carbure de silicium en vue de leur montée en tension. Energie électrique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017. Français. NNT : 2017TOU30354 . tel-02004299

HAL Id: tel-02004299

<https://theses.hal.science/tel-02004299>

Submitted on 1 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Présentée et soutenue par :

Lumei WEI

Le mercredi 19 juillet 2017

Titre :

Etude de l'impact des paramètres de protection périphérique et environnementaux de composants de puissance en carbure de silicium en vue de leur montée en tension

ED GEET : Génie Electrique

Unité de recherche :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie (LAPLACE - UMR 5213)

Directeur(s) de Thèse :

Marie-Laure LOCATELLI, Chargée de Recherche au CNRS
Pierre BIDAN, Professeur à l'UT3 Paul Sabatier

Rapporteurs :

Petru NOTINGHER, Professeur à l'Université de Montpellier
Dominique PLANSON, Professeur à l'I.N.S.A. de Lyon

Autre(s) membre(s) du jury :

Bertrand VERGNE, Chercheur à l'Institut Saint-Louis (examineur)
Grégory GROSSET, Ingénieur de la société I.B.S. (invité)

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au sein du Laboratoire Plasma et Conversion d’Energie (Laplace) de l’Université Paul Sabatier. Je tiens, pour commencer, à remercier mes deux directeurs de thèse : Marie-Laure Locatelli et Pierre Bidan, car ce travail n’aurait pas pu voir le jour sans leur encadrement exemplaire, leurs inestimables conseils et leurs encouragements. Je leur exprime ici ma profonde reconnaissance. J’exprime à Marie-Laure Locatelli toute ma gratitude pour sa très grande gentillesse, la disponibilité à tout épreuve et la rigueur scientifique dont elle a fait preuve tout au long de la réalisation des travaux présentés ici.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à tous les membres du jury qui se sont déplacés jusqu’à Toulouse pour participer à l’évaluation de ce travail de recherche. Je remercie tout particulièrement Dominique Planson et Petru Notingher pour leurs rôles de rapporteurs, pour leur temps consacré et pour avoir contribué à l’amélioration de ce manuscrit par leurs remarques.

Cette thèse n’aurait pas pu aboutir sans l’aide de l’Institut Saint-Louis, ainsi que de la société IBS, partenaires de ce projet. Je tiens à remercier tout spécialement Bertrand Vergne, et Grégory Grosset, pour leur accueil et pour leur contribution.

Je remercie également tous les membres du personnel du Laplace, de m’avoir accueillie au sein du laboratoire durant ces années de thèse. Je voudrais adresser un grand merci à mes collègues de l’équipe MDCE pour leur présence amicale, l’ambiance très chaleureuse, leur grande aide et ainsi pour les bons moments passés ensemble, avec une mention particulière à Mateusz Szczepanski, Hélène Hourdequin, Laurent Roske, Chafé Cheballah, Francois Saysouk, Guillaume Belijar, ... Je tiens à remercier tous les « Laplaciens » qui ont contribué à la bonne ambiance durant mon séjour.

Je souhaite enfin dire un grand merci à ma famille : mes parents, ma soeur, mon époux, et spécialement mon petit. Je tiens à remercier particulièrement mon amour et mon Mari Zukun, pour ses encouragements constants, son éternel soutien, son amour inconditionnel qui m’ont permis de dépasser les moments difficiles.

SOMMAIRE

Introduction Générale	5
CHAPITRE 1 - Etat de l'Art	9
1.1 Qu'est-ce qu'un composant de puissance à semi-conducteur « haute tension » ?	9
1.1.1 Généralités.....	9
1.1.2 Paramètres déterminant la tenue en tension liés au semi-conducteur	11
1.1.2.1 Paramètres technologiques liés à la 'jonction en volume'	11
1.1.2.2 Paramètres technologiques liés à la 'périphérie de jonction'	13
a) Trois principales structures élémentaires de protection périphérique	14
b) Synthèse des différentes protections étudiées pour la haute tension	15
1.1.2.3 Paramètres liés aux propriétés physiques du semi-conducteur	15
1.1.3 Paramètres déterminant la tenue en tension liés aux isolants.....	19
1.1.3.1 Rôle des isolants de passivation et d'encapsulation	19
1.1.3.2 Propriétés physiques des isolants impactant la tenue en tension	19
1.1.3.3 Etat de l'art des matériaux isolants pour les composants SiC	20
1.2 Etat de l'art de la filière SiC commerciale	23
1.2.1 Les substrats et les épitaxies disponibles	23
1.2.2 Les composants de puissance SiC commerciaux.....	24
1.3 Etat de l'art des démonstrateurs très haute tension en SiC	26
1.3.1 Rôle des défauts dans les substrats et épitaxies en SiC.....	26
1.3.2 Facteurs liés à la technologie et la conception de la périphérie.....	28
1.3.2.1 Rappel sur les trois familles de diodes SiC pour la haute tension	28
1.3.2.2 Etat de l'art des démonstrateurs très haute tension en SiC-4H	29
1.3.2.3 Les manifestations de V_{Rmax} ou V_{BR}	33
1.3.3 Facteurs liés à la passivation, l'encapsulation et l'environnement isolant	34
1.4 Conclusion.....	37
CHAPITRE 2 - Simulation de la tenue en tension d'un composant en SiC	39
2.1 Calcul de la tenue en tension par simulation numérique	39
2.1.1 Présentation générale de la méthode de C.A.O.....	39
2.1.2 Modèles de définition des propriétés physiques des matériaux	41
2.1.2.1 Pour le matériau semi-conducteur	41
2.1.2.2 Pour le matériau isolant	42
2.1.3 Les modèles et paramètres d'ionisation par impact dans le semi-conducteur ..	42
2.1.3.1 Notions de facteur de multiplication et d'intégrale d'ionisation	43

2.1.3.2	Modèles des coefficients d'ionisation.....	45
2.1.3.3	Dépendance en température des coefficients d'ionisation.....	49
2.1.4	Définition de la tenue en tension obtenue par simulation.....	50
2.2	Isolants solides et gazeux sous fort champ : conduction et rupture.....	51
2.2.1	Matériau isolant solide sous fort champ	51
2.2.1.1	Mécanismes de conduction dans un film isolant solide	51
a)	Mécanismes de conduction contrôlés par l'interface électrode-diélectrique	51
b)	Mécanismes de conduction contrôlés par le volume du diélectrique	53
c)	Informations concernant les composants en SiC-4H.....	56
2.2.1.2	Mécanismes de rupture diélectrique d'un matériau isolant solide	57
a)	Claquage d'origine électronique.....	58
b)	Claquage thermique.....	58
c)	Claquage électromécanique	59
d)	Traitements analytique et statistique de la rupture diélectrique	59
2.2.2	Mécanisme de rupture dans les gaz sous fort champ	60
2.2.2.1	Les décharges électriques dans les gaz sous champ uniforme	60
a)	Mécanisme de décharge dans un gaz sous champ uniforme	60
b)	Mécanisme de décharge couronne sous champ non uniforme.....	64
2.2.2.2	Mécanisme de décharge dans le gaz en présence d'un isolant solide d'interface ...	66
a)	Accumulation de charges surfaciques et champ électrique	66
b)	Initiation et propagation des décharges en présence d'un diélectrique solide.....	68
2.2.3	Conclusion.....	69
 CHAPITRE 3 - Etude par simulation de la contrainte en champ électrique et		
conception de la structure d'étude expérimentale		71
3.1	Simulation 1D des diodes pour l'étude expérimentale	72
3.2	Conception des diodes pour l'étude expérimentale par simulation 2D.....	74
3.2.1	Définition de la structure simulée en 2D et des paramètres.....	74
3.2.2	Influence des paramètres de JTE sur les grandeurs dans SiC	76
3.2.2.1	Influence de la dose de JTE sur la tenue en tension V_{BR-SiC}	77
3.2.2.2	Influence de la dose de JTE sur le champ maximal dans SiC à V_{BR-SiC}	78
3.2.2.3	Champ maximal dans SiC lorsque V_R augmente	80
3.2.2.4	Lieu de génération par ionisation par impact.....	81
3.2.3	Influence de la JTE sur le champ dans les matériaux isolants.....	83
3.2.4	Effet des charges à l'interface SiC/SiO ₂	85
3.2.4.1	Cas d'une « diode mince » (10 μ m).....	85
3.2.4.2	Cas d'une « diode épaisse » (40 μ m).....	86

3.2.5	Influence de la passivation secondaire et du milieu environnant.....	91
3.2.5.1	Contrainte en champ dans le milieu environnant.....	91
3.2.5.2	Effet de la présence de la couche de passivation secondaire.....	93
a)	Pour les différentes catégories de JTE.....	93
b)	Influence de l'épaisseur de la passivation secondaire	96
3.2.5.3	Influence de la permittivité de la passivation secondaire et de l'encapsulation	97
3.3	Conclusion.....	100
CHAPITRE 4	- Caractérisation des composants dédiés à l'étude	103
4.1	Caractérisation des matériaux isolants de passivation.....	103
4.1.1	Structures de test des films isolants et méthodes de mesure	104
4.1.2	Techniques de mesures	104
4.1.2.1	Spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR)	104
4.1.2.2	Spectroscopie diélectrique	105
4.1.2.3	Mesures électriques.....	107
a)	Mesure de courants sous polarisation statique.....	108
b)	Rupture diélectrique	108
4.1.3	Propriétés de la couche de passivation primaire en SiO ₂ déposée	109
4.1.3.1	Effet d'une exposition à haute température sur les propriétés.....	109
a)	Analyse par spectroscopie diélectrique.....	109
b)	Effet sur la mesure du courant de conduction	111
c)	Analyse par FTIR.....	112
4.1.3.2	Rigidité diélectrique des films de SiO ₂ en fonction de la température	114
4.1.4	Synthèse.....	115
4.2	Etude expérimentale de la tenue en tension des diodes SiC	115
4.2.1	Composants et méthodes de mesure de V _{BR-exp}	116
4.2.1.1	Description du jeu de masques et des structures de test (ST-Diode)	116
4.2.1.2	Définition des différentes catégories de diodes étudiées	118
4.2.1.3	Méthodes de mesures.....	120
4.2.2	Etude statistique de la tenue en tension expérimentale sous vide - Effet de la géométrie des diodes et de la présence de PI	121
4.2.2.1	Catégorie « diodes minces » (10 µm).....	122
a)	Dans le cas « forte dose ».....	122
b)	Dans le cas « dose optimale »	122
4.2.2.2	Catégorie « diodes épaisses » (40 µm, 35 µm et 30 µm)	123
a)	Dans le cas « forte dose ».....	123
b)	Dans le cas « dose optimale »	125

c) Dans le cas « faible dose »	126
4.2.2.3 Synthèse	127
4.2.3 Etude des phénomènes de claquage observés sous vide.....	128
4.2.3.1 Cas « faible dose »	128
a) Catégorie « diodes minces » (10 μm).....	128
b) Catégorie « diodes épaisses » (30 μm).....	133
4.2.3.2 Cas « forte dose » - Diode épaisse (40 μm)	136
4.2.3.3 Cas « dose optimale » - Diode épaisse (40 μm)	140
4.2.3.4 Synthèse	145
4.2.4 Observation du claquage sous azote à la pression atmosphérique	146
4.2.4.1 Cas « faible dose »	146
a) Catégorie « diodes minces » (10 μm).....	146
b) Catégorie « diodes épaisses » (30 μm).....	147
c) Cas « forte dose » - Diode épaisse (40 μm)	149
4.2.4.2 Synthèse	150
4.3 Conclusion.....	151
Conclusion générale	153
Références.....	159

Introduction Générale

La nouvelle génération de dispositifs de puissance basés sur des semi-conducteurs à grand gap va jouer un rôle majeur dans les systèmes futurs de l'électronique de puissance, en raison de meilleures performances que celles permises par les systèmes actuels utilisant du silicium (Si). Aujourd'hui, le carbure de silicium (SiC) est le matériau proposant le meilleur compromis entre intérêt des propriétés théoriques, progrès des procédés de fabrication et amélioration de la qualité du substrat. Si un fonctionnement des dispositifs à base de SiC à des tensions de blocage et des températures de jonction supérieures à celles réalisables avec Si est dorénavant déjà avéré, le packaging actuel des composants à base de SiC peut cependant limiter les avantages de cette filière.

Protéger la périphérie de la zone active est essentiel pour l'obtention d'un composant (CP) à semi-conducteur 'Haute Tension'. Une attention particulière doit être portée au cas des semi-conducteurs à grand gap tel que SiC, qui possèdent un champ électrique critique E_C environ dix fois supérieur à celui du silicium. Cette spécificité entraîne l'existence de niveaux de champ électrique nouveaux au sein des structures par rapport à l'existant. De plus, les tensions unitaires atteintes (par puce) jusque-là inégalées, augmentent encore la contrainte électrique sur l'environnement isolant proche de la puce. Des architectures destinées à réduire les renforcements de champ, et des matériaux de passivation et d'encapsulation à forte rigidité diélectrique E_{BR} , doivent être recherchés, pour permettre à l'ensemble de fonctionner avec des performances maximales (états passant et bloqué). De nombreuses publications concernant des diodes ou transistors en SiC de tenue en tension très élevée, voire leur disponibilité commerciale (jusqu'à 10 kV), démontrent du réel intérêt de cette solution. Cependant, les matériaux de l'environnement du semi-conducteur qui doivent être utilisés pour l'obtention du composant ou du module de puissance final, en particulier les matériaux isolants de passivation et d'encapsulation (i.e. isolation en surface), font partie des éléments les plus handicapants et nécessitent d'être adaptés aux spécificités des puces en SiC pour bénéficier au mieux de leurs atouts.

L'objectif de cette thèse est de contribuer à une meilleure connaissance des paramètres et des mécanismes de rupture impactant la tenue en tension à l'état bloqué de l'ensemble qui forment la puce et son environnement isolant électrique, afin d'optimiser les performances des composants puissance haute tension (3,3 kV et plus) issus de la filière SiC. Plus

particulièrement, l'étude de la contrainte en champ électrique induite sur les matériaux de passivation et d'encapsulation et son impact sur la tenue en tension a pour but d'améliorer leur choix lors de la conception des dispositifs.

Ce manuscrit est composé de quatre chapitres décrits comme suit.

Le Chapitre 1 présente l'état de l'art des composants de puissance SiC haute tension (supérieure à 3 kV). Dans un premier temps, après une présentation générale de ces composants et modules, nous décrirons les paramètres déterminants pour leur tenue en tension, liés à l'architecture et aux propriétés, tout d'abord de la partie 'semi-conducteur', puis de la partie 'isolants'. La filière SiC du point de vue commercial sera ensuite parcourue, en termes de substrats et de composants actuellement sur le marché. Enfin, nous présenterons une revue des structures en SiC publiées à ce jour, et ayant démontré les plus fortes tenues en tension, afin de faire une synthèse des principales techniques utilisées, des limitations à haute tension et les causes associées, y compris celles liées aux isolants.

Le Chapitre 2 aborde dans une première partie la méthode de simulation numérique, nécessaire au calcul de la tenue en tension d'un composant de puissance à semi-conducteur. Les modèles pris en compte par l'outil numérique SENTAURUS, et les valeurs des paramètres retenus pour décrire les propriétés des différents matériaux de la structure sont présentés. La seconde partie effectue un rappel des principaux mécanismes de rupture des matériaux isolants solides et gazeux, non modélisés et non pris en compte dans le calcul de la tension de rupture de la structure simulée.

Le Chapitre 3 concerne l'étude par la simulation de la répartition du champ électrique dans la structure [semi-conducteur + isolants], en fonction de la tension inverse appliquée, jusqu'au moment du claquage dans le semi-conducteur. Une structure de diode bipolaire en SiC-4H avec une protection périphérique de type 'JTE' a été considérée. Dans un premier temps, nous avons simulé une jonction abrupte semi-infinie pour définir les valeurs du dopage et des épaisseurs de la zone épitaxiée N⁻ conduisant à la gamme de tension visée par l'étude (de 1 kV à 6 kV). Dans un deuxième temps, nous avons travaillé sur l'influence du dopage de la JTE, des charges à l'interface entre SiC et la couche de passivation primaire en SiO₂, de la présence d'une passivation secondaire et d'une encapsulation, sur la contrainte en champ électrique dans les différentes couches de matériaux, au moment du claquage dans SiC. Les résultats seront discutés en vue d'une conception optimisée, et seront utilisés pour analyser les résultats expérimentaux de la rupture des diodes fabriquées et proposer .

Le Chapitre 4 est consacré à l'étude expérimentale de diodes bipolaires en SiC-4H conçues pour les objectifs de cette thèse. Ces structures de test ont été fabriquées par la société IBS, dans le cadre du projet FiSiC, visant à la création d'une filière française de production de diodes et de transistors de puissance en SiC de calibre en tension 3,3 kV.

Une première partie de ce chapitre porte sur l'étude expérimentale des propriétés sous fort champ électrique du matériau de passivation primaire en SiO₂ épais élaboré par dépôt, dans une gamme de température s'étendant jusqu'à 300 °C. La rigidité diélectrique de ce film a en particulier été mesurée. Le travail a ensuite porté sur la caractérisation de la tension de rupture de la structure complète des différentes diodes fabriquées, effectuée sous vide et sous azote à la pression atmosphérique. L'analyse des comportements visualisés au moment du claquage pour les différents cas d'étude comparés, corrélée aux informations issues des simulations et des caractérisations des isolants, a permis d'évaluer la pertinence des valeurs de rigidité diélectrique des isolants pour prédire la tenue en tension de la structure complète d'une part, et d'identifier certains des paramètres technologiques et mécanismes mis en jeu lors du claquage des diodes d'autre part. Plusieurs conclusions utiles pour l'amélioration de l'étape de conception et l'optimisation de la protection périphérique et de l'isolation électrique des composants haute tension en SiC ont pu être tirées de ces travaux.

Nous concluons sur un bilan des acquis de ce travail, tant du point de vue de l'intérêt applicatif que du point de vue de la compréhension des mécanismes physiques, et nous proposerons quelques perspectives.

CHAPITRE 1 - Etat de l'Art

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'état de l'art des composants de puissance en carbure de silicium (SiC) haute tension (supérieure à 3 kV). Après une présentation générale de ces composants et modules, nous présentons le rôle des paramètres déterminants pour la tenue en tension liés à l'architecture et aux propriétés tout d'abord de la partie 'semi-conducteur', puis de la partie 'isolants'. Le paragraphe suivant présentera l'état de l'art de la filière de SiC du point de vue commercial, montrant les substrats et les composants actuellement sur le marché. Puis nous présenterons une revue des structures en SiC publiées à ce jour, et ayant démontré les plus fortes tenues en tension, afin de faire une synthèse des principales techniques utilisées, des limitations à haute tension et les causes associées, y compris celles liées aux isolants. Enfin, les objectifs de notre étude seront situés dans ce contexte.

1.1 Qu'est-ce qu'un composant de puissance à semi-conducteur « haute tension » ?

1.1.1 Généralités

Les composants discrets et les modules de puissance sont des éléments clé dans les convertisseurs d'énergie électrique. Sous forme de composants discrets 'mono-puce', se trouvent des diodes (Schottky, bipolaires) ou des transistors (MOSFETs, IGBTs, BJTs, ...). Des fonctions plus complexes, telles qu'une cellule de commutation, un interrupteur bidirectionnel en courant, un onduleur ou un pont redresseur peuvent être assurées par les modules de puissance 'multi-puces' disponibles dans le commerce. Un schéma d'une structure classique, permettant d'illustrer les constituants de base d'un module de puissance est présenté en figure 1.1.

Un module de puissance est constitué de puces semi-conductrices qui sont brasées sur un substrat céramique métallisé. Ce dernier intègre les pistes conductrices et assure une isolation électrique entre les puces et le support sur lequel le module de puissance est fixé. Dans les structures habituelles, les connexions électriques à l'intérieur du module de puissance

sont assurées par des fils de liaison (bonding). L'assemblage est encapsulé grâce à un gel silicone, et inséré dans un boîtier qui assure le maintien des connexions avec l'extérieur.

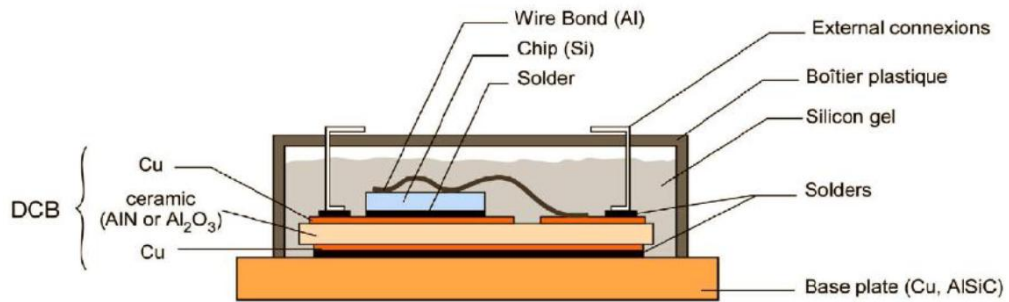


Figure 1.1 Module de puissance classique : vue en coupe.

Nous nous intéressons par la suite uniquement au système formé par la puce et les isolants électriques de son environnement proche, comme présenté par la figure 1.2, destiné aux applications haute tension. Ce système [1] est constitué d'une part d'un matériau semi-conducteur avec son architecture interne. Deux métallisations de quelques micromètres d'épaisseur assurent le contact électrique avec cette partie : une sur la face arrière pour le report de la puce, et une sur la face avant où sont réalisées les connexions électriques à l'aide de fils de bonding. Le matériau semi-conducteur considéré dans cette thèse est le carbure de silicium. D'autre part, les isolants de ce système sont constitués premièrement d'une couche située à la surface du semi-conducteur, appelée globalement 'passivation', et deuxièmement d'un matériau dit 'd'encapsulation' venant remplir le volume libre autour de la puce et ses connexions.

Le paragraphe suivant rappellera les principaux paramètres et leur rôle, pour chacune des parties 'semi-conducteur' et 'isolante', qui sont déterminants pour la tenue en tension de l'ensemble. Les principales zones discutées sont définies dans la figure 1.2, à savoir : les zones appelées 'jonction en volume' et 'périphérie de jonction' pour la partie semi-conducteur, et les zones 'passivation' et 'encapsulation' (ou 'milieu environnant') pour la partie isolante.

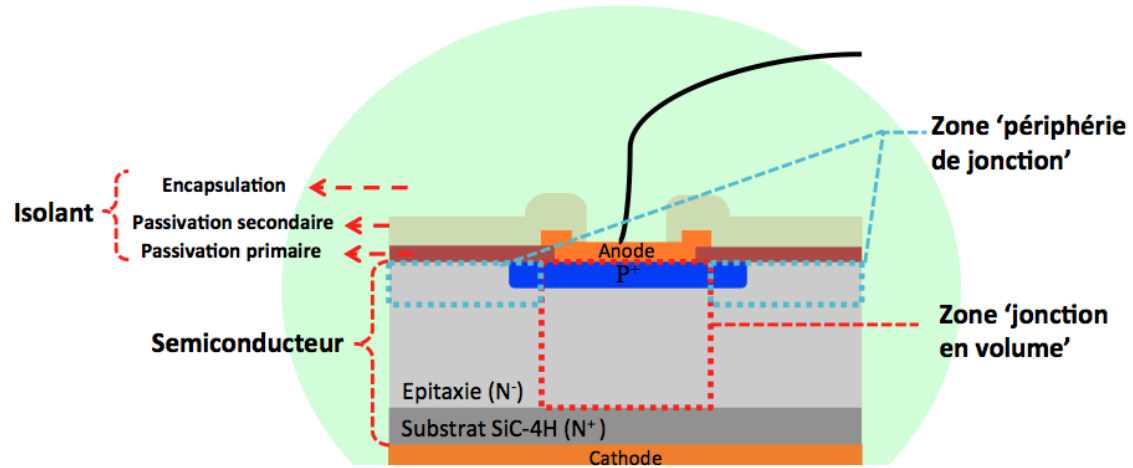


Figure 1.2 Focalisation sur le système semi-conducteur/isolants, objet de cette étude. Définition des zones principales pour la tenue en tension.

1.1.2 Paramètres déterminant la tenue en tension liés au semi-conducteur

Coté semi-conducteur, la tension de claquage par avalanche (V_{BR}) est la tension maximale que peut supporter un composant à l'état bloqué. Lorsque la tension appliquée sur le composant, qui est supportée par une jonction (métal/semi-conducteur ou PN) sous polarisation inverse, est proche de V_{BR} , on constate une variation importante du courant à l'état bloqué, produite par le phénomène de claquage par avalanche. On dit alors que le composant est claqué par avalanche. Cette V_{BR} dépend en premier lieu des paramètres de la structure de la puce SiC, en volume, et en périphérie. Elle dépend également des propriétés des isolants en surface (passivation et encapsulation) comme nous le verrons après.

1.1.2.1 Paramètres technologiques liés à la 'jonction en volume'

Nous rappelons ici les bases physiques de la tenue en tension d'une structure théorique 'plane parallèle semi-infinie' $P^+N^-N^+$. Elle est constituée d'une zone peu-dopée N^- , intercalée entre deux zones dopées P^+ et N^+ comme montrée sur la figure 1.3. Sur cette figure, nous observons également le champ électrique dans la structure $P^+N^-N^+$ lorsque la jonction bipolaire est polarisée en inverse. La tension inverse est égale à l'intégrale du champ électrique entre $-X_P$ et X_N , qui sont les extensions de la zone de charge d'espace développée de part et d'autre de la jonction respectivement du côté P^+ et du côté N^-N^+ . La tenue en tension de cette structure théorique notée ici $V_{BR_théorique}$ peut alors être exprimée par [2] :

$$V_{BR_théorique} = \int_{-X_P}^{X_n} E(x) dx \quad (1.1)$$

La zone N^- est très peu dopée par rapport aux couches P^+ et N^+ , ainsi l'extension des zones de charge dans P^+ et N^+ est négligeable. La tension inverse est donc majoritairement supportée par la couche N^- .

La tension inverse supportée par la structure peut être augmentée jusqu'à ce que le champ maximal E_{max1} , qui se trouve situé à la jonction entre la couche P^+ et la couche N^- , soit égal à un certain champ, appelé champ critique de claquage par avalanche du semi-conducteur, noté E_C .

- Dans le cas d'un fort dopage de la couche N^- , tel que la profondeur de la zone de charge d'espace X_{D1} dans la zone N^- , pour laquelle $E_{max1} = E_C$, est inférieure à l'épaisseur de la zone N^- W_I , alors le profil du champ est triangulaire et la tension de claquage $V_{BR_théorique}$ s'exprime en fonction de la profondeur de la zone désertée par :

$$V_{BR_théorique} = \frac{1}{2} E_C \cdot X_{D1} \quad (1.2)$$

- Dans le cas particulier du dopage pour lequel la couche N^- est entièrement désertée au moment du claquage, et sachant qu'alors :

$$X_{D2} = W_I = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot V_{BR_théorique}}{q \cdot N_{D2}}} \quad (1.3)$$

où ε est la permittivité diélectrique du semi-conducteur, N_{D2} est le dopage de la zone N^- ,

nous pouvons aussi obtenir l'expression de V_{BRth} en fonction du dopage s'écrit :

$$V_{BR_théorique} = \frac{\varepsilon \cdot E_C^2}{2q \cdot N_{D2}} \quad (1.4)$$

- Dans le cas d'un faible dopage N_{D3} tel que l'extension non limitée X_{D3} serait supérieure à l'épaisseur de la zone N^- , le profil du champ électrique est trapézoïdal. En faisant l'hypothèse approximative que $E_{max1} \approx E_{max2}$ (due au faible dopage de cette couche), la tenue en tension peut alors s'exprimer par :

$$V_{BR_théorique} \approx E_C \cdot W_I \quad (1.5)$$

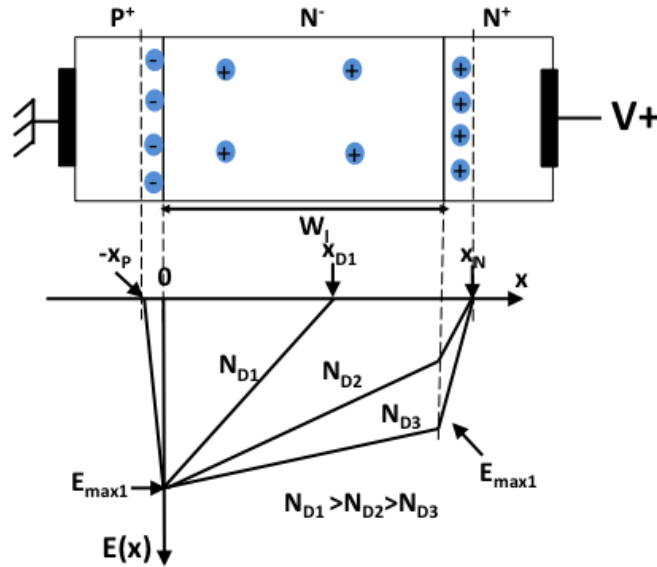


Figure 1.3 Vue en coupe d'une structure semi-infinie $P^+N^-N^+$ sous polarisation inverse et profil du champ électrique pour différents dopages ($N_{D1} > N_{D2} > N_{D3}$).

Le champ maximal est limité à la valeur du champ critique d'avalanche E_c du matériau dans cette structure. On s'aperçoit que la solution pour l'augmentation de la tension de claquage $V_{BR_théorique}$ est de réduire le dopage N_D de la région N^- et d'augmenter l'épaisseur de la zone N^- de manière inter-dépendante. Les paramètres technologiques clé de la zone de 'jonction en volume' sont donc **le dopage** et **l'épaisseur de la couche epitaxiale peu dopée N^-** .

1.1.2.2 Paramètres technologiques liés à la 'périphérie de jonction'

En pratique, lorsqu'on applique une tension inverse sur une jonction plane finie, les rayons de courbure des équipotentielles se resserrent en périphérie de la jonction. Cela provoque un renforcement local du champ électrique, d'amplitude supérieure au champ présent à la jonction en volume, lequel va provoquer le claquage de la structure pour une polarisation V_{BR} inférieure à $V_{BR_théorique}$. Cette partie présentera brièvement les trois principales structures élémentaires de protection périphérique développées pour rapprocher la tenue en tension V_{BR} de la valeur $V_{BR_théorique}$, qui sont : la structure mesa, les anneaux de garde et l'extension de terminaison de jonction, ou en anglais Junction Termination Extension (JTE). En pratique, la protection périphérique retenue peut être une combinaison d'une ou plusieurs des trois précédentes. Nous donnerons un aperçu des techniques de protection proposées jusqu'à ce jour pour les démonstrateurs de composants SiC de tenue en tension élevée selon la littérature.

a) Trois principales structures élémentaires de protection périphérique

❖ **Protection par mesa**

La jonction est terminée par une gravure qui est définie par la profondeur et l'angle de gravure (figure 1.4 (a)). La matière enlevée par la gravure vient modifier l'équilibre des charges et apporte ainsi une redistribution des équipotentiels plus étalée lors de la polarisation inverse. Il est possible d'optimiser **l'angle α** et la **profondeur de gravure h** pour augmenter la tenue en tension. La technologie de protection par mesa est la seule technique utilisable lorsque la jonction à protéger est semi-infinie (couche épitaxiée ou implantée sur toute la surface du substrat).

❖ **Protection par anneaux de garde flottants**

La technologie des anneaux de garde flottants fortement dopés (FGR pour « Floating Guard Ring ») (figure 1.4 (b)) consiste à étaler latéralement la charge d'espace en périphérie de la jonction principale sur une distance suffisante, en entourant la jonction principale de plusieurs anneaux de mêmes type et dopage que la zone à protéger. Le caractère flottant est lié à l'absence de polarisation extérieure de ces anneaux. Pour concevoir une structure multi-anneaux optimale, il faut optimiser **la distance entre les anneaux, leur largeur, leur nombre, leur dopage**. Cette technique, comme la suivante, n'est applicable que pour les jonctions ne recouvrant pas toute la surface de la puce (implantation ou épitaxie sélectives).

❖ **Protection par JTE**

La technique JTE consiste à entourer la zone à protéger par une zone (appelée aussi 'poche') avec le même type de dopage, mais plus faiblement dopée. Cette poche est en contact avec la jonction principale (figure 1.4(c)). Au blocage, quand la tension de polarisation inverse croît, les deux jonctions P^+N et P^-N soutiennent chacune une partie de la tension inverse. Comme nous le verrons en détail au chapitre 3, il faut ajuster **le dopage, la profondeur et la longueur de la JTE** pour que celle-ci commence à être dépeuplée de porteurs avant d'atteindre la tension de claquage, afin que cette dernière soit maximale. La déplétion intervient d'abord à l'extrémité de la couche P, et se propage vers l'intérieur en direction de la jonction P^+ .

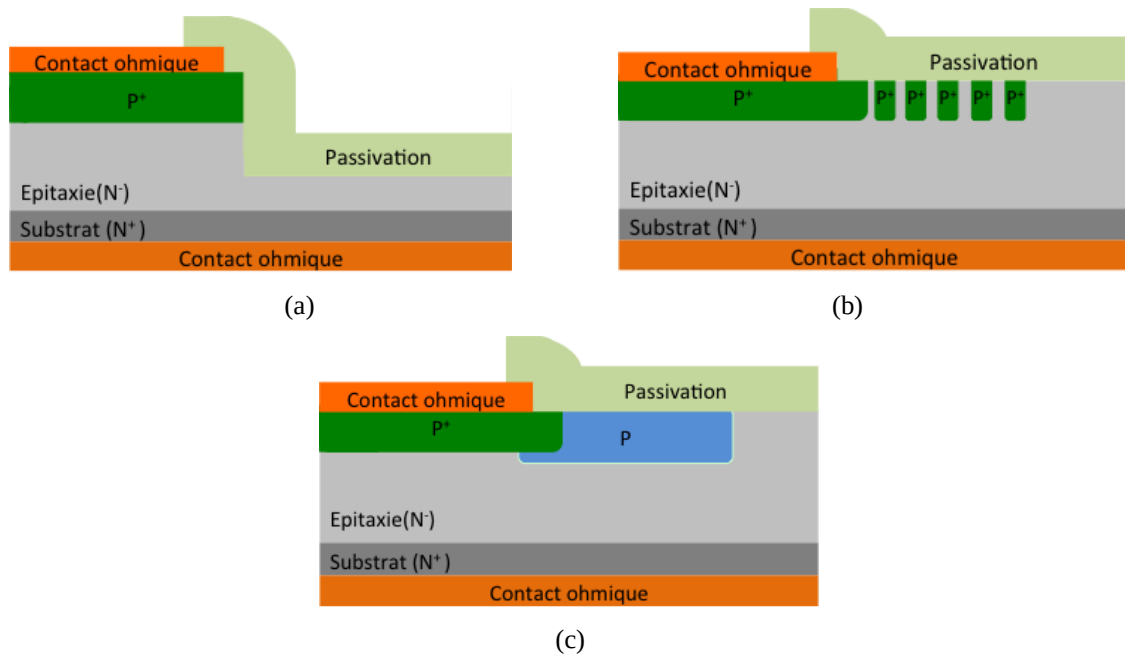


Figure 1.4 Schéma des trois principales techniques de protection périphérique : (a) par gravure mesa, (b) par anneaux de garde flottants fortement dopés, (c) par JTE.

b) Synthèse des différentes protections étudiées pour la haute tension

L'étude bibliographique des démonstrateurs de composants en SiC-4H de tenue en tension supérieures à 3 kV montre que la protection par JTE est très souvent utilisée. On trouve la JTE simple, ou combinée avec elle-même (JTE multiple) [3], ou combinée avec les deux autres techniques élémentaires (gravure [4][5][8] et anneaux [10][11][12]). Les poches ou anneaux sont modulés par dopage localisé (implantation) [6] [9] ou gravure [7]. Elles ont pour but de réduire l'amplitude des pics de champs à la surface du semi-conducteur et surtout de réduire la sensibilité de la tension de claquage aux paramètres technologiques.

1.1.2.3 Paramètres liés aux propriétés physiques du semi-conducteur

Pour une structure donnée, nous avons vu que la tenue en tension maximale accessible par un composant est liée au mécanisme de claquage par avalanche. Comme introduit au début de ce chapitre, deux paramètres physiques interviennent dans l'expression de la tension de claquage : **la permittivité diélectrique** et la notion de **champ critique par avalanche**.

La tenue en tension peut être aussi limitée par le niveau du courant de fuite de la jonction à l'état bloqué, qui peut conduire à l'emballement thermique du dispositif sous polarisation inverse élevée. Le courant de fuite d'une jonction bipolaire polarisée en inverse dépend de la concentration de porteurs générés dans, ou entraînés à travers sa zone de charge.

Ces courants dépendent notamment de la **concentration intrinsèque de porteurs** du matériau.

Des rappels sur les paramètres physiques importants pour la tenue en tension sont présentés ici, ainsi que leur lien avec le gap du semi-conducteur. A cette occasion, les atouts du carbure de silicium par rapport au silicium pourront être mis en évidence.

❖ Champ critique et ionisation par impact

Sous l'action d'un champ électrique interne, les porteurs libres sont accélérés et peuvent atteindre une énergie cinétique suffisamment grande pour créer d'autres paires électron-trou lors de leur collision avec des atomes du réseau cristallin. Ce mécanisme est appelé l'ionisation par impact et conduit, par sa multiplication, au claquage par avalanche du composant. La valeur maximale du champ électrique alors atteint dans le semi-conducteur est le champ critique, utilisé dans les expressions de $V_{BR\text{-théorique}}$ du paragraphe 1.1.2.1. Il est caractérisé par les **coefficients d'ionisation des trous et des électrons**. Ce phénomène physique est traité plus en détail dans le chapitre 2. L'énergie nécessaire à l'ionisation d'un atome par impact, et donc la valeur E_C est d'autant plus importante que la bande d'énergie interdite E_g du semi-conducteur est importante. Le carbure de silicium SiC-4H, qui possède un champ presque dix fois plus important que celui du silicium, permet donc d'atteindre des tensions de claquage supérieures à celles réalisables avec le silicium, avec de plus faibles épaisseurs et de plus forts dopages. La figure 1.6 permet de le montrer et de quantifier les potentialités théoriques de SiC pour les applications très haute tension (voir aussi chapitre 2).

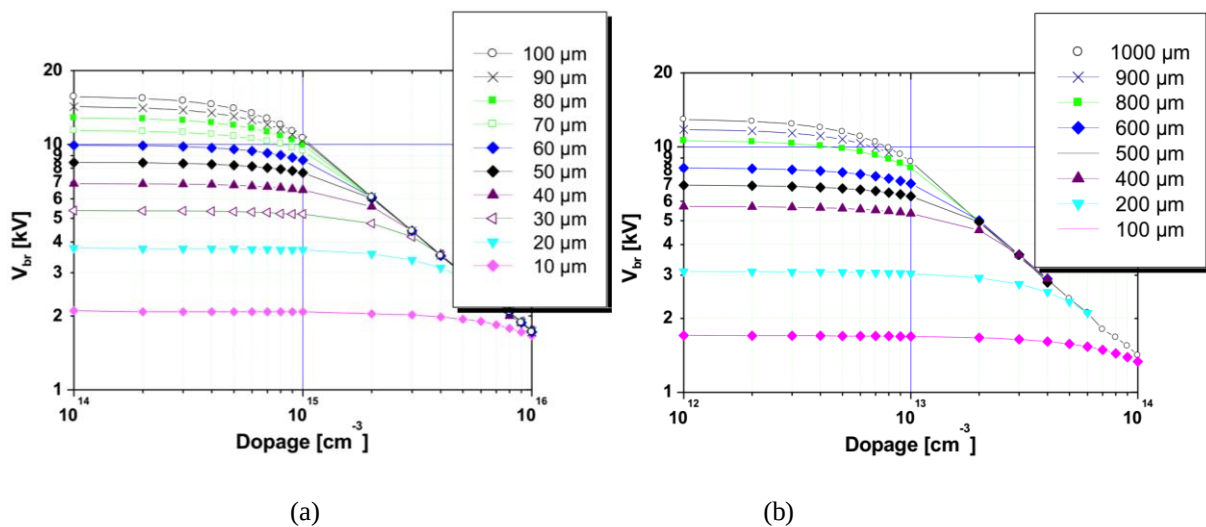


Figure 1.6 Tension de claquage V_{BRth} en fonction du dopage N_D et de l'épaisseur W_l de la couche peu dopée tenant la tension avec : a) SiC-4H et b) Si [13].

A tenue en tension égale, une couche N⁻ d'épaisseur faible avec un dopage élevé est aussi un avantage considérable, car cela permet de diminuer la résistance série R_{on} du composant à l'état passant, et donc de réduire ses pertes en conduction pour une même tenue en tension. Ce gain est illustré dans la figure 1.7.

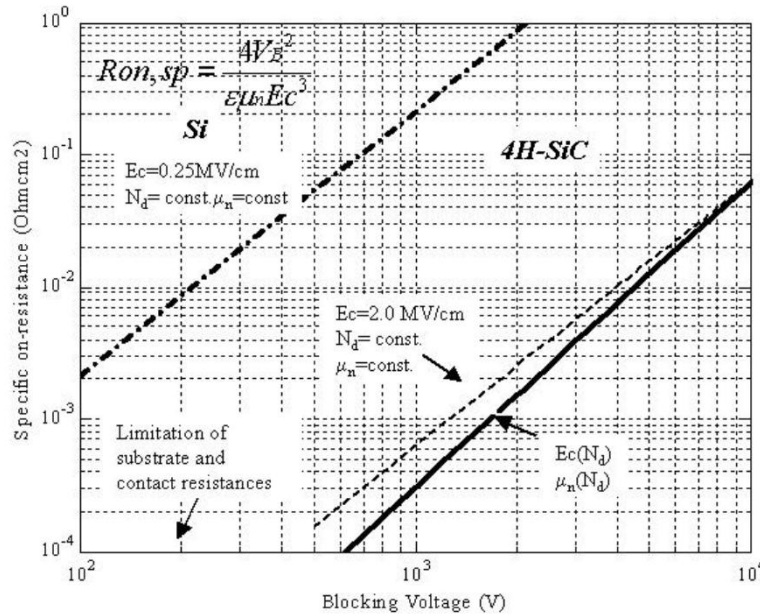


Figure 1.7 Comparaison $R_{on} = f(V_{BR\text{-théorique}})$ pour Si et SiC-4H [14].

❖ Énergie de la bande interdite E_g

SiC est un semi-conducteur à bande d'énergie interdite (gap) indirecte comme le silicium mais sa bande interdite a une énergie E_g de l'ordre de 3 eV, c'est-à-dire environ trois fois celle de Si. Ainsi, SiC est classé dans la famille des semi-conducteurs à large bande interdite. La valeur E_g influence directement le comportement à haute tension, mais aussi le comportement en température via son influence sur la concentration intrinsèque des porteurs.

❖ Concentration de porteurs intrinsèques n_i

Ce paramètre est lié à la largeur de la bande d'énergie interdite ainsi qu'aux densités d'états permis dans les bandes de conduction N_C et bandes de valence N_V . De plus, ce paramètre dépend de façon exponentielle de la température, comme le montre la figure 1.8(a), pour différents matériaux semi-conducteurs.

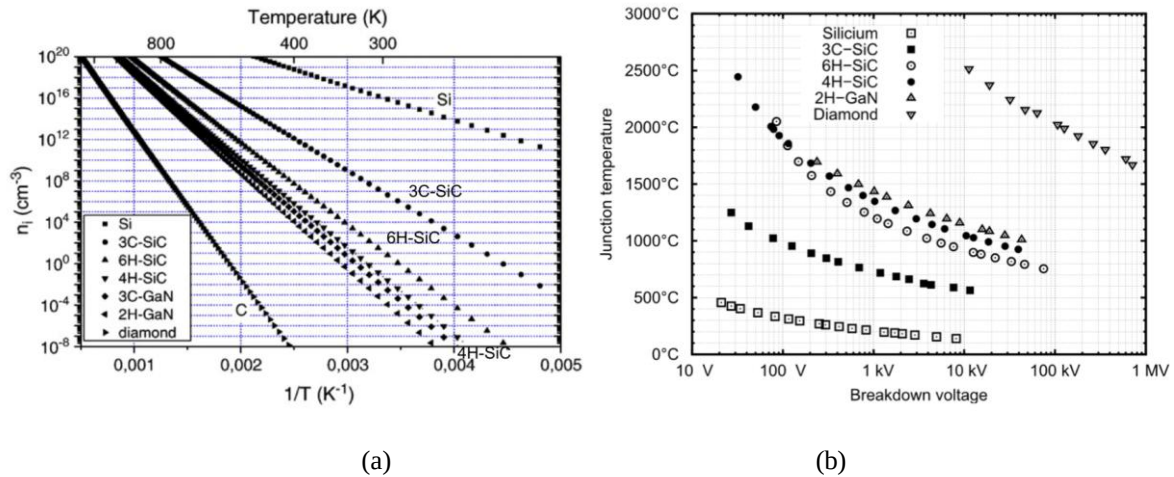


Figure 1.8 (a) Concentration intrinsèque des porteurs en fonction de la température, (b) limite théorique de l'emballement thermique d'une jonction P^+N plane et infinie en fonction de la tension inverse [15].

Nous observons par exemple qu'à 300°C, n_i est environ 10^4 fois plus faible dans le polytype SiC-4H que dans Si. Cela signifie que la limite en température élevée, lorsqu'elle est causée par une augmentation exponentielle des courants de fuite (du fait de l'accroissement de la concentration des porteurs intrinsèques), est significativement réhaussée par l'emploi du carbure de silicium à la place du silicium. Ainsi, il est possible de fonctionner à des températures très supérieures à 150°C, qui est la limite du silicium pour les dispositifs hautes tensions, comme illustré en figure 1.8 (b).

Le tableau 1.1 rappelle les valeurs à 300 K des principales propriétés physiques d'un semi-conducteur, qui permettent de comparer le matériau SiC-4H au silicium.

Propriétés	Si	SiC-4H
Bande interdite E_g (eV)	1,1	3,26
Mobilité des électrons μ_n (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	1350	1000
Mobilité des trous μ_p (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	600	115
Vitesse de saturation V_{sat} (cm.s ⁻¹)	1	2
Champ Critique E_c (MV/cm)	0,3	2,9
Conductivité thermique λ_{th} (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)	1,5	4,5
Permittivité ϵ_r (F.m ⁻¹)	11,8	10

Tableau 1.1 Comparaison des propriétés physiques de Si et SiC-4H à 300 K.

1.1.3 Paramètres déterminant la tenue en tension liés aux isolants

1.1.3.1 Rôle des isolants de passivation et d'encapsulation

❖ Passivation

La passivation est une étape technologique [16] [17] développée et importante pour améliorer les performances de tenue en tension pour tous les dispositifs [18] [19]. Elle permet de stabiliser l'état électrique de la surface du semi-conducteur lors du fonctionnement du composant. Elle joue un rôle de protection électrique contre les mécanismes de rupture liés au fort champ électrique en surface du semi-conducteur et aux bords des métallisations. Cette couche, par son **épaisseur**, permet aussi de réduire le champ électrique à sa surface, dans le milieu environnant. Elle a également le rôle de réduire l'effet des contaminations extérieures (l'humidité ou autres contaminants), qui peuvent dégrader les caractéristiques électriques du composant dans le temps.

❖ Encapsulation

L'encapsulation est la dernière étape de fabrication pendant (si le boîtier est une résine injectée - cas du composant discret) ou avant la pose du boîtier (cas du module de puissance). Le rôle principal est d'éliminer les risques de claquages et décharges diélectriques, lorsque des forts champs électriques sont encore présents en surface du système passivé, et autour des différentes parties métalliques de connexion électrique sous haute tension. Le dernier rôle est de protéger les puces semi-conductrices et la connectique métallique des agressions externes de type chimique (humidité, contamination, ...), et de type mécanique (vibrations, chocs, ...). Comme pour la passivation, son épaisseur est un paramètre dimensionnel important.

1.1.3.2 Propriétés physiques des isolants impactant la tenue en tension

❖ Rigidité diélectrique

Pour les deux fonctions de passivation et d'encapsulation, la rigidité diélectrique des matériaux isolants doit permettre de supporter les niveaux de champs électriques transmis par la partie semi-conducteur et induits par les différences de potentiel élevées entre les diverses connexions métalliques. Cette rigidité diélectrique doit être d'autant plus grande qu'une puce en carbure de silicium est capable de supporter des champs internes plus élevés, et qu'elle permet d'appliquer des tensions supérieures sur l'assemblage, par rapport à une puce en silicium.

❖ Permittivité diélectrique et résistivité électrique

Pour les deux fonctions également, la permittivité diélectrique et la résistivité électrique jouent un rôle dans la répartition des équipotentiels et donc sur l'amplitude des champs électriques dans le système semi-conducteur/isolants.

❖ Charges dans les isolants et aux interfaces entre les matériaux

L'existence de charges électriques (fixes ou mobiles) à l'intérieur des isolants ou aux interfaces entre les différents matériaux va également intervenir dans la répartition des équipotentiels, lorsque le système est sous polarisation. La région proche de l'interface entre la surface du semi-conducteur et l'isolant de passivation primaire est une zone particulièrement soumise à la présence de diverses charges fixes ou piégées, et très critique pour la tenue en tension. Le matériau de passivation primaire en contact avec le semi-conducteur doit permettre de réduire (« passiver ») ou maîtriser cette propriété de **densité effective de charges à l'interface** entre SiC et passivant primaire.

❖ Largeur de la bande interdite et barrière d'énergie

Pour le matériau de passivation primaire en contact avec le semi-conducteur, une autre propriété importante est la **hauteur de la barrière d'énergie** nécessaire pour minimiser l'injection de porteurs de charge du semi-conducteur dans l'isolant, notamment en présence de champs électriques élevés. Cette hauteur de barrière dépend de la largeur de la bande interdite de chacun des deux matériaux.

1.1.3.3 Etat de l'art des matériaux isolants pour les composants SiC

Le tableau 1.2 dresse une liste des principales publications de recherche sur des matériaux isolants étudiés pour les composants SiC haute tension et haute température ainsi que des valeurs de leurs propriétés physiques principales.

Fonction d'isolation	Nature du matériau	Conductivité thermique (W/cmK)	Bande d'énergie interdite (eV)	Propriétés électriques			
				ϵ_r	Densité charge fixe Q_F ($\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)	Rigidité diélectrique E_{BR} (MV/cm)	
						@25°C	>300°C
Passivation Primaire	SiO ₂ -thermique [19-22]	0,015	9	3,6	-2,6/+1,65	10	>7,5
	SiO ₂ -PECVD [19] [23]	0,015	9	3,9-5	-0,91	9	>6
	SiO ₂ -LPCVD [20]	0,015	-	3,9-4,5	-2,8		>5,9
	Si ₃ N ₄ [20]	0,03	5,3	7,5	-5	5,8	>3,2

	Al ₂ O ₃ -ALD [24-26]	0,02	8,8	8-11,4	-10	6-8,5	-
	AlO:N [20]	-	-	12,4	-0,4	4,8	-
	HfO ₂ -ALD [27] [28]	0,015	6	25	-4,2	8,5	-
	AlN [20] [21] [29]	11,7	6,03	8,4	-5,2/+5	10-12	-
	ZrO ₂ [30] [31]	0,02	5,8-7,8	15-55	-5×10 ¹³	7,59	-
Empilement de Passivation	HfO ₂ /Al ₂ O ₃ [32]	-	-	10,61	-10,5	7,5	-
	AlN _y :H/SiO ₂ [22]	-	-	5,74	-	14	-
	Al ₂ O ₃ /SiO ₂ [25] [33]	-	-	6,7	-	12	-
Passivation secondaire	Polyimide [34]	0,0017	3,4	-	-	4,5	>3
Encapsulation	gel silicone [35]	-	-	3	-	1,75	-
	résine epoxy [36]	-	-	-	-	3,3	-

Tableau 1.2 Une liste des matériaux isolants étudiés pour la passivation et l'encapsulation des composants de puissance en SiC ainsi que leurs propriétés principales.

En pratique, la passivation des composants de puissance haute tension comporte généralement deux couches distinctes : on parle respectivement de passivation primaire et de passivation secondaire.

❖ La passivation primaire

Elle est en contact avec le semi-conducteur, et peut elle-même être un empilement de plusieurs films. L'élaboration de la couche à l'interface avec le semi-conducteur intervient très tôt dans le procédé d'élaboration du composant afin de préserver sa qualité. Elle utilise aujourd'hui très majoritairement le matériau SiO₂, qui, comme on peut le voir dans le tableau 1.2 possède les meilleures propriétés discutées précédemment (voir E_g, et E_{BR}) ou les mieux maîtrisées (voir Q_F). Comme pour la filière silicium, c'est l'oxyde naturel de SiC, qui peut donc être obtenu par oxydation thermique par voie sèche ou humide, mais avec des vitesses de croissance cependant très inférieures à celles sur silicium. Par ailleurs, ce procédé fait face à des difficultés dans le système SiC, car à côté des atomes de Si qui forment SiO₂, il y a aussi des atomes de C et il se crée des structures carbonées résiduelles à l'interface SiO₂/SiC [37], qui participent à la mauvaise qualité électronique de l'interface notamment avec SiC-4H. La bibliographie tend à montrer que pour réaliser un film de passivation primaire par oxydation thermique, il est préférable de procéder sous O₂ (à température > 1150°C) [38] ou sous N₂O(10%)/N₂ (à température > 1250°C) [39], et de limiter son épaisseur (30 nm). La couche de SiO₂ peut aussi être déposée au moyen de différentes variantes de dépôt : dépôt chimique en phase vapeur (CVD), telles que CVD en phase liquide (LPCVD), CVD assisté par plasma (PECVD), directement sur SiC, ou sur le film d'oxyde thermique, afin d'obtenir une épaisseur

totale plus importante. Il est connu qu'un post-traitement thermique à haute température est nécessaire pour améliorer la qualité du film en volume [40]. Bien que ne reposant pas sur la réaction d'oxydation, ces procédés n'ont pas permis de résoudre le problème à l'interface. Les dépôts de SiO_2 par PECVD suivi d'un recuit de nitruration à haute température (par exemple 1250°C sous N_2O) sont fréquemment utilisés actuellement pour l'étape de passivation primaire [23].

Encore aujourd'hui, la qualité de l'interface $\text{SiO}_2/\text{SiC-4H}$ est loin d'être aussi bonne que celle de SiO_2/Si . Cette difficulté a fait l'objet de très nombreux travaux [39] [41-43], car elle est la principale cause de la mauvaise performance des structures à base de MOS (Métal-Oxyde-Semi-conducteur) et des couches de passivation. La présence de défauts à cette interface se traduit par des charges fixes et des états électroniques, pouvant être soit occupés, soit vides, suivant leur position en énergie par rapport au niveau de Fermi local [44]. Ces états électroniques se traduisent par des charges fixes effectives à l'interface, pouvant être positives ou négatives [45]. A l'heure actuelle, la gamme des meilleures densités effectives de charges fixes à température ambiante est entre $0,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [44].

Des efforts de recherche ont aussi été développés pour remplacer le matériau isolant SiO_2 par un matériau à plus grande permittivité. Plusieurs études montrent de bons résultats (voir E_{BR}), comme pour Si_3N_4 [20], Al_2O_3 [26], AlN [29], HfO_2 [28] ... selon le Tableau 1.2. Leur point faible pourra être soit l'épaisseur (si déposé par dépôt par couches atomiques (ALD)), soit la largeur de la bande interdite. En effet, pour la fiabilité des composants en SiC qui mettent en jeu de forts champs électriques et sont capables de fonctionner à haute température, il est également important que le décalage des bandes d'énergie soit assez grand pour réduire le tunneling des porteurs à travers la barrière sous fort champ [22] [46].

❖ La passivation secondaire

Pour la passivation secondaire, les matériaux de la famille des polyimides sont toujours retenus, dans la continuité de l'usage en microélectronique. Outre la facilité de mise en œuvre (dépôt basse température, gravure par photo-lithographie), ils possèdent surtout de très bonnes propriétés électriques, dans une gamme de température assez large [17] [47].

❖ L'encapsulation

Pour l'encapsulation, dans les composants et modules de puissance actuels, les matériaux utilisés sont des gels silicones, pour leurs bonnes propriétés électriques isolantes et mécaniques, mais ce type de matériaux est limité en température inférieure à 250°C [35]. Pour

remédier à ce problème, il apparaît aujourd'hui indispensable de travailler au niveau de l'isolation des composants de puissance en trouvant des matériaux stables à haute température et capables de supporter les nouvelles contraintes électriques, thermiques et mécaniques.

1.2 Etat de l'art de la filière SiC commerciale

1.2.1 Les substrats et les épitaxies disponibles

Le marché du substrat SiC est assez largement dominé par Cree[®], qui est la première société à avoir commercialisé des plaquettes de SiC (1987), et qui aujourd'hui est encore leader en termes de vente et de qualité de matériau. Le deuxième fournisseur en termes de qualité est SiCrystal qui commercialise comme Cree[®], des substrats 4". Nippon Steel semble toujours impliqué dans l'élaboration de substrats mais la vente de ses produits semble réservée à certains grands clients industriels. On peut également noter en Chine, Tankeblue qui affiche une forte volonté de progresser.

Le tableau 1.3 précise ces différents fournisseurs de substrats et épitaxies en SiC-4H dans le monde. Il montre aussi les tailles de substrat disponibles pour le polytype 4H, ainsi que les densités des principaux défauts cristallins, indicatrices de la qualité du matériau.

Les micropores sont les défauts qui correspondent à des microtubes vides traversant totalement ou partiellement le lingot de SiC. Les progrès dans la croissance du matériau ont permis de considérablement réduire la densité des micropores : ces dernières années, la société Cree[®] a été la première à réaliser des substrats de SiC-4H de diamètre de 100 mm et 150 mm sans aucun micropores [48]. Les dislocations sont elles décrites comme une imperfection du réseau cristallin qui se propage dans une seule direction. Il existe principalement les dislocations vis (Threading Screw Dislocation, TSD), les dislocations coin (Threading Edge Dislocation, TED) et les dislocations dans le plan de base perpendiculaire à la direction de croissance (Basal Plane Dislocations, BPD) [48]. Les concentrations de ces défauts sont de l'ordre de 10^3 à 10^4 cm⁻² dans les substrats de Cree[®]. Les fautes d'empilements (Stacking Faults, SF) sont des défauts d'empilement des couches Si-C, c'est-à-dire des interruptions de leur séquence d'empilement régulière. La germination de ces défauts est due aux BPD.

Fournisseur /Pay	Substrat				Epitaxie			
	Diamètre	Epaisseur (μm)	Micropores (cm^{-2})	Dislocations (cm^{-2})	n-type		p-type	
					Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (μm)	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (μm)
Cree® /USA	3", 4", 6"	350 $\pm$ 25	0 - ≤ 15	$\leq 10^3$ - 10^4	$9 \cdot 10^{14}$ - $1 \cdot 10^{19}$ $\pm 25\%$	≤ 50 $\pm 25\%$	$9 \cdot 10^{14}$ - $1 \cdot 10^{19}$ $\pm 50\%$	≤ 50 $\pm 25\%$
SiCrystal /Allemagne	3", 4"	250 $\pm$ 25 350 $\pm$ 25	≤ 1 -30	NC	NC	NC	NC	NC
II-IV Inc. /USA	3", 4", 6"	370 $\pm$ 30	<1-30	$\leq 5 \cdot 10^3$	NC	NC	NC	NC
Dow-Corning /USA	4"	370	NC	TSD : ≤ 500 BPD : $0 \leq 800$	NC	NC	NC	NC
Showa-denko /Japon	4", 6"	NC	30	TSD : ≤ 200 BPD : $0 \leq 500$	$3 \cdot 10^{14}$ - $2 \cdot 10^{18}$ $\pm 15\%$	≤ 150 $\pm 15\%$	NC	NC
NipponSteel /Japon	4", 6"	360 $\pm$ 50	≤ 1 -10	NC	$5 \cdot 10^{15}$ - $1 \cdot 10^{18}$ $\pm 15\%$	NC	NC	NC
Tankeblue /Chine	2", 3", 4"	330 $\pm$ 25	≤ 10 - 100	NC	NC	NC	NC	NC

Tableau 1.3 Liste des fabricants de substrats et épitaxies en SiC-4H.

1.2.2 Les composants de puissance SiC commerciaux

Depuis 2001, des redresseurs de puissance (diodes Schottky) en SiC-4H ont été introduits sur le marché et, plus récemment, des composants discrets de différents types (diodes Schottky, diodes bipolaires PiN, MOSFET, Thyristor, et JFET), avec une température de jonction maximale spécifiée jusqu'à 175°C, sont commercialisés par différents fabricants (tableau 1.4).

Les calibres en tension et courant sont actuellement entre 600 V et 1700 V, et entre quelques ampères (A) et quelques dizaines A. Nous observons que la société GeneSiC annonce la disponibilité de composants de différents types avec les plus hautes tenues en tension (Schottky - 8 kV, PiN - 15 kV, MOSFET - 1,7 kV, Thyristor - 6500 V), sous forme de puces. La société CREE-Wolfspeed fabrique également sur demande des puces très haute tension, telles que des diodes et des MOSFETs à 10 kV. Infineon est par ailleurs la seule société à proposer un transistor de type JFET (à 1,2 kV). Quelques constructeurs proposent également des calibres en courant plus élevés sous forme de modules.

Ce rapide aperçu de l'état de l'art de la filière SiC montre qu'elle est déjà en mesure de proposer une certaine offre à la demande de composants de puissance plus performants que les composants silicium, et ceci dans une gamme de tension jusqu'à 1700 V pour la plupart

des fournisseurs. Cependant, la plage de tension de claquage reste limitée et les potentialités théoriques à haute tension de SiC ne sont pas complètement exploitées. En effet, il est demandé d'augmenter le niveau de tension et de courant des dispositifs pour satisfaire les besoins de l'industrie avec des tensions de claquage supérieures à 3,3 kV pour le domaine des réseaux de distribution HVDC et dans le domaine du transport ferroviaire en particulier.

Fournisseur	Diode SDBs V_{RRM} / I_F (V) / (A)	Diode PiN V_{RRM} / I_F (V) / (A)	MOSFET V_{RRM} / I_F (V) / (A)	Thyristors V_{RRM} / I_F (V) / (A)	JFET V_{RRM} / I_F (V) / (A)	Module V_{RRM} / I_F (V) / (A)
Cree	600 / 1-20 650 / 2-50 1200 / 2-50 1700 / 10-50	- - - -	- 900 / 7-23 1200 / 6-71 1700 / 2,6-48	- - - -	- - - -	- - - -
GeneSiC	650 / 1-5 1200 / 5-50 1700 / 5-30 3300 / 1-10 8000 / 3,8	- - - 8000 / 2 15000 / 1	- 1200 / 15-160 1700 / 45-160 - -	- - - 6500 / 11-20 -	- - - - -	- 1200 / 25-160 - - -
Infineon	600 / 3-16 1200 / 88-420	- -	- -	- -	- 1200 / 26-35	650 / 35-75 1200 / 75-600
Ixys	- 650 / 86-128	- -	600 / 11 1200 / 35-60	- -	- -	- -
Rohm	- 650 / 22-270 1200 / 5-50 -	-- - - -	400 / 20 650 / 21-118 1200 / 10-95 1700 / 3,7-6	- - - -	- - - -	- - - -
Microsemi	600 / 10-20 650 / 10-30 1200 / 10-30 1700 / 10	- - - -	- 700 / 70 1200 / 25-48 -	- - - -	-- - - -	- - - -
STMicroelectronics	600 / 10-12 650 / 4-12 1200 / 6	- - -	- - -	- - -	- - -	- - -
Neditek	600 / 6-30 1200 / 2-40 1700 / 5-25 1000 / 2 2500 / 2	- - - - -	- - - - -	- - - - -	- - - - -	600 / 75-200 1200 / 50-150 - - -
Toshiba	650 / 6-24 1200 / 20	- -	- -	- -	- -	- -
Sensitron	600 / 10 1200 / 5-20	- -	- -	- -	- -	- -

Tableau 1.4 Caractéristiques des composants de puissance en SiC disponibles commercialement. V_{RRM} et I_F correspondent respectivement à la valeur maximale de la tension inverse et au courant direct nominal.

Au stade de la recherche, de nombreux démonstrateurs des potentialités du carbure de silicium au-delà de 3 kV, et jusqu'à 27 kV (le record actuel de tenue en tension) ont été rapportés. Le prochain paragraphe a pour objectif de faire une revue de leurs principales performances et causes de limitations telles que publiées.

1.3 Etat de l'art des démonstrateurs très haute tension en SiC

Dans la suite de ce paragraphe, notre bibliographie porte essentiellement sur les démonstrateurs de trois familles de diodes PiN, Schottky et JBS en SiC. Nous allons présenter l'état de l'art des performances et des manifestations et causes de claquage rapportées, pour identifier quels sont les facteurs les plus étudiés et connus, ayant un impact sur la tenue en tension expérimentale de la structure complète SiC/isolants. Nous faisons tout d'abord une brève synthèse des études sur le rôle des défauts cristallins sur la caractéristique de tenue en tension.

1.3.1 Rôle des défauts dans les substrats et épitaxies en SiC

❖ Effet des micropores

Lorsqu'ils sont propagés du substrat dans l'épitaxie et sont traversants, les micropores ne permettent pas de réaliser des composants qui supportent des tensions inverses élevées. Des techniques de croissance permettant d'obturer ces tubes, ont permis d'améliorer la qualité des matériaux disponibles. Pour montrer un exemple de l'impact des micropores sur la tenue en tension, nous pouvons citer **T. Kimoto et al.** [49]. En 2002, ils ont étudié les performances de diodes Schottky Ni/SiC-4H fabriquées sur une couche N_D d'épaisseur 60 μm , épitaxiée sur un substrat avec une orientation particulière, ayant permis de comparer les caractéristiques inverses de structures fabriquées sur des zones avec micropores ouverts, avec micropores fermés et sans micropores. Leur résultat montre que la distribution de tension de claquage pour les diodes avec micropores fermés est très proche de celle des diodes sans micropore, avec un écart de moins de 10% entre les valeurs moyennes, et des courants inverses du même ordre de grandeur. La majorité des ruptures ont alors lieu en périphérie du contact Schottky non protégé. Les diodes présentant des micropores ont en revanche une tenue en tension environ deux fois plus faibles et des courants de fuite plus élevés.

❖ Effet des fautes d'empilement (SF) et dislocations

L'effet des SF a été souvent rapporté vis-à-vis du fonctionnement de diodes PiN et JBS en polarisation directe, ayant des épitaxies relativement peu épaisses, et non vis-à-vis de la tenue en tension en inverse des dispositifs. Cependant certaines études portant sur des diodes avec épaisseur d'épitaxie très épaisse [50] montre que l'impact de ces défauts peut jouer un rôle important sur la tenue en tension. Par exemple, en 2005, **H. Fujiwara et**

al. [51] ont étudié la performance de diodes Schottky sur épitaxie d'épaisseur 52 μm avec et sans défaut SF. La tension de claquage moyenne (maximum) pour les diodes avec et sans défaut SF est 1800 V (2400 V) et 2200 V (3050 V), respectivement. En plus, les diodes avec défaut SF ont tendance à avoir un courant de fuite plus grand avant la rupture.

En 2015, **H. Jung et al.** [52] ont montré l'impact de SF et défauts triangulaires affectant les performances de diodes Schottky sur épitaxie d'épaisseur 25 μm , de différentes surfaces actives (80 μm , 180 μm et 280 μm). Les diodes avec défauts triangulaires ont une densité de courant de fuite beaucoup plus élevée sous basse tension inverse, alors que les fautes d'empilements conduisent plutôt à une réduction de la densité de courant en direct.

En 2010, **F. Zhao et al.** [53] se sont intéressés à l'effet des différents types de dislocations et de leur localisation sur les performances de diodes PIN protégées par JTE, réalisées sur épitaxie d'épaisseur 15 μm . Les caractéristiques de I-V montrent que les dislocations vis entraînent une réduction de tenue en tension de 15%. Les dislocations dans le plan de base (BPD) entraînent quant à elles une augmentation du courant de fuite d'un facteur 5. Les dislocations se trouvant dans la région de la surface active sont plus dommageables que celles se trouvant dans la région de JTE.

En résumé nous avons vu que les défauts tels que les dislocations vis, les BPD et les micropores peuvent impacter fortement la tenue en tension des dispositifs (tension de rupture et/ou courant de fuite). Une réduction suffisante de la densité de micropores ayant pu être réalisée au cours du temps, les efforts se portent particulièrement maintenant sur la réduction de la densité des dislocations vis et des BPD. Ainsi, plus la taille de la diode est grande, et plus particulièrement sa zone active, plus la probabilité d'être impacté par un défaut est importante [52]. Afin de négliger l'influence des défauts du matériau pour l'étude des potentialités de SiC à très haute tension, les structures ont d'abord été fabriquées avec de petite surface ou sur des zones sélectionnées sans défauts, comme nous pourrons le voir dans la suite. La dépendance du rendement de composants de tenue en tension maximale en fonction de la taille du composant sur une plaquette est encore aujourd'hui un indicateur de la qualité des matériaux disponibles.

1.3.2 Facteurs liés à la technologie et la conception de la périphérie

Dans les paragraphes suivants, nous allons résumer les paramètres liés à la technologie des diodes, qui ont montré leur impact sur la tenue en tension. Il s'agit plus particulièrement ici des paramètres de l'architecture de la périphérie de jonction, mais aussi ceux liés à la passivation et l'encapsulation. Les manifestations de la limite en tension (observations électriques, optiques, marques de dégradation, ...) rapportées dans la littérature sont également présentées.

1.3.2.1 Rappel sur les trois familles de diodes SiC pour la haute tension

Il existe trois principaux types de diodes SiC: la diode Schottky, la diodes JBS (ou *Junction Barrier Schottky*, parfois aussi appelée *MPS pour Merged PN Schottky*) et la diode PIN. Les structures de base sont représentées dans la figure 1.9.

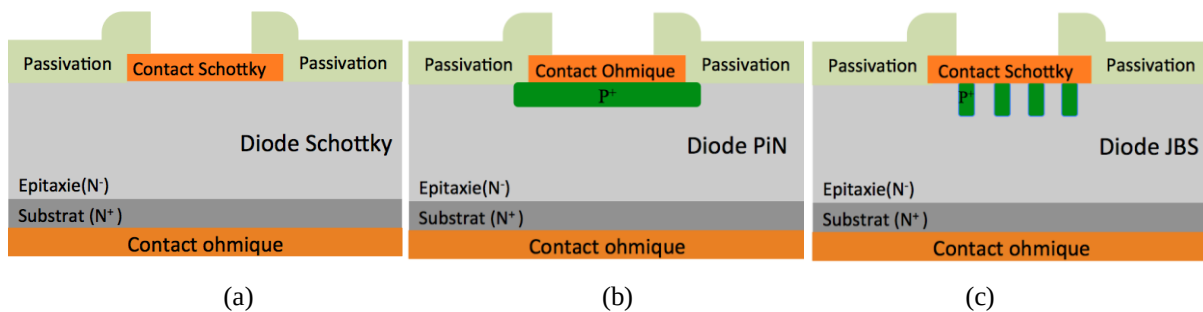


Figure 1.9 Schéma en coupe d'une diode. (a): Schottky, (b): PiN, (c): JBS.

La diode Schottky bénéficie d'une faible tension de seuil en conduction et de faibles pertes en commutation. La diode bipolaire bénéficie du faible niveau de courant de fuite et d'une faible résistance série en conduction. Et l'idée de la diode JBS (ou *Junction Barrier Schottky*) en Si, proposée en 1984 par Baliga, est de combiner les avantages de la diode Schottky en direct et en commutation avec ceux de la diode PIN en inverse (et en direct à fort niveau de courant pour les diodes MPS). La figure 1.10 montre les caractéristiques I-V en direct et en inverse des diodes Schottky, PiN et JBS (MPS). A l'état passant (Figure 1.10 (a)), à faible tension de polarisation, la diode JBS (et MPS) a un comportement de Schottky caractérisé par une faible tension de seuil. Pour une polarisation directe plus élevée, l'injection de porteurs minoritaires des jonctions P⁺N confère à la diode JBS un comportement de diode PiN caractérisé par une diminution de la résistance à fort niveau de courant (on parle dans ce cas de diode MPS). A l'état bloqué (Figure 1.10 (b)), le courant de fuite dans les régions Schottky est élevé en raison de l'abaissement de la barrière Schottky à

la jonction métal/ N^- . La présence des régions implantées P^+ réduit le champ électrique à la jonction métal/ N^- , et les zones de désertion des îlots P^+ pincent le courant de fuite provenant des contacts Schottky du composant JBS (et MPS).

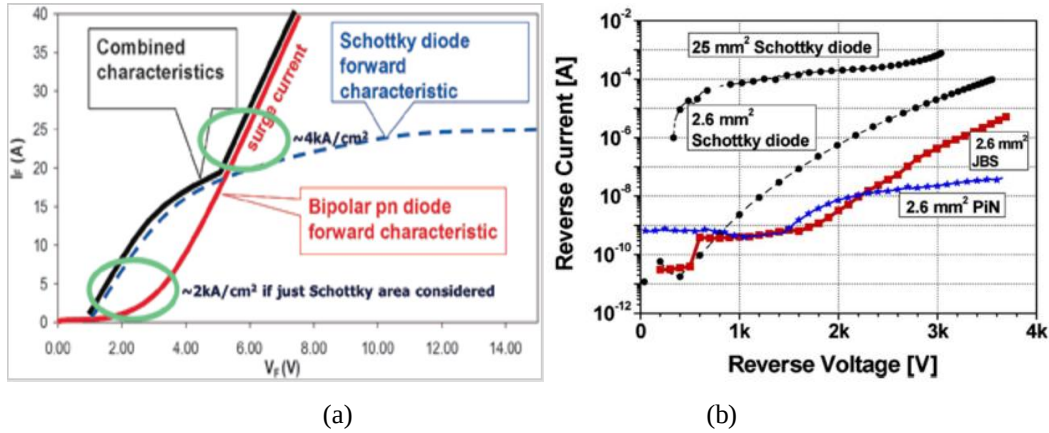


Figure 1.10 Caractéristiques I-V des diodes Schottky, PiN et JBS : (a) en direct [54], (b) en inverse [55].

Nous allons présenter en suivant les principaux démonstrateurs de ces types de diodes en SiC avec des tensions de claquage supérieures à 3,3 kV, rapportés depuis les années 2000, et les manifestations et causes des claquages observés expérimentalement.

1.3.2.2 Etat de l'art des démonstrateurs très haute tension en SiC-4H

❖ Résultats

Les tableaux 1.5, 1.6 et 1.7 présentent des exemples de diodes PiN, Schottky et JBS rapportés dans la littérature depuis le début des années 2000 jusqu'à très récemment.

Année[Réf]	Type de protection	Coating/ Packaging	Wépi/ Dopage (μm)/(cm ⁻³)	Taille contact (mm ²)	$V_{R\text{max}}$ (kV) @ $I_{R\text{max}}$ (A/cm ²) V_{BR} (kV)	Efficacité	Milieu de test
2000[4]	Mesa-JTE	Passivation: SiO ₂	50/1×10 ¹⁵	0,03	$V_{R\text{max}}$: 6,2@1,5×10 ⁻⁵ V_{BR} : 6,2 (Avalanche)	**80%	-
2001[56]	Mesa-JTE	Package: N ₂ / SF ₆	120/2×10 ¹⁴	0,03	$V_{R\text{max}}$: 14,9@<1×10 ⁻³ V_{BR} : 14,5(Avalanche)	-	-
			200/8×10 ¹³	0,19 0,78	$V_{R\text{max}}$: 19,5@2,5×10 ⁻³ V_{BR} : 19,5(Avalanche)	-	
2001[9]	GR-MJTE	Passivation: oxyde/nitruure	40/1×10 ¹⁵	0,64	$V_{R\text{max}}$: 4,5@1,6×10 ⁻⁴ (pour 22%) V_{BR} :4,5(Destruction)@10μA	70%**	Fluorinert
2002[57]	Mesa-JTE	Passivation: SiO ₂ -LPVD	50/9×10 ¹⁴	1 et 4	$V_{R\text{max}}$: 4,5 @ 50 μA (=>5×10 ⁻³) (pour 52% des diodes de 1mm ²)	-	Fluorinert
2006[58]	Mesa- JTE-GR	Passivation: SiO ₂	100/2×10 ¹⁴	50	$V_{R\text{max}}$ >10@1×10 ⁻³ (pour 27%) V_{BR} : 10 (Avalanche)	-	Fluorinert

2006[6]	Mesa-JTE-GR	Passivation: SiO ₂ Package: Gel silicone	50/2×10 ¹⁴	182 et 100	V _{Rmax} >4,5@0,5×10 ⁻³ (pour 67% et 63% des diodes de 182mm ² de 100mm ² repectivement) V _{BR} :4,8(Avalanche)	57%**	Fluorinert ou gel silicone
2008[59]	Mesa-JTE	Passivation: SiO ₂ -thermique /SiO ₂ -PECVD	92/4×10 ¹⁴	0,1	V _{BR} : 10,2 (Destruction à 0,25A en DC)	72%*(2)	Fluorinert
2009[7]	Mesa-MJTE	Passivation: SiO ₂	29/2,2×10 ¹⁵	-	V _{BR} :4,3 kV (Avalanche)	80%*(2) 91%**	-
2009[5]	Mesa-JTE	Passivation: photoimide	60/1,2×10 ¹⁵	-	V _{Rmax} >4,5@50nA, V _{BR} :7 (Avalanche)	-	-
2009[60]	Mesa-JTE	Passivation: SiO ₂ /Si ₃ N ₄ /Polyimide	45/6×10 ¹⁴	0,16 et 2,56	V _{Rmax} >3,3@1μA (=>0,4×10 ⁻⁴ et 0,6×10 ⁻⁴)	-	Galden™
2011[61]	Mesa-JTE-GR	Passivation: SiO ₂ Package: Silicone résine	70/1×10 ¹⁵	16	V _{Rmax} >6.0 kV (pour 92%) V _{BR} : 7(Avalanche)	-	-
2012[62]	Mesa-SM-MJTE-GR	Passivation: SiO ₂ -thermique /Polyimide	147/7×10 ¹⁴	-	15@<2×10 ⁻⁵ V _{BR} : 15 (Avalanche)	84%*(2)	Fluorinert
			186/2,3×10 ¹⁴	-	21,7@<2×10 ⁻⁴ V _{BR} : 20 (Avalanche)	82%*(2)	
2015[50]			286/1,2×10 ¹⁴	-	27@<1×10 ⁻⁴ V _{BR} : 27 (Avalanche)	73%*(2)	
2015[63]	Mesa-SM-JTE-GR	-	30/2×10 ¹⁵	-	V _{BR} : 4,72@1×10 ⁻⁶ A (Avalanche)	96%*(1) 90%**	Fluorinert
2015[11]	SM-MJTE GR-	-	41/4×10 ¹⁴	-	V _{BR} : 5,2@200nA(Avalanche)	89%*(2) 81%**	-
2016[8]	Mesa-JTE	SiO ₂ -ALD	150/5×10 ¹⁴	-	9,8@<7×10 ⁻⁷	95%*(1)	-

N.B. : ** (selon notre calcul ($V_{BR_EXP}/V_{théorique_1D}$));

*(1) (selon l'auteur ($V_{BR_EXP}/V_{théorique_1D}$))

*(2) (selon l'auteur ($V_{BR_EXP}/V_{théorique_2D}$))

Tableau 1.5 Diodes PiN haute tension selon la littérature.

Année[Réf]	Type de protection	Coating/ Packaging	Wépi/ Dopage (μm)/(cm ⁻³)	Taille contact (mm ²)	V _{Rmax} (kV) @ I _{Rmax} (A/cm ²)	Efficacité	Milieu de test
1999[64]	Mesa-JTE	-	50/7×10 ¹⁴	0,012	V _{Rmax} >3,8@4,8×10 ⁻⁴	-	-
				0,04	V _{Rmax} >4kV@3,2×10 ⁻³		
				0,08	V _{Rmax} >4,2kV@1,5×10 ⁻¹		
2003[65]	Mesa-MJTE	Passivation: SiO ₂ -thermique /SiO ₂ -PECVD	115/5,4×10 ¹⁴	0,07	V _{Rmax} >5@10 ⁻⁸ A V _{BR} (Avalanche):10,8kV@10 ⁻⁵ A (=>1,4×10 ⁻²)	-	Fluorinert
2005[66]	Mesa-MJTE	Passivation: SiO ₂	29/2,2×10 ¹⁵	0,14 et 0,025	V _{Rmax} >3,4@0,96 ×10 ⁻³ V _{Rmax} >4@0,66 ×10 ⁻³ V _{BR} : 4,15(Avalanche)	92%*	Fluorinert
2006[67]	JTE	Passivation: SiO ₂ -PECVD Package: résine silicone	20/0,75×10 ¹⁵	0,02	3,4kV@0,7 ×10 ⁻³ V _{BR} : 3,4 (Avalanche)	94%*	-

2007[68]	JTE-GR	Passivation: SiO ₂ / Polyimide	34,5/2,2×10 ¹⁵	0,33, 0,60, 3,72	4kV@0,05×10 ⁻³ V _{BR} : 6,7 (Avalanche)	93%*	Galden HT50
2014[69]	SM-JTE-GR	-	40/1×10 ¹⁵	-	V _{BR} : 4,5(Avalanche)	98%*	-

N.B. : * (selon l'auteur ($V_{BR_EXP}/V_{théorique}$))

Tableau 1.6 Diodes Schottky haute tension selon la littérature.

Année[Réf]	Type de protection	Coating/ Packaging	Wépi/ Dopage (μm)/(cm ⁻³)	Taille contact (mm ²)	V _{Rmax} (kV)@I _{Rmax} (mA/cm ²) V _{BR} (kV)	Milieu de test
2000[70]	JTE	-	50/1,8×10 ¹⁵	0,09	V _{Rmax} >3,6@2 mA/cm ²	-
2004[71]	MJTE	SiO ₂ -thermique / SiO ₂ -PECVD /Si ₃ N ₄	30/2×10 ¹⁵	8,1 et 1,4	V _{Rmax} >4,3@97 mA/cm ² V _{BR} :4,3(Avalanche)	-
2008[72]	JTE	SiO ₂	120/3×10 ¹⁴	86	V _{Rmax} >10@1 mA/cm ² V _{BR} :10(Avalanche)	Fluorinert
2008[73]	GR	SiO ₂ -thermique /SiO ₂ PECVD /Si ₃ N ₄	45/1,4×10 ¹⁵	9,81	V _{Rmax} >3kV@6,8μA V _{BR} :10(Avalanche) @19,3mA/cm ²	-
2011[74]	JTE	SiO ₂	125/6×10 ¹⁵	0,02	V _{Rmax} >10kV@0,7 mA/cm ²	-
2011[75]	JTE-GR	SiO ₂	50/8×10 ¹⁴	-	6@100μA(Avalanche)	-
2016[76]	SM-JTE-GR	SiO ₂ /Polyimide	95/6×10 ¹⁴	-	V _{Rmax} >11,3kV@6mA/cm ²	Fluorinert
2016[77]	MJTE	SiO ₂ /Polyimide	150/5×10 ¹⁴	25	V _{Rmax} >15,5kV@25 mA/cm ²	Fluorinert

Tableau 1.7 Diodes JBS haute tension selon la littérature.

❖ Commentaires et analyse

Les plus hautes tenues en tension sont étudiées avec des diodes bipolaires, grâce au savoir-faire d'épitaxies d'épaisseur très élevée et peu dopée (par exemple 286 μm / $1,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ [50]). Pour de tels calibres en tension, les diodes Schottky et JBS ne présentent en fait plus d'intérêt du point de vue applicatif du fait de leurs courants de fuite plus élevés et pertes importantes sous fortes densités de courant direct. Les diodes Schottky sont étudiées pour des tenues en tension jusqu'à 4-5 kV, même si un exemple de diodes supportant 10,8 kV a été rapporté (voir tableau 1.6, avec une épitaxie 115 μm / $5,4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ [65]). Pour rendre les diodes Schottky en SiC plus performantes en direct, il faut diminuer la hauteur de la barrière Schottky, ce que provoque une augmentation du courant de fuite. Des tenues en tension jusqu'à 15 kV ont également été obtenues avec des structures JBS (voir tableau 1.7). Pour cette famille de diode, les paramètres de conception dont dépend le compromis entre courant de fuite et résistance à l'état passant sont l'aire relative de la région implantée P⁺ [72], et la géométrie et la disposition (en bordure ou répartie le long de la région Schottky) des régions implantées P⁺ [75].

Les tableaux 1.5 à 1.7 montrent que les techniques de protection périphérique avec JTE sont majoritairement utilisées pour les composants haute tension, comme déjà dit précédemment. La mesa est très souvent nécessaire pour les diodes bipolaires (voir tableau 1.5) car les jonctions P⁺N sont épitaxiées (donc pleine plaque) du fait de meilleures propriétés en polarisation directe. Pour obtenir la tension de claquage la plus proche de sa valeur théorique et augmenter l'efficacité de la JTE, plusieurs techniques de protection périphérique combinées (comme présentées précédemment en figure 1.5) sont proposées dans les travaux les plus récents, permettant une moins grande sensibilité aux imperfections technologiques (contrôle du dopage par implantation dont l'activation par recuit peut être incomplète [79], contrôle des charges en surface de SiC [39] [41-43]...). La figure 1.11 montre, par exemple, la tenue en tension simulée en fonction de la dose de dopage de la JTE pour trois techniques de protection périphérique de diodes PiN. On peut observer que les protections MJTE et GR-MJTE conduisent à une tension de rupture beaucoup plus élevée que la JTE Simple, en outre, dans une gamme de dose optimale prolongée vers les valeurs élevées. A ce jour, la tenue en tension de PIN la plus élevée au monde, 27 kV, a été réalisée par Niwa et al. [50] utilisant la protection GR-MJTE.

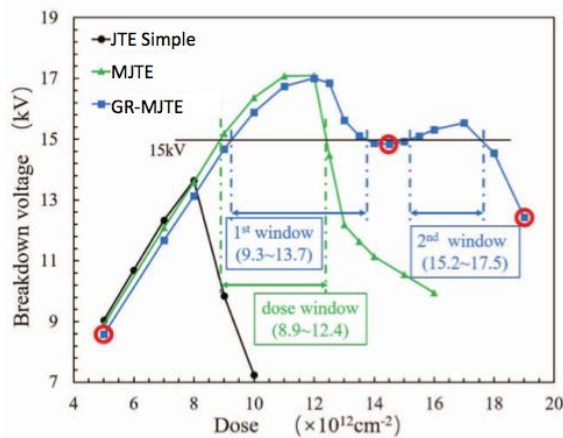


Figure 1.11 Tenue en tension en fonction de la dose de dopage de JTE pour les trois types techniques de protection périphérique de diodes PiN [80].

L'analyse des résultats montre encore une grande dispersion en terme d'efficacité (i.e. de rapport entre la valeur de tenue en tension expérimentale et la valeur théorique du claquage par avalanche de la jonction plane parallèle équivalente ($V_{BR\text{-théorique}}$ calculée selon nos simulations ou citées par les auteurs). L'efficacité peut aller d'environ 50% à 99%. Les progrès évoqués en terme de protection périphérique contribuent certainement aux meilleures performances récentes (comme par exemple la protection périphérique de SM-MJTE-SG

[64]). Nous pouvons aussi remarquer que l'efficacité diminue pour les études avec épaisseur d'épitaxie très grande (147 μm , 186 μm et 286 μm) [50] [62].

Les démonstrations des potentialités à très haute tension ont été étudiées sur des structures de petites dimensions, de l'ordre du 1 mm^2 (ou moins), mais des composants avec des surfaces de quelques mm^2 et jusqu'au cm^2 ont été publiés (par exemple pour des composants 4,5 kV [58]). Outre l'effet de densités de défauts et de contrôle des paramètres périphériques, les causes de dispersion et de faible rendement ne sont pas souvent évoquées dans la littérature. W. Sung [8] indique cependant des valeurs de V_{BR} faibles et peu uniformes pour les composants proches du centre de la plaquette, et plus élevées lorsque les structures testées s'approchent du bord de la plaquette. Cette tendance est attribuée à la variation de densité de dopage de l'épitaxie sur la plaquette.

1.3.2.3 Les manifestations de V_{Rmax} ou V_{BR}

Les courants de fuite à V_{Rmax} ou V_{BR} sont plutôt de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} A/cm^2 pour les diodes Schottky et JBS et de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} A/cm^2 pour les diodes bipolaires. Certaines littératures indiquent une tenue en tension limitée par une destruction brutale comme montré dans les tableaux 1-5 à 1-7 et en outre certaines publications présentent une observation au moment du claquage [9] [59] [63].

Par ailleurs, depuis 2004, plusieurs publications rapportent l'observation d'une luminescence sous polarisation inverse égale à la tension de claquage, lorsque le claquage est dû à l'avalanche de porteurs dans SiC. Elle est liée au mécanisme d'ionisation par impact des atomes de SiC, et elle permet de localiser visuellement les lieux où il se produit (rapporté pour des diodes avec protection JTE simple [9], MJTE [59] et GR-MJTE [63]). Par exemple, **T. Hiyoshi et al.** [59] montrent ainsi que le champ électrique maximal est localisé au bord extérieur de JTE pour une forte dose de dopage de JTE ($V_{\text{BR}} = 3$ kV), et au bord intérieur de JTE pour une faible dose ($V_{\text{BR}} = 4$ kV) dans la figure 1.12. Citons aussi **J. Jiang et al.** [63] qui ont étudié une diode PiN avec JTE assistée par anneaux de garde, et ont observé à $V_{\text{BR}} = 4720$ V une électroluminescence localisée au bord la zone des anneaux.

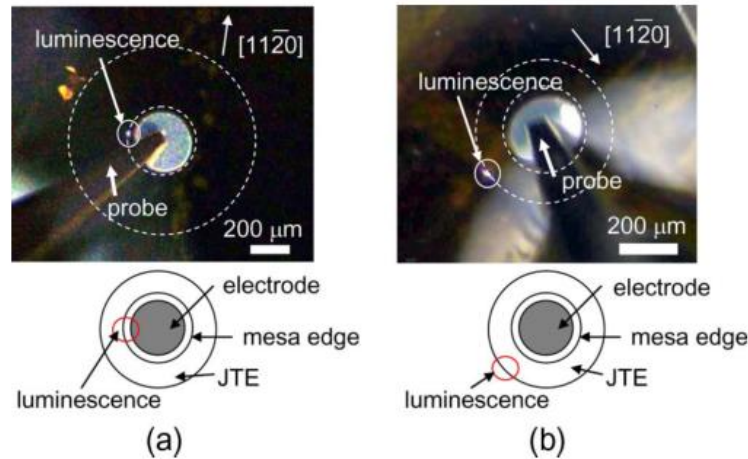


Figure 1.12 Observation de luminescence au moment du claquage sur diodes PiN selon la dose de la JTE dose:

(a) $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($V_{BR} = 4,0 \text{ kV}$) and (b) $1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ($V_{BR} = 3,0 \text{ kV}$) [59].

1.3.3 Facteurs liés à la passivation, l'encapsulation et l'environnement isolant

Dans ce paragraphe, nous décrivons quelques travaux expérimentaux où sont évoqués des effets sur la tenue en tension liés à l'état de surface et aux propriétés de l'isolation en surface des composants en SiC.

❖ Passivation primaire

Pour illustrer l'impact des charges d'interface sous la passivation primaire, nous citons l'exemple suivant. En 2011, **R. Ghandi et al.** [19] publient une étude sur l'effet d'une passivation primaire en SiO_2 obtenue par différents procédés, sur la tenue en tension de transistors bipolaires (BJTs) protégés par JTE. La couche de SiO_2 d'épaisseur 50 nm est fabriquée par différents procédés, dont notamment : l'oxydation thermique sous N_2O ou O_2 , ou le dépôt « TEOS- N_2O » ou « PECVD- N_2O ». Les différentes couches de passivation ont conduit à différentes densités de charges effectives à l'interface avec SiC-4H. Les valeurs moyennes de tenue en tension les plus élevées (environ 3,2 kV, soit 67% de la valeur simulée) ont été obtenues pour les passivation ayant donné le même ordre de grandeur et même signe pour Q_f (« N_2O » et « TEOS- N_2O » avec $Q_f = -7,5$ et $-9,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). La passivation avec la plus grande densité de charge (« O_2 » avec $-2,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) a conduit à la plus faible tension de claquage moyenne (2 kV). Un résultat intermédiaire a été obtenu pour le dépôt caractérisé par Q_f évaluée à $+4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les auteurs indiquent alors que la dose de dopage optimale de

la JTE doit être ajustée en fonction du type de passivation de surface, et l'évalue par simulation compte tenu des valeurs de Q_f mesurées.

❖ Passivation secondaire et milieu environnant

Dans la bibliographie étudiée, les composants sont le plus souvent testés à l'état de puces non découpées, donc non montées et encapsulées. Les milieux environnants isolants sont alors généralement des liquides diélectriques fluorés. De tels milieux ne permettant pas les études à température élevée. Pour ce faire, des boîtiers permettant un environnement gazeux, ou des dispositifs sous vide secondaire ont été développés [81]. Ceci peut influencer la performance en état bloqué. Par exemple, en 2001, les premières diodes très haute tension obtenues par **Y. Sugawara et al.** [56] ont été testées en I-V jusqu'à 12-19 kV en boîtier rempli de gaz N_2 et SF_6 . Les densités de courant de fuite évoluant fortement au-delà de 250°C ont été suggérées comme résultant des mauvaises propriétés à haute température des matériaux isolants en surface.

L'impact du milieu environnant et de l'absence de passivation de surface est illustré par exemple par les travaux de **P.G. Muzykov et al.** [82], qui ont étudié l'origine de la rupture et du courant de fuite inverse de diodes Schottky en SiC-4H, de diamètre 300 μm , sans protection périphérique et sans passivation de surface, à température ambiante, dans l'air et dans le liquide Fluorinert. Des points électroluminescents ont d'abord été observés en bord de d'électrode suivi d'un claquage destructif dans l'air et dans le liquide Fluorinert, avec une rupture visible au bord du métal, due au renforcement de champ. Un traitement chimique de surface a permis d'améliorer la tension de claquage et de réduire le courant de fuite des diodes testées dans l'air ambiant. Le fluide diélectrique n'affecte pas le courant de fuite mais améliore la tension de claquage par rapport à celle des diodes mesurées sous air ambiant. Ce résultat montre que l'interface entre les couches isolantes et épitaxiales a un impact sur le courant de fuite élevé. Dans ces travaux, le mécanisme de rupture dans l'air se produit à une tension inférieure à 1100 V.

En 2010, **Diaham et al.** [83] ont étudié l'impact de la présence d'une passivation secondaire et du milieu environnant, en comparant la tension de claquage de diodes PiN (épaisseur d'épitaixie : 60 μm) protégées par une extension de terminaison de jonction (JTE), présentant deux types de passivation secondaire différents. Les unes étaient couvertes par une couche de polyimide (PI) de 4 μm et les autres par un film de PECVD-SiO₂, de 1,8 μm . Une passivation primaire en SiO₂ réalisée par oxydation thermique était présente à l'interface

(d'épaisseur 40 nm). La caractérisation électrique inverse des diodes est présentée pour différentes natures d'environnement isolant (air et liquide diélectrique). La tenue en tension moyenne sous air est de 2,3 kV pour les diodes avec passivation PI (pour un $V_{BR\text{-théorique}}$ égal à 7,8 kV). La croissance du courant inverse est dans ce cas liée à des décharges électriques dans l'air dégradant le bord de l'électrode métallique. Lors des tests effectués dans le fluide diélectrique, la tension de claquage pour les diodes avec passivation SiO_2 , en moyenne de 4,8 kV, est plus faible que celles des diodes avec PI (égale à 6 kV). Pour ces dernières, le claquage est irréversible, et se manifeste par un arc électrique laissant une marque visible à la surface du semi-conducteur, en dehors de la surface diode (au-delà de la JTE). La faible épaisseur du film de PI et la présence probable de défauts sont évoquées comme lieu de claquage privilégié du film polymère.

Enfin, ce dernier exemple illustre l'impact des propriétés du matériau d'encapsulation et de la géométrie de l'assemblage sur la contrainte électrique dans la structure. **J. Schuderer et al.** [84] publient en 2014 des résultats de simulation montrant le champ électrique dans SiC, et en surface dans la passivation et l'encapsulation pour concevoir un nouveau packaging pour composant haute tension plus intégré, avec une connexion supérieure par piste métallique horizontale (et non plus un fil de bonding). La publication compare les cas d'une diode Cree de 10 kV en SiC et d'une diode ABB 6,5 kV en Si. Le champ électrique à l'interface puce/gel en périphérie est environ 3 fois plus élevé pour la diode SiC. Trois structures sont comparées : une conception classique avec un gel silicone autour de la puce (figure 3a), deux conceptions intégrées avec une piste métallique au-dessus du composant à une distance de 120 μm (figure 3b) et une distance de 360 μm (figure 3c), en faisant varier la permittivité de l'encapsulant de 3,6 à 15. L'encapsulation avec grande permittivité peut réduire le champ E dans l'encapsulation (pic de champ réduit de 25%). Cependant, cela cause une augmentation significative des contraintes de champ dans les couches de passivation à faible permittivité du dispositif.

En résumé de cette partie, la qualité de matériau isolant en surface de la puce joue un rôle important dans la performance électrique du composant SiC. La présence d'un film de SiO_2 avec une bonne qualité d'interface avec SiC est indispensable. Cette interface est encore loin d'être aussi bonne que celle de SiO_2/Si . Les charges résultantes à l'interface, peuvent être positives ou négatives, dans une gamme jusqu'à quelques 10^{12} cm^{-2} , même pour les procédés d'oxydation thermique optimisé (oxydation sous N_2O ambiante) ou de dépôt combiné avec un recuit sous N_2O . Cette densité de charge effective et son signe ont un effet sur la tenue en

tension, et donc il est nécessaire d'optimiser la dose de dopage de la JTE en considérant ces paramètres. En outre, les caractéristiques physiques et dimensionnelles des matériaux, par exemple, la permittivité diélectrique ou l'épaisseur, jouent un rôle important sur la tenue en tension.

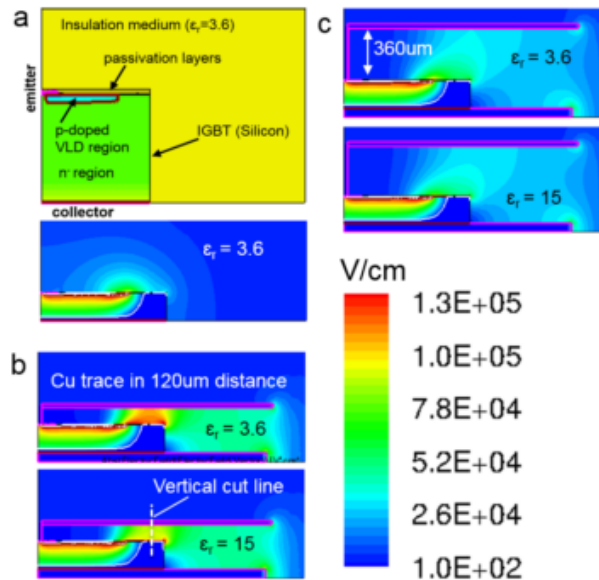


Figure 1.13 La distribution de champ électrique en présence de matériau d'encapsulation avec différentes permittivités et pour différentes hauteurs de la piste métallique plane en dessus de la puce (cas d'un composant en silicium 6,5 kV) [84].

1.4 Conclusion

Nous avons pu introduire dans ce chapitre les paramètres du système « puce/isolants » dont dépend principalement la tenue en tension en inverse d'un composant ou module de puissance haute tension à semi-conducteur. Les paramètres de structures et les propriétés physiques en jeu ont été rappelés, ainsi que les avantages du carbure de silicium en lieu et place du silicium. Les formidables progrès technologiques de la filière SiC se traduisent par un nombre important de démonstrateurs en laboratoire capables de supporter des tensions jusqu'à 27 kV. La revue bibliographique a permis aussi de mettre en évidence les difficultés et causes d'écart entre performances expérimentales et potentialités théoriques à très haute tension. De nombreux travaux ont notamment porté sur l'optimisation des protections périphériques de jonction, et sur l'amélioration de la qualité de l'interface SiO_2/SiC , qui ont été les points les plus critiques jusqu'à aujourd'hui. Encore peu de travaux prennent en compte la partie isolante du système, en particulier la passivation secondaire et l'encapsulation. Par ailleurs, nous avons pu donner au cours de ce chapitre des valeurs

indicatives de champ critique et de champ de rupture (voir tableau 1.1 pour SiC-4H, et tableau 1.2 pour les matériaux d'isolation les plus couramment cités pour les composants en SiC).

Un des objectifs de cette thèse est par conséquent de mieux connaître la contrainte en champ électrique exercée sur les différents matériaux de l'ensemble « puce/isolants », en particulier sur les isolants, afin d'évaluer leur impact sur la tenue en tension du système complet. Une étude par simulation numérique est a minima nécessaire pour étudier ces grandeurs. Le chapitre 2 est consacré à la présentation de la méthode de simulation par éléments finis et à ses potentialités pour la prédiction de la tenue en tension d'une structure complète [puce / isolant]. Ce chapitre permettra de rappeler les principaux phénomènes en jeu dans la perte de tenue en tension des différents matériaux considérés dans cette thèse, du mécanisme d'avalanche par ionisation par impact du semi-conducteur SiC-4H (pris en compte dans la simulation), aux différents mécanismes de rupture dans les isolants solides et gazeux (non pris en compte dans la simulation).

CHAPITRE 2 - Simulation de la tenue en tension d'un composant en SiC

Compte tenu des nombreux paramètres de la structure considérée et des effets bi- (même tri-) dimensionnels dont dépend sa tenue en tension à l'état bloqué, la prédiction de celle-ci nécessite de faire appel à des outils numériques de simulation. Ce chapitre a pour objectif de présenter ce que permet de calculer l'outil de simulation d'une part, d'autre part de rappeler quels sont les principaux mécanismes physiques induits sous fort champ électrique dans les différents matériaux de la structure [puce / isolants], afin de permettre l'interprétation des résultats de la simulation et de l'expérimentation développés dans les chapitres 3 et 4.

Dans une première partie, nous présenterons la méthode de simulation, ainsi que les modèles pris en compte par l'outil numérique et les valeurs des paramètres que nous avons retenues, pour décrire les propriétés des différents matériaux de la structure. Nous détaillerons uniquement le cas des modèles des coefficients d'ionisation par impact, déterminants pour le calcul de la tension de claquage du matériau semi-conducteur. Le rappel des principaux mécanismes de rupture des matériaux isolants solides et gazeux, non modélisés et non pris en compte dans le calcul de la tension de rupture de la structure simulée, fera l'objet d'une seconde partie.

2.1 Calcul de la tenue en tension par simulation numérique

2.1.1 Présentation générale de la méthode de C.A.O.

Différents outils fondés sur la méthode des éléments finis sont utilisés depuis de nombreuses années pour la conception assistée par ordinateur (C.A.O.) des composants à semi-conducteur, et ont intégré le carbure de silicium dans leur bibliothèque. Le simulateur que nous avons employé est SentaurusTM de la société SYNOPSYS, dans le cadre de notre collaboration avec le laboratoire AMPERE.

Le logiciel SentaurusTM est un outil de modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle des composants semi-conducteurs très avancé. Il assure une simulation physique des caractéristiques électriques, électrothermiques et optiques dans un fonctionnement DC, AC (petit signal), et transitoire (temporel, grand signal), dépendant de la

température, etc. de la plupart des types de composants semi-conducteurs. Ainsi, il peut fournir des informations sur la distribution interne des variables physiques, telles que les concentrations des porteurs de charge, les densités de courant, le champ électrique, le potentiel électrostatique, le taux de génération/recombinaison, etc [85] ...

❖ Description de la structure simulée

La simulation physique d'un composant semi-conducteur commence toujours par une description et une construction 2D ou 3D. En 2D, la troisième dimension sera prise comme un coefficient de surface par lequel seront multipliés les paramètres dépendants, dans notre cas, la valeur de la troisième dimension est égale à 1 μm . La procédure de simulation commence par la définition de chaque région (différentes zones dopées du semi-conducteur avec les profils de dopage, différents matériaux isolants (oxyde, polyimide, air, ...) avec leurs charges, électrodes), et la définition d'un maillage discrétisant toute la structure en éléments finis, aux nœuds desquels les différentes grandeurs sont calculées. La finesse du maillage doit être adaptée localement au gradient des grandeurs dont dépend le résultat du calcul : ainsi le nombre de nœuds doit être plus grand aux jonctions, interfaces, zones de renforcement de champ... Cette étape est réalisée par le module de SDE [85] (Structure Device Editor). Définir un bon maillage est l'un des problèmes clés dans la simulation physique des composants semi-conducteurs, pour assurer des résultats à la fois corrects et rapides.

❖ Résolution des équations

La simulation des grandeurs électriques et physiques est effectuée en résolvant numériquement et suivant la méthode des différences finies les équations de transport des porteurs à chaque nœud du maillage de la structure définie par l'utilisateur :

- Résolution de l'équation de Poisson (équation 2.1) dans la structure complète, c'est à dire dans le semi-conducteur et dans chaque matériau isolant :

$$\nabla \cdot (\epsilon_s \nabla \varphi + \vec{P}) = -q (p - n + N_D - N_A) - \rho_{trap} \quad (2.1)$$

avec n et p les concentrations respectives en électrons et en trous, N_D et N_A les dopages respectivement donneur et accepteur, ϵ_s la permittivité diélectrique du semi-conducteur, et φ le potentiel électrostatique au point considéré. $\vec{P}$ est la polarisation ferroélectrique, ρ_{trap} la densité de charges piégées ou fixes.

- Résolution des équations de continuité des électrons (équation 2.2) et des trous (équation 2.3), dans le matériau semi-conducteur :

$$\nabla \cdot \vec{J}_n = qR_{net} + q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{J}_p = qR_{net} + q \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.3)$$

avec J_n et J_p les densités de courant d'électrons et de trous, R_{net} le taux de recombinaison.

Une fois les équations différentielles résolues à l'équilibre, la valeur de la différence de potentiel appliquée sur les contacts métalliques est définie afin de lancer la simulation définitive. Le simulateur calcule le flux des porteurs libres en chaque point du maillage des régions semi-conductrices pour une tension appliquée donnée, afin de calculer le courant total correspondant.

N.B. : la très faible concentration de porteurs minoritaires dans SiC à température ambiante entraîne des temps de calcul relativement longs et des problèmes de convergence à l'équilibre et sous faible polarisation. Dans cette étude, nous utiliserons la méthode de la photogénération de porteurs, qui permet d'augmenter le niveau de courant de fuite et, par conséquent, améliorer la convergence sans modifier la tenue en tension. Par ailleurs, les porteurs générés dans le semi-conducteur par ionisation par impact seront pris en compte dans le calcul du courant inverse.

❖ Définition des matériaux

La dernière étape consiste à définir les propriétés associées à chaque matériau, et leurs dépendances en température, en champ, en densité de porteurs ... Le logiciel propose le choix entre différents modèles et la possibilité de définir les valeurs de leurs paramètres, comme vu ci-après.

2.1.2 Modèles de définition des propriétés physiques des matériaux

2.1.2.1 Pour le matériau semi-conducteur

Différentes propriétés physiques importantes du semi-conducteur SiC-4H et leurs valeurs à 300 K ont été présentées dans le tableau 1.1 (chapitre 1). Ces grandeurs peuvent

dépendre en fait de la température, du champ électrique, du dopage... Nous avons pour nos travaux utilisés pour SiC-4H les modèles de **bande d'énergie interdite, de mobilité et de vitesse de saturation des porteurs, et de durée de vie des porteurs minoritaires**, retenus par le laboratoire AMPERE et de nombreux auteurs [86-88].

Comme introduit au chapitre 1 (et tableau 1.1), le champ critique E_C est une grandeur globale caractéristique de la rigidité du semi-conducteur par rapport au mécanisme de claquage causé par ionisation par impact. Les paramètres physiques dont il dépend, et pris en compte par le simulateur, sont les **coefficients d'ionisation pour les électrons et pour les trous**. Les modèles et les paramètres de l'ionisation par impact dans le semi-conducteur sont présentés plus en détail au paragraphe 2.1.2.

2.1.2.2 Pour le matériau isolant

Les propriétés que nous avons fait varier pour définir chacun des matériaux de notre structure, c'est-à-dire l'isolant de passivation primaire, l'isolant de passivation de passivation secondaire et l'isolant d'environnement sont la **permittivité diélectrique et la densité de charges fixes** présentes à l'interface entre ce matériau et celui sur lequel il est déposé. Le signe des charges d'interface et leur localisation sur une zone délimitée peuvent être également définis. Ces propriétés sont invariantes (du champ, ...).

Les autres propriétés pouvant être prises en compte sont la bande d'énergie interdite, les propriétés optiques, thermiques, etc [85] ...

2.1.3 Les modèles et paramètres d'ionisation par impact dans le semi-conducteur

Les **coefficients d'ionisation pour les électrons et pour les trous** sont des propriétés déterminantes pour le calcul de la tension de claquage par avalanche dans le semi-conducteur et nous allons rappeler ici le mécanisme en jeu et sa modélisation avec SENTAURUS.

Plus la tension de polarisation en inverse d'une jonction augmente, plus la zone de charge d'espace s'élargit et plus le champ électrique dans cette zone est élevé. Les électrons et les trous, soumis à un fort champ électrique, sont accélérés et acquièrent une énergie cinétique croissante. Si le champ électrique et le libre parcours des porteurs (distance parcourue entre deux chocs) sont suffisamment grands, un porteur peut atteindre une énergie cinétique égale à l'énergie d'ionisation d'un atome du réseau par impact, et produire une nouvelle paire

électron-trou lors de la collision. Les porteurs générés peuvent eux aussi être accélérés et atteindre l'énergie d'ionisation pour créer de nouvelles paires électron-trou et ainsi de suite. Ce phénomène cumulatif s'appelle la multiplication par avalanche, laquelle correspond à une forte augmentation du courant à travers la jonction polarisée en inverse, qui peut conduire au claquage du composant. Ce mécanisme a été mis en évidence pour la première fois par McKay et McAfee [89] expliqué comme un processus d'avalanche proche du mécanisme de claquage dans les gaz par Townsend.

2.1.3.1 Notions de facteur de multiplication et d'intégrale d'ionisation

Le nombre de paires électron-trou créées par unité de longueur par un trou traversant la zone de charge d'espace suivant la direction du champ électrique, est le coefficient d'ionisation α_p pour les trous. De même, le coefficient d'ionisation α_n est défini pour un électron traversant la zone de charge. Le **facteur de multiplication** est défini comme étant le rapport entre les porteurs recueillis et ceux injectés (trous injectés pour M_p ou électrons injectés pour M_n) dans la zone de charge d'espace. **Par définition, lorsque M_p ou M_n tend vers l'infini, le régime d'avalanche est atteint.** Nous rappelons les équations permettant de relier les courants et les facteurs de multiplication, aux coefficients d'ionisation, et d'introduire les **intégrales d'ionisation pour les trous et les électrons**.

Considérons une jonction présentée dans la figure 2.1. Sous l'effet du champ présent dans la zone de charge d'espace (ZCE), le trou arrivant ou généré dans la ZCE se déplace vers la région P^+ , et en même temps, l'électron se déplace vers la zone N^+ . L'origine de l'axe x est la jonction métallurgique, et x_n et x_p correspondent aux limites de la zone de désertion respectivement dans les couches N et P. Sachant que J_n et J_p représentent respectivement le courant des électrons et des trous, la variation des courants en cas d'ionisation par impact s'écrit comme suit :

$$\frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p J_p \quad (2.4)$$

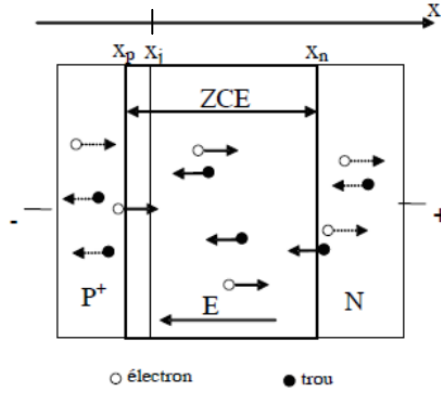


Figure 2.1 Déplacement des porteurs dans jonction P^+N sous polarisation inverse.

Sachant que la densité totale du courant J dans la diode est donnée par :

$$J(x) = J_n(x) + J_p(x) \quad (2.5)$$

alors :

$$\frac{dJ_n}{dx} = \alpha_n J_n + \alpha_p (J - J_n) = (\alpha_n - \alpha_p) J_p - \alpha_n J \quad (2.6)$$

La solution de l'équation 2.5 donne le facteur de multiplication des électrons M_n et celle de l'équation 2.6 donne le facteur de multiplication des trous M_p . À partir de l'équation 2.5, on obtient :

$$J_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^x J \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \quad (2.7)$$

En supposant que pour $x = x_n$, le courant est essentiellement un courant d'électrons, on peut écrire : $J = J_n(x_n)$ et on obtient alors l'équation 2.8 à partir de l'équation 2.7 :

$$J_n(x_n) e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^{x_n} J_n(x_n) \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + J_n(x_p) \quad (2.8)$$

En divisant ensuite les deux côtés de l'équation par $J_n(x_n)$, on obtient le facteur de multiplication pour les électrons M_n :

$$\frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} e^{-\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} = \int_{x_p}^{x_n} \frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + 1 \quad (2.9)$$

$$M_n = \frac{J_n(x_n)}{J_n(x_p)} = e^{\int_{x_p}^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} \left[\int_{x_p}^{x_n} M_n \alpha_p e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx + 1 \right] \quad (2.10)$$

Après simplification, on obtient l'expression du facteur de multiplication des électrons :

$$M_n = \frac{1}{1 - \int_{x_p}^{x_n} \alpha_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx} \quad (2.11)$$

De la même façon, en supposant que le courant des trous est beaucoup plus grand que le courant des électrons pour $x = x_p$, on obtient l'expression du facteur de multiplication pour les trous M_p :

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{-\int_x^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx} \quad (2.12)$$

Considérer que M_n ou M_p tendent vers l'infini, correspond à considérer qu'une des intégrales qui figurent dans les dénominateurs des équations 2.11 et 2.12 devient égale à l'unité, c'est à dire à satisfaire l'une ou l'autre des équations 2.13 et 2.14 suivantes :

$$I_n = \int_{x_p}^{x_n} \alpha_n e^{-\int_{x_p}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx = 1 \quad (2.13)$$

$$I_p = \int_{x_p}^{x_n} \alpha_p e^{-\int_x^{x_n} (\alpha_n - \alpha_p) dx} dx = 1 \quad (2.14)$$

L'intégrale d'ionisation pour les électrons (I_n) et l'intégrale d'ionisation pour les trous (I_p) peuvent être calculées numériquement et la condition d'égalité à 1 de I_n ou I_p peut être utilisée lors de la simulation comme critère de détermination de la tension de claquage par avalanche (contrairement à celle sur M_n ou M_p). Quant aux facteurs de multiplication M_n et M_p , ils peuvent être mesurés, et ils sont d'ailleurs le plus souvent utilisés pour remonter expérimentalement aux valeurs des coefficients α_n et α_p et à leur dépendance en fonction du champ électrique E .

2.1.3.2 Modèles des coefficients d'ionisation

La détermination expérimentale des coefficients d'ionisation en fonction du champ E consiste le plus souvent à mesurer les facteurs de multiplication (c'est-à-dire des rapports entre courants avec et sans multiplication de porteurs) en fonction de la tension inverse appliquée sur une jonction, et à résoudre ensuite les équations 2.11 et 2.12. Cela suppose d'utiliser des structures de diodes particulières et des méthodes de génération (injection) de porteurs spécifiques, permettant une bonne estimation du profil du champ E , et de l'origine et du type des porteurs impliqués dans le mécanisme de multiplication. Des hypothèses simplificatrices sont souvent utilisées pour aboutir à un modèle, qu'il soit théorique (modèles de Wolff [90], Shockley [91], Baraff [92]), ou empirique.

Différents auteurs (voir les références au tableau 2.1) ont mesuré les coefficients d'ionisation des électrons et des trous dans SiC-4H, à l'aide de jonctions (bipolaires ou Schottky [91]), et différentes techniques (OBIC_Optical Beam Induced Current [93], EBIC_Electron Beam Induced Current [94]) d'injection des porteurs dans les zones souhaitées de la structure de test (selon les longueurs d'onde). La gamme de champ électrique étudiée est fonction des niveaux de dopage et des épaisseurs des épitaxies de la structure de test utilisée. Seule une étude récente a permis des mesures pour des structures à dopages faibles (à partir de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), qui correspondent aux niveaux de dopage nécessaires pour des composants très haute tension [95].

N.B. : La jonction est toujours (quasi-)perpendiculaire à l'axe de croissance (0001), sauf pour une étude [96], qui s'est intéressée aux coefficients d'ionisation parallèles à l'axe (11 $\bar{2}$ 0) (motivée par l'anisotropie connue des propriétés électroniques du carbure de silicium).

L'expression analytique utilisée pour modéliser la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction du champ est généralement celle donnée par l'équation 2.15:

$$\alpha_{n,p}(E) = a_{n,p} \exp \left[- \left(\frac{b_{n,p}}{E} \right)^{\gamma_{n,p}} \right] \quad (2.15)$$

où $a_{n,p}$, $b_{n,p}$ et $\gamma_{n,p}$ sont les paramètres ajustables.

Le Tableau 2.1 rassemble les valeurs de ces paramètres issues des principales publications de recherche sur la détermination des coefficients d'ionisation de SiC-4H. Il précise les gammes de dopage des structures utilisées lors des mesures et la plage de champ électrique correspondante (le champ résulte aussi de l'épaisseur de l'épitaxie).

Ref.	Matériau	a_n ($\text{cm}^{-1} \times 10^6$)	b_n ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \times 10^7$)	γ_n	a_p ($\text{cm}^{-1} \times 10^6$)	b_p ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \times 10^7$)	γ_p	E (MV/cm)	Dopage ($\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)
A. O. Konstantinov[93]	4H-SiC	0,42	1,67	1	16,3	1,67	1	2,6-4,5	5,2-120
R. Raghunathan[94]	4H-SiC				3,25	1,71	1	2,7-3,4	0,5
T. Hatakeyama[96]	4H-SiC(0001)	176	3,30	1	341	2,50	1	NC	30-200
T. Hatakeyama[96]	4H-SiC(11 $\bar{2}$ 0)	21	1,70	1	29,6	1,60	1	NC	30-200
B. K. Ng[97]	4H-SiC	1,98	0,946	1,42	4,36	1,14	1,06	1,82-4	100
S. Loh[98]	4H-SiC	2,78	1,05	1,37	3,51	1,03	1,09	0,9-5	11,8-27
J. Green[99]	4H-SiC	0,0193	0, 289	4,83	0,06	0,139	0,96	<2,5	0,5-0,75
J. Green[99]	4H-SiC	1,89	0,913	1,46	0,06	0,139	0,96	>2,5	0,5-0,75
H. Niwa[95]	4H-SiC	0,14	0,493	2,37	3,14	1,18	1,02	1-2,8	0,05-130

Tableau 2.1 Valeurs des paramètres de modélisation des coefficients d'ionisation de SiC-4H selon la littérature.

La figure 2.2 présente la dépendance des coefficients d'ionisation en fonction de l'inverse du champ électrique selon plusieurs de ces travaux. Il apparaît en premier lieu que tous les auteurs sont d'accord sur le fait que l'ionisation par impact dans SiC est dominée par les trous ($\alpha_p > \alpha_n$). La figure 2.2 permet d'observer qu'il y a des écarts entre les différents résultats pour α_n et α_p , provenant des différentes méthodes et hypothèses utilisées par chaque auteur. (Remarque : le modèle de coefficient d'ionisation α_p déterminé par Raghunatan et al. se détache très nettement de tous les autres, donnant des valeurs très inférieures, et n'est pas reporté en figure 2.2).

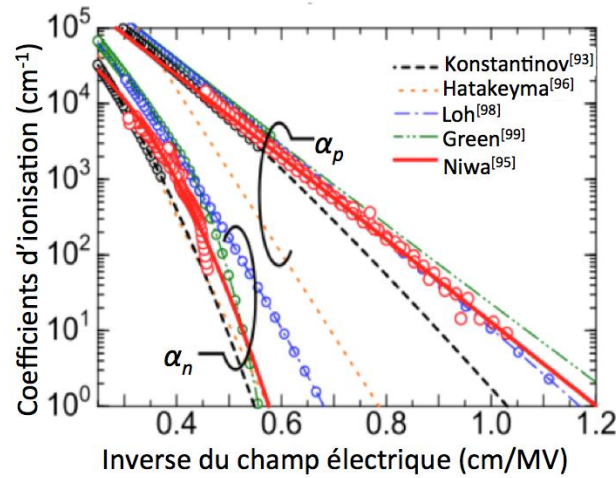


Figure 2.2 Dépendance des coefficients d'ionisation mesurés en fonction de l'inverse du champ électrique pour SiC-4H dans la direction parallèle à l'axe de croissance (0001).

Nous avons utilisé plusieurs de ces modèles pour simuler avec SENTAURUS la tenue en tension d'une structure plane parallèle P^+NN^+ , avec une épitaxie d'épaisseur de 10 μm . La dépendance de la tension d'avalanche $V_{BR\text{-théorique}}$ calculée dans la gamme des dopages utilisée lors des mesures des différents coefficients est présentée en figure 2.3. Nous avons reporté également sur ce graphe des points expérimentaux issus des mêmes travaux. La figure 2.4 présente le résultat des mêmes simulations effectuées dans la gamme de dopages plus faibles utile aux composants très haute tension. L'épitaxie N^- est toujours de 10 μm (qui est aussi une des épaisseurs utilisée pour notre étude expérimentale).

Ces figures permettent d'observer l'impact du choix du modèle sur la valeur de la tension d'avalanche $V_{BR\text{-théorique}}$ calculée. Pour cet exemple (épitaxie de 10 μm), l'écart est d'environ ± 200 V autour de 1900 V pour un dopage de 10^{15} cm^{-3} . Nous observons que la tension de claquage calculée à l'aide des paramètres donnés par Hatakeyama est la plus optimiste, viennent ensuite celles calculées avec le modèle de Konstantinov et le modèle de

Niwa, ces deux étant très proches. Les valeurs les plus faibles sont obtenues avec les modèles de Loh et Green.

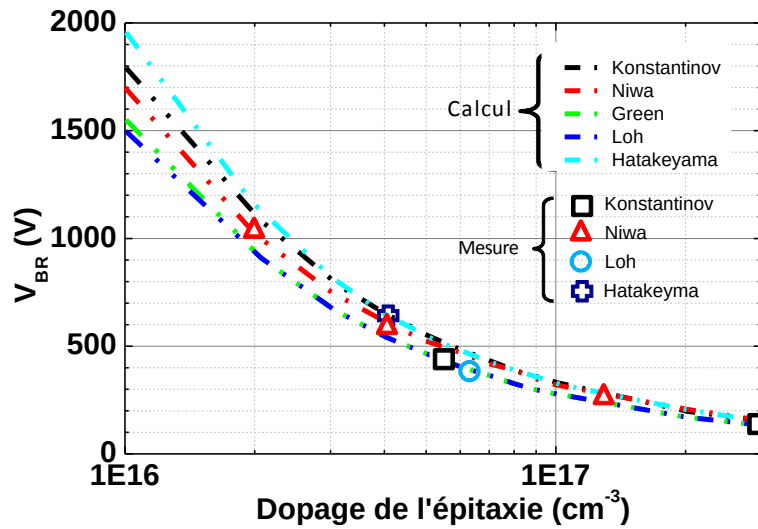


Figure 2.3 Comparaison de $V_{BR\text{-théorique}}$ en fonction du dopage, calculée par simulation selon cinq travaux différents, dans le cas d'une structure plane parallèle P^+NN^+ , avec une épitaxie d'épaisseur de $10\ \mu\text{m}$. La gamme de dopage correspond à la gamme expérimentale. Quelques points expérimentaux issus des mêmes travaux sont reportés sur le graphe.

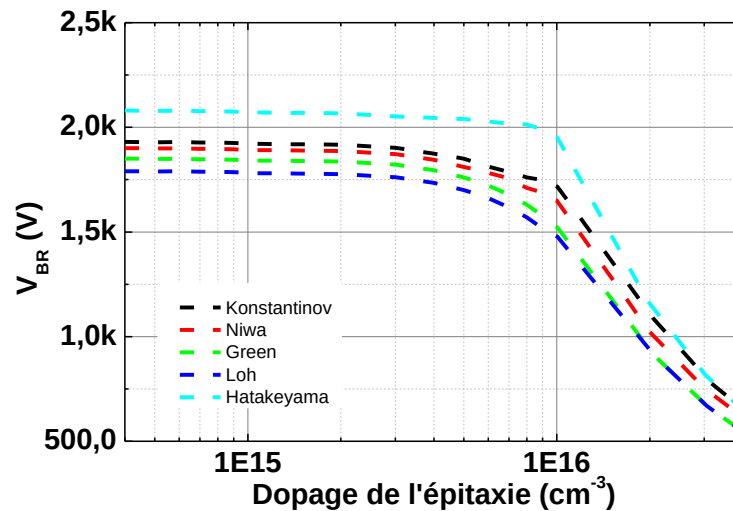


Figure 2.4 Comparaison de $V_{BR\text{-théorique}}$ en fonction du dopage, simulée avec les coefficients d'ionisation selon cinq travaux différents, dans le cas d'une structure plane parallèle P^+NN^+ , avec une épitaxie d'épaisseur de $10\ \mu\text{m}$. La gamme de dopage est étendue aux faibles valeurs.

Selon la bibliographie, les paramètres le plus fréquemment retenus par les auteurs pour SiC-4H sont ceux fournis par Konstantinov et al. en 1999. La figure 2.5 présente les résultats de simulation de la tension de claquage de la structure P^+NN^+ plane parallèle idéale calculée

avec les paramètres de Konstantinov pour cinq épaisseurs de couche d'épitaxie (30 μm , 35 μm , 40 μm , 45 μm et 50 μm). Quelques points expérimentaux, avec les valeurs de tenue en tension les plus élevées pour chaque épaisseur d'épitaxie, trouvés dans la littérature, sont également reportés. Nous observons que les valeurs expérimentales sont (restent encore aujourd'hui) inférieures à la valeur théorique calculée avec les paramètres de Konstantinov.

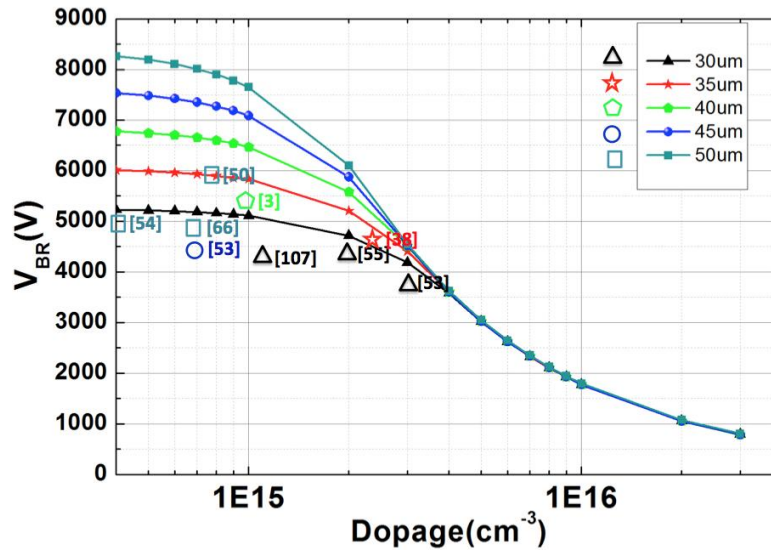


Figure 2.5 Dépendance de $V_{BR\text{-théorique}}$ en fonction du dopage de l'épitaxie N^+ , simulée avec les coefficients d'ionisation de Konstantinov, dans le cas d'une structure plane parallèle P^+NN^+ , pour différentes épaisseurs de l'épitaxie. Comparaison avec des résultats de tenues en tension expérimentales.

Pour ces raisons, **les valeurs des coefficients d'ionisation de Konstantinov sont ceux que nous avons choisis pour notre étude par simulation**, présentée au chapitre 3 suivant.

2.1.3.3 Dépendance en température des coefficients d'ionisation

La dépendance en température de ces coefficients a été étudiée [100-103] à l'aide de structures de diode bipolaire, les résultats obtenus varient en fonction de la gamme de température étudiée. Les auteurs ont observé que la dépendance en température des coefficients d'ionisation prévoit une augmentation de la tension de claquage quand la température augmente, c'est-à-dire un coefficient de température positif de la tension de claquage du SiC. La dépendance négative en température observée par certains premiers travaux [104] [105] a été expliquée par la présence de défauts dans le matériau.

2.1.4 Définition de la tenue en tension obtenue par simulation

Nous avons vu que la tenue en tension simulée avec le logiciel SENTAURUS est la tension de claquage liée à un seul mécanisme, celui de l'avalanche dans SiC. Pour la suite, nous appellerons donc V_{BR-SiC} , la tenue en tension simulée pour les structures en 2D que nous avons étudiées.

La méthode de détermination de V_{BR-SiC} consiste à calculer la caractéristique I-V inverse de la structure simulée, en augmentant par palier la différence de potentiel $V_{contact}$ appliquée en continu entre les deux électrodes, de 0 V à une tension maximale cible : V_{lim} . V_{lim} est définie a priori, et est choisie supérieure à V_{BR-SiC} .

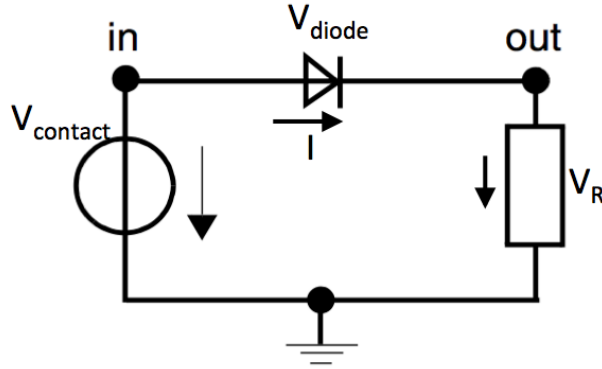


Figure 2.6 Schéma électrique équivalent utilisé pour le calcul de la tenue en tension V_{BR-SiC} .

La Figure 2.6 présente le schéma électrique équivalent utilisé. La diode est en série avec une résistance R de grande valeur permettant d'éviter les problèmes de convergence au moment de la croissance très rapide du courant inverse en régime d'avalanche. La valeur choisie pour cette résistance est : $R = 1 \times 10^{13} \Omega$.

Le logiciel Sentauros déclenche l'arrêt de la simulation (arrêt de l'augmentation de la tension $V_{contact}$) si certaines valeurs dépassent une valeur limite prédéfinie. Dans notre cas, nous avons utilisé selon les cas deux critères d'arrêt pour déterminer la valeur de V_{BR-SiC} :

- ✓ Arrêt sur le **critère de la tension limite**, i.e. lorsque $V_{contact}$ atteint la valeur cible V_{lim} . Dans ce cas, la diode est en fort régime d'avalanche, et V_{BR-SiC} est définie par la relation (I_{lim} étant le courant inverse dans la diode lorsque $V_{contact} = V_{lim}$) :

$$V_{BR-SiC} = V_{lim} - I_{lim} \times R \quad (2.16)$$

- ✓ Arrêt sur le **critère de l'intégrale d'ionisation égale à 1**, i.e. dès que l'une des deux intégrales d'ionisation I_n ou I_p atteint 1 (comme défini au paragraphe 2.1.2.2) sous l'effet de la tension appliquée. Dans ce cas, la diode est en faible régime d'avalanche.

Par la suite, en particulier aux chapitres 3 et 4, V_{BR-SiC} désignera un résultat de simulation obtenu avec le premier critère (tension limite) lorsqu'aucune précision complémentaire ne sera donnée.

2.2 Isolants solides et gazeux sous fort champ : conduction et rupture

Cette partie a pour objectif de présenter les principaux mécanismes pouvant limiter la tenue en tension des parties isolantes lorsqu'un champ électrique élevé est présent. La connaissance de ces phénomènes, non pris en compte par simulation, pourra nous être utile pour l'interprétation des résultats expérimentaux que nous avons obtenus. La compréhension des mécanismes responsables de l'augmentation du courant dans les isolants, ainsi que du développement de décharges diélectriques, conduisant au claquage en volume ou à l'interface avec ces matériaux isolants (solides et gaz), est très importante pour étudier les performances en inverse d'un composant puissance.

2.2.1 Matériau isolant solide sous fort champ

2.2.1.1 Mécanismes de conduction dans un film isolant solide

Les mécanismes de conduction dans les diélectriques peuvent être divisés en deux catégories, selon que le flux de porteurs sous fort champ est contrôlé par des phénomènes d'interface électrode-diélectrique, ou par des phénomènes au sein du volume de l'isolant.

a) Mécanismes de conduction contrôlés par l'interface électrode-diélectrique

Sous l'effet d'un champ électrique élevé, des charges peuvent être injectées dans l'isolant à partir de l'électrode et peuvent se déplacer vers le volume de l'isolant. D'après M. Ieda [106], ces mécanismes dépendent, en plus du champ appliqué, d'autres facteurs comme la température, la nature du matériau et de l'électrode ainsi que de l'interface électrode-diélectrique.

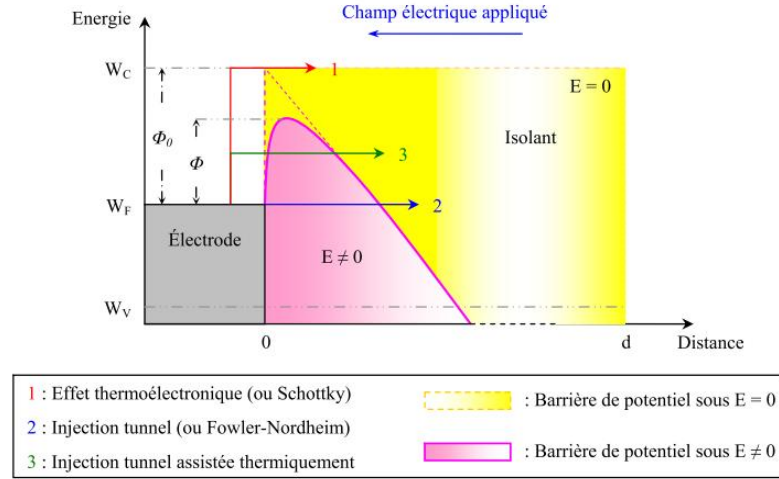


Figure 2.7 Diagramme des bandes énergétiques à l'interface électrode-isolant et principaux mécanismes d'injection à l'interface métal-isolant [17].

La figure 2.7 représente le schéma de bande à l'interface électrode métallique-diélectrique. W_F est le niveau de Fermi du métal d'électrode, et ne dépend que de la nature de ce métal. W_v et W_c sont respectivement les énergies correspondant au niveau supérieur de la bande de valence du diélectrique et au niveau inférieur de la bande de conduction. Dans le métal, on trouve des électrons libres jusqu'au niveau de Fermi et pratiquement aucun au-dessus. Un électron situé au niveau W_F à la cathode peut pénétrer dans la bande de conduction du diélectrique par trois façons :

- voie 1: passage par-dessus la barrière (effet thermoélectronique ou effet Schottky);
- voie 2: passage au travers de la barrière à énergie constante (effet Fowler-Nordheim ou effet tunnel);
- voie 3: passage au travers de la barrière après un gain d'énergie (effet tunnel assisté thermiquement).

❖ Effet Schottky

L'effet Schottky décrit la dépendance de la hauteur de la barrière d'injection thermo-ionique et l'injection des porteurs de charge du métal dans le diélectrique lors de l'application d'un champ électrique. La densité de courant s'exprime alors par [107]:

$$J = AT^2 \exp \left[-\frac{(\phi_0 - \beta_s E_z^2)}{k_B T} \right] \quad (2.17)$$

où, $A = 120 \text{ A.cm}^{-2}$ est la constante de Richardson-Schottky, $k_B = 8,617 \times 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, ϕ_0 est la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface électrode-isolant. La constante de Schottky β_s est donnée par:

$$\beta_s = \left(\frac{q^3}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

où, $q = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ est la charge électronique, ϵ_0 est la permittivité du vide $= 8,854 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ et ϵ_r la constante diélectrique relative.

❖ Effet Fowler-Nordheim

L'effet Fowler-Nordheim (ou effet tunnel), décrit l'injection des porteurs de charges du niveau de Fermi de l'électrode vers la bande de conduction du diélectrique à travers une barrière de potentiel triangulaire. La densité de courant peut être exprimée par [108] [109]:

$$J = \frac{q^3 E^2}{8\pi h \phi_0} \exp \left[-\frac{8\pi}{3hqE} (2m)^{\frac{1}{2}} \phi_0^{\frac{3}{2}} \right] \quad (2.19)$$

où $m = 9,109 \times 10^{-31} \text{ kg}$ est la masse d'un électron et $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ est la constante de Planck.

Ce mécanisme est pratiquement indépendant de la température. De plus, une évolution linéaire de $\log (J/E^2)$ en fonction de $1/E$ est observée.

b) Mécanismes de conduction contrôlés par le volume du diélectrique

❖ Mécanisme de conduction ohmique

Dans le cas idéal d'un diélectrique sans piège, sans porteurs intrinsèques, où le transport est unipolaire, la conduction ohmique résulte du mouvement de porteurs d'électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence sous l'effet d'un champ appliqué (~quelques 10 à 100 kV.cm⁻¹). La densité de courant circulant dans le matériau en fonction du champ électrique est régie par la loi d'Ohm :

$$J = \sigma E = nq\mu E \quad (2.20)$$

où σ est la conductivité électrique, n est la densité des porteurs de charge intrinsèques (m⁻³), μ est leur mobilité (m².V⁻¹.s⁻¹).

❖ Courants limités par charge d'espace (SCLC) sous fort champ

Sous fort champ, lorsque le courant d'injection augmente sous tension appliquée croissante, un changement de comportement s'opère lorsque les charges injectées deviennent supérieures aux charges intrinsèques, le champ local dans le matériau diélectrique devenant contrôlé par la charge d'espace.

En résolvant le système d'équations constitué de l'équation de Poisson, l'équation de continuité et la relation liant le champ à la tension, on arrive à l'expression de la densité de courant limitée par charge d'espace (SCL) de la forme :

$$J_{SCL} = \frac{9\varepsilon_0\varepsilon_r\mu V^2}{8d^3} \quad (2.21)$$

où V est la tension appliquée, et d est l'épaisseur du matériau diélectrique.

La Figure 2.8 représente les comportements typiques de la caractéristique courant-tension pour un diélectrique avec pièges et sans piège.

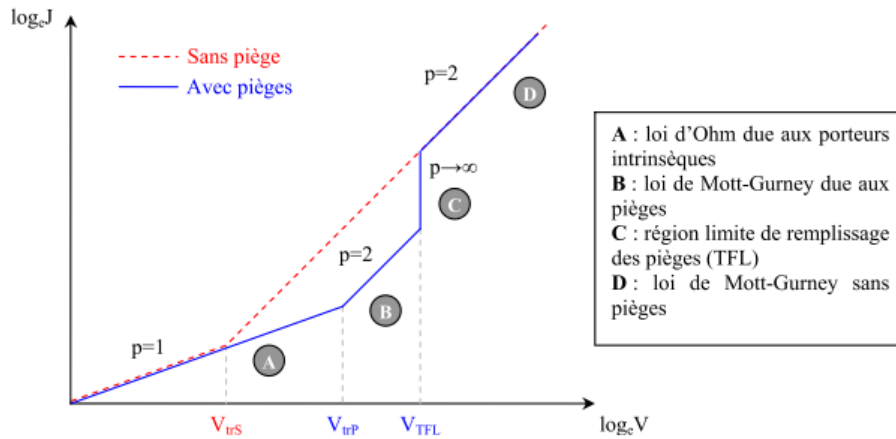


Figure 2.8 Caractéristique de la densité de courant limité par charge d'espace en fonction de la tension

Ainsi, pour un diélectrique sans piège qui contient la densité de porteurs intrinsèques n_0 , la densité de courant totale est fonction de la densité de charges à l'intérieur du matériau, et elle peut se résumer sous cette forme :

$$J_{cond} = qn_0\mu \frac{V}{L} + \frac{9\varepsilon_0\varepsilon_r\mu V^2}{8d^3} \quad (2.22)$$

Si la densité de charges injectées est plus grande que celle déjà présente dans le diélectrique, la tension limite pour laquelle le courant limité par charge d'espace est dominant par rapport au courant ohmique est :

$$V_{trS} = \frac{8qn_0d^2}{9\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (2.23)$$

Considérons maintenant un diélectrique imparfait, dans lequel on peut trouver un niveau de pièges en densité totale égale à N_t . Les différentes tensions de transition de cette caractéristique sont alors définies par :

$$V_{trS} = \frac{8qn_0d^2}{9\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (2.24)$$

$$V_{trP} = \frac{1}{\theta} \frac{8qn_0d^2}{9\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (2.25)$$

$$V_{TFL} = qN_t \frac{d^2}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \quad (2.26)$$

où θ est le rapport de densités des porteurs libres sur les porteurs piégés.

❖ Mécanisme de Poole-Frenkel

Le mécanisme de Poole-Frenkel décrit, dans le volume, le déplacement des porteurs qui se trouvent dans la bande de conduction et qui peuvent se piéger et se dépiéger par activation thermique. Le mécanisme de Poole-Frenkel est basé sur la diminution de la hauteur de la barrière de potentiel à franchir grâce à l'application d'un champ électrique. L'expression de la densité de courant résultant de ce phénomène peut être écrite selon [110] [111]:

$$J = J_0 \exp \left[-\frac{(\phi_0 - \beta_{PF}\sqrt{E})}{k_B T} \right] \quad (2.27)$$

La constante de **Poole-Frenkel** β_{PF} est donnée par:

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{q^3}{\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}} = 2\beta_s \quad (2.28)$$

où J_0 est un facteur pré-exponentiel.

❖ Conduction par sauts (hopping)

Contrairement au mécanisme de Poole-Frenkel, qui est habituellement observé pour une faible quantité de pièges, les hauteurs énergétiques des barrières sont modifiées lorsque la densité de pièges augmente, et l'expression de la densité de courant est donnée sous la forme suivante :

$$J = 2J_0 \exp \left[-\frac{\Phi}{k_B T} \right] \sinh \left(\frac{q\lambda E}{2k_B T} \right) \quad (2.29)$$

où λ est la distance moyenne entre deux pièges consécutifs.

Les différents mécanismes de conduction présentés précédemment sont résumés en figure 2.9.

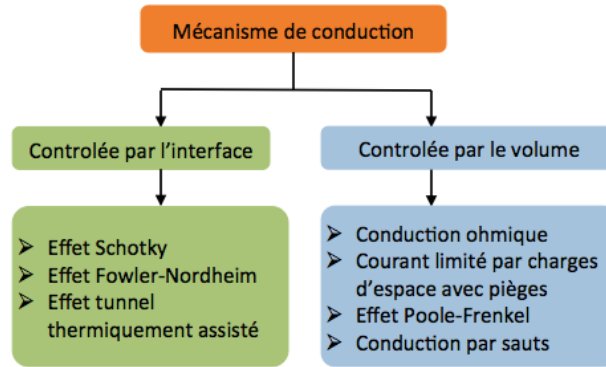


Figure 2.9 Classification des mécanismes de conduction observés dans les diélectriques solides.

c) Informations concernant les composants en SiC-4H

Concernant les films très minces (< 100 nm), dans la configuration MIS (Métal/Isolant/semi-conducteur), quatre mécanismes principaux ont été proposés pour le comportement observé sous champ électrique pour SiC : l'effet tunnel direct (DT), l'émission Schottky (SE), l'effet tunnel Fowler-Nordheim (FN) et la conduction Poole-Frenkel (P-F), selon l'épaisseur de l'oxyde, les défauts à l'interface et la polarité de la tension de grille appliquée [112-114]. Le mécanisme de conduction P-F est le plus souvent observé dans les matériaux amorphes, tels que les films diélectriques qui sont couramment utilisés dans la fabrication de dispositifs à base de SiC-4H, en raison du nombre de défauts relativement importants, présents dans les bandes d'énergie [115].

Pour le film de SiO₂ thermique, **S.Gupta et al.** [115] présente une étude expérimentale du mécanisme de conduction Poole-Frenkel dans le système MOSiC avec différentes épaisseurs d'oxyde. Pour des épaisseurs d'oxyde de 23,7 nm à 61,4 nm, le champ électrique responsable du mécanisme P-F varie de $9,9 \times 10^5$ V/cm à $1,7 \times 10^6$ V/cm. Ce seuil en champ électrique, relativement faible pour les applications visées, augmente cependant lorsque l'épaisseur d'oxyde augmente. **L. Lipkin et al.** [20] ont montré une conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim (F-N) à partir de valeur de champ électrique de 6 MV/cm sur des oxydes d'épaisseur de 50 nm. Les mesures sont effectuées jusqu'à environ 9 MV/cm. On peut noter

que ces valeurs de champ sont relativement élevées, si on les compare aux champs critiques discutés précédemment pour SiC-4H, sans oublier qu'il s'agit de valeurs mesurées à 300 K.

Pour le film SiO_2 déposé par PECVD, **A. Hallén et al.** [26] ont étudié la caractéristique I-V d'une structure MIS mesurée à température ambiante. Le résultat correspondant est présenté en figure 2.10. L'isolant est un film de SiO_2 -PECVD sur une épitaxie en SiC-4H de type N (avec dopage de 10^{15} à 10^{16} cm^{-3}). Sous polarisation positive sur le métal, des électrons s'accumulent à l'interface SiC/ SiO_2 , où l'effet tunnel de F-N entraînent les électrons à travers la barrière d'énergie de 3,2 eV ($\text{SiO}_2/\text{SiC-4H}$: 3,5/2,7 eV), conduisant à une augmentation du courant rapide à partir de 5 MV/cm. Ces électrons sont ensuite transportés à travers l'oxyde jusqu'à l'électrode métallique par le mécanisme de Frenkel-Poole. Le courant augmente ainsi jusqu'à la rupture du diélectrique pour une valeur du champ électrique proche de 9 MV/cm.

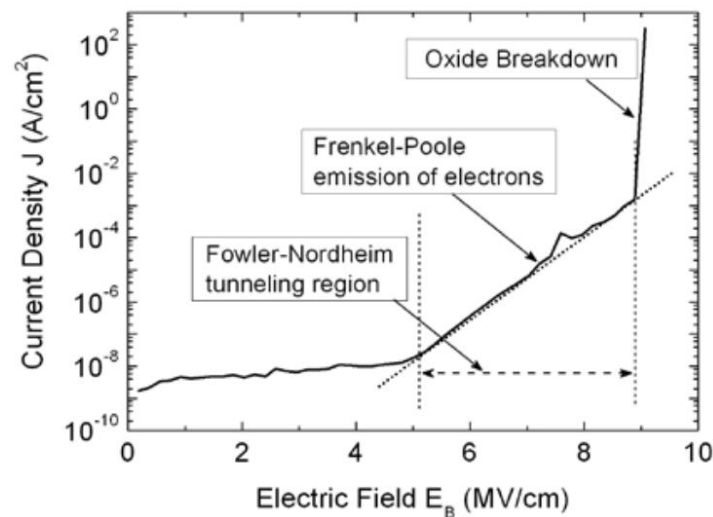


Figure 2.10 Mesures I-V à 300 K sur structure MIS en SiC-4H avec SiO_2 déposé par PECVD [26].

2.2.1.2 Mécanismes de rupture diélectrique d'un matériau isolant solide

La rigidité diélectrique est la valeur maximum du champ auquel peut être soumis un diélectrique sans apparition d'un claquage. Ce dernier se produit dès qu'un chemin conducteur est établi entre les électrodes, permettant le passage d'un fort courant amenant le court-circuit et la destruction du matériau. En général, trois mécanismes de claquage peuvent exister :

- ✓ le claquage **électronique**,
- ✓ le claquage **thermique**,
- ✓ le claquage **électromécanique**.

A ceux-ci, il faut ajouter d'autres phénomènes secondaires liés à des défauts introduits lors de la fabrication, à des défauts apparaissant au cours du temps (vieillessement), dans le volume (cavités gazeuses ou impuretés) ou à la surface du matériau, au mode opératoire et aux conditions expérimentales.

a) Claquage d'origine électronique

Il est le fait du développement d'une instabilité électrique très rapide dans laquelle impliquant les porteurs électroniques. On peut distinguer 2 groupes de théories de claquage électronique: les théories de claquage intrinsèque et les théories de claquage par avalanche.

✓ Claquage intrinsèque :

Lorsque le champ électrique est appliqué à un matériau de telle manière que sa température reste pratiquement inchangée en maintenant ce champ pendant une courte durée et en utilisant des électrodes permettant l'évacuation de la chaleur, on peut assister à un claquage brutal qui n'est pas précédé par une augmentation progressive de la température, c'est ce qu'on appelle le claquage intrinsèque [116].

✓ Claquage par avalanche :

Un électron initialement injecté de la cathode par exemple, va être accéléré vers l'anode sous l'effet du champ électrique appliqué. Si cet électron reçoit suffisamment d'énergie, il pourra libérer un autre électron par ionisation d'un atome. Si chacun d'eux reçoit la même énergie les électrons secondaires peuvent à leur tour provoquer d'autres ionisations. Si le mécanisme continue, la concentration locale des électrons fortement énergétiques augmente jusqu'à ce que cela cause une destruction de la matrice. Le nombre critique de générations a été calculé par Stratton, et des valeurs de 40 ont été obtenues respectivement, pour les mêmes dimensions d'isolant et propriétés [117].

b) Claquage thermique

Les pertes diélectriques de polarisation et de conduction provoquent un dégagement de chaleur dans les isolants. Tant que la quantité de chaleur ainsi produite est supérieure à celle que peut évacuer l'isolant, la température augmente. Avec elle, la conductivité augmente entraînant un accroissement de la chaleur produite par effet Joule. Si l'amélioration des conditions de refroidissement, résultant de l'élévation de température de l'isolant par rapport au milieu ambiant, ne vient pas arrêter l'augmentation de la température,

ou si la température à laquelle se produirait cet arrêt est trop élevée, un claquage se produit que l'on appelle claquage thermique.

c) Claquage électromécanique

Le claquage électromécanique dépend essentiellement des caractéristiques mécaniques de l'échantillon. Quand un matériau est soumis à un champ électrique, la pression électrostatique due aux attractions coulombiennes mutuelles des électrodes tend à réduire son épaisseur par déformation mécanique. Si cette pression est suffisante pour causer une déformation considérable, le champ se trouve renforcé et provoque le claquage du matériau. Garton et Stark [118] explique le mécanisme de claquage électromécanique qui est dû à l'effort électrostatique qui tend à rapprocher deux électrodes entre lesquelles est appliquée une différence de potentiel. Cet effort comprime l'isolant solide placé entre les deux électrodes et provoque une diminution de son épaisseur. Le claquage survient lorsque cet effort de compression dépasse la résistance mécanique du matériau qui dépend de son module d'Young. On rencontre ce type de claquage principalement dans les polymères thermoplastiques, notamment lorsque l'on se rapproche de la température où leur module d'Young baisse significativement.

d) Traitements analytique et statistique de la rupture diélectrique

Du fait de leur structure complexe (en tout cas moins ordonnée qu'une structure cristalline, telle que celle d'un semi-conducteur par exemple), la rupture dans un isolant solide est très majoritairement la conséquence de la présence de défauts dans le matériau ou aux interfaces avec les électrodes ...

Le claquage électrique est en fait un phénomène aléatoire conséquence d'une répartition, elle-même aléatoire, des défauts dans l'isolant. Sa caractérisation par des mesures expérimentales nécessite d'être réalisée sur un nombre suffisant d'échantillons, pour permettre un traitement statistique des résultats. Les résultats sont exprimés en utilisant la loi de distribution de Weibull à deux paramètres [119] suivante :

$$P_C(E) = 1 - \exp\left(-\frac{E}{E_{BR\alpha}}\right)^\beta \quad (2.30)$$

où P_C représente la probabilité cumulée (%) des échantillons claqués, $E_{BR\alpha}$ est le paramètre d'échelle ($V.m^{-1}$) indiquant la valeur du champ de rupture pour $P_C = 63,2\%$, et β est le paramètre de forme (β important signifie une faible dispersion des résultats autour de $E_{BR\alpha}$).

Généralement, la loi de Weibull est retracée dans un diagramme bi-logarithmique, de manière à être linéarisée. Les paramètres de Weibull ($E_{BR\alpha}$ et β) peuvent alors être obtenus par une expression linéaire grâce à la relation [120]:

$$\log_{10} \left[\log_e \left(\frac{1}{1 - p_c(e)} \right) \right] = \beta [\log_{10}(E) - \log_{10}(E_{BR\alpha})] \quad (2.31)$$

Pour déterminer la probabilité cumulée, nous utiliserons (au chapitre 4) la fonction d'approximation de rang médian (Median Rank Approximation) donnée par la relation [121]:

$$(i, N) = \frac{i - 0,3}{N + 0,4} \quad (2.32)$$

où i et N sont respectivement le rang de l'échantillon et le nombre total d'échantillons claqués.

2.2.2 Mécanisme de rupture dans les gaz sous fort champ

Une partie des mesures de tenue en tension des diodes en SiC testées durant cette thèse ont été effectuées sous azote à la pression atmosphérique. C'est pourquoi nous présentons dans ce manuscrit le rappel suivant des connaissances que nous avons acquises, notamment au travers des travaux de thèse [122-124].

Le comportement des gaz sous champ électrique est différent de celui des solides diélectriques à cause de mécanismes différents de production des porteurs de charge en volume et aux électrodes. Sous haute tension appliquée, les gaz isolants peuvent perdre leurs propriétés diélectriques et devenir fortement conducteurs du fait de l'ionisation, qui correspond à la dissociation de molécules neutres en électrons et en ions. Le but principal de cette partie est de connaître les processus physiques de la formation des décharges électriques et du seuil critique de claquage du gaz.

2.2.2.1 Les décharges électriques dans les gaz sous champ uniforme

a) Mécanisme de décharge dans un gaz sous champ uniforme

➤ **Caractéristique courant-tension de différents régimes de décharges**

En présence d'un champ électrique entre des électrodes **planes et parallèles**, le mouvement provoqué par les particules chargées créées dans l'espace inter-électrodes génère

un courant électrique. Du point de vue électrique, la figure 2.11 décrit le comportement typique du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée [125]. Cette caractéristique $I(V)$ comporte différentes zones correspondant aux différents régimes de décharge.

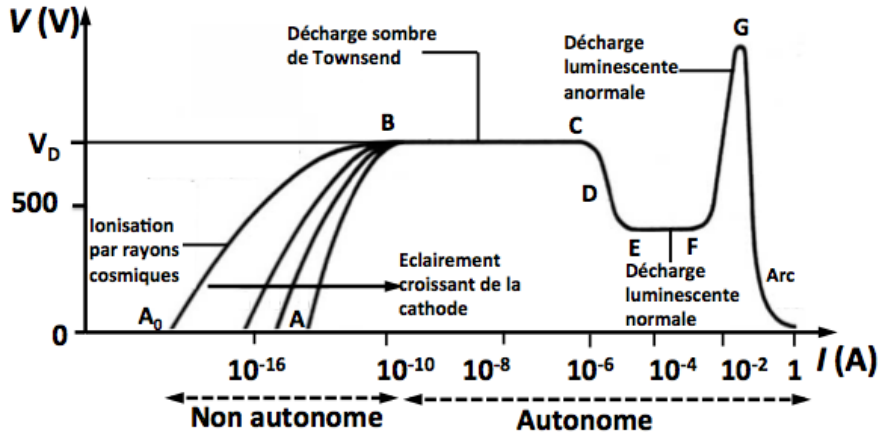


Figure 2.11 Caractéristique courant tension et différents régimes de décharge [125].

Décharge non autonome : ce régime est caractérisé par l'absence de tout phénomène lumineux et une intensité du courant de l'ordre de 10^{-10} A (branche AB). Il se traduit par le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend. Dans ce cas, si on supprime l'action extérieure, le courant disparaît, il n'y a pas auto-entretien de la décharge, elle est dite " non autonome " [126]. Lorsque la tension atteint une valeur seuil V_D , le champ est assez intense, et l'énergie des électrons accélérés devient suffisante pour ioniser le gaz, d'où une multiplication d'électrons disponibles pour contribuer au courant. La Figure 2.12 ci-dessous donne une schématisation du mécanisme de processus valable dans les gaz comme l'azote, qui ne sont pas trop fortement électronégatifs.

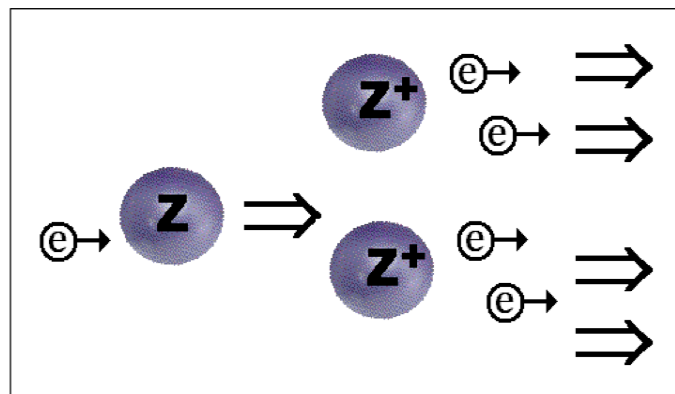


Figure 2.12 Processus de multiplication électronique initié par un électron primaire.

La quantité d'électrons créés au cours d'une avalanche électronique par une quantité d'électrons dans une unité longueur est caractérisée par un coefficient d'ionisation α appelé "**premier coefficient d'ionisation de Townsend**". Le processus de multiplication électronique en présence d'un champ électrique E et sous une pression de neutre P est décrit par la relation 2.32, définissant le coefficient d'ionisation α .

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{Bp}{E}\right) \quad (2.33)$$

Quand on s'approche du point B (figure 2.11), de petites variations de la tension correspondent à des accroissements très importants du courant. À droite du point B, le comportement de la décharge n'est plus uniquement sous la seule dépendance de la source d'ionisation externe, la décharge se maintient si l'ionisation externe disparaît, la décharge est devenue autonome.

Décharge autonome : Le nombre d'électrons émis par la cathode vers l'anode dans l'intervalle inter-électrode donnent naissance à des ions positifs, qui en bombardant à leur tour la cathode, libèrent des électrons supplémentaires en faisant intervenir un nouveau coefficient d'ionisation γ , le "**deuxième coefficient d'ionisation de Townsend**", représentant le rapport entre le nombre d'électrons libérés à partir de la cathode et le nombre d'ions positifs qui tombent sur la cathode. La décharge dans ce cas est dite **décharge autonome**. La condition de décharge autonome pour un gaz donné à température constante est définie par la relation [127]:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \text{ avec } e^{\alpha d} \gg 1 \quad (2.34)$$

Décharge sombre de Townsend et Décharge Luminescente : la zone de potentiel constant (zone BC) est caractérisée par un courant très faible (10^{-8} A). Les densités électroniques et ioniques sont relativement faibles. La décharge est donc très faiblement lumineuse, appelée "**décharge sombre de Townsend**". Lorsque le courant d'une décharge de Townsend augmente, on constate que la décharge devient lumineuse et que la tension V décroît pour atteindre la zone appelée "**luminescente normale**" (zone EF). Les effets de charge d'espace sont maintenant importants, le champ géométrique sera distordu par la charge d'espace induite. La tension diminue rapidement avec cette redistribution du champ et un plasma quasi neutre se forme dans ce régime [127]. Puis si l'intensité du courant croît fortement, on entre dans la région "**luminescente anormale**" (zone FG) où toute la surface de la cathode est utilisée pour la décharge.

Décharge d'arc : ce régime de décharge, appelé aussi régime disruptif est caractérisé par un fort courant (> 100 A), une émission lumineuse très intense et des effets thermiques

importants. La transition entre régime de décharge lumineuse anormale et régime d'arc est due à l'apparition de nouveaux phénomènes d'émission électronique à la cathode quand la tension et le courant augmentent (effet thermionique, effet de champ) et à l'échauffement du gaz [128].

➤ Critères de claquage du gaz dans un champ uniforme par la loi de Paschen

Dans le cas d'un champ électrique uniforme ($E = V/d$), on peut déduire une relation qui permet d'obtenir la tension d'initiation de décharge U_{BR} (tension d'apparition d'un arc électrique) à partir de la relation :

$$\alpha d = \ln 1 + \frac{1}{\gamma} \quad (2.35)$$

Les équations (2.33) et (2.34) donnent la relation entre la valeur de la tension de claquage et la pression du gaz et la distance inter-électrodes pour obtenir la relation (2.35) connue sous le nom de **loi de Paschen** [129]. Cette loi indique que la tension d'apparition d'un arc électrique dans un gaz est une fonction non linéaire du produit pd (pression x distance), comme suit :

$$V_{BR} = \frac{Bpd}{C + \ln pd}, \quad \text{avec } C = \ln \frac{A}{\ln(1 + \frac{1}{\gamma})} \quad (2.36)$$

où A et B sont des paramètres déterminés expérimentalement, pour chaque gaz et sont considérés constants sur un domaine de champ réduit E/p .

La figure 2.13 donne les courbes de Paschen pour les gaz N_2 , Air, H_2 , He, Ne et Ar [128].

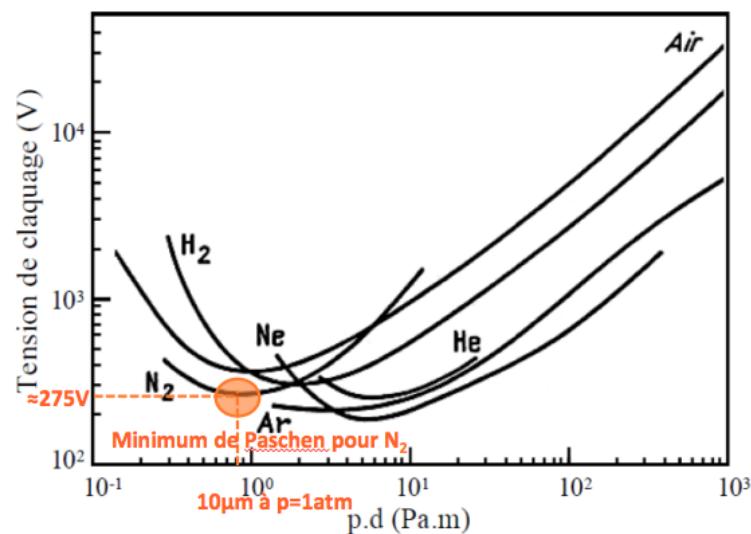


Figure 2.13 Courbe de Paschen pour différents gaz sous champ uniforme [128].

b) Mécanisme de décharge couronne sous champ non uniforme

Les configurations des décharges couronne (aussi appelées décharges streamer) expérimentales sont caractérisées par une dissymétrie géométrique des électrodes de type pointe-plan, fil-plan et fil-cylindre, pour laquelle le champ électrique est non uniforme. La décharge couronne, se forme à la fin de la zone de Townsend 2 et la zone de décharge lumineuse, entraînée par l'ionisation du milieu au voisinage d'un conducteur ayant un faible rayon de courbure [130]. Elle apparaît quand le potentiel électrique dépasse une « valeur critique », et se manifeste par l'apparition de points lumineux visibles dans la région située au voisinage du streamer [131], où le champ électrique a une valeur très élevée (avant de décroître très rapidement plus on s'éloigne de cette électrode dans l'espace inter-électrodes). Il s'agit d'une décharge partielle. Les conditions de création des décharges dépendent de plusieurs paramètres : nature et pression du gaz utilisé, nature des électrodes, polarité et amplitude de la tension appliquée, rayon de courbure de la pointe et distance inter-électrodes.

La figure 2.14 représente une caractéristique typique des différents régimes de décharge couronne, lorsque la différence de potentiel entre les électrodes augmente [132] :

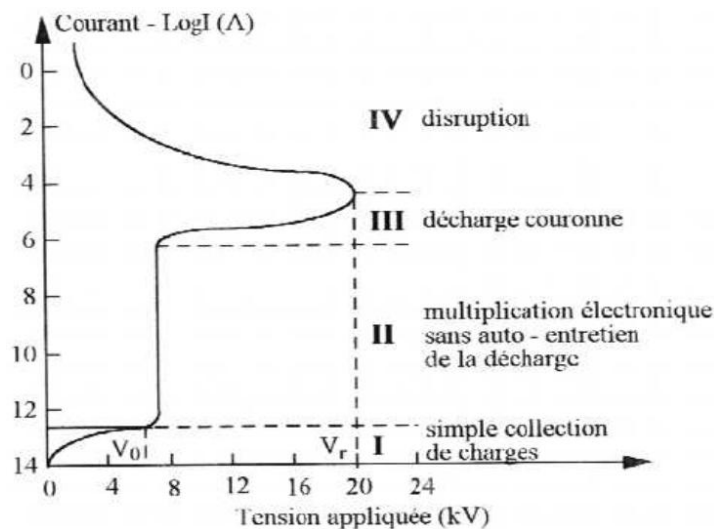


Figure 2.14 Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne (configuration pointe-plan) [132].

On retrouve les premiers régimes déjà présentés pour le cas en champ uniforme. Ici, le régime de la **décharge couronne** apparaît dans la zone III de la figure 2.14. Dans ce régime, l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes d'ionisation extérieurs. La décharge est auto-entretenu. Elle se manifeste par l'apparition de

filaments (dards) lumineux qui, appelés aussi streamers, sont responsables de la composante impulsionnelle du courant [123].

Enfin, on distingue deux types de décharges : couronne positive et couronne négative, selon le signe de la polarité de l'électrode de faible rayon de courbure [133]. Le phénomène principal est toujours la dissociation des atomes ou molécules en électrons et ions positifs lorsque leur énergie est suffisante.

La **décharge couronne positive** est celle qui se produit quand la pointe est portée à un potentiel positif et le plan à la terre. Les électrons libres naturels et ceux produits par les avalanches électroniques sont accélérés vers l'anode (la pointe), ainsi que les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque), jusqu'à une distance de la pointe (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible ($< 30 \text{ kV/cm}$ dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs [134] (Figure 2.15).

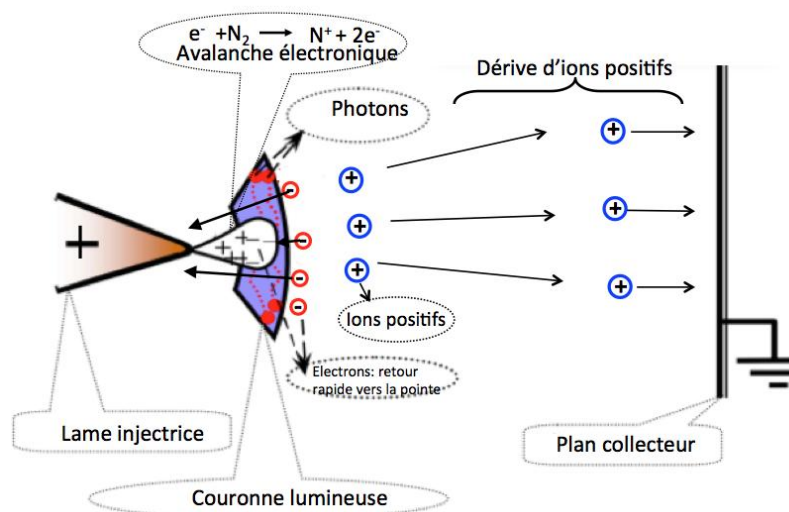


Figure 2.15 Effet couronne : cas d'une pointe positive.

Dans le cas d'une **décharge couronne négative**, où la pointe est portée à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de la pointe (cf. figure 2.16). Les électrons sont repoussés alors que les ions positifs créés par ionisation sont attirés dans le sens du champ, mais les ions positifs évoluent beaucoup plus lentement que les électrons puisqu'ils sont plus lourds. Goldman et Sigmond [135] expliquent que les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode, et seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque. Lors de la décharge dans l'azote, le processus d'auto attachement est très peu actif du fait du caractère non électronégatif de l'azote, ce qui fait que les ions négatifs sont peu fréquents dans ce milieu.

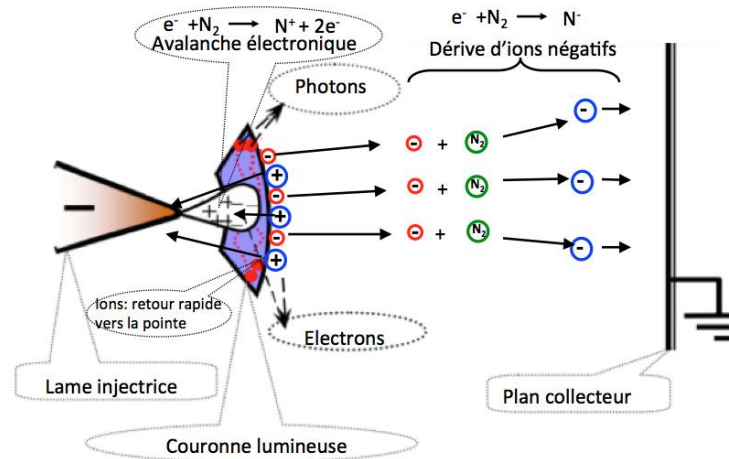


Figure 2.16 Effet couronne : cas d'une pointe négative.

2.2.2.2 Mécanisme de décharge dans le gaz en présence d'un isolant solide d'interface

Une décharge couronne dans un gaz en présence d'un matériau diélectrique isolant d'interface est plus complexe [136] [137]. Cette complexité peut en partie être attribuée à l'accentuation du phénomène de photo-ionisation provenant du bombardement de la surface par les ions, électrons et photons [137]. Un autre phénomène qui peut davantage influencer les conditions de décharge couronne en présence d'un solide diélectrique est l'accumulation de charges à sa surface [138].

a) Accumulation de charges surfaciques et champ électrique

Les mécanismes impliqués dans les décharges surfaciques en présence d'un gaz et jusqu'au contournement de la surface isolée, sont largement affectés par les charges accumulées à la surface de l'isolant [136] [137]. Les charges électriques (électrons, ions positifs et négatifs) accumulées à la surface d'un diélectrique placé le long de l'axe des électrodes sont dites *extrinsèques* ou *intrinsèques* en fonction de leur origine.

- **Charges intrinsèques** : elles sont produites initialement à l'intérieur du diélectrique [141], par conduction [140], par dissociation [137] ou par ionisation naturelle [142].
- **Charges extrinsèques** : elles sont générées par (1) injection à partir des électrodes [140], (2) le contact entre la surface libre du diélectrique et un plasma gazeux [137] [139], (3) des décharges partielles [143] [144] ou des émissions par effet de champ à partir de la surface des électrodes [145], (4) des

décharges partielles pouvant se produire à l'interface entre le diélectrique et les électrodes [146]. Ou elles peuvent provenir d'un courant de fuite en surface [147] [148].

La figure 2.17 nous montre un schéma d'une interface gaz/solide appliquée à un champ électrique. E_o et E_i sont les composantes vecteurs champs dans le gaz et dans le solide diélectrique.

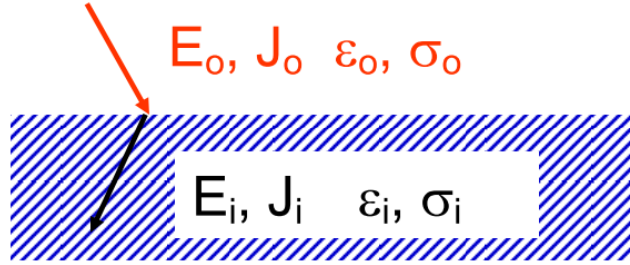


Figure 2.17 Interface solide/gaz dans un champ électrique.

En appliquant des équations de continuité et de déplacement [122], on peut écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon_o E_{n,o} - \varepsilon_i E_{n,i} = \sigma_s \\ \sigma_o E_{n,o} - \sigma_i E_{n,i} = -\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} \end{cases} \quad (2.37)$$

où $E_{n,o}$ et $E_{n,i}$ représentent respectivement les composantes normales des vecteurs champs E_o et E_i dans le gaz et dans le solide diélectrique, ε_o et ε_i représentent respectivement les permittivités du gaz et du solide, σ_o et σ_i représentent respectivement la conductivité en volume de gaz et dans le solide, σ_s représente la conductivité en surface du solide.

A l'équilibre, soit lorsque $\frac{\partial \sigma_s}{\partial t}$ ne varie plus, il s'en suit :

$$\sigma_s = E_{n,o} \left[\varepsilon_o - \varepsilon_i \frac{\sigma_o}{\sigma_i} \right] \quad (2.38)$$

Sachant que : $\sigma_o > \sigma_i$ et $\varepsilon_o < \varepsilon_i$, alors que $\frac{\varepsilon_o}{\sigma_o} < \frac{\varepsilon_i}{\sigma_i}$, les charges surfaciques seront générées aussi longtemps que $E_{n,o} \neq 0$.

Les porteurs de charges après avoir été générés et transportés, et s'être accumulés à la surface de l'isolant solide, modifient la distribution du champ électrique initial [139][142] dans l'espace inter-électrode [149], et donc vont avoir un impact sur l'apparition des décharges. L'accumulation de charges à la surface du diélectrique peut avoir comme

conséquence la distorsion du champ électrique entre les électrodes, cette distorsion du champ est due au fait que la permittivité du solide diélectrique est relativement élevée par rapport à celle du gaz [150].

b) Initiation et propagation des décharges en présence d'un diélectrique solide

L'initiation et la propagation des décharges en présence d'une surface diélectrique, pour le cas de l'azote, sont caractérisées par les coefficients d'attachement et d'ionisation [124]. Or la présence de la surface diélectrique peut modifier les coefficients d'ionisation et d'attachement de l'azote. Cela se produit de quatre façons selon la théorie proposée par Allen et al. [136], comme montré par la figure 2.18.

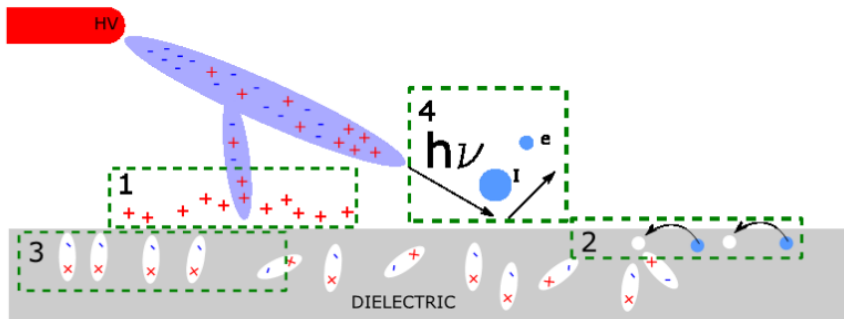


Figure 2.18 Processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans la propagation d'un streamer (décharge) à travers une surface diélectrique.

Les mécanismes observés dans la figure sont :

- 1 : ion positif capturé par les forces électrostatiques,
- 2 : électron capturé à travers les pièges surfaciques,
- 3 : polarisation de l'isolant solide
- 4 : extraction d'un photoélectron contribuant aux ionisations collisionnelles

Par les mécanismes présentés dans la figure 2.18, on peut s'attendre à ce que les propriétés de la décharge couronne, notamment ses paramètres d'initiation, sa propagation et son aspect physique en surface du diélectrique, soient contrôlées par des coefficients d'ionisation et d'attachement. De plus, selon les expériences décrites dans la littérature, les paramètres géométriques des diélectriques (épaisseur, longueur), les paramètres de conductivité et permittivité du matériau isolant influencent le développement de décharge en surface.

2.2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté la méthode et les étapes pour la simulation du comportement électrique sous polarisation inverse d'un composant de puissance en SiC-4H, à l'aide de l'outil de simulation Sentauros, classiquement utilisé pour la C.A.O. de dispositifs à semi-conducteur. Par la résolution de l'équation de Poisson dans la structure complète [SiC / isolants], et la résolution des équations de continuité du courant des électrons et des trous uniquement dans la région SiC, la simulation permet la prédiction de la tension maximale à l'état bloqué, liée au claquage par avalanche dans SiC (notée V_{BR-SiC}), grâce à la prise en compte du mécanisme d'ionisation par impact du cristal. Cet outil ne permet pas en revanche la prédiction d'une tenue en tension du composant qui résulterait de la rupture d'un des matériaux isolants en surface (passivation et milieu environnant solide ou gazeux). En l'absence de modélisation, l'étude expérimentale est donc nécessaire pour connaître l'impact des paramètres liés aux matériaux isolants sur la tension de rupture de l'ensemble du composant à l'aide de structures dédiées.

En vue de l'interprétation de nos résultats expérimentaux, nous avons également rappelé les différents mécanismes de claquage liés aux matériaux isolants solides, et les processus fondamentaux contribuant aux phénomènes d'ionisation et d'attachement dans l'initiation et la propagation d'un streamer (décharge couronne) dans l'intervalle inter-électrode et à travers une surface diélectrique aux interfaces gaz/solide. Cette présentation a mis en évidence que ces mécanismes dépendent de nombreux facteurs (intrinsèques et extrinsèques, y compris les conditions de mesure), rendant leur modélisation et leur prise en compte dans le calcul de la tension de rupture dans un composant à semi-conducteur très complexe.

Par la résolution avec Sentauros de l'équation de Poisson dans toutes les régions du composant, jusqu'à la tension de rupture par avalanche dans le semi-conducteur, nous pourrions quantifier par simulation les différentes contraintes en champ électrique dans les différents matériaux, et aider à l'analyse de l'expérience par la suite. L'influence des paramètres des isolants tels que l'épaisseur et la permittivité de la passivation secondaire, la permittivité de l'encapsulation, les charges, sera évaluée dans le cas particulier de diodes bipolaires protégées par JTE simple. Cette étude par simulation est présentée au chapitre 3 suivant.

CHAPITRE 3 - Etude par simulation de la contrainte en champ électrique et conception de la structure d'étude expérimentale

Dans ce chapitre, la simulation par éléments finis à l'aide de l'outil SENTAURUS va nous permettre de calculer la répartition du champ électrique dans la structure [semi-conducteur + isolants], en fonction de la tension inverse appliquée, jusqu'au moment du claquage dans le semi-conducteur. La structure retenue pour l'étude expérimentale des mécanismes à l'origine de sa rupture sous haute tension, est une diode bipolaire protégée par une 'JTE' simple.

Ce chapitre a pour but, dans un premier temps, de déterminer par simulation les valeurs des paramètres technologiques et géométriques du semi-conducteur à utiliser pour la fabrication des diodes, afin de pouvoir atteindre le claquage par avalanche dans le semi-conducteur (donc atteindre des valeurs de champs proches de E_C), pour différents niveaux de tension, dans une gamme de 1 kV à 6 kV. L'idée est de pouvoir décorrélérer expérimentalement les mécanismes liés à la contrainte en champ induit par la puce de ceux qui seraient liés à la haute tension appliquée à l'ensemble.

Ce chapitre présente par la même l'étude de l'influence des différents paramètres technologiques et géométriques du matériau semi-conducteur et des matériaux isolants composant la structure, sur les valeurs maximales du champ électrique dans les différents matériaux. L'étude permettra de confronter le niveau de contrainte en champ aux valeurs de champs de rupture des différents matériaux présentées au chapitre 1. Cette étude permettra aussi de déterminer la structure offrant le meilleur compromis entre tenue en tension maximale et contrainte de champ électrique minimale dans les matériaux isolants. Enfin, les résultats nous aideront au chapitre 4 pour analyser les résultats expérimentaux de la rupture des diodes.

Ainsi, nous avons tout d'abord simulé une jonction abrupte semi-infinie pour définir les valeurs du dopage et des épaisseurs de la zone épitaxiée N^- conduisant à la gamme de tension visée. En deuxième lieu, nous avons travaillé sur l'influence des différents paramètres

de la structure, qu'ils soient dans la partie semi-conducteur, ou dans la partie isolante, ou à l'interface entre les deux.

3.1 Simulation 1D des diodes pour l'étude expérimentale

Tout d'abord, il est nécessaire de définir les paramètres de la couche épitaxiale : son épaisseur W_D et son dopage N_D pour déterminer la valeur maximum théorique de la tension de claquage $V_{BR\text{-théorique}}$, obtenue dans le cas de la structure d'une diode $P^+N^-N^+$ semi-infinie en 1D. Lorsque la diode est polarisée en inverse, la zone de désertion s'étend essentiellement dans la couche N^- vers la cathode et les équipotentielles se répartissent parallèlement à la jonction.

La figure 3.1 (a) présente cette structure idéale. Pour augmenter la rapidité des simulations, nous avons limité le nombre de mailles en utilisant un substrat N^+ fortement dopé d'épaisseur réduite à 5 μm . Ensuite, la jonction est réalisée dans l'épitaxie N^- par une implantation de type P^+ avec un dopage maximal de l'ordre de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sur une profondeur de 0,3 μm , et conduisant à une profondeur de la jonction P^+N^- de 1,2 μm .

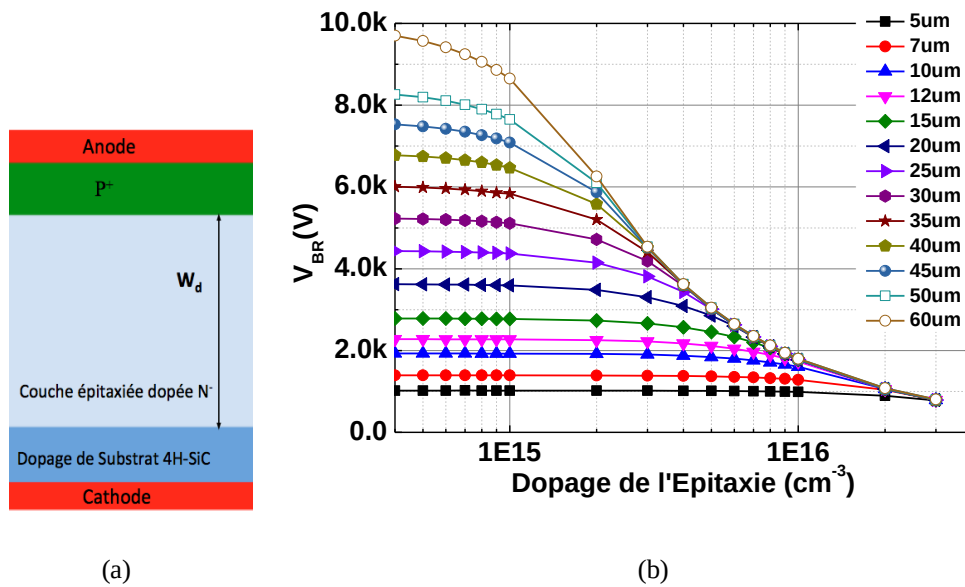


Figure 3.1 (a): La structure simulée d'une diode $P^+N^-N^+$ semi-infinie, (b): Tension de claquage $V_{BR\text{-théorique}}$ en fonction du dopage pour différentes épaisseurs de la couche épitaxiée N^- .

Les résultats de simulation numérique sont présentés en figure 3.1 (b), donnant la tension de claquage $V_{BR\text{-théorique}}$ en fonction du dopage de l'épitaxie N^- , pour différentes épaisseurs. Cette figure montre qu'en choisissant un dopage unique égale à $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et plusieurs épaisseurs de 5 μm à 40 μm , la gamme de tenue en tension visée pour notre étude

expérimentale (de 1 kV à 6 kV) pourra théoriquement être couverte. Pour ce dopage relativement faible ($1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), la tenue en tension sera également faiblement dépendante de l'incertitude sur le niveau de dopage, surtout pour les épaisseurs inférieures ou égales à 30 μm . De plus, faire l'étude à paramètre de dopage d'épitaxie constant permet de minimiser les variations de propriétés qui en dépendent, tels que les profils des jonctions P^+N^- et PN^- , et autoriser les analyses comparatives entre les différents cas.

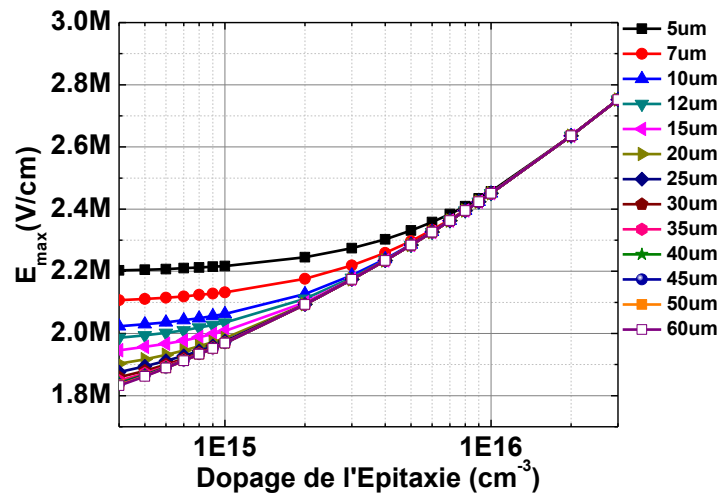


Figure 3.2 Champ électrique maximal au claquage de la jonction $P^+N^-N^+$ semi-infinie en fonction du dopage, pour différentes épaisseurs de la couche épitaxiée N^- , calculée par Sentaurus avec des coefficients d'ionisation de Konstantinov.

La figure 3.2 montre bien que le champ critique E_C (champ maximal à la jonction pour la tension de claquage par avalanche $V_{BR\text{-théorique}}$ en 1D) varie avec le dopage, et de façon différente suivant l'épaisseur de l'épitaxie. En effet, lorsque la couche active n'est pas complètement désertée lors du claquage (cas d'un dopage élevé et/ou d'une épaisseur grande), le champ critique est dépendant uniquement du dopage. Lorsque la largeur de la zone de désertion maximale est grande devant l'épaisseur W_D (cas d'un dopage faible et/ou d'une épaisseur petite), le champ critique tend à se stabiliser à partir d'un certain dopage.

Epaisseur d'Epitaxie (W_D)	$N_D \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$E_C \text{ (MV/cm)}$	$V_{BR\text{-théorique}} \text{ (V)}$
5 μm	1×10^{15}	2,22	1020
10 μm	1×10^{15}	2,06	1920
30 μm	1×10^{15}	1,97	5110
35 μm	1×10^{15}	1,97	5830
40 μm	1×10^{15}	1,97	6470

Tableau 3.1 Choix des paramètres pour les structures dédiées à l'étude expérimentale et valeurs de la tenue en tension maximale $V_{BR\text{-théorique}}$ et du champ électrique maximal au claquage E_C .

Les résultats théoriques de la tenue en tension maximale et son champ électrique maximum pour les structures avec les paramètres de l'épitaxie choisis pour l'étude expérimentale sont montrés dans le tableau 3.1. On remarque que plus la diode est mince, plus la tension maximale de claquage est faible, et plus le champ E_C à la jonction est élevé.

3.2 Conception des diodes pour l'étude expérimentale par simulation 2D

En fait, la tenue en tension réelle est plus faible que la valeur théorique calculée ci-dessus, car il est nécessaire de considérer la répartition du potentiel en périphérie et dans l'environnement de la jonction dans le cas de la structure réelle. Nous allons étudier dans la partie suivante l'influence des paramètres liés à la périphérie de la jonction principale dans SiC et aux matériaux isolants en surface de SiC, sur la tenue en tension.

3.2.1 Définition de la structure simulée en 2D et des paramètres

Dans un cas réel, la distribution des équipotentiels est modifiée par les paramètres de la périphérie et de l'environnement de la jonction pris en compte lors de la simulation en 2D. La structure simulée est schématisée en figure 3.3. Pour la direction verticale (en y) : les profils de dopage de l'émetteur (P^+) et de la JTE (P) sont définis à partir des profils d'implantation réels (qui ont été mesurés par analyses SIMS) ; la dose de dopage de la JTE est variable ; 5 épaisseurs W_D de l'épitaxie N^- avec un dopage constant ont été considérés ; l'épaisseur et la permittivité de la couche de SiO_2 sont des constantes ; l'épaisseur et la permittivité de la couche de PI sont des variables ; la permittivité du milieu environnant est une variable. Pour la direction horizontale (en x) : la longueur de l'émetteur P^+ est fixe, la longueur de la JTE est une variable ; le profil du dopage P en x est égal au profil de dopage P en y multiplié par un coefficient de diffusion latérale égal à 0,2.

Pour obtenir les équipotentiels les plus proches de la réalité (indépendamment des conditions aux limites liées à la taille de la structure simulée) et tout en limitant le nombre de mailles, les marges latérale et verticale telles que présentées par la figure 3.3 ont été étudiées. Les valeurs ayant permis une évaluation acceptable de la distribution du champ électrique dans les zones sensibles du dispositif ont été fixées telles que : $M_x = 1000 \mu m$, $M_y = 250 \mu m$.

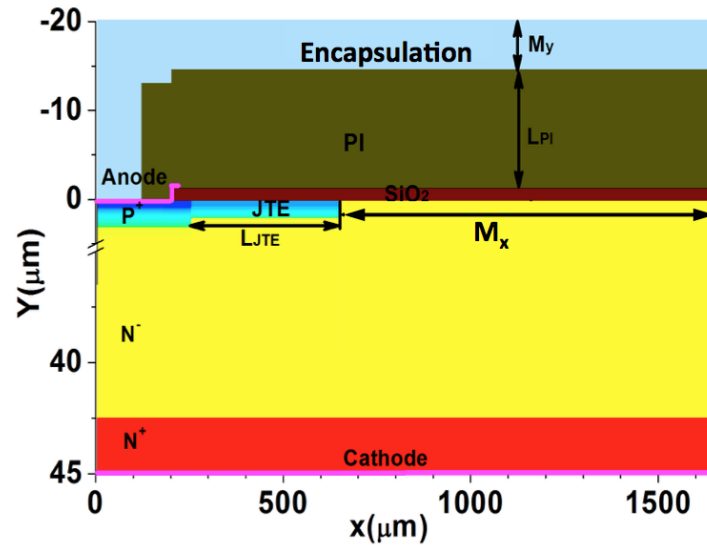


Figure 3.3 Schéma de la structure $P^+N^-N^+$ en 4H-SiC complète simulée en 2D.

Le tableau 3.2 résume l'ensemble des paramètres de la structure 2D considérés lors de l'étude par simulation. Par la suite, sauf indication autre, **les valeurs des paramètres considérés par défaut seront celles indiquées en gras** dans le tableau 3.2.

Structure	Paramètres en volume de structure	axe vertical (y μm)	Axe horizontal (μm)
Substrat N^+	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	5	1250 - 1450 - 1650 - 2050
Epitaxie N^-	Dopage $= 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	5 - 10 - 30 - 35 - 40	1250 - 1450 - 1650 - 2050
Régions P^+	$N_A = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	1,2	250
Région JTE	Dose $= 6,29 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$	0,7	0 - 200 - 400 - 800
	Dose $= 7,35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Avec et sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 8,09 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 9,95 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ Avec et Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 1,08 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 1,17 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ Sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
	Dose $= 1,24 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ Avec et sans $Q_{\text{SiC}} / \text{SiO}_2$		
1 ^{ère} Passivation	Permittivité: 3,9	1,5	1200 - 1650
2 ^{ème} Passivation	Permittivité: 1,5, - 3,2 - 5 - 10	0 - 5 - 13 - 20 - 50	-
Encapsulation	Permittivité: 1 - 3,2 et 10	250	-

Tableau 3.2 Synthèse des paramètres utilisés en simulation 2D.

N.B. : Pour obtenir une estimation précise des grandeurs simulées, et aussi autoriser les analyses comparatives entre différentes géométries de structures, nous avons fait en sorte

que le raffinement du maillage soit indépendant de la variation des paramètres (longueurs, épaisseurs). Les mailles, qui doivent être très fines en particulier aux jonctions, interfaces, et dans toute zone de grande variation du champ, l'ont été de façon identique pour toutes les structures étudiées.

3.2.2 Influence des paramètres de JTE sur les grandeurs dans SiC

Considérons d'abord le cas *d'une diode bipolaire sans protection périphérique et sans passivation par PI*. Pour ce cas de diode, la courbure de la jonction va induire un resserrement des équipotentiels et, par conséquent, une augmentation du champ électrique dans la fin de la zone d'émetteur, comme la figure 3.4 le montre pour la structure d'épaisseur 10 μm et 40 μm respectivement. Le pic de champ électrique localisé en bordure du dispositif va provoquer le phénomène d'avalanche prématuré du composant.

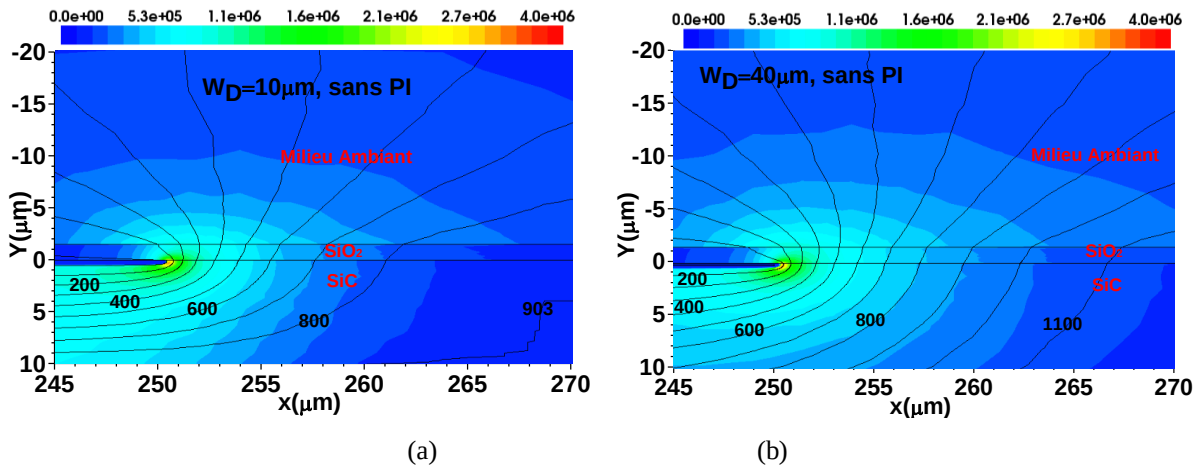


Figure 3.4 Distribution du champ électrique et des équipotentiels au claquage en périphérie d'une structure non protégée et sans PI. ((a): $W_D=10\mu\text{m}$, (b): $W_D=40\mu\text{m}$).

Le tableau 3.3 montre les valeurs de $V_{\text{BR-SiC}}$ et des champs électriques maximaux dans SiC et dans les différents matériaux isolants pour les différentes épaisseurs de l'épithaxie. Remarque : la valeur du champ maximal donnée pour chaque isolant correspond à la valeur maximale trouvée à une altitude donnée, proche de l'interface avec le matériau sur lequel il est déposé.

Nous observons que les tenues en tension des diodes sans protection sont bien sûr très inférieures à la valeur théorique en 1D $V_{\text{BR-théorique}}$, alors que le champ électrique maximal en bord d'émetteur dans SiC est au contraire supérieur à celui présent en volume le long de la jonction P^+N^- plane semi-infinie (voir tableau 3.1) au moment de son claquage.

Diode sans JTE sans PI					
W_D (μm)	V_{BR} (V)	Efficacité $V_{BR-SiC} / V_{BR-théor}$	$E_{max-SiC}$ (MV/cm)	$E_{max-SiO_2}$ (MV/cm)	$E_{max-air}$ (MV/cm)
5	663	65%	3,52	3,68	1,14
10	903	49%	3,52	3,68	1,18
30	1145	22%	3,52	3,68	1,22
35	1149	20%	3,52	3,68	1,23
40	1152	19%	3,52	3,68	1,24

Tableau 3.3 V_{BR-SiC} et champ électrique maximum dans les différents matériaux pour différentes épaisseurs de l'épitaxie de la structure sans JTE et sans PI.

Comparés aux valeurs présentées au chapitre 1, le tableau 3.3 montre par ailleurs que le champ électrique maximum dans la passivation SiO_2 est inférieur aux valeurs de rigidité diélectrique E_{BR-SiO_2} des oxydes thermiques ou déposés utilisés, et que le champ électrique maximum dans le milieu environnant est très élevé, par rapport à celui provoquant la rupture de l'azote à pression atmosphérique ($30 \text{ kV/cm} < E_{BR-N_2} < 300 \text{ kV/cm}$ pour des distances inter-électrodes $> 10 \mu m$ selon la courbe de Paschen).

Considérons maintenant le cas de la **diode bipolaire avec protection périphérique**.

3.2.2.1 Influence de la dose de JTE sur la tenue en tension V_{BR-SiC}

L'optimisation du dopage de la JTE est très importante et la dépendance de la tenue en tension en fonction de la dose de dopants implantée dans la JTE est bien connue dans la littérature. La figure 3.5 (a) montre la tenue en tension V_{BR-SiC} , de la structure sans PI, en fonction de la dose de dopage de la JTE, pour différentes épaisseurs de la couche de l'épitaxie. Ici, la longueur L_{JTE} a été fixée à $400 \mu m$, aucune charge additionnelle liée aux isolants n'est introduite. Pour ces structures avec épitaxie faiblement dopée, la tension V_{BR-SiC} pour les épitaxies minces (5 et $10 \mu m$) est très peu sensible à la dose dans la gamme présentée ici. Mais pour les diodes épaisses (30, 35 et $40 \mu m$), il existe une sensibilité de la tenue en tension en fonction de la dose, d'autant plus grande que l'épitaxie est épaisse. Sur la figure 3.5 (b), nous observons que la dose « optimale », pour laquelle une efficacité maximale est obtenue, se décale légèrement vers les doses plus élevées lorsque l'épaisseur de l'épitaxie diminue.

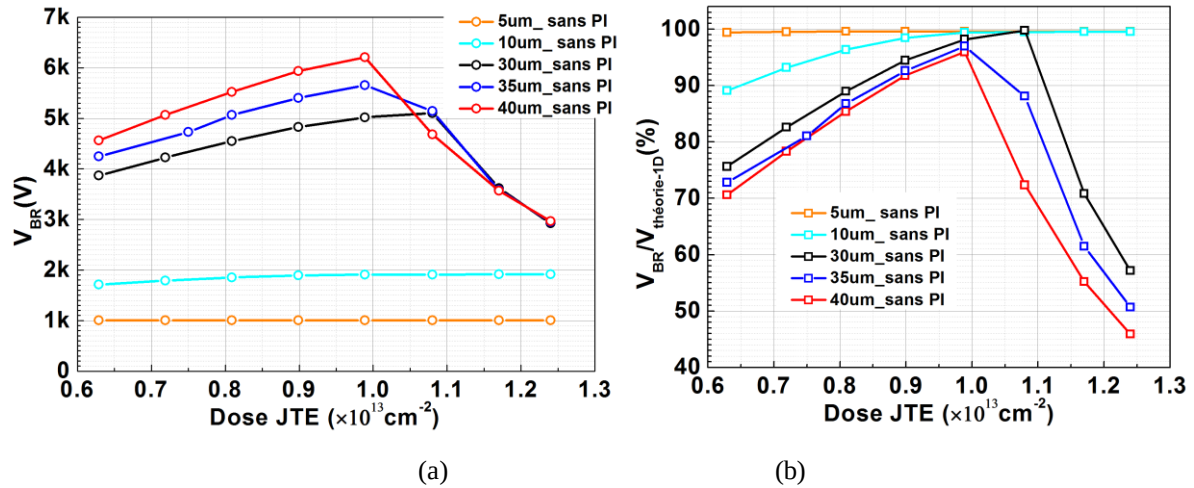


Figure 3.5 (a): Tenue en tension de la structure sans PI en fonction de la dose de dopage implantée dans la JTE pour 5 épaisseurs d'épitaxie N (5, 10, 30, 35 et 40 μm). (b): Efficacité.

Cette dose optimale est respectivement pour une épitaxie de 40 μm et 30 μm, autour de $9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $1,07 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

Par la suite, nous désignerons les différents cas d'étude comme suit :

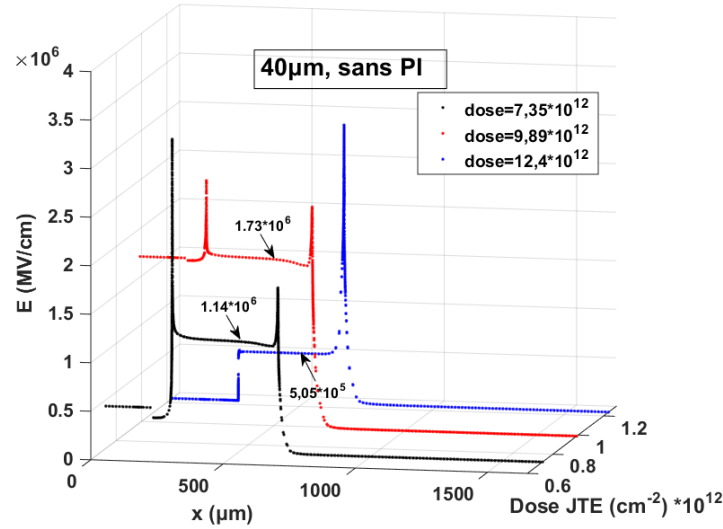
- « **diode mince** » : diode avec épaisseur d'épitaxie inférieure ou égale à 10 μm,
- « **diode épaisse** » : diode avec épaisseur d'épitaxie supérieure ou égale à 30 μm,
- « **forte dose** » : dose de dopage de la JTE supérieure $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$,
- « **dose optimale** » : dose comprise entre $0,9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$,
- « **faible dose** » : dose inférieure à $0,9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

3.2.2.2 Influence de la dose de JTE sur le champ maximal dans SiC à V_{BR-SiC}

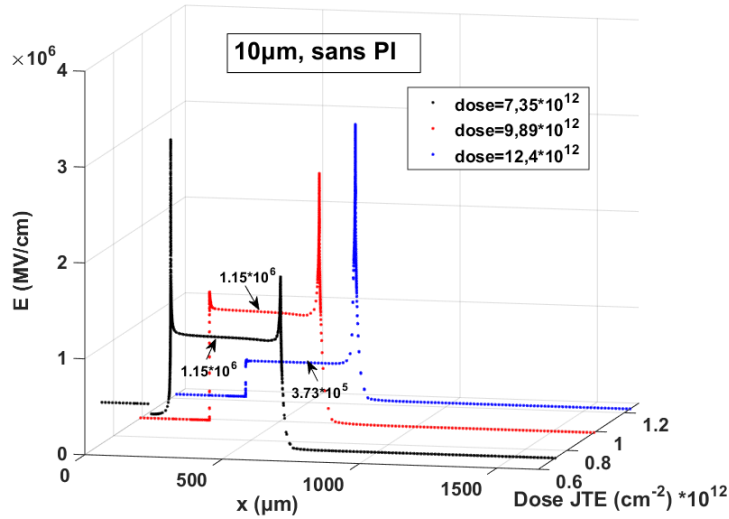
Le logiciel permet de rechercher, pour une position latérale en x donnée, la valeur du champ maximal dans le semi-conducteur (quelle que soit sa profondeur en y). La figure 3.6 présente la distribution latérale de ce champ, pour les tensions V_{BR-SiC} obtenues pour les trois catégories de doses dans la JTE, pour les structures avec épitaxie d'épaisseur 40 μm et 10 μm.

Pour toutes les doses, il existe un pic de champ maximal qui se trouve à la courbure de la jonction principale dans SiC (à une profondeur d'environ 0,6 μm), ou/et en bout de JTE à la surface de SiC. Les amplitudes de ces pics de champ sont du même ordre de grandeur pour la diode mince que pour la diode épaisse, bien que les tensions V_{BR-SiC} appliquées soient très différentes (voir figure 3.6).

Si la JTE est fortement dopée, alors le champ électrique en bout de JTE est augmenté et le champ électrique à la jonction principale est diminué jusqu'à disparaître, donc il y a claquage par avalanche en bout de JTE. Au contraire, si la JTE est faiblement dopée, le champ électrique maximal à la jonction principale est plus grand que celui en bout de JTE, donc il y a claquage à la jonction principale. Dans le cas de la dose optimale, les deux pics de champ électrique sont équilibrés au bord de l'anode et à l'extrémité de la JTE.



(a)



(b)

Figure 3.6 Distributions latérales du champ E maximal dans SiC, sous polarisation V_{BR-SiC} pour différentes doses de JTE pour une épitaxie de (a) $40\mu\text{m}$, (b) $10\mu\text{m}$. Structure sans PI.

Nous allons maintenant détailler l'évolution de l'amplitude du champ maximal induit à la surface de SiC lorsque V_R augmente. Seule la structure avec épitaxie d'épaisseur $40\mu\text{m}$, sans PI, est présentée ci-après.

3.2.2.3 Champ maximal dans SiC lorsque V_R augmente

La figure 3.7 montre la distribution latérale du champ électrique maximum dans SiC, pour différentes tensions inverses appliquées, pour les trois catégories de JTE étudiées, soit $7,35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (« dose faible »), $9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (« dose optimale ») et $12,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (« dose forte »).

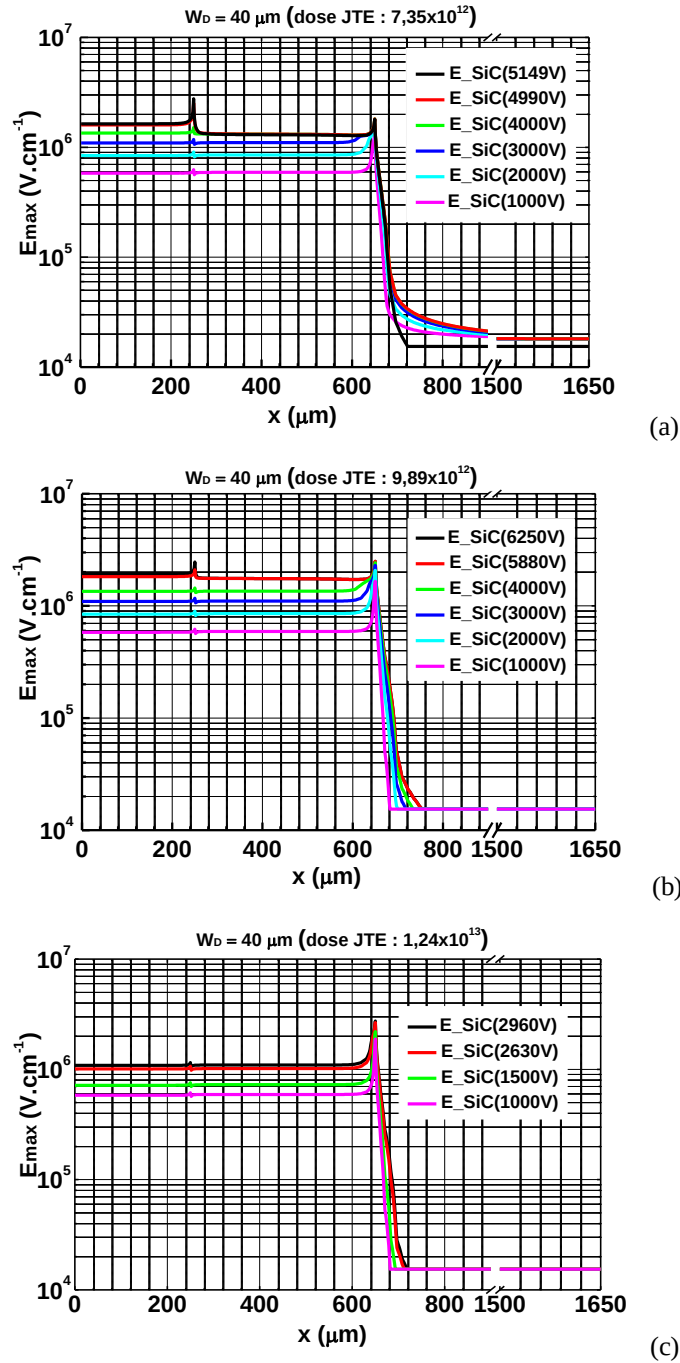


Figure 3.7 Distributions latérales du champ E maximal dans SiC, sous différentes polarisations inverses jusqu'au claquage pour V_{BR-II} et V_{BR-SiC} . Structure sans PI. Epitaxie d'épaisseur $40 \mu\text{m}$. a) JTE à faible dose ($7,35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), b) JTE à dose optimale ($9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), c) JTE à forte dose ($12,4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$).

Pour les trois cas, on observe que dès les basses tensions appliquées V_R , il existe un pic de champ en bout de JTE. Ce dernier se trouve proche de la surface du semi-conducteur (non montré ici). Il est déjà supérieur à 1 MV/cm lorsque $V_R = 1000$ V. Il augmente à des valeurs d'autant plus élevées lorsque V_R augmente que la poche (JTE) est fortement dopée. Dans ce cas, la contrainte de champ en surface de SiC est la plus sévère, égale à la valeur du champ critique d'avalanche de SiC-4H, proche de 3 MV/cm, alors que la tension V_{BR-SiC} égale à 2960 V est faible (figure 3.7c). Cette contrainte est également élevée dans le cas intermédiaire correspondant à une dose de JTE optimale, pour laquelle la désertion de la JTE permet d'équilibrer les amplitudes des pics de champ en bord de jonction principale et en périphérie de JTE et obtenir la valeur la plus élevée ($V_{BR-SiC} = 6250$ V, figure 3.7b). L'emploi d'une JTE à relativement faible dose est donc plus favorable pour limiter la contrainte en champ induite par la puce dans son environnement proche au moment de son claquage par avalanche. Comme on peut le voir sur la figure 3.7a), dans ce cas, $V_{BR-SiC} = 5149$ V et le champ en bout de JTE reste inférieur à 2 MV/cm. Ces valeurs de champs seront à comparer aux valeurs de champ seuil d'injection et de tension de rupture données passivant primaire SiO_2 .

3.2.2.4 Lieu de génération par ionisation par impact

Nous présentons ici la zone d'ionisation par impact lorsque la tension augmente jusqu'à la tension de claquage V_{BR-SiC} pour les trois mêmes cas de dose (faible, optimale et forte) de JTE que précédemment. La figure 3.8 présente, pour ces mêmes simulations, la distribution du taux de génération de porteurs par ionisation par impact pour les valeurs de la tension appliquée correspondant à V_{BR-II} (la valeur de la tension pour laquelle l'intégrale d'ionisation est égale à 1) et V_{BR-SiC} (la tension maximale en fort régime d'avalanche).

Comme on pouvait s'y attendre pour le cas d'une JTE de la catégorie « dose faible » et pour le cas d'une JTE de type « dose forte », le lieu où commence et s'installe la multiplication des porteurs par le mécanisme d'ionisation par impact est dans le premier cas à la courbure du bord de la jonction P^+N^- , et dans le second cas à la périphérie de la poche en surface de SiC. Pour la catégorie de JTE avec dose optimale, le lieu de génération par ionisation par impact maximale se déplace du bord de la JTE au bord de la jonction principale lorsque le courant d'avalanche augmente. Le tableau 3.4 montre, pour les trois cas, les valeurs

des tensions V_{BR-II} et V_{BR-SiC} . L'écart entre ces valeurs est le plus grand pour la dose optimale.

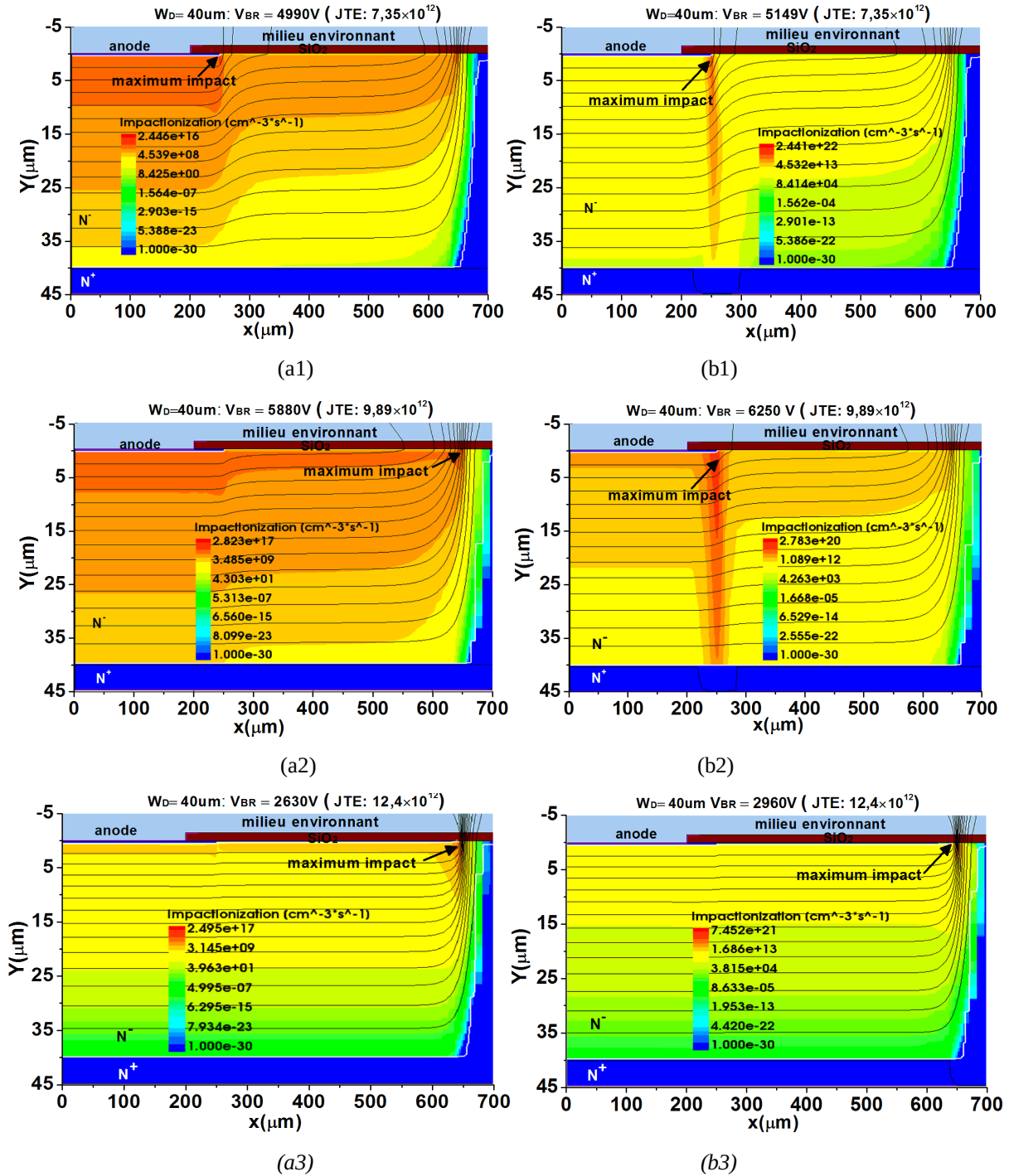


Figure 3.8 Distribution du taux de génération par ionisation par impact, pour la tension appliquée (a) V_{R-II} , (b) V_{BR-SiC} , pour les différents catégories de dopage de la JTE: (1) Faible dose ($7,35\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), (2) Dose optimale ($7,35\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), (3) Forte dose ($12,4\times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Structure sans PI. Epitaxie d'épaisseur $40 \mu m$.

Catégorie de JTE	V_{BR-II} (V)	V_{BR-SiC} (V)
« Dose faible »	4990	5149
« Dose optimale »	5880	6250
« Dose forte »	2630	2960

Tableau 3.4 V_{BR-II} (tension pour laquelle l'intégrale d'ionisation est égale à 1) et V_{BR-SiC} (tension maximale en fort régime d'avalanche) pour les différents types de dopage de la JTE.

3.2.3 Influence de la JTE sur le champ dans les matériaux isolants

La contrainte en champ électrique maximale dans les différents matériaux lorsque le mécanisme de claquage par avalanche se manifeste dans SiC (i.e. pour V_R égale à V_{BR-SiC}) est présentée ici en fonction de la dose de la JTE.

Pour le semi-conducteur, la valeur maximale du champ au droit de la position X est donnée (quelle que soit sa profondeur Y dans SiC), et pour la couche d'oxyde et la couche de PI, la distribution latérale du champ à l'altitude $Y = -1,5$ et $Y = -14,5$ sont tracées. Les figures 3.9 (a) et (b) présentent ce résultat pour les structures sans PI avec épaisseur d'épithaxie égale à $40\text{ }\mu\text{m}$ et $10\text{ }\mu\text{m}$ respectivement.

Nous observons tout d'abord sur ces figures que la variation de champ électrique maximum dans le **matériau SiC** en fonction de la dose montre qu'un minimum de pic de champ est obtenue pour la « dose optimale » correspondant à la tension de claquage dans SiC maximale.

La variation de champ électrique maximum dans le **matériau SiO₂** en fonction de la dose présente également un minimum. Comme pour SiC, la contrainte maximale en champ dans SiC se déplace du bord de la jonction principale pour les plus faibles doses de JTE, vers le bord de la JTE pour les plus fortes doses. Il est intéressant de noter que la « dose optimale » du point de vue de la minimisation de la contrainte électrique dans cette couche SiO₂ est inférieure à la « forte dose » et « forte dose » correspondant à la tension de claquage par avalanche dans SiC la plus élevée.

En revanche, la dépendance de E_{max} dans le milieu environnant est une fonction toujours croissante de la dose, jusqu'à une valeur plateau pour les plus fortes doses dans le cas de la diode la plus épaisse.

Alors que le champ maximal dans SiC peut être aussi élevé dans le cas de la diode épaisse (avec V_{BR-SiC} pouvant varier entre 3 kV et 6,2 kV) que dans le cas de la diode mince

(avec V_{BR-SiC} restant inférieure à 2 kV), la contrainte en champ électrique dans SiO_2 et plus particulièrement à sa surface, est plus élevée pour la structure de plus forte tenue en tension. E_{max} en surface de l'oxyde (i.e. dans le milieu ambiant) est compris entre environ 1,2 MV/cm et 2 MV/cm pour la structure '40 μm ' et entre 0,8 et 1,6 MV/cm pour la structure '10 μm ', ce qui correspond dans tous les cas à des valeurs supérieures au champ correspondant au minimum de la courbe de Paschen (0,3 MV/cm) dans l'air à pression atmosphérique. Pour la gamme de doses de JTE considérée ici, la gamme de champ électrique maximal dans le film de SiO_2 est, respectivement pour les deux structures, entre 2,0 et 2,7 MV/cm, et entre 1,6 et 2,6 MV/cm, ce qui reste inférieur aux meilleures valeurs de champ de rupture critique de ce matériau, et raisonnable comparé au niveau de champ seuil pour l'injection de porteurs chauds dans un film de SiO_2 thermique sur SiC-4H [20] [115].

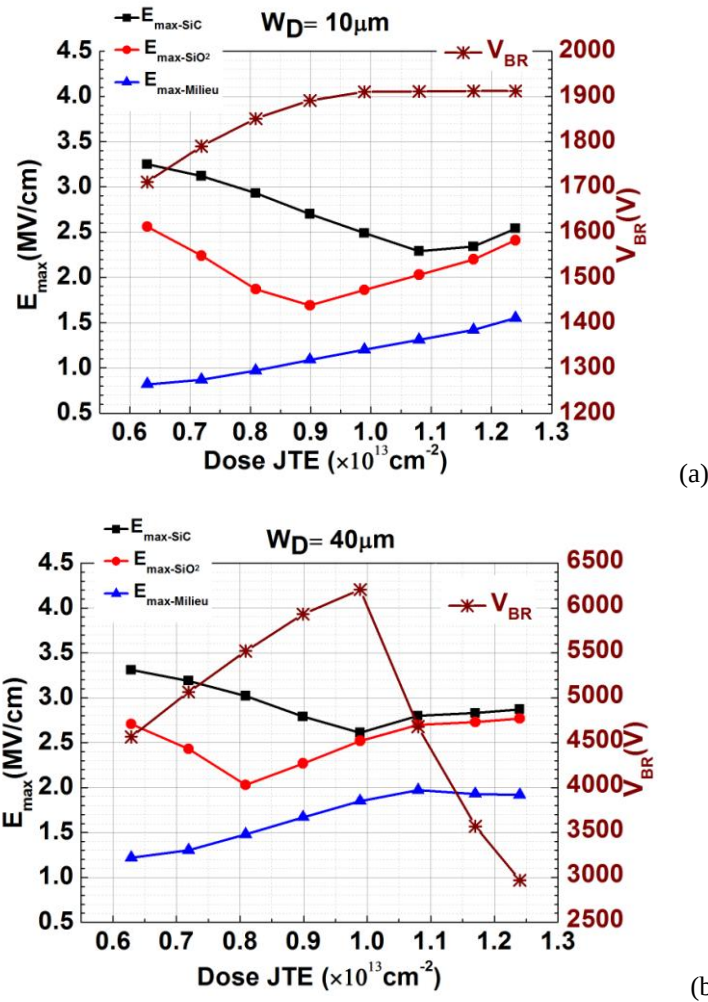


Figure 3.9 Maxima du champ électrique dans les différents matériaux en fonction de la dose de dopage dans la JTE pour une structure sans PI, avec épaisseur d'épitaxie $W_D =$ (a) 10 μm , (b) 40 μm .

3.2.4 Effet des charges à l'interface SiC/SiO₂

Il est connu que des charges additionnelles à l'intérieur des isolants ou aux interfaces entre les différents milieux peuvent être présentes en pratique, et qu'elles modifient la répartition des potentiels et champs électriques dans le dispositif. Afin de quantifier leur impact pour nos structures, nous considérons ici le cas où des charges fixes seraient présentes à l'interface entre SiC et SiO₂. La figure 3.10 présente la structure avec des charges additionnelles à l'interface SiC/SiO₂, lorsque l'épithaxie est totalement ou partiellement recouverte de SiO₂.

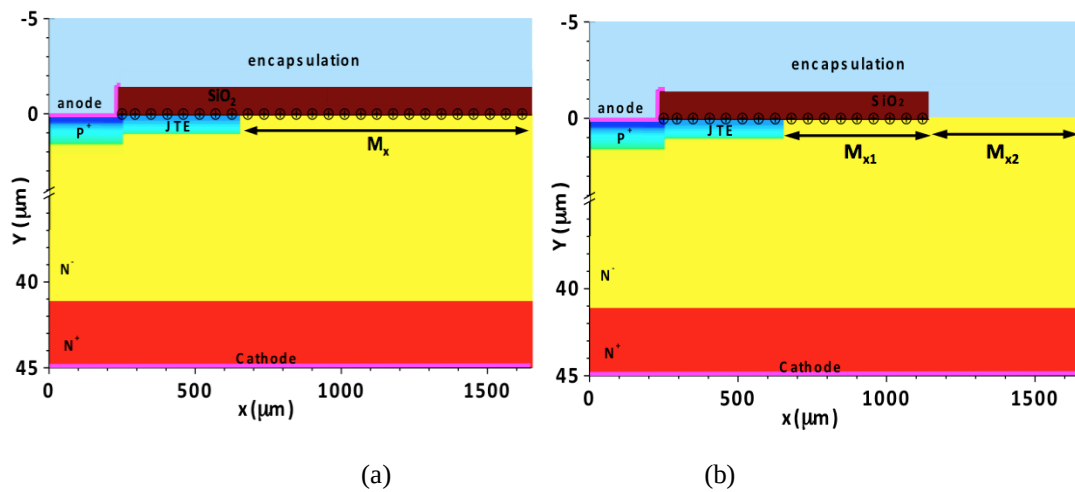


Figure 3.10 Structure P⁺NN⁺ en 4H-SiC simulée avec charges interfaciales additionnelles (a) : structure 'SiO₂ infinie' (M_x= 1000 μm), (b) : structure 'SiO₂ finie' (M_{x1}= 500 μm, M_{x2}= 500 μm).

3.2.4.1 Cas d'une « diode mince » (10 μm)

La figure 3.11 présente l'effet de la densité surfacique de charges et de leur signe sur la tenue en tension simulée dans SiC, dans le cas d'une diode avec épithaxie de 10 μm sans PI, pour différentes doses de la JTE (faible dose, dose optimale et forte dose) et lorsque l'épithaxie est totalement recouverte de SiO₂ (tel que présenté en figure 3.10 (a)).

La présence de charges fixes négatives dans la gamme de densités investiguées a surtout une influence sur la tension de claquage du semi-conducteur lorsque la JTE est faiblement dopée, comme le montre la figure 3.11 (a). Dans ce cas, les charges d'interface négatives aident à la protection de la jonction principale, en nécessitant d'appliquer une tension inverse plus élevée pour désalter la poche de type P. En revanche, nous pouvons observer que la tenue en tension est diminuée lorsque la densité des charges positives

augmente, et ce d'autant plus fortement que la JTE est peu dopée. En effet, les charges de signe positif accélèrent la désertion de la zone P lorsque la tension inverse augmente.

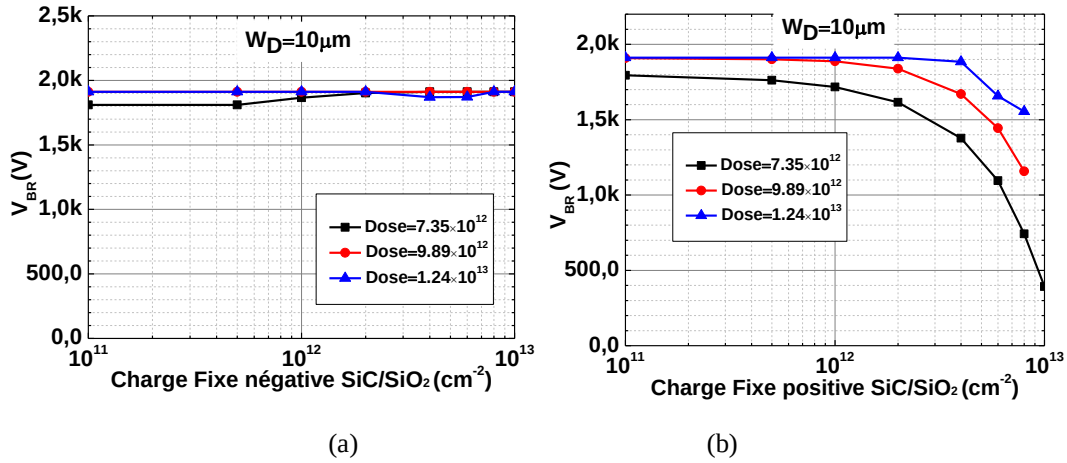


Figure 3.11 Tenue en tension V_{BR-SiC} en fonction de la densité de charges fixes à l'interface SiO_2/SiC (a) : négatives, (b) : positives. Structure avec épitaxie de $10 \mu m$, totalement recouverte de SiO_2 , sans PI.

3.2.4.2 Cas d'une « diode épaisse » ($40 \mu m$)

Les figures 3.12 et 3.13 présentent l'effet de la densité surfacique de charges et de leur signe sur la tenue en tension simulée dans SiC, dans le cas d'une diode avec épitaxie de $40 \mu m$, sans PI, pour différentes doses de dopage dans la JTE (faible dose, dose optimale et forte dose), et respectivement pour les deux structures (totalement et partiellement recouvertes d'un dépôt d'oxyde) présentées dans la figure 3.10.

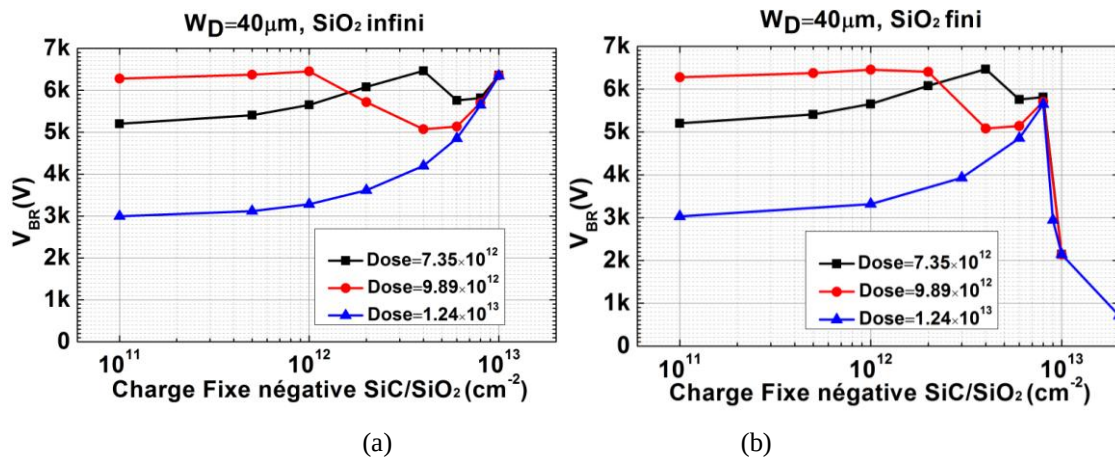


Figure 3.12 Tenue en tension V_{BR-SiC} en fonction de la densité de charges fixes à l'interface SiO_2/SiC négatives. Structure avec épitaxie de $40 \mu m$, sans PI, recouverte de SiO_2 , (a): totalement, (b): partiellement.

Les figures 3.12 montrent que l'effet de charges de signe négatif est significatif. L'augmentation de la densité des charges négatives entraîne l'étalement de la zone de charge

d'espace sous la surface de l'épithaxie N⁺ : d'où l'augmentation de la tenue en tension de la diode avec JTE fortement dopée dès les faibles valeurs de la densité de charge, et celle des diodes avec JTE moins dopées pour les plus fortes valeurs de densités de charges. Mais l'augmentation de la densité des charges négatives intervient aussi dans le même temps sur l'évolution de la désertion de la zone P (comme expliqué au paragraphe précédent): bénéfique à faible dopage de JTE, ceci peut entraîner une diminution de la tenue en tension dans une certaine gamme de densités de charges, dépendante du niveau de dopage de la JTE.

Dans le cas particulier de la structure avec couche de SiO₂ interrompue, pour les densités de charges négatives élevées (figure 3.12(b)), supérieures à $-6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, la zone désertée développée dans le semi-conducteur sous la couche de SiO₂ devient profonde, et contraint les équipotentielles à contourner la couche de SiO₂, provoquant le claquage dans SiC en périphérie de l'isolant pour une tension très faible.

Les figures 3.13 montrent que l'effet de charges de signe positif est également très important. Il conduit à une diminution de V_{BR-SiC} pour les diodes avec JTE à faible dose et dose moyenne, du fait de l'impact des charges positives favorable à la désertion de la poche P. Pour les densités plus élevées (entre $+3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $+6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), du fait de la contribution à la désertion de la poche P, une tension de claquage plus élevée qu'en l'absence de charges est obtenue pour le cas de la JTE fortement dopée. Il n'y a aucun effet, en présence de charges positives à l'interface SiO₂/SiC de l'interruption ou pas de la couche de SiO₂ (la figure 3.13(b) est semblable à la figure 3.13(a)).

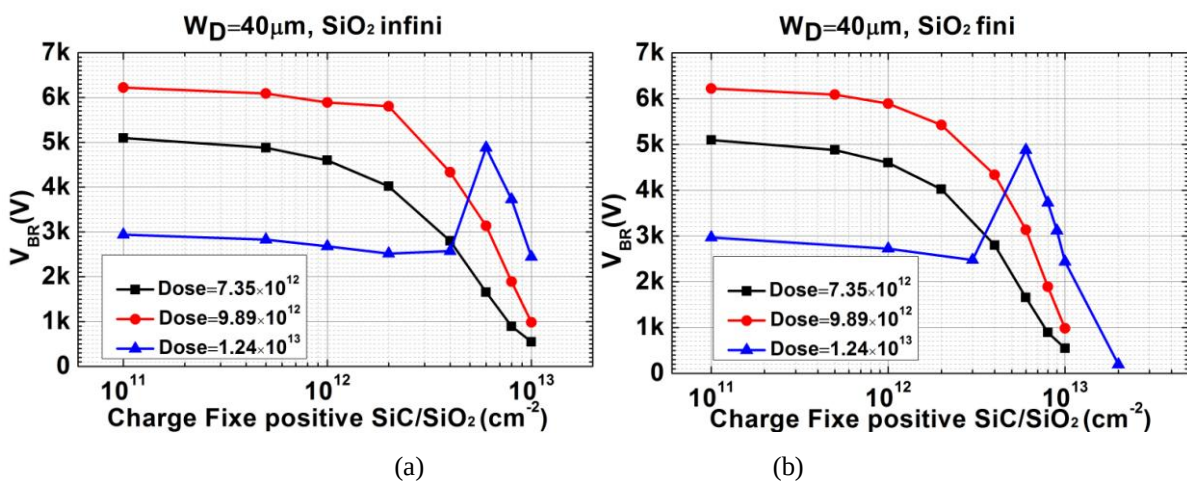


Figure 3.13 Tenue en tension V_{BR-SiC} en fonction de la densité de charges fixes à l'interface SiO₂/SiC positives.
Structure avec épithaxie de 40 μm , sans PI, recouverte de SiO₂, (a): totalement, (b): partiellement.

La figure 3.14 montre l'effet du signe des charges sur l'étalement des équipotentielles sous la couche d'oxyde et leur resserrement à l'interruption de la couche d'oxyde, en présence de charges négatives (voir figure 3.14(a)). Au contraire, en présence de charges positives, les équipotentielles sont réparties entre les bords de la jonction principale et de JTE.

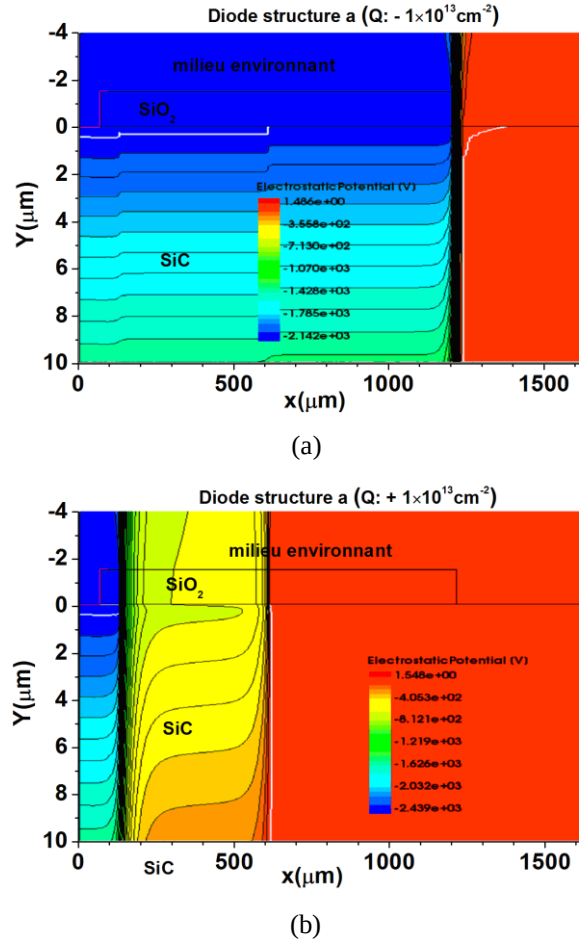
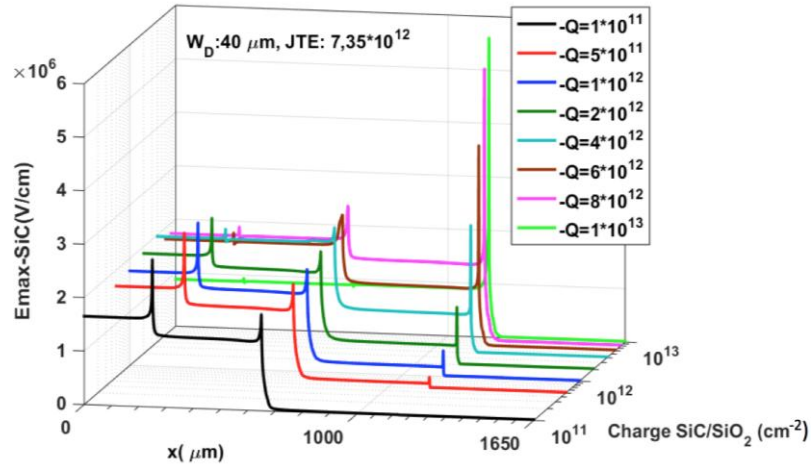
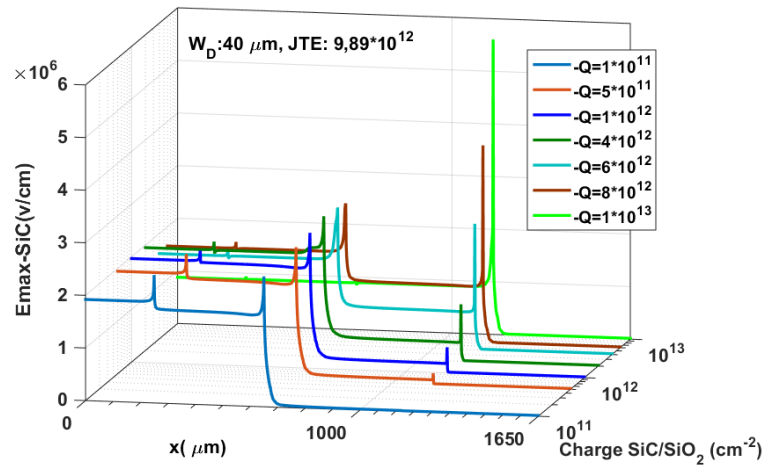


Figure 3.14 Répartition des équipotentielles en présence d'une densité de charges fixes à l'interface SiO_2/SiC égale à (a) $-1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour la tension appliquée $V_{\text{BR-SiC}} = 2142 \text{ V}$; (b) $+1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour la tension appliquée $V_{\text{BR-SiC}} = 2439 \text{ V}$. Structure avec épitaxie de $40 \mu\text{m}$, incomplètement recouverte de SiO_2 , sans PI.

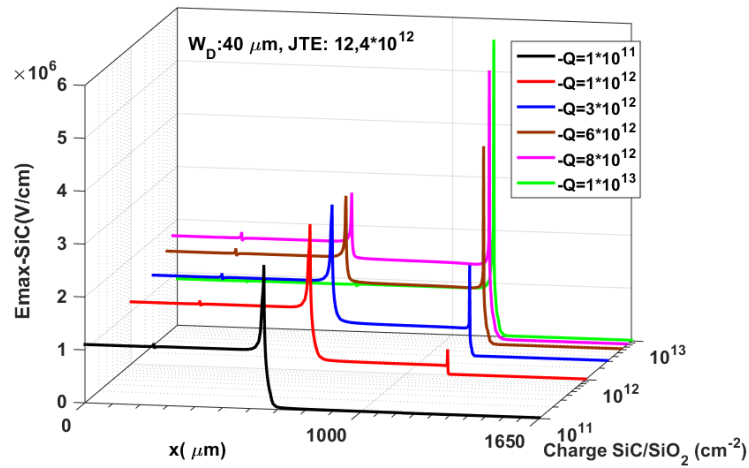
Les interprétations précédentes sont cohérentes avec l'évolution de l'amplitude et de la position du pic de champ électrique maximal dans SiC que l'on peut observer pour les différents cas discutés sur les figures 3.15 et 3.16 pour la structure avec couche de SiO_2 finie. La figure 3.15 montre le déplacement du maximum de champ, du bord de l'émetteur vers le bord de JTE et jusqu'au bord de la couche de SiO_2 , lorsque la densité de charges négatives augmente, pour les trois doses typiques de dopage de la JTE. La figure 3.16 montre au contraire le passage du pic de champ en bord de JTE vers celui en bord de jonction principale lorsque la densité de charges négatives augmente.



(a)

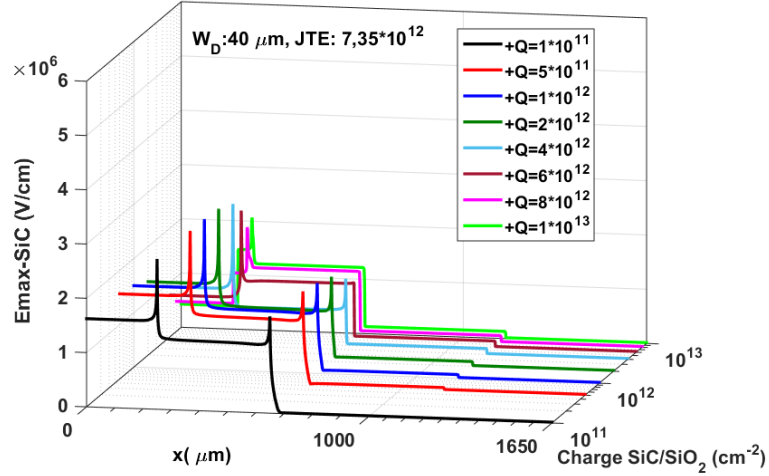


(b)

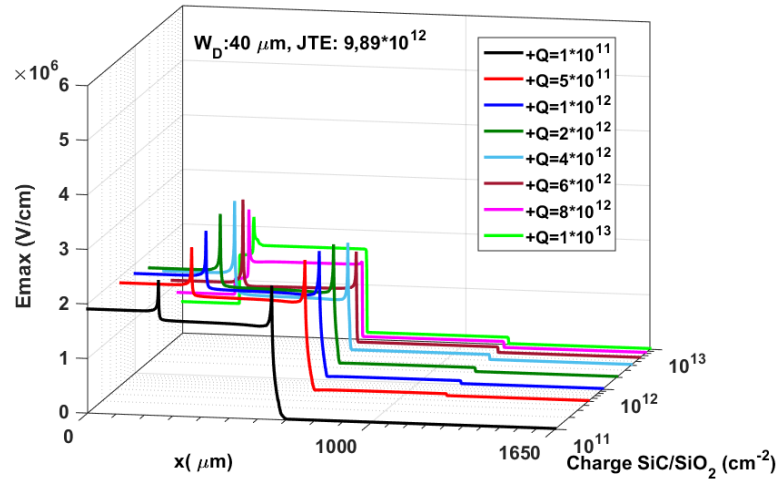


(c)

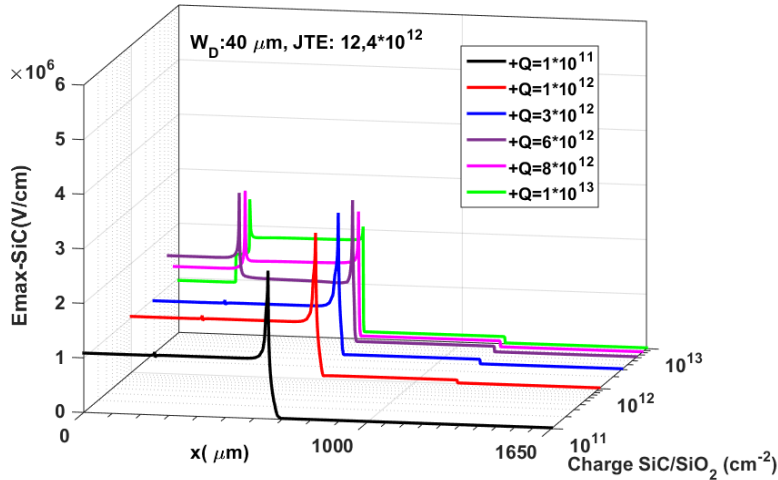
Figure 3.15 Distribution latérale du champ électrique maximal dans SiC, en présence de différentes densités de charges fixes négatives à l'interface SiO_2/SiC , pour la tension appliquée $V_{BR-\text{SiC}}$ et pour trois types de dopage de la JTE : (a) « faible dose », (b) « dose optimale », (c) « forte dose ». Structure avec épitaxie de $40 \mu\text{m}$, partiellement recouverte de SiO_2 , sans PI.



(a)



(b)



(c)

Figure 3.16 Distribution latérale du champ électrique maximal dans SiC, en présence de différentes densités de charges fixes positives à l'interface SiO₂/SiC, pour la tension appliquée V_{BR-SiC} , et pour trois types de dopage de la JTE : (a) « faible dose », (b) « dose optimale », (c) « forte dose ». Structure avec épitaxie de 40 μm , partiellement recouverte de SiO₂, sans PI.

3.2.5 Influence de la passivation secondaire et du milieu environnant

Nous avons étudié la tenue en tension en fonction de la dose de dopants implantée dans la JTE dans la partie précédente. Maintenant nous allons montrer l'effet de la passivation secondaire par dépôt d'un film de polyimide (PI), combiné avec l'effet de la dose de dopage de la JTE sur la tenue en tension.

3.2.5.1 Contrainte en champ dans le milieu environnant

Le but de cette partie est de connaître, au-delà des valeurs maximales, la distribution spatiale du champ électrique dans les différents matériaux isolants de la structure, en vue d'analyser l'impact de cette distribution sur les mécanismes de rupture du composant complet (SiC + isolants). Nous considérons pour cela le cas le plus critique du point de vue de la contrainte de champ dans le milieu isolant, à savoir : **la structure ayant la tenue en tension la plus élevée (avec épaisseur d'épithaxie de 40 μm), présentant deux pics de champ en surface (avec dose de JTE 'optimale' $9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), et avec PI.** L'influence de la longueur L_{JTE} sur la distribution du champ dans le milieu environnant est prise en compte.

Dose JTE (cm^{-2})	$V_{\text{BR-SiC}}$ (kV)		
	$L_{\text{JTE}}=200\mu\text{m}$	$L_{\text{JTE}}=400\mu\text{m}$	$L_{\text{JTE}}=800\mu\text{m}$
$7,35 \times 10^{12}$	5078	5094	5120
$9,89 \times 10^{12}$	6213	6240	6252
$12,4 \times 10^{12}$	3622	3650	3664

Tableau 3.5 $V_{\text{BR-SiC}}$ en fonction de L_{JTE} , pour différentes doses de dopage de la JTE. Cas de la structure avec épithaxie d'épaisseur 40 μm , avec PI.

Pour la **partie semi-conducteur**, la dépendance de la tension de claquage dans SiC en fonction de la longueur de l'extension latérale de la jonction principale est bien connue dans la littérature, qui montre une augmentation rapide de $V_{\text{BR-SiC}}$ lorsque L_{JTE} augmente, puis sa saturation pour L_{JTE} supérieure à environ 3 fois l'épaisseur de l'épithaxie W_D [151]. Les résultats de simulation de $V_{\text{BR-SiC}}$, présentés au tableau 3.5, pour trois valeurs de L_{JTE} respectivement égale et supérieures à 200 μm , illustrent bien ce comportement, qui est valable pour les trois cas particuliers de dose de dopage de la JTE considérés. Le tableau 3.5 montre en effet que, indépendamment du dopage de la JTE, les valeurs de $V_{\text{BR-SiC}}$ sont proches pour les trois longueurs 200 μm , 400 μm et 800 μm , de L_{JTE} .

Pour la partie isolante, la figure 3.17 montre les distributions latérales du champ électrique en surface de la **couche de SiO₂** (à l'altitude $Y = -1,55 \mu\text{m}$, voir schéma de la structure figure 3.3), pour les trois valeurs de L_{JTE} , calculées pour la même valeur de polarisation inverse, égale à 6 000 V (très proche de la tension de claquage par avalanche dans SiC). On peut observer dans la figure 3.17 que le champ en dehors du semi-conducteur est lui aussi fortement non uniforme, présentant deux pics. Le pic de E d'amplitude maximale se situe au dessus du bord de la JTE. Entre ce pic et le second maximum du champ (présent au droit du bord de l'émetteur), l'amplitude du champ électrique décroît rapidement. L'amplitude et la largeur des pics de champ sont indépendantes de la longueur de la JTE. En revanche, la longueur de la zone, pour laquelle le champ électrique entre le bord d'émetteur et le bord de JTE reste élevé dépend de la distance L_{JTE} .

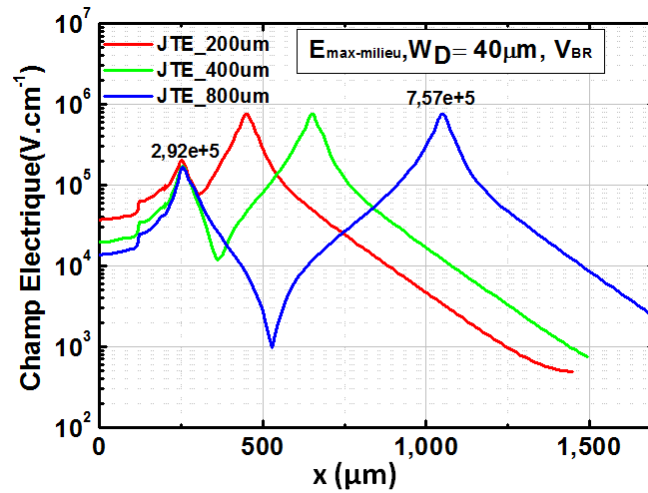


Figure 3.17 Les distributions latérales du champ électrique dans l'air (à l'altitude $Y = -1,55 \mu\text{m}$), pour trois longueurs de JTE, lorsque $V_R = 6007 \text{ V}$. Cas de la structure avec épitaxie d'épaisseur $40 \mu\text{m}$, dose 'optimale' de dopage de la JTE, sans PI.

Quelle que soit la longueur de JTE, on peut observer en périphérie du bord de JTE, que des valeurs de champ élevées, supérieures aux valeurs critiques pour l'air (ou azote) à la pression atmosphérique ($0,03$ à $0,3 \text{ MV/cm}$ selon la distance d'après la courbe de Paschen rappelée au chapitre 2) sont induites sur des distances de plusieurs centaines de μm . Ceci pourra donc influencer le mécanisme de rupture dans cet environnement, et cela d'autant plus que la longueur L_{JTE} sera courte (le niveau de champ n'ayant pas la distance pour descendre à des valeurs faibles).

3.2.5.2 Effet de la présence de la couche de passivation secondaire

a) Pour les différentes catégories de JTE

Pour cet exemple, l'épaisseur de la couche de passivation secondaire est **13 μm** .

La figure 3.18 montre l'effet de la présence d'une couche de PI sur la tenue en tension en fonction de la dose de JTE. Cette figure superpose aux courbes obtenues en l'absence de PI (courbes tracées en pointillées ici, et déjà présentées précédemment en figure 3.5 (a)), les courbes obtenues avec PI (en trait plein ici), pour les structures avec les trois épithaxies les plus épaisses étudiées. La tension $V_{\text{BR-SiC}}$ pour les structures minces (avec épithaxie d'épaisseur 5 et 10 μm) ne sont pas présentées sur la figure 3.18 car elle n'est pas modifiée par la présence de la couche de PI, dans la gamme de dose considérée.

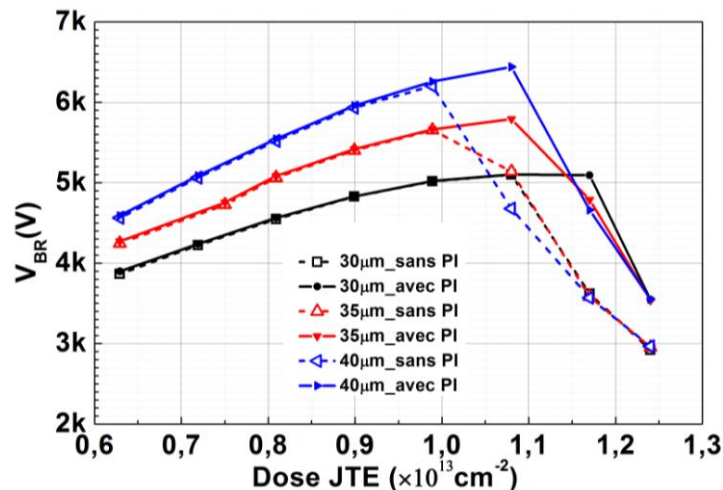


Figure 3.18 Tenue en tension de la structure avec et sans PI en fonction de la dose de dopage implantée dans la JTE pour 3 épaisseurs d'épithaxie N⁻ (30, 35 et 40 μm).

Pour les diodes épaisses, la figure 3.18 montre que pour la gamme de doses à gauche du maximum, la présence d'un film de PI n'a aucune incidence sur la tenue en tension. En revanche, la structure avec PI permet d'augmenter la valeur de $V_{\text{BR-SiC}}$ dans la gamme des fortes doses de JTE, et de décaler le maximum de la courbe vers une dose plus élevée.

Afin de comprendre l'impact du film de PI sur la tenue en tension, la figure 3.19 permet de comparer la répartition du champ électrique dans les deux structures d'épaisseur d'épithaxie égale à 40 μm , avec PI et sans PI, sous une même polarisation inverse, ici égale à 2500 V (pour exemple). On observe un resserrement moins important des équipotentielles au niveau du bord de poche ($X = 650 \mu\text{m}$) dans le matériau recouvrant le film de SiO_2 lorsque

celui-ci a une permittivité peu différente de celle de SiO_2 , comme c'est le cas pour PI. D'où un resserrement des équipotentielles également moins important dans SiO_2 et dans SiC pour une même tension inverse appliquée. Par conséquent, **la couche de PI a une influence forte dans tous les cas où la tenue en tension est due au resserrement des équipotentielles en surface du semi-conducteur et en périphérie de la JTE**, ce qui est le cas pour les doses de dopage de la JTE supérieures à la dose optimale de la structure sans PI, ou pour des doses différentes lorsque des charges additionnelles en surface du semi-conducteur conduisent à cette situation.

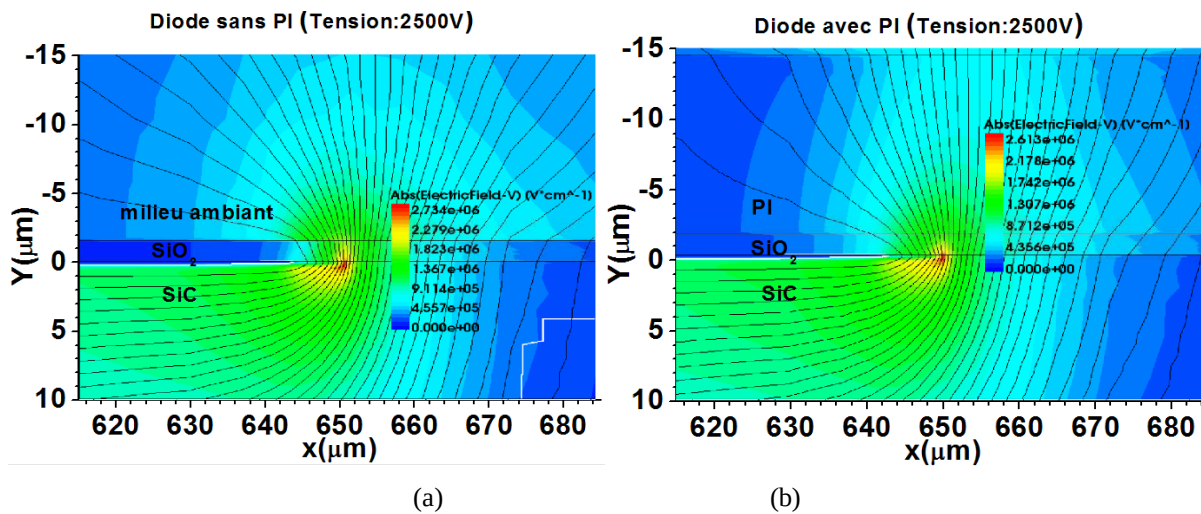
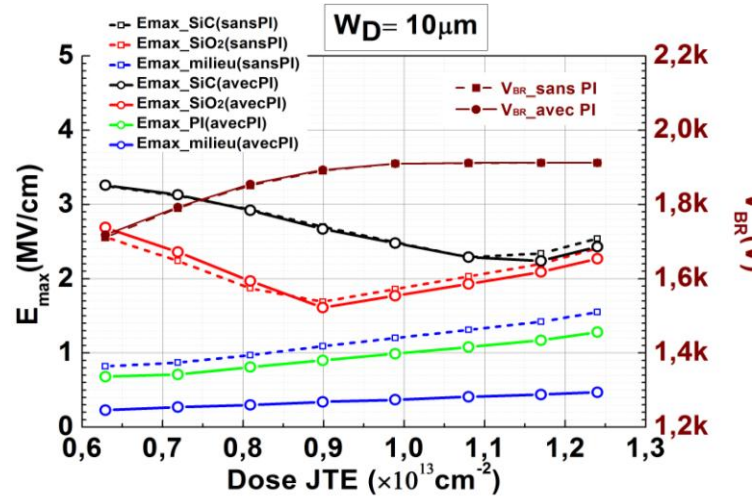


Figure 3.19 Comparaison de la répartition du champ électrique et des équipotentielles dans les structures (a) sans PI et (b) avec PI, zoomées sur le semi-conducteur et la couche de SiO_2 en bord de poche, pour une tension inverse appliquée de 2500V. Epaisseur $W_D = 40 \mu\text{m}$.

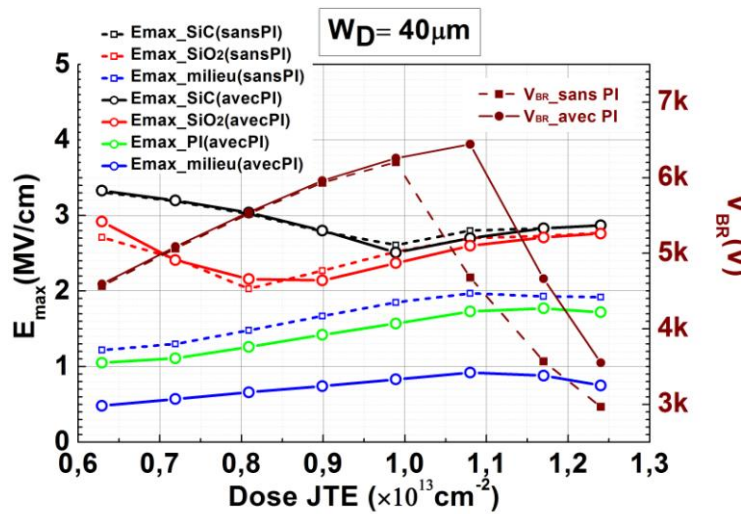
Nous présentons de la même manière en figure 3.20 l'effet de la présence de la couche de PI en comparant les maxima du champ électrique avec et sans passivation secondaire, dans les différents matériaux des diodes avec épitaxie d'épaisseur $10 \mu\text{m}$ et $40 \mu\text{m}$, en fonction de la dose de dopage de la JTE. Comme précédemment, pour le semi-conducteur, la valeur maximale du champ est donnée (quelle que soit sa profondeur dans SiC), et pour la couche d'oxyde et la couche de PI, la distribution latérale du champ à l'altitude $Y = -1,5$ et $Y = -14,5$ sont tracées.

On observe surtout une forte réduction de la contrainte en champ électrique dans le milieu ambiant, d'un facteur 2 dans la gamme de dose considérée (courbes bleues). Les figures 3.20 (a) et 3.20 (b) montrent que la valeur de champ maximum est comprise entre 0,5 et 0,9 MV/cm et 0,2 et 0,5 MV/cm respectivement, pour la diode épaisse et la diode mince avec PI. Ainsi, le maximum du champ électrique passe d'une valeur d'environ 1,8 MV/cm

(au-dessus de la passivation primaire) à une valeur estimée à 0,9 MV/cm (au-dessus de la passivation secondaire) pour la structure avec épitaxie de 40 μm , au voisinage de l'optimum (voir figure 3.20 (a)). Ces valeurs seront comparées aux mesures expérimentales de la tension de claquage sous azote à la pression atmosphérique pour étudier le critère de champ critique pour l'encapsulation de composant. Par ailleurs, pour la diode épaisse, la contrainte en champ électrique dans la couche de polyimide (au-dessus de l'oxyde) est de l'ordre de 1,8 MV/cm (avec $V_{\text{BR-SiC}}$ proche de **6,4 kV**), ce qui est inférieur au champ critique connu pour ce type de matériau. Pour la diode mince de tenue en tension $V_{\text{BR-SiC}}$ avoisinant **1,9 kV**, il atteint au maximum 1,3 MV/cm. Le champ dans la couche d'oxyde est quant à lui peu modifié par la présence de la couche de PI : plutôt plus élevé aux faibles doses et diminué au voisinage de la dose optimale pour les deux cas de diodes.



(a)



(b)

Figure 3.20 Comparaison des maxima du champ électrique dans les différents matériaux en fonction de la dose de dopage dans la JTE pour une structure avec et sans PI, d'épaisseur d'épitaxie $W_D =$ (a) 10 μm , (b) 40 μm .

b) Influence de l'épaisseur de la passivation secondaire

Nous considérons toujours ici que le milieu environnant est un matériau isolant de permittivité égale à 1 et que la couche d'oxyde a une épaisseur de 1,5 μm et une permittivité relative de 3,9. Tout d'abord nous allons étudier l'influence de l'épaisseur de la passivation secondaire en **polyimide de permittivité égale à 3,2**, sur la contrainte maximale en champ électrique dans les différents matériaux, pour le cas d'une diode avec épitaxie de 40 μm , et pour différents dopages de la JTE.

Epaisseur de PI	$V_{\text{BR-SiC}}$ (V)			
	Dose JTE $9,89 \times 10^{12} (\text{cm}^{-3})$	Dose JTE $1,08 \times 10^{13} (\text{cm}^{-3})$	Dose JTE $1,17 \times 10^{13} (\text{cm}^{-3})$	Dose JTE $1,24 \times 10^{13} (\text{cm}^{-3})$
0 μm	6205	4679	3570	2967
5 μm	6238	-	-	3395
13 μm	6258	6442-	4663	3551
20 μm	6289	-	-	3610
50 μm	6290	6458	4916	3649

Tableau 3.6 $V_{\text{BR-SiC}}$ en fonction de l'épaisseur du polymide pour différentes doses de JTE.

Le tableau 3.6 présente les résultats du calcul de $V_{\text{BR-SiC}}$ sans (0 μm) et avec film PI de différentes épaisseurs de 5 à 50 μm , pour différentes doses de dopage de la JTE, égales ou supérieures à la dose optimale. Pour ces différents cas où il existe un pic de champ électrique en bout de JTE, la présence de la couche de PI augmente de façon significative la tenue en tension dans SiC par rapport au cas sans PI. L'augmentation de son épaisseur a plus d'influence sur la tenue en tension dans SiC pour les plus fortes doses et elle reste relativement faible (gain inférieur à 10 %). L'épaisseur de PI a également très peu d'impact sur la contrainte en champ dans SiC et SiO_2 . En revanche, **l'augmentation de l'épaisseur du film de PI permet un gain significatif sur la réduction de la contrainte en champ électrique maximal à la surface du polymide, dans le milieu environnant.**

En effet, on peut s'en rendre compte sur l'exemple de la figure 3.21, qui correspond à une diode ayant une dose de $9,89 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (« dose optimale », sans PI). La figure 3.21 présente l'évolution de la contrainte maximale en champ électrique sur les différents matériaux (champ maximal dans SiC et champs maximaux dans les isolants) en fonction de l'épaisseur du polymide, lorsque la polarisation inverse appliquée dans chaque cas est égale à la tension de claquage $V_{\text{BR-SiC}}$, dont les valeurs sont montrées dans le tableau 3.6.

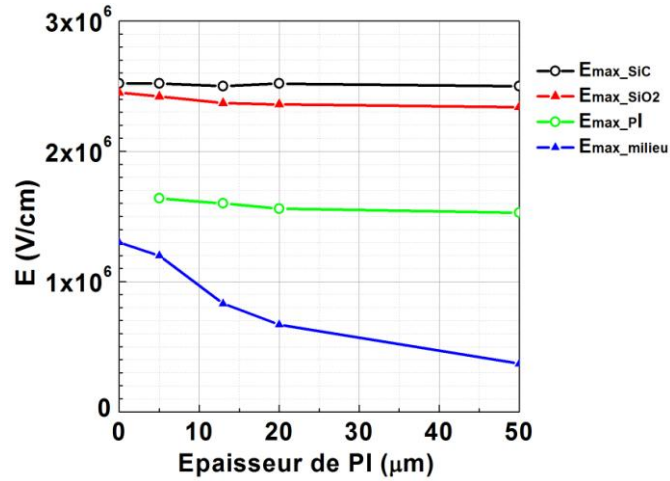


Figure 3.21 Contrainte de champ électrique maximale à V_{BR-SiC} en fonction de l'épaisseur de PI pour les différents matériaux d'une structure avec épitaxie de 40 μm , et avec dose de dopage de JTE de « dose optimale ».

Ainsi, la figure 3.21 montre que la contrainte maximale en champ au-dessus de PI diminue presque de moitié entre une couche de PI de 5 μm ($V_{BR-SiC} = 6238$ V et $E_{max_milieu} \# 1,2$ MV/cm), et une couche de PI de 20 μm ($V_{BR-SiC} = 6290$ V et $E_{max_milieu} \# 0,6$ MV/cm). On observe aussi qu'une épaisseur de PI de 50 μm permettrait de réduire encore cette contrainte ($V_{BR-SiC} = 6290$ V et $E_{max_milieu} \# 0,4$ MV/cm) d'un facteur 2. De telles épaisseurs de PI ne sont toutefois pas simples à réaliser en pratique.

3.2.5.3 Influence de la permittivité de la passivation secondaire et de l'encapsulation

Nous faisons d'abord varier la permittivité du milieu environnant, en considérant que la couche de PI a une épaisseur 13 μm et une permittivité de 3,2. Puis la permittivité de la couche de PI sera modifiée (épaisseur identique), celle du milieu ambiant étant égale à 1.

Les figures 3.22 (a) et (b) présentent respectivement l'effet de ces variations sur l'évolution de la tension de claquage dans SiC d'une diode épaisse, en fonction de la dose de dopage de la JTE. La courbe noire correspond à la diode de référence sans PI. On observe que l'augmentation de la permittivité de l'encapsulation au-dessus de la valeur de celle de la couche de PI permet une légère extension de la gamme des doses pour lesquelles V_{BR-SiC} reste élevée avant de redécroître très rapidement vers les valeurs obtenues pour l'air pour les fortes doses.

Selon la figure 3.22 (b), augmenter la permittivité de la passivation secondaire jusqu'à 10 (celle de l'encapsulant est égale à 1) sur l'amélioration de V_{BR-SiC} lorsque la dose dans la poche augmente est également manifeste et reste encore significatif pour les doses plus élevées. Par exemple, pour les diodes (épitaxie de $40\ \mu m$) avec une valeur de permittivité ϵ_{PI} égale à 10, une grande augmentation de V_{BR-SiC} (de 2100V) est obtenue par rapport à la structure avec ϵ_{PI} égale à 3,2 pour le cas où la dose dans la poche vaut $1,24 \times 10^{12}\ cm^{-2}$.

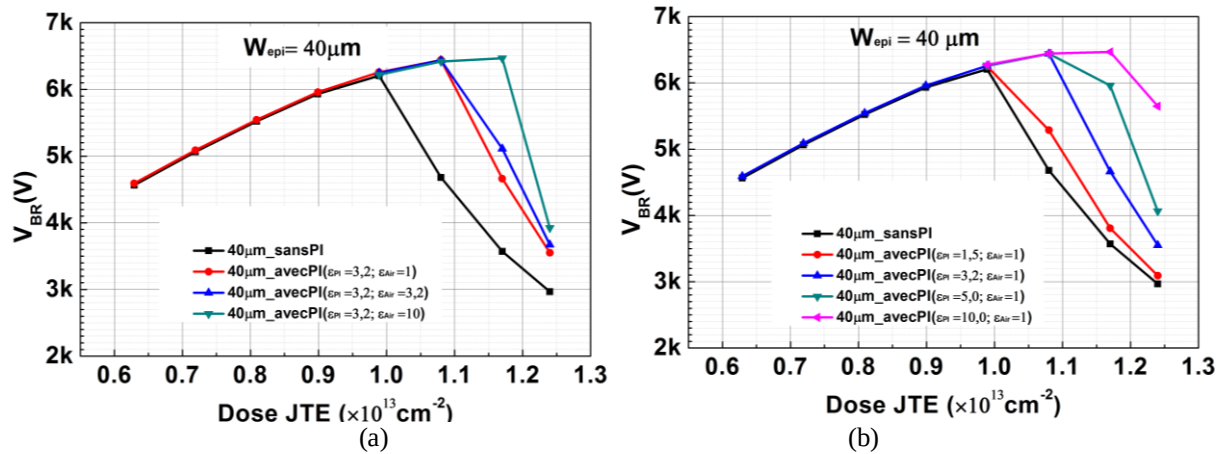


Figure.3.22 Tenue en tension de la structure $P^+N^-N^+$ en fonction de la dose de dopage de la JTE pour différentes permittivités des matériaux de (a) encapsulation, (b) passivation secondaire. Diode épaisse ($40\ \mu m$).

L'effet de la permittivité du milieu ambiant sur l'étalement des équipotentielles induit dans les différents matériaux de la structure peut être observé sur les figures 3.23 (a) à (c), pour trois valeurs de permittivité du milieu ambiant (1, 3,2 et 10), au moment où la tension de claquage dans SiC est atteinte dans la structure avec dose de JTE égale à $1,24 \times 10^{12}\ cm^{-2}$. On observe que la tenue en tension dans SiC augmente grâce à la réduction du pic de champ en bord de JTE à V_R donnée. Le niveau du pic est réduit à 400 kV/cm, on note toutefois que la contrainte en champ reste élevée sur une distance plus étendue.

De même sur la figure 3.23 (a) et les figures 3.24 (a), (b), pour l'influence de la permittivité de la passivation secondaire pour trois valeurs (3,2, puis 5 et 10). L'amplitude maximale du champ électrique dans l'encapsulant reste élevée à l'endroit du pic lorsque la permittivité du PI augmente : elle est proche de 1 MV/cm pour ϵ_{PI} égale à 10 (voir figure 2.24 (b2)). En revanche, elle diminue plus rapidement lorsqu'on s'éloigne du bord de la JTE bien que la tension atteinte soit beaucoup plus grande, comparé au cas précédent où la permittivité du milieu est élevée (voir figure 3.23 (c2)). Dans ce cas, la forte valeur de permittivité de PI favorise un étalement de la zone de charge d'espace vers l'intérieur de la poche. La zone de forte contrainte dans les isolants reste au bord de la JTE.

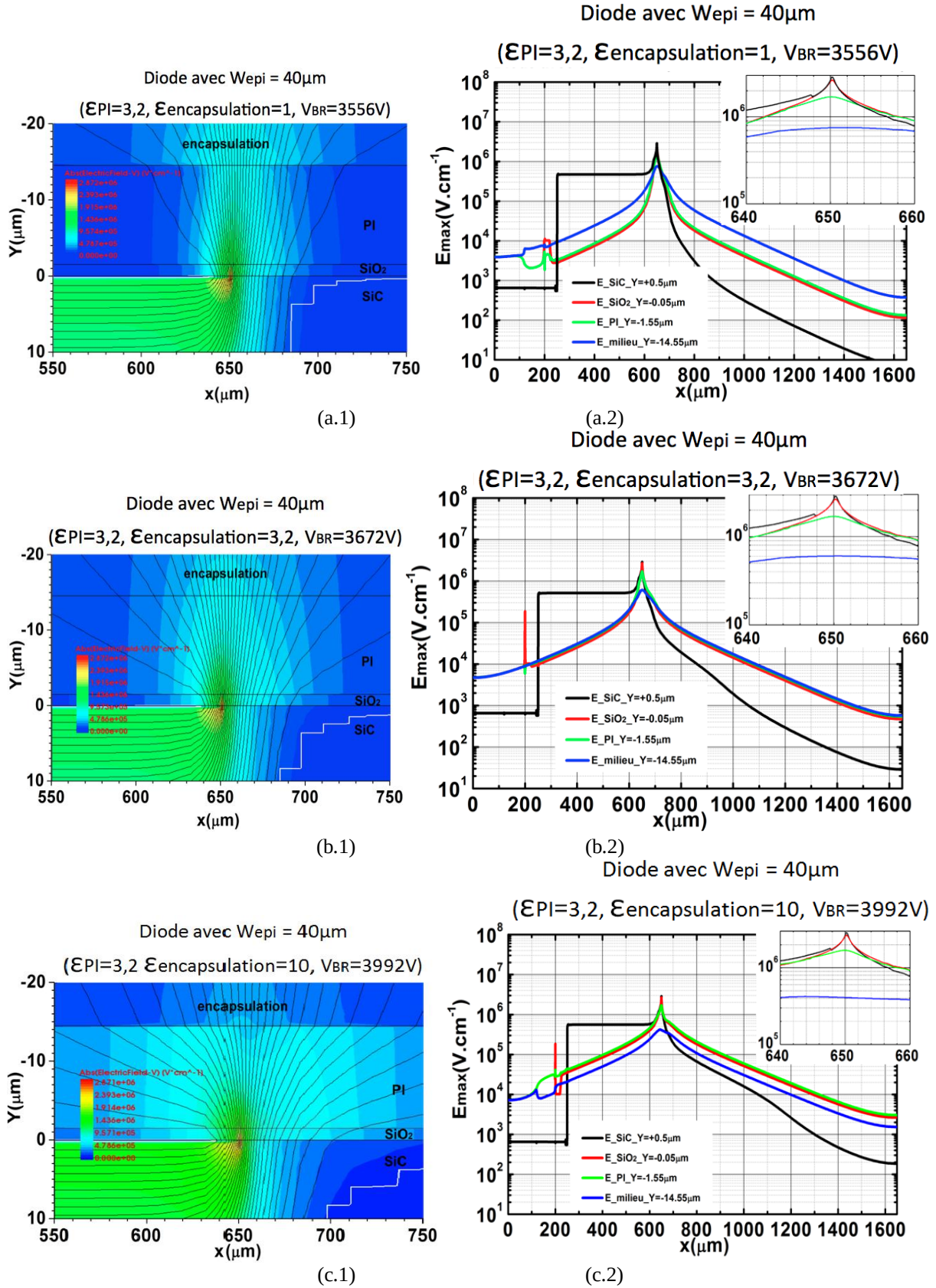


Figure 3.23 Comparaison de la répartition du champ électrique et des équipotentiels dans les différents matériaux de la structure avec PI et dose dans la JTE égale à $1,24 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, pour trois valeurs différentes de la permittivité du milieu environnant, lorsque la tension inverse appliquée est égale à V_{BR-SiC} .

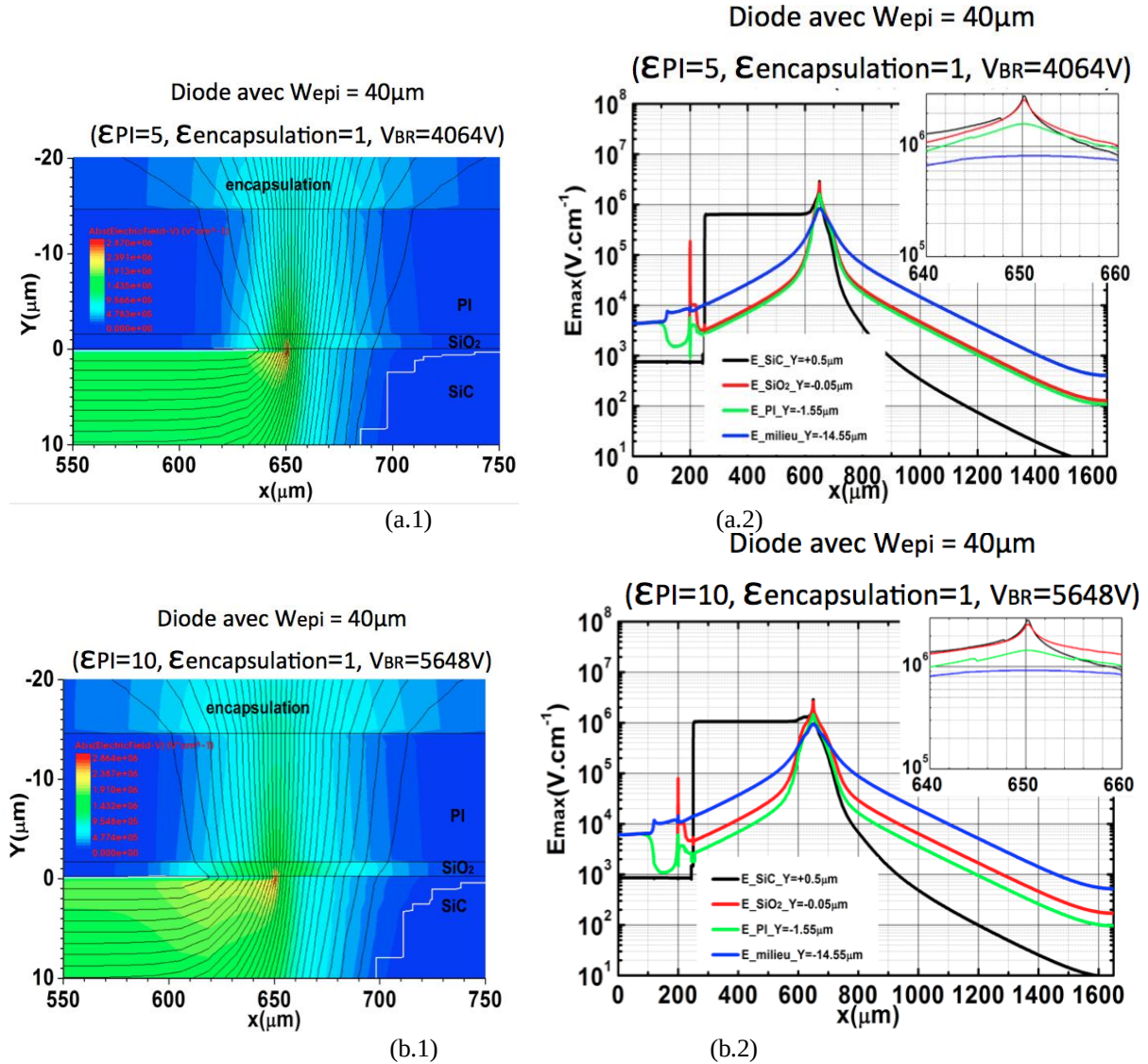


Figure 3.24 Comparaison de la répartition du champ électrique et des équipotentiellles dans les différents matériaux de la structure avec PI et dose dans la JTE égale à $1,24 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, pour deux valeurs différentes de la permittivité de la passivation secondaire, lorsque la tension inverse appliquée est égale à V_{BR-SiC} .

3.3 Conclusion

Les paramètres de la couche d'épithaxie N⁻, en termes de dopage et d'épaisseur, ont d'abord été déterminés afin de concevoir des structures permettant l'étude visée dans une gamme de tenue en tension de 1 kV à 6 kV. Puis, une étude de la tension de claquage de SiC en fonction de la dose du dopage de la JTE, couplé avec l'effet de la passivation secondaire en PI et de l'encapsulation (avec différentes valeurs de permittivité diélectrique) pour les épaisseurs de la couche d'épithaxie dite « épaisses » (30 μm à 40 μm) et « mince » (10 μm).

Par ces résultats, nous avons d'abord observé que la diode avec épitaxie épaisse montre une grande sensibilité de la tenue en tension en fonction du dopage par rapport la diode mince. Par ailleurs, la tenue en tension augmente en présence de la couche de passivation secondaire PI dans la gamme des fortes doses de dopage de la JTE. Pour une tension de claquage donnée, ces simulations permettent de calculer le champ de rupture dans SiC et d'indiquer le champ électrique maximal dans les matériaux isolants. Ces valeurs seront utiles pour l'analyse des résultats au chapitre 4.

Nous avons pu montrer l'importance de la présence de la passivation secondaire PI qui est capable de supporter le champ électrique en surface de la passivation primaire (d'épaisseur limitée à 1,5 μm ici) et de réduire son amplitude à l'interface avec le milieu environnant et dans le milieu environnant, d'autant plus significativement que son épaisseur est importante. La couche de passivation secondaire permet par ailleurs de diminuer la sensibilité de la tension de claquage $V_{\text{BR-SiC}}$ à la dose de dopage de la JTE, au voisinage de la dose optimale, et ce vers des doses d'autant plus élevées que la permittivité du passivant secondaire est élevée (calculé jusqu'à une permittivité de 10 uniquement lors de notre étude).

Nous avons observé aussi que l'augmentation de la permittivité de l'encapsulation au-dessus de la valeur de celle de la couche de PI permet une légère extension de la gamme des doses pour lesquelles $V_{\text{BR-SiC}}$ reste élevée avant de redécroître très rapidement vers les valeurs obtenues pour l'air.

L'influence de charges fixes à l'interface entre le matériau diélectrique et SiC a été étudiée aussi. La densité des charges et leur signe jouent un rôle important sur la tenue en tension. Pour l'amélioration de la conception des composants haute tension, l'optimisation de la protection périphérique, en particulier la dose de dopage de la JTE, doit être effectuée en tenant compte de ces paramètres.

Ces simulations indiquent aussi les lieux de génération par ionisation par impact dans SiC pour les valeurs de la tension appliquée correspondant à $V_{\text{BR-II}}$ (pour laquelle l'intégrale d'ionisation vaut 1 et $V_{\text{BR-SiC}}$ (en régime d'avalanche établi), ce qui va nous permettre d'interpréter les observations faites lors des mesures présentées au chapitre 4.

Finalement, ce concept de structure à base de protection par JTE simple, combiné avec PI, sera étudié expérimentalement pour des tensions inverses jusqu'au moment du claquage et fera l'objet d'une étude de mécanisme de rupture dans deux milieux isolants au chapitre 4.

CHAPITRE 4 - Caractérisation des composants dédiés à l'étude

Dans ce chapitre, les valeurs et le comportement de la tenue en tension expérimentale des diodes bipolaires fabriquées seront analysés et discutés à l'aide des résultats de simulation afin, tout d'abord, d'identifier les phénomènes en jeu, et d'évaluer le rôle du champ électrique dans les différents isolants, lors du claquage. Les résultats des tenues en tension V_{BR-EXP} , mesurées à température ambiante sous vide, sont d'abord présentés. Par ailleurs, l'étude de la tenue en tension de ces composants testés dans un autre milieu environnant que le vide secondaire, de rigidité diélectrique plus faible et de permittivité relative comparable, est également présentée. Ce milieu est l'azote gazeux à la pression atmosphérique. Les propriétés sous haute tension et fort champ électrique de ce milieu ont été très étudiées.

Un second objectif visé dans ce chapitre est de déduire de l'ensemble de nos travaux des informations pour améliorer l'étape de conception des composants haute tension, en particulier en ce qui concerne les critères à utiliser pour le choix de la structure d'isolation des puces en SiC pour l'obtention de composants de puissance de tenue en tension élevée.

Le premier paragraphe est consacré à la présentation des propriétés des matériaux de passivation primaire utilisés pour la fabrication des diodes. En particulier, il a pour objectif de fournir une évaluation de la rigidité diélectrique des films de SiO_2 déposé, telle que mesurée à l'aide de structures MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur).

4.1 Caractérisation des matériaux isolants de passivation

Les propriétés diélectriques en fonction de la température du film de SiO_2 déposé par PECVD comme isolant épais pour la passivation primaire, sont présentées. En amont de cette partie, nous allons d'abord décrire les structures de test réalisées pour cette étude et les techniques de mesures employées. Ensuite, l'effet d'une exposition à haute température (ou recuit) effectué après le dépôt du film isolant, sera tout d'abord examiné en considérant les caractéristiques physico-chimiques et électriques (analyses FTIR, courant de conduction sous fort champ et champ de claquage, spectroscopie diélectrique) des films. Finalement, afin d'évaluer ses qualités d'isolant de passivation pour la nouvelle gamme de température de

fonctionnement des composants de puissance, la caractérisation de l'évolution de la rigidité diélectrique de films recuits entre 25°C et 300°C sera présentée.

4.1.1 Structures de test des films isolants et méthodes de mesure

Les mesures diélectriques ont été effectuées à l'aide de structures capacitives de type Métal-Isolant-Silicium (MIS). Afin d'obtenir ces structures, telles que présentées dans la figure 4.1, une évaporation d'aluminium de 150 nm pour la métallisation de la face arrière du substrat en silicium fortement dopé N^{++} , et une évaporation d'or de 150 nm pour la métallisation face avant, ont été réalisées sous vide. Pour pouvoir effectuer des mesures des propriétés diélectriques, des électrodes circulaires de 0,5 et 5 mm de diamètre ont été définies sur la face avant par photolithographie.

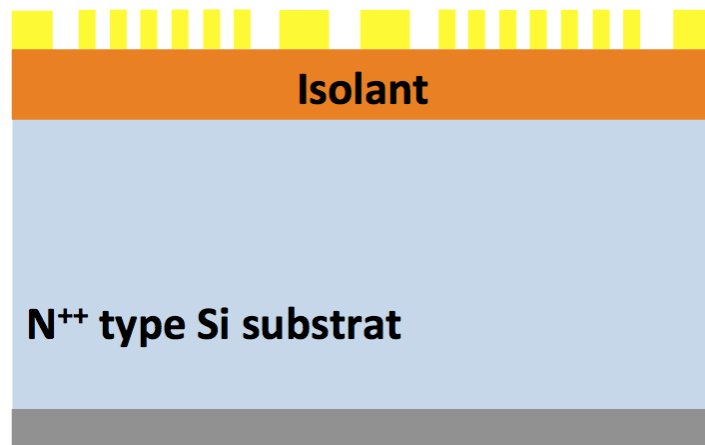


Figure 4.1 Structures MIS utilisées pour la caractérisation électrique de l'isolant.

4.1.2 Techniques de mesures

4.1.2.1 Spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR)

L'analyse de la nature des liaisons chimiques au sein des films de silice a été effectuée par spectroscopie infrarouge. Cette mesure a permis de déterminer la nature des liaisons chimiques présentes dans les couches déposées non recuites et recuites, à partir de l'analyse spectrale d'un rayonnement infrarouge incident absorbé par le matériau. Le spectromètre utilisé est le modèle Vertex 70 de Bruker. La gamme des longueurs d'onde étudiée est entre 400 cm^{-1} et 5000 cm^{-1} , avec une résolution de 2 cm^{-1} . Une moyenne sur 20 balayages collectés a été calculée pour chaque spectre. Après les mesures, les spectres ont été normalisés par

rapport au pic de référence à 981 cm^{-1} environ, correspondant à une bande caractéristique de la présence de groupements Si-O-Si.

4.1.2.2 Spectroscopie diélectrique

La spectroscopie diélectrique, qui est un cas particulier de la spectroscopie d'impédance, est l'ensemble des techniques de mesures des propriétés diélectriques d'un milieu en fonction de la fréquence. Elle consiste d'abord à appliquer une tension sinusoïdale aux bornes d'un échantillon capacitif et à mesurer le courant qui le traverse. La figure 4.2 schématise le principe.

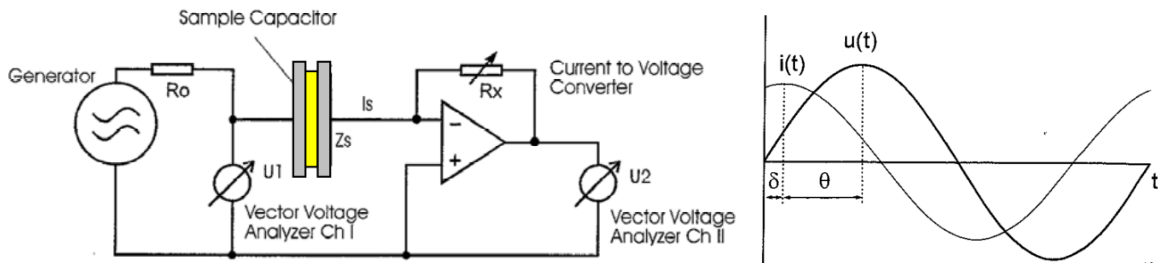


Figure 4.2 Le principe de mesure de la spectroscopie diélectrique.

Soit ω la pulsation ($\omega=2\pi f$, f la fréquence) et $\underline{Z}(\omega)$ l'impédance complexe de l'échantillon définie par :

$$\underline{Z}(\omega) = \frac{U(\omega)}{I(\omega)} [\cos\varphi(\omega) + j\sin\varphi(\omega)] \quad (4.1)$$

où $U(\omega)$ et $I(\omega)$ sont respectivement les amplitudes de la tension $u(t)$ appliquée et du courant $i(t)$ mesuré, $\varphi(\omega)$ le déphasage du courant sur la tension, le tout en fonction de la pulsation.

Le module (appelé simplement impédance) et le déphasage sont donc :

$$|\underline{Z}(\omega)| = \frac{U(\omega)}{I(\omega)} \quad \text{et} \quad \varphi(\omega) = \text{Arg}(\underline{Z}(\omega)) \quad (4.2)$$

Si l'échantillon est assimilé à un condensateur, son impédance peut s'écrire :

$$\underline{Z}(\omega) = \frac{1}{\underline{C}(\omega)\omega j} \quad (4.3)$$

où $\underline{C}(\omega)$ constitue sa capacité complexe, qui s'exprime par :

$$\underline{C}(\omega) = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon}(\omega) \frac{S}{d} \quad (4.4)$$

avec $\underline{\varepsilon}(\omega)$ la permittivité relative complexe du matériau diélectrique, S et d respectivement la surface des électrodes et l'épaisseur du matériau diélectrique de l'échantillon.

En posant $C_0 = \varepsilon_0 \frac{S}{d}$, qui correspond à la capacité théorique (géométrique) de l'échantillon avec le vide comme diélectrique, on en déduit :

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \frac{1}{C_0 \underline{Z}(\omega) \omega j} \quad (4.5)$$

Si on écrit $\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)$, la partie réelle ε' correspond au comportement purement capacitif de l'échantillon, alors que la partie imaginaire ε'' est liée aux pertes. En effet, si on modélise l'échantillon comme une capacité C_p en parallèle avec une résistance R_p (cf. figure 4.3) on peut écrire :

$$C_p(\omega) = C_0 \varepsilon'(\omega) \text{ et } \frac{1}{R_p(\omega)} = C_0 \varepsilon''(\omega) \omega \quad (4.6)$$

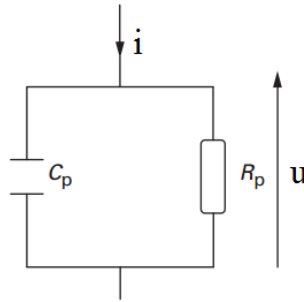


Figure 4.3 Schéma électrique équivalent du comportement diélectrique d'un isolant.

Les mesures de spectroscopie diélectrique en température sous azote ont été effectuées en utilisant l'analyseur Alpha-A de Novocontrol (Figure 4.4). Les spectres de la permittivité relative ε' et des pertes diélectriques ε'' ont été mesurés dans une gamme de fréquences de 0,1 Hz à 1 MHz, lors d'un cycle de chauffe et de refroidissement allant de -150°C à 350°C (et de 350°C à -150°C respectivement (par pas de 10°C), et pour une tension sinusoïdale appliquée aux bornes de la structure MIS de 1 V (rms), afin d'étudier l'effet de cette exposition du film à chaud lors des mesures.

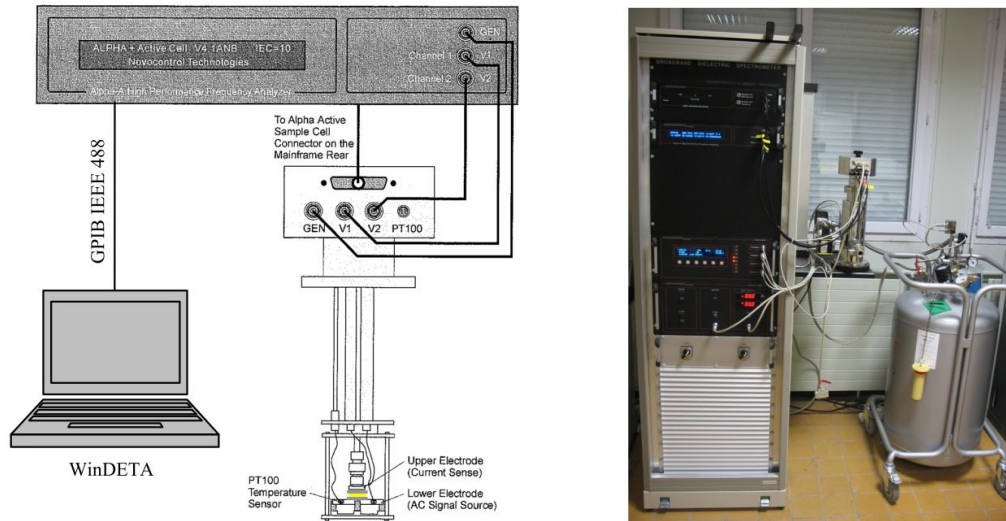


Figure 4.4 Description du dispositif Novocontrol Alpha-A

4.1.2.3 Mesures électriques

Les mesures électriques sous air, pour différentes températures des structures MIS ont été réalisées à l'aide d'une station sous pointes Signatone S-1160 munie de positionneurs micrométriques, et d'un porte-échantillon régulé en température entre 25°C et 400°C grâce à un système chauffant S-1060R. La température de test donnée est celle mesurée à la surface de l'échantillon à l'aide d'un thermocouple. Les figures 4.5 et 4.6 présentent respectivement un schéma du banc de mesures haute température et la station sous pointes.

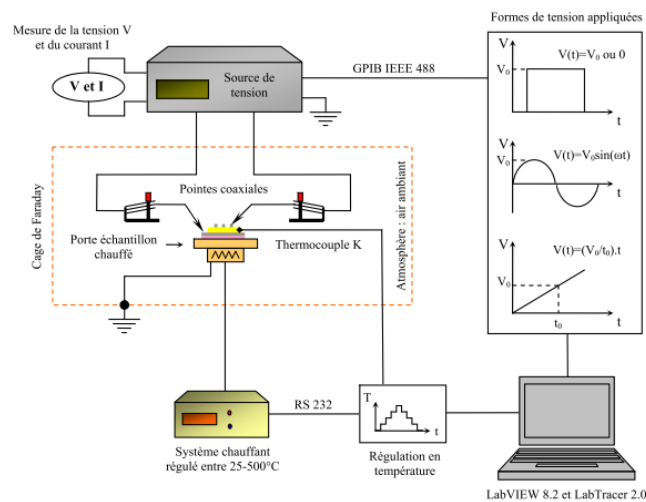


Figure 4.5 Schéma synoptique du banc de mesures haute température.

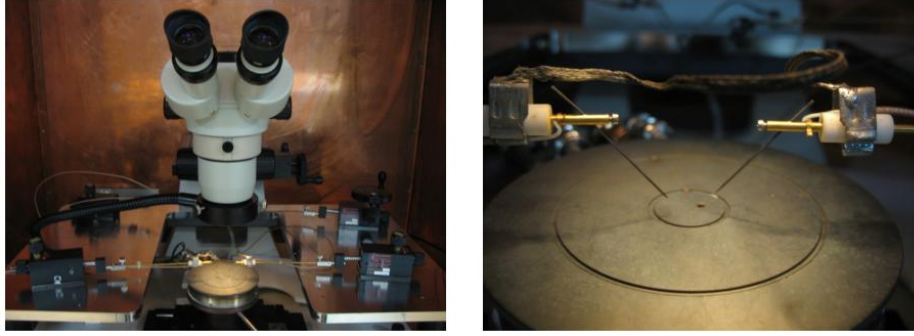


Figure 4.6 Station sous pointes avec des pointes de type coaxial.

a) Mesure de courants sous polarisation statique

Les mesures de courant de polarisation ont été réalisés à l'aide d'un électromètre Keithley 6517A muni d'une source de tension interne (0-1000V) et d'un pico ampèremètre (10^{-15} A à 20 mA). Lorsque le régime de conduction est établi, la conductivité volumique peut être calculée à travers la relation:

$$\sigma_{DC} = \frac{I_c}{V} \frac{d}{S} \quad (4.7)$$

où V est la tension appliquée, I_c est le courant de conduction en régime permanent, et d et S sont respectivement l'épaisseur et la section de l'échantillon.

b) Rupture diélectrique

En pratique, nous avons réalisé des essais de claquage en faisant croître la tension appliquée avec une rampe de $200 \text{ kV.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$, pour différentes températures. La valeur de rigidité diélectrique E_{BR} est le rapport entre la tension de claquage V_{BR} et l'épaisseur du film isolant.

$$E_{BR} = \frac{V_{BR}}{d} \quad (4.8)$$

Un traitement statistique des données expérimentales (10 mesures pour chaque cas étudié) a été réalisé en utilisant la loi de distribution de Weibull (cf. § 2.2.2.4).

4.1.3 Propriétés de la couche de passivation primaire en SiO₂ déposée

Les couches de SiO₂, d'épaisseur 1,5 μm , ont été obtenues par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) à partir de vapeur de tetraethylorthosilicate (TEOS) effectué à température comprise entre 300°C et 400°C. Elles ont été déposées sur des plaquettes de silicium polies, très dopées de type N, de diamètre 2'', et n'ont pas été recuites post-dépôt. Mais le film de SiO₂ déposé sur les diodes va subir des recuits durant leur procédé de fabrication, a minima le recuit d'imidisation pour l'élaboration de la passivation secondaire par PI. Pour cela, l'effet d'une exposition à haute température sur les propriétés physico-chimiques et électriques du film de SiO₂ déposé sera examiné. Et donc, une partie des échantillons (plaquettes découpées en quarts) a subi un recuit dans un four sous azote avec un palier d'une heure à haute température (T_{HC}), tel que montré dans la figure 4.7. Ce type de profil de température est un exemple de recuit d'imidisation développé pour optimiser les propriétés électriques d'un polyimide de passivation secondaire préconisé pour les applications à haute température. La durée et la valeur du palier de température varient selon le type de polyimide et la température d'utilisation du composant visée [17].

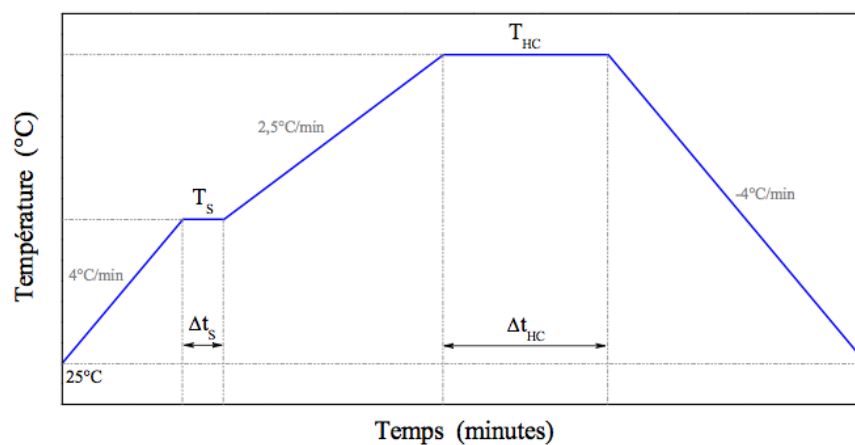


Figure 4.7 Profil de température utilisé pour le recuit du film de passivation.

4.1.3.1 Effet d'une exposition à haute température sur les propriétés

a) Analyse par spectroscopie diélectrique

Les caractéristiques diélectriques dynamiques sous faible champ du film tel que déposé, ont été mesurées durant les mesures de spectroscopie diélectrique en fonction de la température, tout d'abord lors de la montée en température (cycle de réchauffement) jusqu'à

350 °C, puis lors de la descente de température (cycle de refroidissement), afin d'étudier l'effet de cette exposition du film à chaud lors des mesures.

La figure 4.8 présente la réponse diélectrique d'un film de SiO₂ non recuit, durant le premier cycle de chauffe de -150°C à 350°C, et durant le cycle de refroidissement inverse, pour différentes iso-fréquences. Nous pouvons noter que la permittivité ϵ' et les pertes diélectriques ϵ'' durant le cycle de refroidissement sont plus faibles que celles durant le cycle de réchauffement pour les températures inférieures à 200°C environ, pour une température et une fréquence données. La plus faible présence de groupes hydroxyles (qui sont diélectriquement polaires) dans le film ayant subi une exposition à haute température, telle que révélée par l'analyse d'absorption FTIR présentée au § 4.1.3.1.c, peut permettre d'expliquer ce résultat en régime dynamique, dans la gamme classique de températures d'utilisation (- 50°C – 200°C).

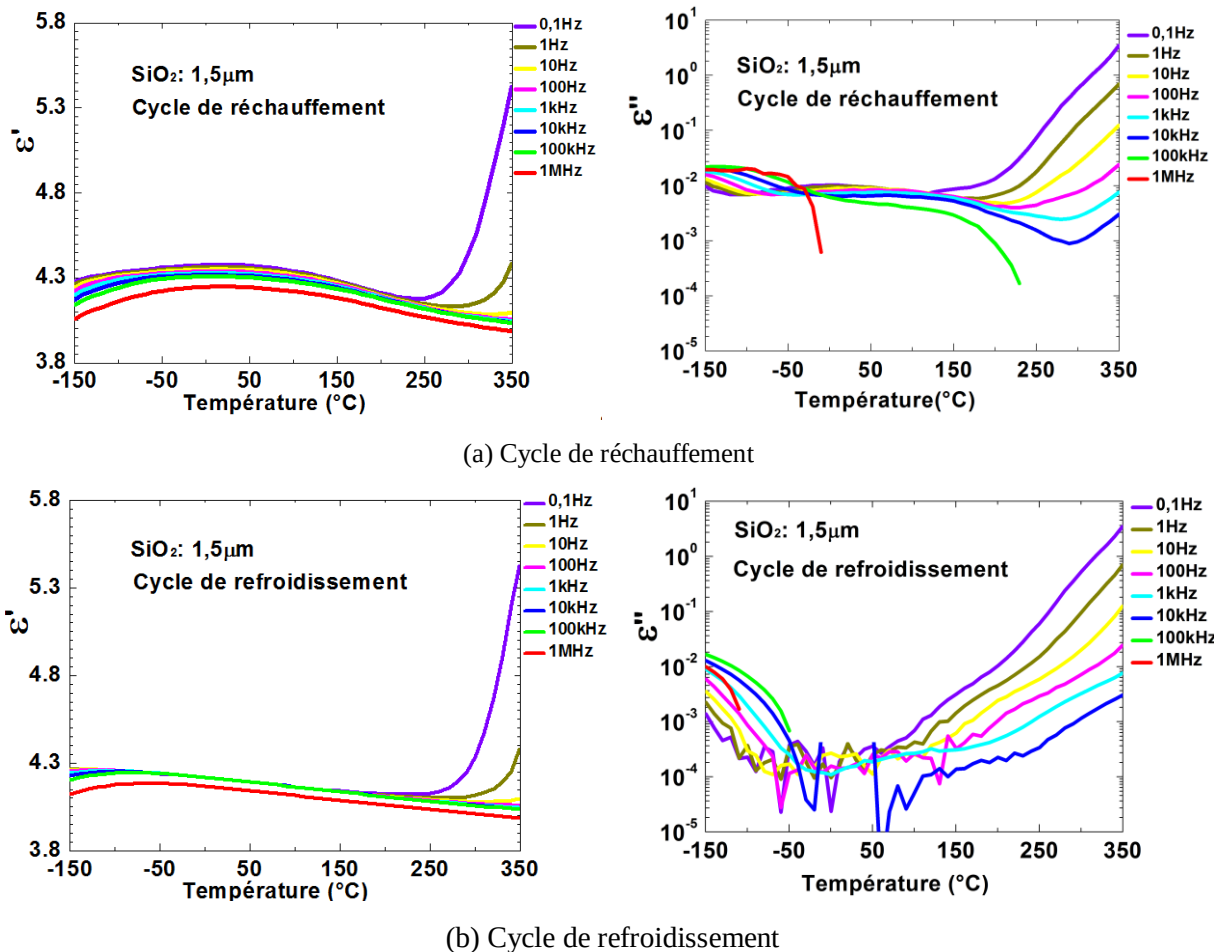


Figure 4.8 Parties réelle et imaginaire de la permittivité pour une structure MOS avec SiO₂ non recuit, durant les cycles de (a) réchauffement et (b) refroidissement en fonction de la température, pour différentes iso-fréquences (diamètre de la structure MOS = 5 mm).

b) Effet sur la mesure du courant de conduction

Afin d'étudier le comportement des courants sous très forts champs, nous avons utilisé la source haute tension (0-1100V) munie d'un ampèremètre intégré pour enregistrer le courant jusqu'à 1100V, cette tension croît par paliers tel que montré sur la figure 4.9. Dans cette partie, les mesures de courant sous très forts champs ont été effectuées en fonction de la température (cf. figure 4.10) sur les structures MOS. La rampe moyenne de variation de température est de $+6\text{ }^{\circ}\text{C}.\text{min}^{-1}$. La mesure à 25°C est effectuée avant et après la montée en température.

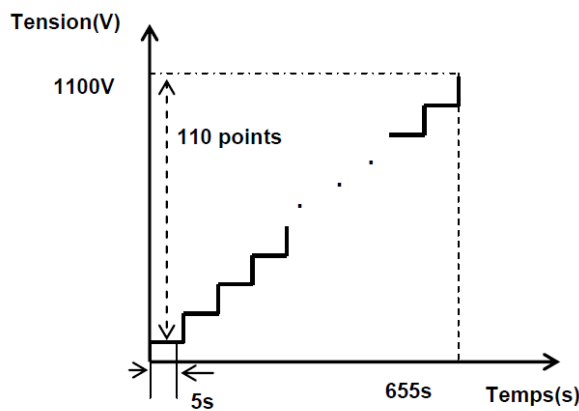


Figure 4.9 Schéma de l'évaluation temporelle de la tension lors de la caractérisation du courant sous fort champ.

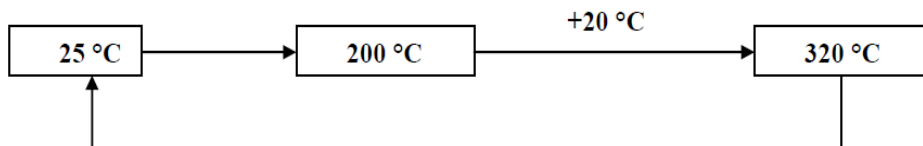


Figure 4.10 Le cycle de montée la température.

La figure 4.11 présente l'évolution de la densité du courant de la structure métal-silice-semi-conducteur en fonction du champ entre 25°C et 320°C , sur les électrodes circulaires de 0,5 mm. Ces courbes permettent l'observation du comportement ohmique de la silice et éventuellement du mécanisme de courant limité par charge d'espace, dans le cas où la conduction des charges injectées prédomine sur celle de charges intrinsèques [152] [153]. Le régime de forte injection est observé à travers une forte augmentation du courant de plusieurs décades aux forts champs. Le champ seuil d'injection de la silice en fonction de la

température, obtenu entre 200°C et 320°C, est présenté dans le tableau 4.1. En augmentant la température, le seuil de l'injection a diminué.

Comparés aux valeurs de contrainte en champ électrique induites sur l'oxyde primaire de passivation, qui ont été simulées au chapitre 3, ces valeurs de champ seuil d'injection semblent insuffisantes pour les fonctionnements à températures élevées. Il est important de noter que le courant mesuré à 25°C après le cycle de température est plus faible que celui mesuré à 25°C avant ce cycle. Le traitement thermique a des influences sur les propriétés électriques de la silice. Nous reviendrons sur ce point au §4.1.3.1.c par l'analyse des résultats de spectroscopie infrarouge.

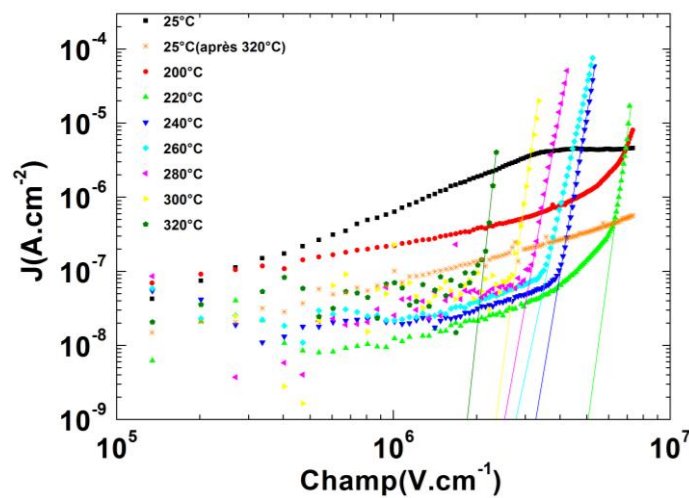


Figure 4.11 L'évolution de la densité du courant en fonction du champ appliqué sur la MIS pour les différentes températures (diamètre de la structure MIS = 0,5 mm).

Température (°C)	220	240	260	280	300	320
Champ d'injection (MV/cm)	5,1	3,3	2,7	2,5	2,3	1,9

Tableau 4.1 Champ seuil d'injection de SiO₂ pour différentes températures.

c) Analyse par FTIR

L'analyse de la nature des liaisons chimiques au sein des films de silice a été effectuée par spectroscopie infrarouge. La figure 4.12 montre des spectres FTIR pour 4 échantillons ayant subi une exposition à différentes températures de test (320°C, 350°C et 400°C) dans l'air. Les bandes des spectres obtenus ont été analysées sur la base des données fournies dans les travaux de la littérature [154] [155]. Les bandes caractéristiques de la liaison C-H se situent dans la gamme de longueurs d'onde entre 1400 cm⁻¹ et 2960 cm⁻¹, celles de la liaison O-H entre 930 cm⁻¹ et 3660 cm⁻¹, et celle de Si-O-Si est centrée à 981 cm⁻¹. On peut

clairement observer que l'intensité de l'absorption correspondant à la présence de groupes hydroxyles SiO-H, de groupes carbonyles C=O, et de liaisons C-H diminue après exposition du film à une température supérieure à 320°C. La diminution de la présence de ces groupes peut expliquer l'évaluation des propriétés diélectriques et électriques observée aux paragraphes précédents.

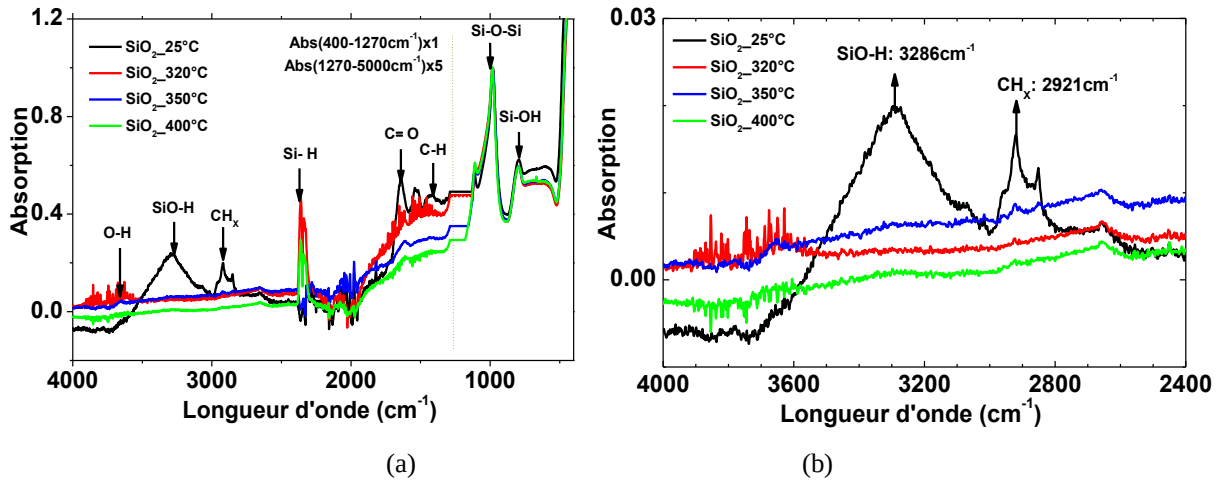


Figure 4.12 Spectres FTIR normalisés des films de SiO₂ tel que déposé (noté _25°C) et exposés à différentes températures (indiquées par _320°C, _350°C, _400°C) (a) entre 400 et 4000 cm⁻¹, (b) zoom entre 2400 et 4000 cm⁻¹.

La figure 4.13 présente une comparaison des mesures de courants de conduction à 25°C en fonction du champ, pour les 4 mêmes films que ceux analysés par FTIR ci-dessus. Nous observons une nette diminution de la densité de courant à 25°C après traitement thermique des films de SiO₂. Le recuit thermique de SiO₂ déposé par plasma PECVD est donc nécessaire pour avoir de meilleures propriétés électriques de SiO₂.

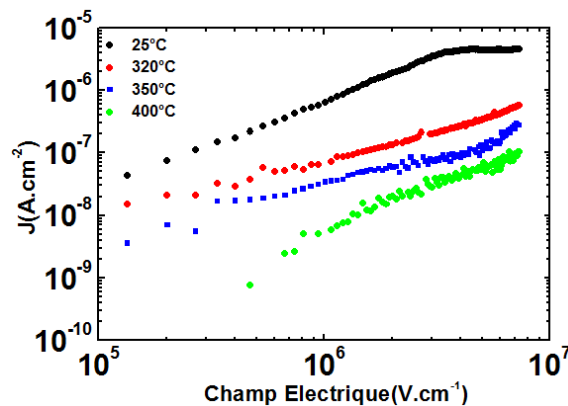


Figure 4.13 Densité de courant à 25°C en fonction du champ électrique appliqué à la structure MOS pour des films de SiO₂ tel que déposé (noté _25°C) et exposés à différentes températures (_320°C, _350°C et _400°C) (diamètre de la structure MIS = 0,5 mm).

4.1.3.2 Rigidité diélectrique des films de SiO₂ en fonction de la température

Dans ce paragraphe les structures MOS ont subi un recuit à 400°C selon le cycle de température présenté à la figure 4.7. Les mesures de rigidité diélectrique ont été réalisées dans la gamme de température de 25°C à 300°C. La figure 4.14 (a) présente les courbes de Weibull montrant les probabilités cumulées de rupture en fonction du champ pour 5 températures différentes, de 25°C à 300°C (la mesure à 25°C a été répétée après la mesure à 300°C et refroidissement complet de l'échantillon). L'évolution en fonction de la température du paramètre d'échelle α est présentée sur la figure 4.14 (b). Nous pouvons remarquer la valeur élevée de la rigidité diélectrique du film de SiO₂ d'épaisseur 1,5 μm , qui est de l'ordre de 9 MV/cm à 25°C ; cette valeur est proche de celle de la silice thermique, et reproductible. Cette rigidité est supérieure à celle généralement obtenue sur films minces polymères, pour des structures d'épaisseur et de section comparables. Cette propriété se dégrade lorsque la température augmente jusqu'à 300°C, montrant une activation thermique des mécanismes conduisant au claquage. L'augmentation de la dispersion des mesures (diminution de facteur de forme β) lorsque la température ou la durée cumulée des mesures augmentent est observable sur la figure 4.14 (a). Elle peut être liée aux conditions d'expérimentation (dégradation en surface au fur et à mesure des essais aux différentes températures). Toutefois, ces valeurs de β restent élevées (tableau 4.2) pour chaque température de test, indiquant une faible dispersion des mesures.

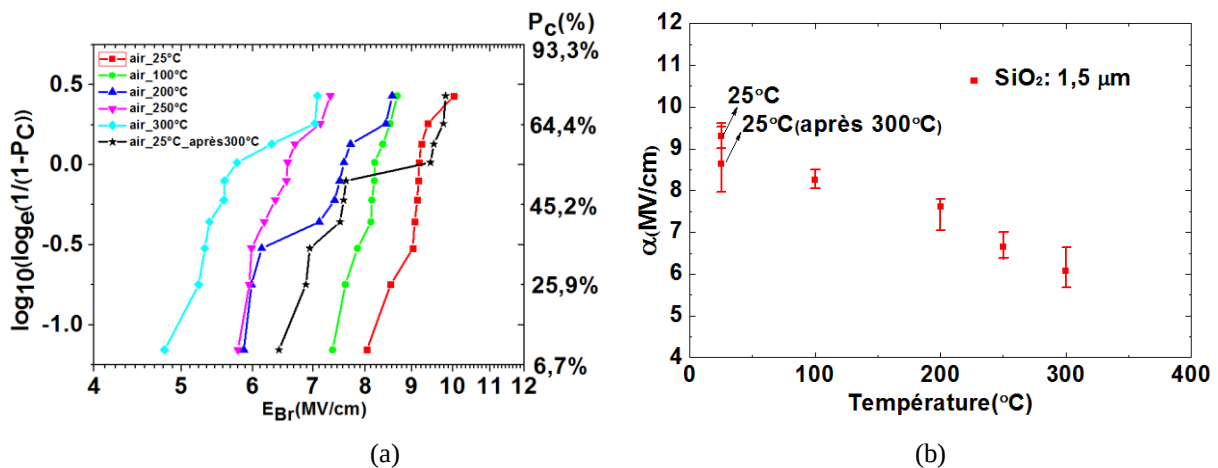


Figure 4.14 Evolution de la probabilité cumulée de claquage entre 25°C et 300°C et (b) Evolution du facteur d'échelle α en fonction de la température (diamètre de la structure MIS = 0,5 mm).

Paramètre	Température (°C)					
	25°C	100°C	200°C	250°C	300°C	25°C (après 300°C)
α	9,3	8,3	7,6	6,7	6,1	9,1
β	20,4	22,4	8,6	15,0	9,4	6,8

Tableau 4.2 Résultats du champ de rupture (paramètre d'échelle α) et du facteur de forme β sur SiO₂.

4.1.4 Synthèse

Les résultats sur films de SiO_2 déposés par PECVD-TEOS ont montré qu'un traitement thermique permet d'améliorer les propriétés électriques dans toute la gamme de température, les pertes diélectriques et les courants de conduction sont réduits après l'exposition à haute température. La caractérisation de la rigidité diélectrique des films ayant subi un recuit à 400°C durant une heure sous azote (exemple de recuit inclus dans la fabrication de composants de puissance haute température avec passivation secondaire en polyimide), mesurée dans une gamme de température étendue jusqu'à 300°C , montre que ce type de matériau est un bon candidat pour la passivation primaire des composants visés, avec un facteur d'échelle supérieur à 8 MV/cm à 25°C , et à 6 MV/cm à 300°C . Toutefois, nous avons pu observer une rapide diminution en fonction de la température du champ seuil d'injection dans le film de SiO_2 déposé sur silicium pour ces mesures. Ce champ devient inférieur à 4 MV/cm à partir de 240°C . Sachant que la hauteur de barrière à l'injection est plus faible sur SiC-4H que sur silicium, ce matériau utilisé seul peut entraîner une limitation des performances du composant à haute température. Un oxyde thermique de faible épaisseur sera déposé à l'interface sur SiC-4H, avant le dépôt du film par PECVD pour la fabrication des diodes nous avons étudiées.

4.2 Etude expérimentale de la tenue en tension des diodes SiC

Le travail de cette partie est focalisé sur l'analyse des mécanismes en jeu au moment du claquage de diodes bipolaires $\text{P}^+\text{N}^-\text{N}^+$ en SiC-4H, au voisinage de leur tension dite « de claquage » $V_{\text{BR-EXP}}$, définie comme la tension pour laquelle le courant inverse dans la diode augmente brutalement de plusieurs décades (jusqu'à la limite de courant autorisée durant le test), ou pour laquelle le composant est dégradé.

Nous définissons dans un premier temps les différentes catégories de diodes étudiées, selon leurs caractéristiques technologiques principales. Ces caractéristiques sont l'épaisseur de l'épitaxie N, la dose de dopage dans la JTE, et la densité de charge totale liée à la passivation primaire. Le premier paragraphe précisera brièvement les techniques de mesures utilisées pour déterminer la tenue en tension.

Une présentation de l'étude statistique de la tension de claquage **sous vide** pour les différents cas, et des observations optiques faites au moment du claquage, fait l'objet du paragraphe suivant. De l'ensemble de ces résultats et de leur confrontation à la simulation

seront déduits les mécanismes en jeu, leur localisation, et une évaluation des champs électriques dans les différents matériaux au moment du claquage.

La dernière partie est consacrée aux observations des mécanismes limitant la tenue en tension lors des tests **sous azote à la pression atmosphérique**. Pour ce milieu ambiant isolant particulier, l'impact des pics du champ électrique induits par la structure du semi-conducteur au voisinage du claquage par avalanche de ce dernier, sera analysé.

4.2.1 Composants et méthodes de mesure de V_{BR-exp}

4.2.1.1 Description du jeu de masques et des structures de test (ST-Diode)

Ce jeu de masques de photolithographie a été conçu pour fabriquer différentes structures de diode dans un même lot : diodes bipolaires et Schottky protégées par JTE simple et passivées. Ce jeu de masques est constitué de 7 niveaux.

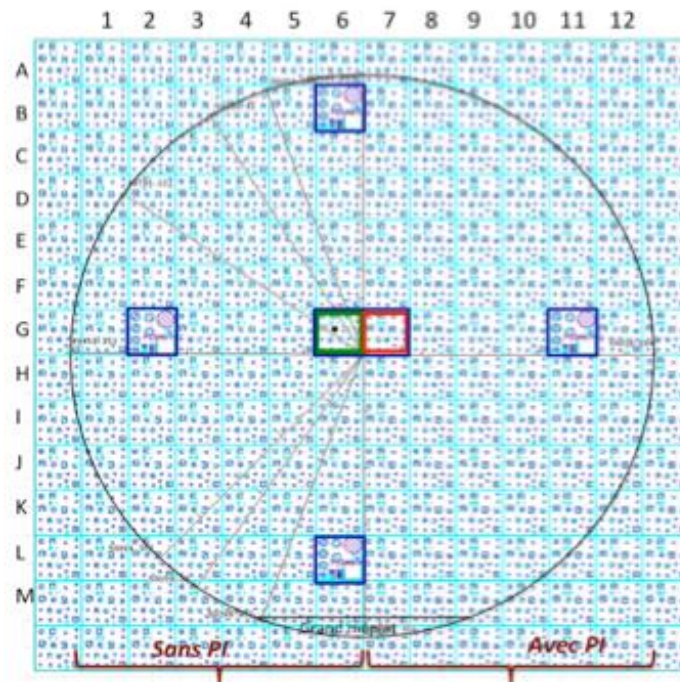


Figure 4.15 Vue générale des motifs sur une plaquette de 4 pouces.

Le premier niveau permet de graver les motifs d'alignement nécessaires pour les étapes de lithographie suivantes. Le deuxième niveau permet de définir les zones de type P^+ à implanter pour la jonction principale des diodes bipolaires et l'anneau en périphérie du contact Schottky. Le troisième niveau permet de définir les zones de type P à implanter pour la poche latérale des diodes protégées par JTE. Le quatrième niveau permet de définir les

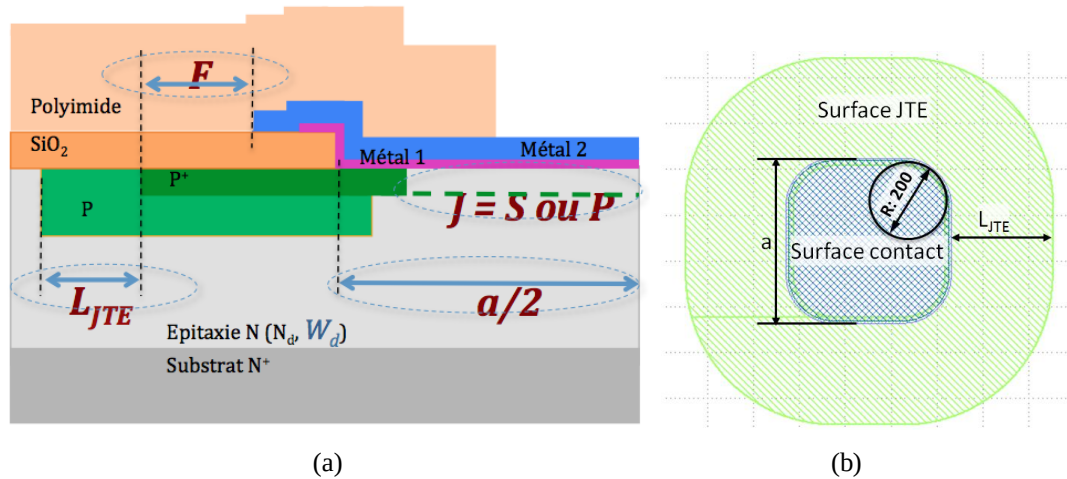


Figure 4.17 Définition des paramètres variables et identifiants des ST-Diode. (a) Vue en coupe de la diode, (b) vue de dessus de la diode.

Type de diode (S)P-a-FL _{JTE}	a (μm)	F (μm)	L _{JTE} (μm)	Nom simplifié	Nb de diodes par plaque		J (μA/mm ²)
					S (Schottky)	P (bipolaire)	
(S)P-1000-30L200	1000	30	200	A1	171	171	2,1
(S)P-1000-30L400	1000	30	400	A2	0	57	2,1
(S)P-700-30L200	700	30	200	B1	114	228	4,4
(S)P-700-30L400	700	30	400	B2	114	114	4,4
(S)P-400-30L200	400	30	200	C1	171	285	16,0
(S)P-400-30L400	400	30	400	C2	114	228	16,0
(S)P-400-30L800	400	30	800	C3	57	57	16,0
(S)P-400-300L0	400	30	0	D1	57	57	16,0
(S)P-400-300L0	400	300	0	D2	57	57	16,0

Tableau 4.3 Récapitulatif des paramètres de géométrie des diodes bipolaires.

La vue générale du dessin des champs de la figure 4.15 permet aussi de distinguer quatre demi-champs différents des champs de diodes. Ils comportent divers motifs de contrôle de la technologie, dont des structures capacitatives MOS de diamètre 1,5 mm pour la caractérisation de l'oxyde de passivation primaire, composé d'un oxyde thermique mince (40 nm) surmonté d'un dépôt PECVD d'oxyde épais (1,5 μm).

4.2.1.2 Définition des différentes catégories de diodes étudiées

Un récapitulatif des paramètres technologiques effectivement utilisés, concernant l'épaisseur et le dopage de l'épitaxie, la dose du dopage de la JTE, est reporté dans le tableau 4.4, pour les neuf plaquettes considérées dans ce travail.

Catégorie de JTE (cm ⁻²)	Epitaxie épaisseur / dopage (μm) / (cm ⁻³)	Dose de JTE (cm ⁻² × 10 ¹³)	LOT	Catégorie diode
forte dose	10,16 / 9,92 × 10 ¹⁴	1,11	Lot_1.1	diode mince
	10,16 / 9,96 × 10 ¹⁴	1,06	Lot_1.2	
	30,16 / 9,95 × 10 ¹⁴	1,22	Lot_1.1	diode épaisse
	39,29 / 1,04 × 10 ¹⁵	1,24		
dose optimale	30,21 / 9,82 × 10 ¹⁴	0,89-1,03	Lot_1.2	diode épaisse
	39,08 / 9,54 × 10 ¹⁴	0,95		
	10,14 / 9,38 × 10 ¹⁴	0,95	Lot_2	diode mince
faible dose	29,78 / 1,02 × 10 ¹⁵	0,67-0,68	Lot_2	diode épaisse
	34,72 / 8,9 × 10 ¹⁴	0,76		

Tableau 4.4 Récapitulatif des plaquettes et des paramètres technologiques d'épaisseur et de dopage de l'épitaxie, et de dose du dopage de la JTE, pour des différents cas étudiés.

Les dopages et épaisseurs d'épitaxie indiqués dans ce tableau sont les valeurs données par le fournisseur CREE (ou SHOWA-DENKO pour la dernière de la liste). Les doses de dopage de JTE ont été calculées à partir du profil de concentration des atomes d'aluminium implantés, mesuré par analyse SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) sur certaines plaquettes. Un exemple de profil mesuré est présenté en figure 4.18. Les différentes plaques sont rangées au tableau 4.4 en reprenant les catégories définies au chapitre 3, c'est-à-dire selon le niveau de dopage de la poche et l'épaisseur de l'épitaxie N⁻.

Ces plaquettes ont fait l'objet de trois lots de fabrication appelés Lot_1.1, Lot_1.2 et Lot_2. Les étapes de fabrication des deux premiers lots ont été communes jusqu'à l'étape de dépôt d'oxyde par PECVD comprise. Le procédé de fabrication du Lot_2 ne diffère pas intentionnellement des deux précédents qu'au niveau des étapes de métallisation des contacts.

N.B. : les plaquettes approvisionnées chez CREE sont de qualité 'Production' et avec une densité de micropores ultra faible (< 1 cm⁻²), afin de minimiser l'influence de paramètres autres que ceux liés à la conception et aux propriétés des isolants. Dans cet esprit également, nous avons minimisé la taille des diodes de test afin de réduire la probabilité de tomber sur un défaut, et également d'augmenter leur nombre par plaque pour une meilleure étude statistique de la tenue en tension.

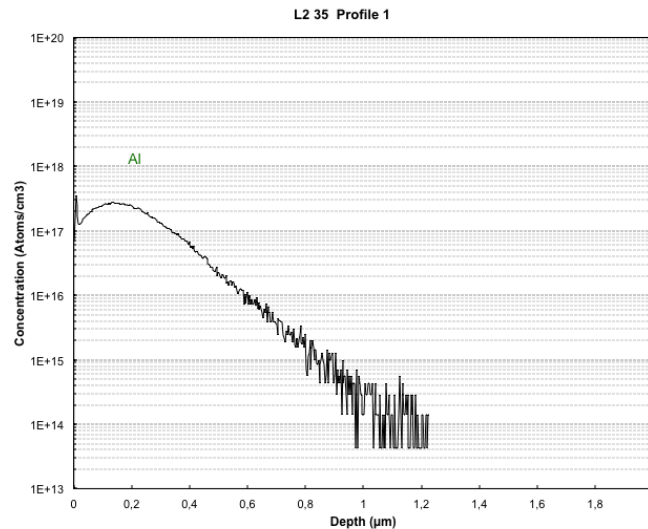


Figure 4.18 Exemple de profil d'implantation d'Al pour le dopage de la JTE. Cas du Lot_2. Epaisseur d'épitaxie : 34 µm.

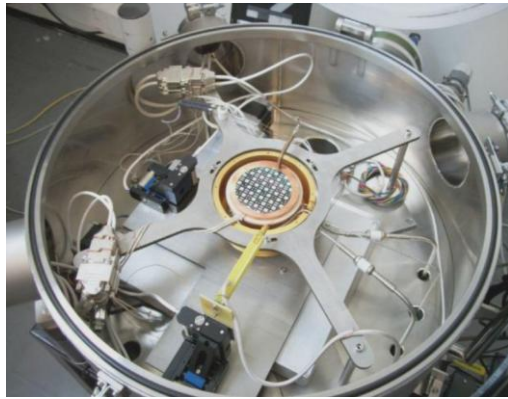
4.2.1.3 Méthodes de mesures

Les dispositifs ont été caractérisés électriquement en inverse sur plaquette à partir d'une station sous pointes de l'Institut de recherche franco-allemand de Saint Louis (ISL) [81], qui a permis la cartographie des caractéristiques inverses, à 20°C, sur les plaquettes de 4".

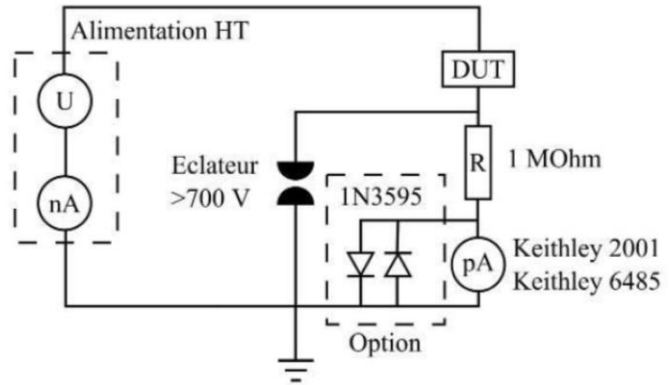
Le banc de mesures de l'ISL est constitué d'un cryostat permettant d'atteindre des niveaux de vide de l'ordre de 10^{-5} mbar. Il est couplé à une source haute tension de marque FUG-20 kV. De plus, le porte-échantillon est pilotable via une liaison GPIB pour réaliser des cartographies. La figure 4.19 (a) présente une plaquette installée pour être mesurée sur le porte-échantillon en cuivre, lui-même isolé de la masse générale, et est relié à un électromètre Keithley pour mesurer le courant dans la diode. La pointe haute tension est à l'extrémité du bras situé au bas de la photographie. L'appareil de mesure est inséré dans la boucle de retour du courant et est protégé par un éclateur à gaz et une résistance de 1 MΩ en série (voir figure 4.19 (b)). La pointe peut scanner la surface d'un wafer de 4 pouces, grâce à la platine de translation installée au fond de la chambre.

Une première série de mesures I(V) sous vide (I limité à 2 µA), en mode automatique avec une rampe $dV/dt = 10$ V/s, est effectuée afin de permettre une étude statistique de la tenue en tension pour chaque plaque. Ensuite, les plaques ont été découpées en échantillons comportant un ou plusieurs champs, destinés aux différents types de test. La caractérisation en inverse jusqu'à la rupture des diodes a été effectuée ensuite, en faisant varier la tension en

mode manuel 'quasi-statique'. L'utilisation d'un camera vidéo pour l'observation optique permet d'étudier le lieu et les phénomènes visibles liés à la croissance du courant au moment du claquage. Lors de cette étude, le courant limite a été réhaussé jusqu'à $400\ \mu\text{A}$.



(a)



(b)

Figure 4.19 Le système de mesure de l'ISL. a) Vue intérieure de la chambre avec une plaquette sur le porte-échantillon. b) Schéma électrique équivalent du système d'acquisition. [81]

4.2.2 Etude statistique de la tenue en tension expérimentale sous vide - Effet de la géométrie des diodes et de la présence de PI

Dans cette partie, sont présentés les résultats statistiques de la tenue en tension expérimentale V_{BR-EXP} relatifs aux différentes plaquettes, déduits de la première série de mesures $I(V)$ sous vide (I limité à $2\ \mu\text{A}$) en mode automatique à température ambiante. Ces résultats sont présentés sous la forme de boîtes à moustache pour chaque type de diode, afin d'avoir une connaissance de la dispersion en fonction de la géométrie des diodes (en termes de longueur de JTE et de section). L'effet de la présence ou non de la passivation par PI pourra également être mis en évidence par ces résultats. Les résultats de la tenue en tension expérimentale pour les différentes catégories de diodes seront disposés de gauche à droite par ordre décroissant de la taille de la diode, et pour chaque taille de la poche la plus longue à la plus courte (i.e. A1, A2, B1, B2, C1, C2, C3, selon la notation introduit au tableau 4.4).

Dans la suite de ce paragraphe, les valeurs expérimentales seront uniquement situées par rapport aux valeurs simulées pour la structure 'idéale' (sans tenir compte de charges extérieures au semi-conducteur). L'interprétation des écarts entre comportement expérimental et comportement simulé ne sera abordée qu'après l'analyse complète des phénomènes observés au moment du claquage, et traitée au paragraphe d'après.

4.2.2.1 Catégorie « diodes minces » (10 μm)

a) Dans le cas « forte dose »

Nous avons fait une première série de mesures $I(V)$ sous vide (I limité à 2 μA , V à 3000V) en mode automatique pour une cinquantaine de diodes du Lot_1.1 et du Lot_1.2. Les résultats ont montré un comportement très reproductible, avec une tension de rupture très peu dispersée et indépendante du type de diodes. Les valeurs de la tenue en tension moyenne sont égales à 1845 V pour le Lot_1.1 et 1820 V pour le Lot_1.2, quelle que soit la passivation (avec ou sans PI). La figure 4.20 montre les boîtes à moustache de la tenue en tension $V_{\text{BR-EXP}}$ pour les Lot_1.1 et Lot_1.2.

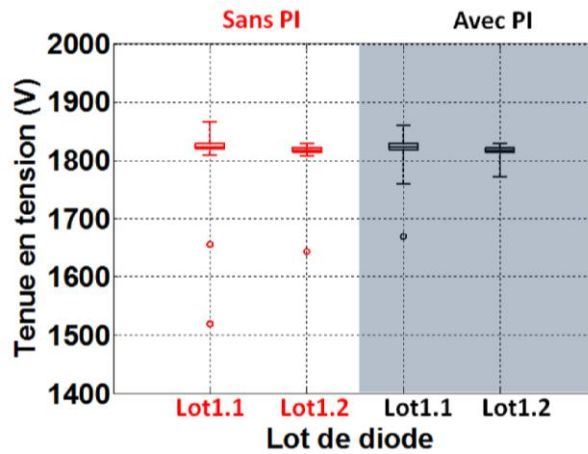


Figure 4.20 Boîte à moustaches de la tenue en tension $V_{\text{BR-EXP}}$, sans et avec PI du Lot_1.1 et du Lot_1.2. Environ 50 diodes pour chaque lot, toute géométrie confondue. Cas « Diode mince » - « Forte dose ».

La tenue en tension atteinte est de 95 à 96% des valeurs théoriques $V_{\text{BR-SiC}}$ simulée sans charge d'oxyde pour les doses de $1,06 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et $1,11 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ correspondant respectivement à ces deux lots de fabrication. Les valeurs de $V_{\text{BR-EXP}}$ expérimentales sont très proches de la valeur obtenue par simulation.

Sachant que pour cette catégorie de diodes, pour laquelle la tenue en tension est théoriquement très peu dépendante des propriétés des isolants en surface, ce bon accord entre théorie et simulation permet de considérer que les paramètres utilisés pour le calcul, en particulier les coefficients d'ionisation par impact semblent réalistes.

b) Dans le cas « dose optimale »

Pour les diodes avec épitaxie mince (10 μm) et une dose de dopage de JTE moyenne ($0,95 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) issues de la fabrication du Lot_2, la première série de mesures $I(V)$ sous

vide en mode automatique a montré un comportement reproductible avec relativement peu de dispersion. La figure 4.21 montre les boîtes à moustaches de la tenue en tension V_{BR-EXP} sous vide pour les diodes avec PI et sans PI selon les différentes géométries. Dans ce cas, la tenue en tension maximale atteinte est de 1629 V pour une diode avec PI (sur 192 diodes testées) et 1605 V pour les diodes sans PI (sur 249 diodes testées). Selon la figure 4.21, nous n'observons pas d'effet significatif de la présence de PI sur la tenue en tension. La valeur moyenne sur la totalité des composants est identique avec et sans PI: $V_{BR-moy} = 1463$ V et 1470 V respectivement, comme le prédit l'étude par simulation. Mais nous observons une dispersion de la tenue en tension légèrement plus grande pour les diodes en présence de PI. Enfin, nous n'observons pas d'effet notable de la géométrie des structures sur la tenue en tension.

En revanche, les tensions V_{BR-EXP} sont ici plus faibles que les valeurs calculées par simulation sans prise en compte de charge dans les isolants (V_{BR-SiC} valant 1790 V et 1793 V respectivement).

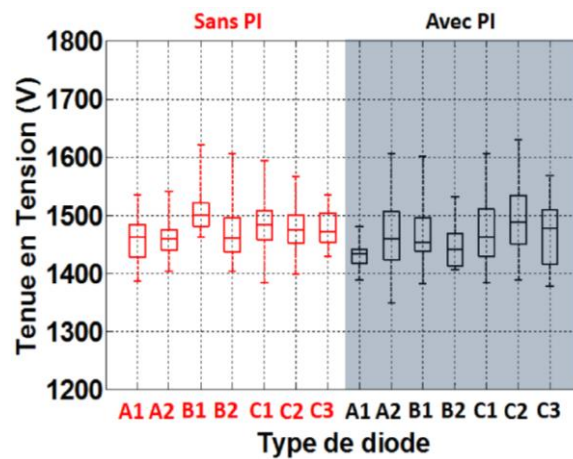


Figure 4.21 Boîte à moustaches de la tenue en tension V_{BR-EXP} sans et avec PI (environ 450 diodes, toute géométrie confondue). $I_{limite}=2\mu A$. Cas « Diode mince » – « Faible dose » (exemple du Lot_2, 10 μm).

4.2.2.2 Catégorie « diodes épaisses » (40 μm , 35 μm et 30 μm)

a) Dans le cas « forte dose »

Pour les diodes avec épitaxie épaisse (40 μm et 30 μm) et une dose de dopage de JTE élevée ($1,24 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) issues de la fabrication de Lot_1-1, la première série de mesures I(V) sous vide (I limité à 2 μA) en mode automatique a montré un comportement très reproductible aussi, avec une très faible dispersion de la valeur de la tenue en tension V_{BR-EXP} . L'influence

de la géométrie des diodes et l'effet de PI sur la tenue en tension pour ces deux épitaxies 40 μm et 30 μm sont observables en figure 4.22.

Dans le cas avec épitaxie d'épaisseur 40 μm (cf. figure 4.22(a)), la tenue en tension maximale atteinte est de 2740 V pour les diodes avec PI (sur 278 diodes testées) et 2061V pour les diodes sans PI (sur 187 diodes testées), de valeur moyenne V_{BR-moy} sans et avec PI: 1887 V et 2261 V respectivement. La présence de la passivation secondaire améliore la tenue en tension dans ce cas, avec une dispersion un peu plus importante qu'en absence de PI. La tension V_{BR-EXP} est plus faible que les valeurs prévues (V_{BR-SiC} valant 3551 V avec PI et 2956 V sans PI respectivement) par la simulation sans charge d'oxyde.

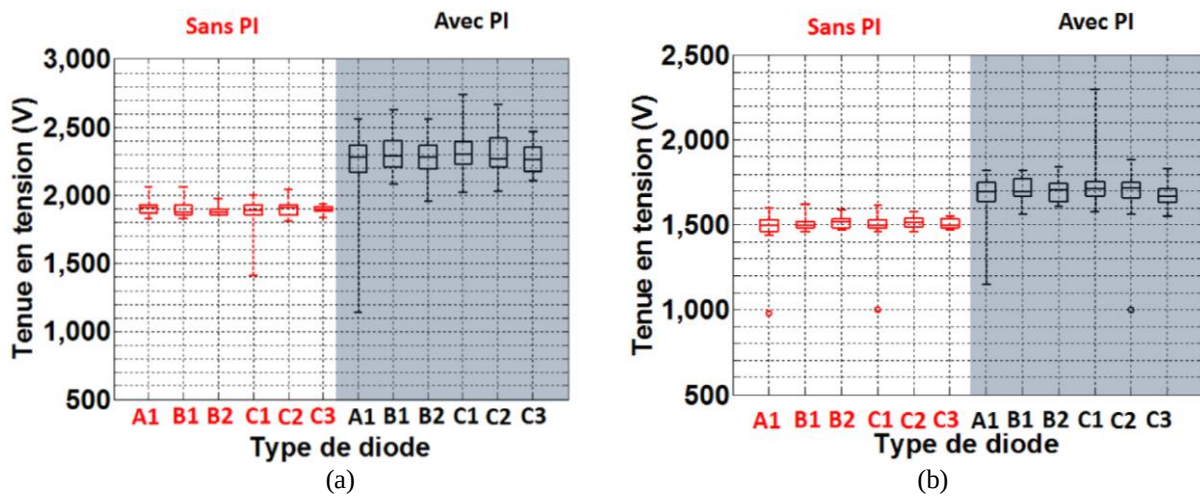


Figure 4.22 Boîte à moustaches de la tenue en tension V_{BR-EXP} avec et sans PI : (a) 40 μm , (b) 30 μm . (Environ 450 diodes, toute géométrie confondue). $I_{limite}=2\text{ }\mu\text{A}$. Cas 'Diode épaisse - Forte dose'. (Exemple du Lot_1.1).

Dans le cas des structures avec épitaxie d'épaisseur 30 μm (cf. figure 4.22 (b)), la tenue en tension maximale atteinte est de 2300 V pour tous les types de diode avec PI (sur 200 diodes testées) et 1620V pour les diodes sans PI (sur 155 diodes testées). La valeur moyenne avec et sans PI est: $V_{BR-moy}=1703\text{ V}$ et 1449 V respectivement. Comme ci-dessus, la tenue en tension et sa dispersion sont un peu plus grandes en présence de PI. Aussi, la tension V_{BR-EXP} est plus faible que les valeurs prévues par simulation (V_{BR-SiC} valant 3549 V et 2922 V respectivement) calculées sans charge d'oxyde.

Pour ces deux plaques issues du même lot de fabrication, nous observons les mêmes comportements expérimentaux, sans effet de la géométrie sur la tenue en tension, mais avec un effet de la présence de la couche de passivation secondaire en polyimide, qui induit une augmentation de la valeur et de la dispersion de la tenue en tension des diodes. Et la tension V_{BR-EXP} est plus faible que les valeurs sans charge additionnelle prévues par simulation.

b) Dans le cas « dose optimale »

Pour les diodes avec épitaxie épaisse (40 μm et 30 μm) et une dose de dopage de JTE moyenne ($0,93 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, proche de la dose optimale dans ce cas) (diodes issues de la fabrication du lot 1.2), l'influence de la géométrie des diodes sur la tenue en tension est résumée sur la figure 4.23.

Dans le cas d'épitaxie d'épaisseur 40 μm (figure 4.23(a)), la tenue en tension maximale atteinte est de 5700 V pour les diodes avec PI (nombre testé : 170 diodes) et 4900V pour les diodes sans PI (nombre testé: 262 diodes), et la valeur moyenne sans et avec PI de 2587 V et 3248 V respectivement. Les tensions $V_{\text{BR-EXP}}$ (y compris les valeurs maximales), sans et avec PI sont malgré tout plus faibles que les valeurs prévues par simulation ($V_{\text{BR-SiC}}$ valant 6205 V et 6258V respectivement) sans charge.

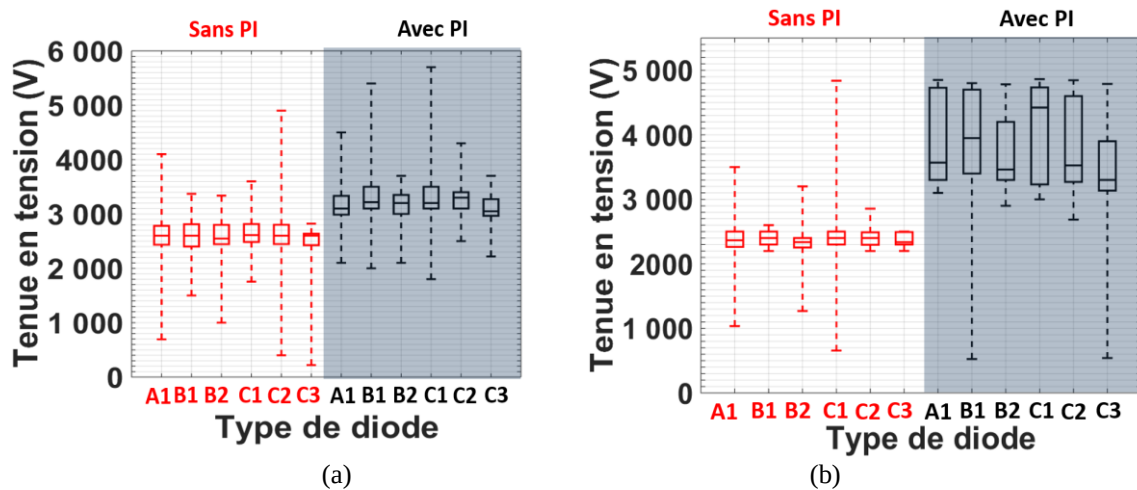


Figure 4.23 Boîte à moustaches de la tenue en tension $V_{\text{BR-EXP}}$ avec et sans PI : (a) 40 μm , (b) 30 μm . (environ 450 diodes, toute géométrie confondue). $I_{\text{limite}} = 2 \mu\text{A}$. Cas 'Diodes épaisses – Dose optimale'. Exemple du Lot_1.2.

Dans le cas des structures avec épitaxie d'épaisseur 30 μm (Figure 4.23b)), la tenue en tension maximale atteinte est de 4862 V pour tous les types de diode avec PI (sur 170 diodes testées) et 4837 V pour les diodes sans PI (sur 261 diodes testées). La valeur moyenne avec et sans PI est: $V_{\text{BR-moy}} = 3881 \text{ V}$ et 2367 V respectivement. Les tensions expérimentales sont plus faibles que les valeurs prévues par simulation ($V_{\text{BR-SiC}}$ valant 5022 V pour la diode avec PI et sans PI) calculées sans charge d'oxyde.

Nous observons un effet de la présence de la couche de PI sur l'augmentation de la tension pour chaque type de géométrie des diodes, contrairement à ce que prévoit la simulation pour cette catégorie de dose dans la JTE, c'est à dire aucune influence. Comme ci-dessus, la tenue en tension et sa dispersion sont un peu plus grandes en présence de PI. De

plus, ici, la dispersion observée expérimentalement sur la valeur de la tenue en tension pour cette catégorie de composants est très importante, et plus grande que pour la catégorie « forte dose » de même épaisseur d'épitaxie vue plus haut. Pour cette catégorie de dose proche de la « dose optimale », cette large dispersion est liée à la très grande sensibilité de la répartition des équipotentielles en périphérie et en surface de la diode vis-à-vis des différentes charges en présence, i.e. : à la dose de dopants dans la JTE, aux densités de charges liées aux isolants.

c) ***Dans le cas « faible dose »***

Pour cette catégorie « diode épaisse-faible dose » issues de la fabrication du lot 2, nous allons analyser les diodes avec épitaxie d'épaisseur 34 μm et 30 μm . L'influence de la géométrie des diodes sur la tenue en tension avec et sans PI est résumée en figure 4.24.

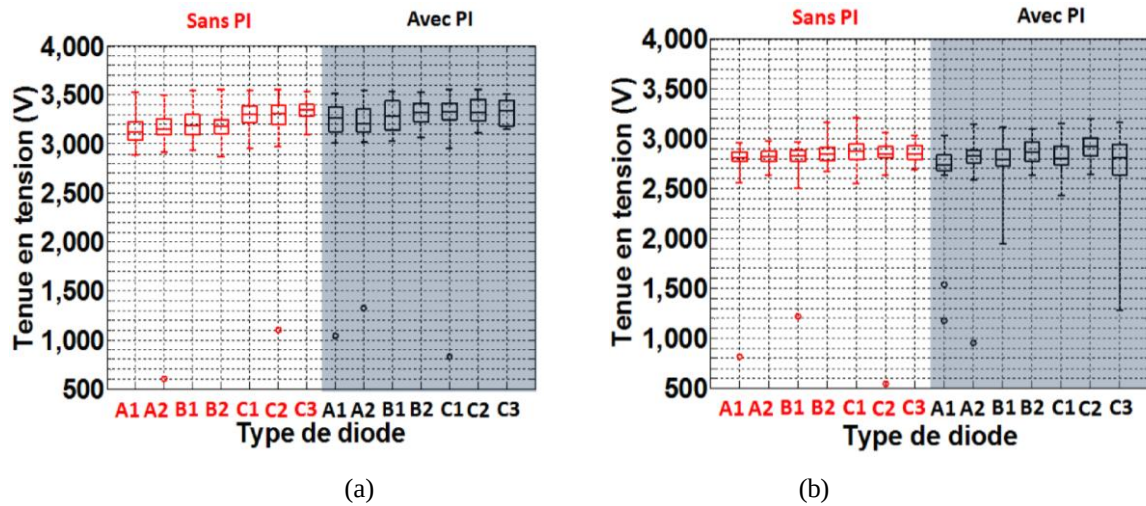


Figure 4.24 Boîte à moustaches de la tenue en tension V_{BR-EXP} avec et sans PI : (a) 34 μm , (b) 30 μm . (environ 360 et 460 diodes, toute géométrie confondue). $I_{limite}=2 \mu\text{A}$. Cas 'Diode épaisse' – 'Faible dose'. (Ex. du Lot_2).

Dans le cas de l'épitaxie de 35 μm (figure 24 (a)), la tenue en tension maximale atteinte est de 3555 V pour les diodes avec PI (sur 168 diodes testées) et 3557 V pour les diodes sans PI (sur 189 diodes). Les valeurs moyennes V_{BR-moy} sont également très proches : 3206 V avec PI et 3255 V sans PI. La tension obtenue expérimentalement sont plus faibles que les valeurs prévues par simulation (V_{BR-SiC} valant 4728 V et 4756V respectivement) sans charge.

Toutes ces observations sont qualitativement très similaires pour l'épitaxie de 30 μm (figure 24 (b)). La tenue en tension maximale atteinte est de 3200V pour les diodes avec PI (pour 168 diodes) et 3208V pour les diodes sans PI (sur 297 diodes), les valeurs moyennes avec et sans PI étant de 2784 V et 2800 V respectivement. Ces valeurs sont aussi dans ce cas inférieures à la valeur simulée (V_{BR-SiC} valant 4224 V et 4241V respectivement) sans charge.

Pour cette catégorie, nous n'observons pas d'effet de la présence de passivation de PI impactant la valeur, ce qui correspond aux résultats obtenus par simulation. Nous n'observons pas également de dispersion fonction de la présence de PI, ou de la géométrie des structures.

4.2.2.3 Synthèse

Cette première étude statistique de la tenue en tension sur plaque entière vierge, par croissance de la tension inverse appliquée en mode automatique (10 V/s) jusqu'à l'obtention d'un courant faible (2 μ A), a permis de montrer des comportements reproductibles sur chaque plaque, et qualitativement en accord avec le résultat prédit par simulation pour chaque catégorie technologique (tableau 4.5).

Type de diode bipolaire				$V_{BR_moy}(V)$			
				Simulation		mesure	
				Sans PI	avec PI	Sans PI	avec PI
diode mince	Forte dose (cm^{-2})	$1,06 \times 10^{13}$	10 μm	1912	1912	1818	1820
		$1,11 \times 10^{13}$	10 μm	1912	1912	1845	1843
	Dose optimale (cm^{-2})	$9,5 \times 10^{12}$	10 μm	1790	1793	1463	1470
diode épaisse	Forte dose (cm^{-2})	$1,24 \times 10^{13}$	30 μm	2922	3549	1449	1703
			40 μm	2956	3551	1887	2261
	Dose optimale (cm^{-2})	$9,5 \times 10^{12}$	30 μm	5020	5022	2367	3881
			40 μm	6205	6258	2587	3248
	Faible dose (cm^{-2})	$7,5 \times 10^{12}$	30 μm	4224	4242	2784	2800
			35 μm	4728	4756	3206	3255

Tableau 4.5 Comparaison entre les mesures statistiques et les données obtenues par la simulation.

En particulier, l'effet de la présence de PI sur l'augmentation de la tenue en tension a bien été observée pour les diodes épaisses « forte dose » et pour les diodes « dose optimale », comme montré dans la simulation.

La dispersion des résultats de V_{BR-EXP} autour de la valeur moyenne est également en accord avec la théorie, qui prévoit une sensibilité de la tenue en tension peu importante pour les diodes « minces », et en revanche plus importante pour les diodes « épaisses », en particulier pour celles avec « dose optimale ».

Par ailleurs, il n'a pas été observé d'influence de la géométrie (taille, longueur de poche) des diodes caractérisées sur la tenue en tension moyenne, ni sur la dispersion, comme on aurait dû le voir si la tenue en tension était liée à un courant de fuite uniforme en volume ou en périphérie.

Une comparaison quantitative des résultats expérimentaux avec les résultats simulés nécessite en fait de mieux connaître les mécanismes physiques associés à l'augmentation brutale du courant inverse, et leur origine (dans le semi-conducteur, ou les isolants). Les causes possibles de la dispersion des résultats présentés ci-dessus et des valeurs de tenue en tension inférieures aux valeurs simulées, pourront alors être analysées. Une telle étude peut maintenant être faite sur un nombre plus restreint de composants, d'une même géométrie, parmi ceux testés et identifiés comme représentatifs. Cette étude fait l'objet du paragraphe suivant.

4.2.3 Etude des phénomènes de claquage observés sous vide

Les comportements électriques et optiques des diodes sous polarisation inverse et sous vide, observés jusqu'à ce que le courant inverse s'accroisse brutalement lorsque la tension appliquée augmente jusqu'à la tension dite « tension de claquage », sont présentés ci-après. Les structures « minces » et « épaisses » sont considérées, en présence ou non de la passivation par PI.

4.2.3.1 Cas « faible dose »

a) Catégorie « diodes minces » ($10\ \mu\text{m}$)

Nous observons en figure 4.25 l'ensemble des caractéristiques $I_R(V_R)$ relevées lors des mesures en automatique pour des diodes de géométrie C2 (P-400-30L400) (aire de la jonction principale: $2 \times 10^{-3}\ \text{cm}^2$).

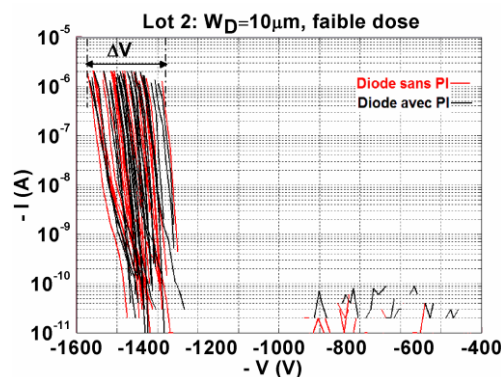


Figure 4.25 Caractéristiques en inverse sous vide de diodes C2 avec et sans PI. Catégorie « diodes minces » – « faible dose ». Exemple issu du Lot_2.

Cette figure montre que lorsque la tension inverse augmente, les courants de fuite sont très faibles, restant dans le bruit de mesure (correspondant à des densités de courant ramenées

à l'aire de la jonction principale $< 10 \text{ nA/cm}^2$), avant d'atteindre soudainement la valeur limite du courant, $2 \text{ }\mu\text{A}$ ici (soit une densité de courant de $1,6 \text{ mA/cm}^2$), pour la tension $V_{\text{BR-EXP}}$, et déclenchant la coupure de la tension appliquée.

On observe à nouveau ici la reproductibilité des comportements, la dispersion des valeurs, et le fait que la présence de la passivation secondaire n'a pas d'influence (se reporter à la figure 4.20 pour la statistique de $V_{\text{BR-EXP}}$ correspondante).

➤ Observations optiques au moment du claquage

Plusieurs diodes ont été testées en mode manuel, en faisant croître la tension lentement et en observant la diode sous la pointe de test à l'aide d'une caméra. Pour toutes les diodes, on constate alors que le courant augmente brusquement à une valeur proche de $1 \text{ }\mu\text{A}$ en même temps qu'apparaît un point (ou deux) lumineux(s). A ce stade, lorsque la tension est maintenue constante quelques dizaines de secondes, le courant redécroît l'électroluminescence (EL) disparaît. Puis, en augmentant de nouveau la tension appliquée, le courant inverse croît de nouveau, en corrélation avec l'augmentation de l'intensité lumineuse ou la taille des premiers points EL, ou l'apparition de zones lumineuses supplémentaires. Leur localisation est toujours sur le contour de la jonction principale. Le tableau 4.6 donne des exemples de diodes et de valeurs des courants et tensions observées lors de ces essais.

Phénomène	Tenue en tension (V)@ I(A)			
	Sans PI		Avec PI	
	Diode 1	Diode 2		Diode 3
1 ^{ère} EL	1429@I=1 μ A	1526@I=1,5 μ A	1387@I=1 μ A	1442@I=1 μ A
Plusieurs EL	1520@I=160 μ A	1600@I=160 μ A	1500@I=160 μ A	1551@I=160 μ A

Tableau 4.6 Evolution de la tenue en tension sous vide en fonction du courant d'avalanche pour 4 diodes de géométrie C2. Exemples issus du Lot_2 « Diodes minces – Faible dose ».

Ces observations à la caméra optique sont illustrées par la figure 4.26, pour la diode n°2 sans PI considérée au tableau 4.6. Pour les quatre exemples donnés dans ce tableau, le comportement est similaire et on note qu'un fort accroissement du courant d'avalanche de $1 \text{ }\mu\text{A}$ à $160 \text{ }\mu\text{A}$ entraîne un accroissement de la tension aux bornes de la diode d'environ 100 Volts seulement.

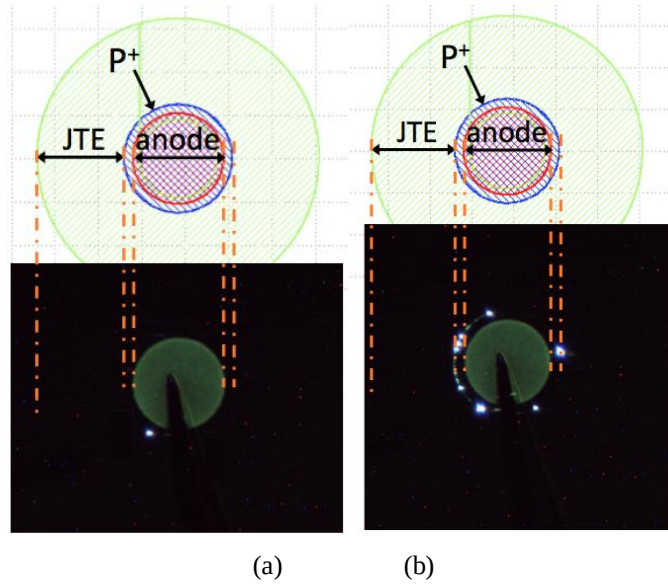


Figure 4.26 Observation optique dans le noir d'une diode C2 sans PI, sous polarisation inverse sous vide, lorsque : (a) $I_R = 1 \mu A$ et $V_R = 1526 V$, (b) $I_R = 160 \mu A$ et $V_R = 1600 V$. Exemple issu du lot 2 « Diode mince – Faible dose ». (Diamètre de l'électrode = $400 \mu m$, $L_{JTE} = 200 \mu m$).

➤ Discussion et analyse à l'aide de la simulation

Ces points électroluminescents traduisent la présence d'une génération locale de porteurs par ionisation par impact dans le semi-conducteur [156] [157], et témoignent donc de la présence de zones de champ électrique suffisamment élevé pour produire cette avalanche. Ces zones observées en bord d'émetteur (zone P^+) sont d'ailleurs bien en accord avec la théorie pour ces composants de la catégorie « Faible dose ». Dans cette expérience, le mécanisme à l'origine de la tension de claquage est donc bien celui pris en compte lors des simulations, ce qui autorisera une comparaison quantitative entre V_{BR-EXP} et V_{BR-SiC} .

En revanche, l'expérience montre un lieu de claquage très non uniforme. L'origine très localisée du courant de claquage montrée ici explique d'ailleurs qu'il n'ait pas été possible d'observer l'effet des différentes géométries de diodes sur les caractéristiques inverses.

La comparaison entre expérience et simulation a aussi montré que les valeurs de V_{BR-EXP} sont dans tous les cas inférieures à V_{BR-SiC} , y compris les valeurs maximales et sous fort courant d'avalanche. Pour l'expliquer, nous privilégions l'hypothèse de la présence d'une **densité de charge positive en surface du semi-conducteur**, cohérente avec l'ensemble des résultats expérimentaux et simulés que nous avons recueillis. La figure 4.27 montre les tenues en tension simulées lorsque le critère d'arrêt est l'intégrale d'ionisation = 1 (V_{BR-II}) et lorsque le critère d'arrêt est un fort courant d'avalanche (V_{BR-SiC}), dans le cas d'une diode sans PI, en fonction de la densité de charge positive à l'interface SiO_2/SiC .

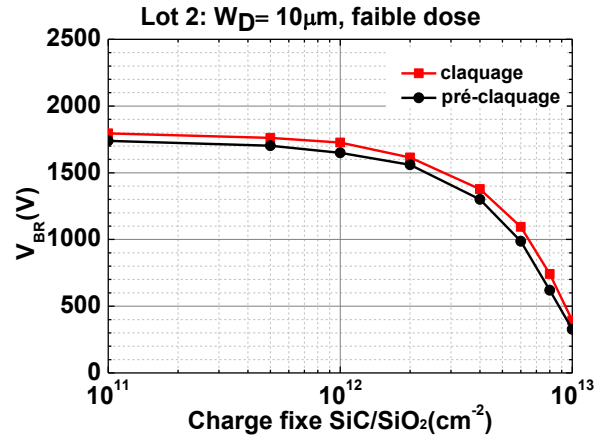


Figure 4.27 Tenues en tension V_{BR-II} et V_{BR-SiC} simulées en fonction de la densité de charge fixe positive à l'interface SiO_2/SiC pour le cas « diodes minces – faible dose » sans PI. Exemple du Lot_2.

L'écart entre les valeurs de la tension de claquage prédite selon ces deux critères est faible dans ce cas, de l'ordre de la centaine de Volts. Comparées au résultat présenté en figure 4.27, les valeurs des V_{BR-EXP} ainsi que leur dispersion (voir figure 4.21) pourraient alors être due à la présence d'une charge positive à l'interface SiO_2/SiC -4H, de densité comprise entre $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Cet ordre de grandeur est souvent rapporté dans la littérature, comme présenté au chapitre 1 pour l'interface SiC -4H/ SiO_2 . Des mesures $C(V)$ sur les structures MOS de contrôle ont confirmé le signe positif de la charge d'interface effective sur ce Lot_2, par un décalage important de la caractéristique vers les valeurs négatives par rapport à la courbe théorique idéale.

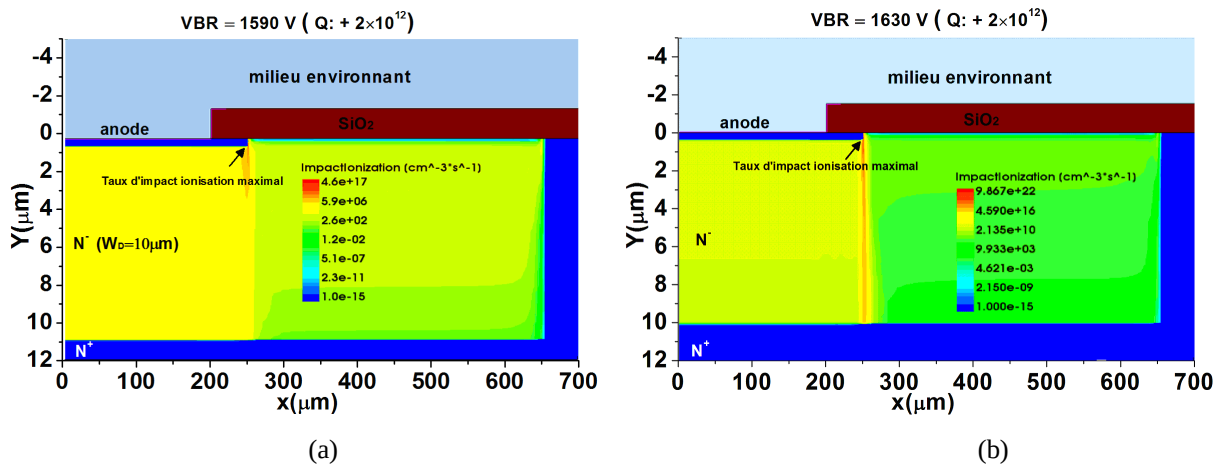


Figure 4.28 Taux de génération par ionisation par impact en présence d'une densité de charge fixe à l'interface SiO_2/SiC égale à $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, pour la tension appliquée (a) $V_{BR-II}=1590 \text{ V}$ correspondant à la tension pour laquelle l'intégrale d'ionisation = 1, (b) $V_{BR-SiC}=1630 \text{ V}$ en régime d'avalanche.

La figure 4.28 donne un exemple de la distribution du taux de génération de porteurs par ionisation par impact à la rupture dans le cas d'une diode sans PI, simulée en considérant

une densité de charge fixe positive à l'interface SiO_2/SiC égale à $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, qui conduit à une tension simulée $V_{\text{BR-SiC}}$ proche de la mesure expérimentale. Le taux d'ionisation par impact maximal est localisé au bord de la jonction d'émetteur pour les deux valeurs de tension considérées, ce qui est en accord avec l'observation du lieu d'électroluminescence lors des mesures sous forts courants et tensions inverses.

➤ **Evaluation des maxima du champ électrique dans les isolants au moment du claquage**

Pour les diodes sans et avec PI, les figure 4.29 (a) et figure 4.29 (b) montrent les profils du champ électrique au-dessus de SiC: dans SiO_2 (à $Y = -0,05 \text{ }\mu\text{m}$), dans PI si présent (à $Y = -1,55 \text{ }\mu\text{m}$), et dans le milieu ambiant (sans PI: $Y = -1,55 \text{ }\mu\text{m}$, avec PI: $Y = -14,55 \text{ }\mu\text{m}$), pour une charge positive en surface de SiC égale à $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Le tableau 4.7 présente les valeurs maximales ainsi estimées de la contrainte en champ électrique dans les différents matériaux.

Les résultats conduisent à la même valeur de $V_{\text{BR-SiC}}$ de 1650 V, et aux mêmes allures de répartition du champ. Dans les deux cas, les maxima du champ E dans SiO_2 et PI sous $V_{\text{BR-SiC}}$, se situent au droit du bord d'émetteur P^+ . Ces valeurs simulées restent inférieures comparées aux valeurs de rigidité diélectrique E_{BR} que nous avons mesurées pour le film d'oxyde déposé par PECVD (voir au paragraphe 4.1) ou connues pour le film de PI [158]. Les couches de passivation primaire et secondaire ne présentent pas de risque de rupture, et n'ont effectivement pas été dégradées lors de nos essais.

Le maximum du champ E simulé dans le milieu environnant est plus élevé en absence de PI. Une valeur estimée a minima de l'ordre de 900 kV/cm selon la simulation (cf. figure 4.29(a)) n'a entraîné aucune manifestation observable lors de nos mesures sous vide (pour une pression du vide $< 3 \times 10^{-6} \text{ mbar}$). En revanche, la valeur de E estimée par simulation dépasse la valeur de la rigidité $E_{\text{BR-N}_2}$ sur plusieurs dizaines de μm (si on considère que $30 \text{ kV/cm} < E_{\text{BR-N}_2} < 300 \text{ kV/cm}$ pour des distances inter-électrodes supérieure à $10 \text{ }\mu\text{m}$ selon la courbe de Paschen rappelée au chapitre 2). Nous étudierons le comportement de ces diodes sous azote à la pression atmosphérique au paragraphe 4.2.4.

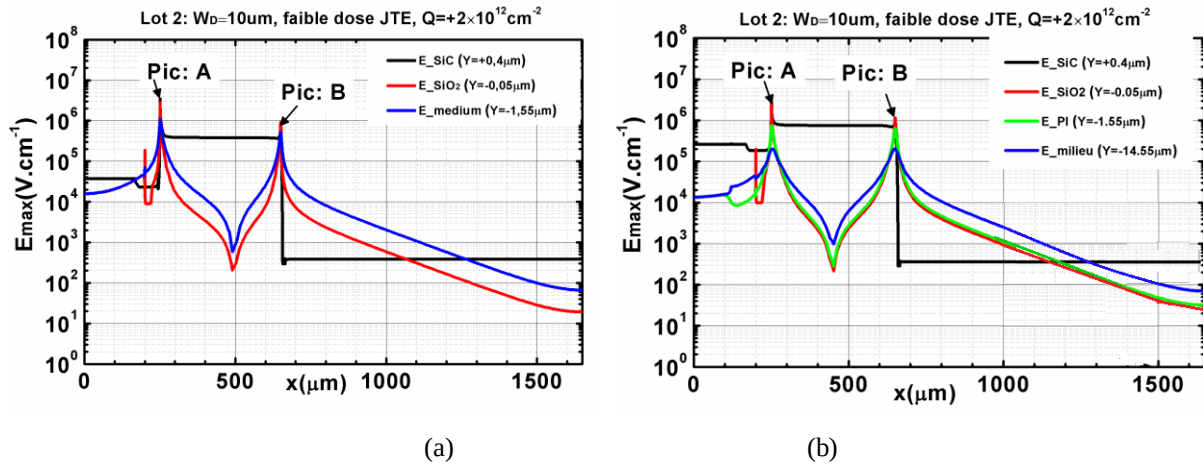


Figure 4.29 Distributions latérales de E à différentes altitudes, sous polarisation $V_{BR-SiC} = 1650V$ pour la diode (a) sans PI, (b) avec PI. Avec densité de charge fixe positive à l'interface SiO_2/SiC égale à $2 \times 10^{12} cm^{-2}$.

Diode	Charge fixe (cm^{-2})	Champ électrique (MV/cm)			
		E_SiC	E_SiO ₂	E_PI	E_milieu
Avec PI	$+2 \times 10^{12}$	3,4	2,5	0,7	0,1
Sans PI		3,4	2,5	-	0,9

Tableau 4.7 Maxima du champ dans SiC et dans les isolants pour les diodes avec et sans PI à $V_{BR-SiC} = 1650 V$. Avec densité de charge fixe positive à l'interface $SiO_2/SiC = +2 \times 10^{12} cm^{-2}$. Catégorie « diodes minces – faible dose ». Exemple du Lot_1.1 de claquage.

b) Catégorie « diodes épaisses » (30 μm)

Le comportement électrique et les observations optiques au moment de l'accroissement brutal du courant sont identiques à ceux décrits pour la diode épaisse ci-dessus.

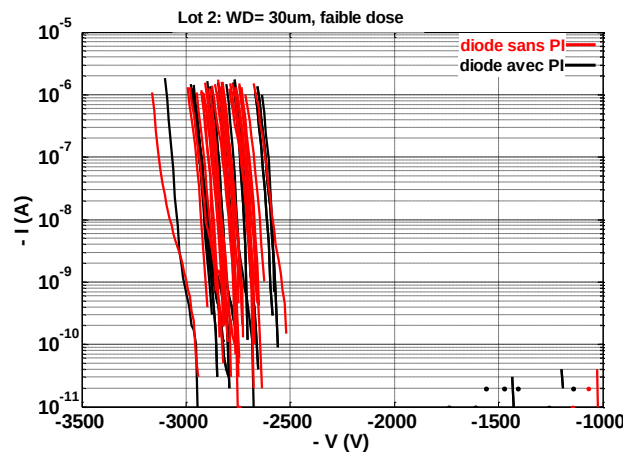


Figure 4.30 Caractéristiques en inverse sous vide de diodes B2 avec et sans PI. Catégorie « diodes épaisses – faible dose ». Exemple issu du Lot_2.

La figure 4.30 montre les caractéristiques $I_R(V_R)$ obtenues lors des cartographies en mode automatique pour une série de diodes de géométrie B2 (P-700-30L400) (issues du Lot_2). La statistique sur V_{BR-SiC} correspondante a été donnée en figure 4.24(b)).

➤ Observations optiques au moment du claquage

Le tableau 4.8 présente des exemples de mesures de courant et de tension inverses mesurées au moment de l'apparition de la première EL (visible à I d'environ $1 \mu A$) et lorsque la limite en courant est plus élevée. Dans ce cas, on observe que des courants de plusieurs centaines de μA ont pu être mesurés, avec une augmentation de la tension de 200 V à 400 V.

Phénomène	Tenue en tension (V)@ I(A)			
	Sans PI		Avec PI	
	Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4
1 ^{ème} E.L.	2890@I=1,0 μA	2850@I=1,5 μA	2930@I=1,2 μA	2800@I=0,6 μA
Plusieurs E.L.	3160@I=223 μA	3080@I=285 μA	3200@I=400 μA	3240@I=400 μA

Tableau 4.8 Evolution de la tenue en tension sous vide en fonction du courant d'avalanche pour 4 diodes de géométrie C2. Exemples issus du lot 2 « Diodes épaisses – Faible dose ».

Pour cette catégorie de diode « dose faible », les premiers points électroluminescents sont observables en bord de l'émetteur, comme on peut l'observer en figure 4.31 (a). Lorsque la tension augmente, le nombre de points de claquage augmente ainsi que le courant mesuré. Pour l'image présentée en figure 4.31 (b), le courant imposée dans la diode est de 400 μA et généré principalement par une zone qui s'étale à la périphérie de l'émetteur.

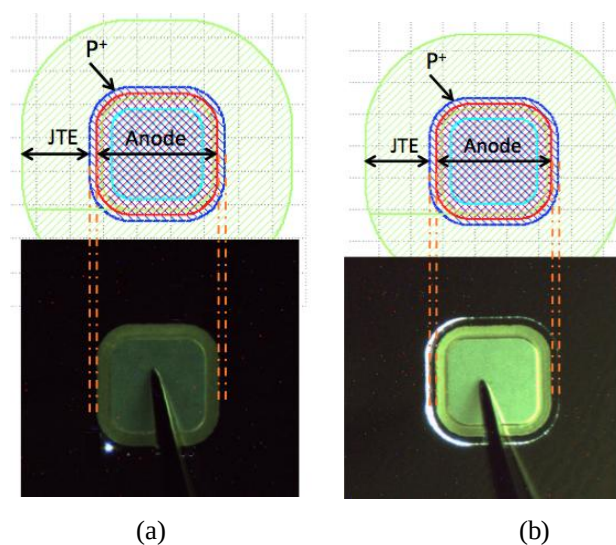


Figure 4.31 Observation optique dans le noir d'une diode B2 sans PI, sous polarisation inverse sous vide, lorsque : (a) $I_R = 1 \mu A$ et $V_R = 2890 V$, (b) $I_R = 223 \mu A$ et $V_R = 3160 V$. Exemple issu du Lot_2 « Diode épaisses – Faible dose ». (Diamètre de l'électrode = 700 μm , $L_{JTE} = 400 \mu m$).

➤ **Discussion et analyse à l'aide de la simulation**

Comme pour les diodes minces du cas précédent, issues du même Lot_2, la présence d'une charge positive en surface du semi-conducteur peuvent être impliquées pour expliquer les valeurs de V_{BR-EXP} inférieures à celles simulées.

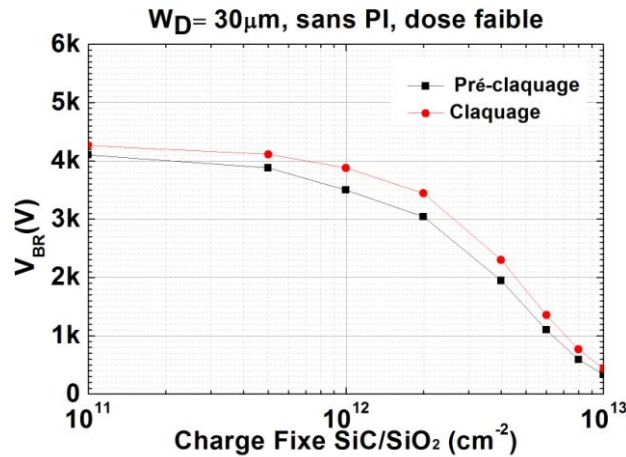


Figure 4.32 Tenues en tension V_{BR-II} et V_{BR-SiC} simulées en fonction de la densité de charge fixe positive à l'interface SiO_2/SiC pour le cas « diodes épaisses – faible dose » sans PI. Exemple du Lot_2.

La figure 4.32 montre les tenues en tension simulées lorsque le critère d'arrêt est l'intégrale d'ionisation égale à 1 (pré-claquage) et lorsque le critère d'arrêt est un courant d'avalanche « infini » (claquage), dans le cas d'une diode sans PI, en fonction de la densité de charge positive à l'interface SiO_2/SiC . Comparées au résultat présenté en figure 4.32, les valeurs des V_{BR-EXP} ainsi que leur dispersion (voir Figure 4.24(b)) pourraient alors être dues à la présence d'une charge positive à l'interface SiO_2/SiC de densité comprise entre $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

La figure 4.33 montre un exemple de la distribution du taux d'ionisation par impact à la rupture dans le cas d'une diode sans PI, simulée en considérant une densité de charge fixe positive à l'interface SiO_2/SiC égale à $+2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, qui conduit à une tension simulée V_{BR-SiC} proche de la mesure expérimentale. Le taux d'ionisation par impact maximal est localisé au bord de la jonction d'émetteur pour les deux valeurs de tension considérées, ce qui est en accord avec l'observation du lieu d'électroluminescence lors des mesures sous forts courants et tensions inverses.

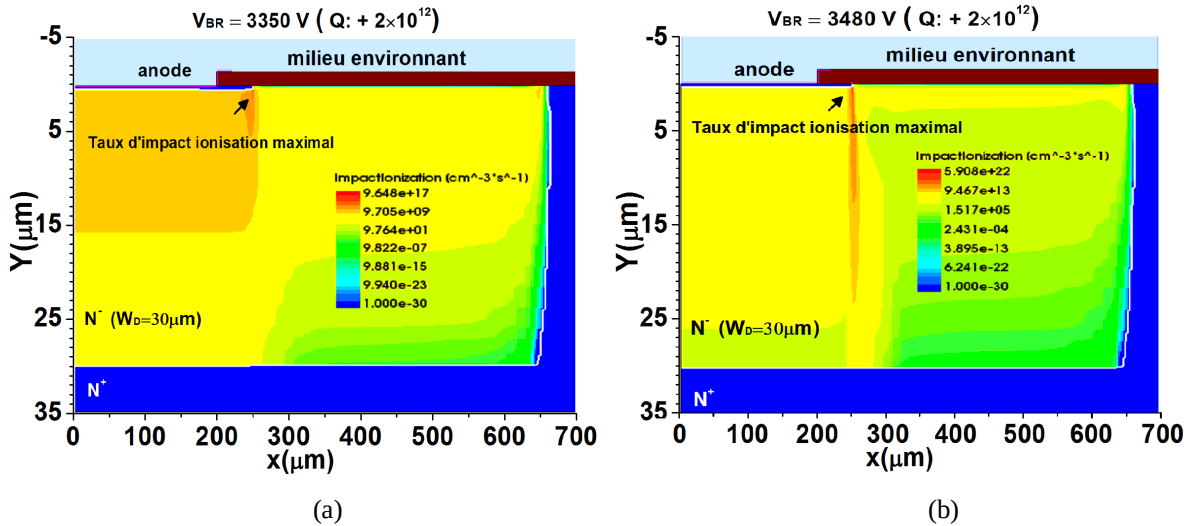


Figure 4.33 Taux de génération par ionisation par impact en présence d'une densité de charge fixe à l'interface SiO_2/SiC égale à $+2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, pour la tension appliquée (a) $V_{BR-II} = 3350 \text{ V}$, (b) $V_{BR-SiC} = 3480 \text{ V}$ en régime d'avalanche.

➤ Evaluation des maxima du champ électrique dans les isolants au moment du claquage

Les profils du champ électrique dans SiC et au-dessus de SiC pour une charge positive à l'interface en densité de $+2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et pour les structures sans et avec PI, ont les mêmes allures que les profils du champ des cas « faible dose » de $10 \mu\text{m}$ (figure 4.29). Les valeurs maximales simulées sont rassemblées dans le tableau 4.9. Les maxima du champ E en surface du semi-conducteur en bord d'émetteur sont un peu plus élevés, mais les conclusions restent similaires que pour le cas précédent.

Diode	Charge fixe (cm^{-2})	Maximum de Champ électrique(MV/cm)			
		E_SiC	E_SiO ₂	E_PI	E_milieu
Avec PI	$+2 \times 10^{12}$	3,3	2,5	0,8	0,5
Sans PI		3,3	2,5	-	1,2

Tableau 4.9 Maxima du champ E dans SiC et dans les isolants pour les diodes avec et sans PI à V_{BR-SiC} . Avec densité de charge fixe négative à l'interface $\text{SiO}_2/\text{SiC} = +2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Catégorie « diodes épaisses – faible dose ». Exemple du Lot_2, $30 \mu\text{m}$.

4.2.3.2 Cas « forte dose » - Diode épaisse ($40 \mu\text{m}$)

La figure 4.34 montre les caractéristiques $I_R(V_R)$ obtenues lors des cartographies en mode automatique pour une série de diodes de géométrie **B2** (P-700-30L400) (issues du lot 1.1). La limite en courant fixée à $2 \mu\text{A}$ est atteinte soudainement (comme vu précédemment) dans les deux cas avec et sans PI. Comme ci-dessus, l'augmentation brutale de courant à V_{BR}

n'entraîne pas la destruction des composants. Comme déjà montré par la figure 4.22 (a), la présence de PI améliore la tenue en tension, avec une dispersion plus élevée.

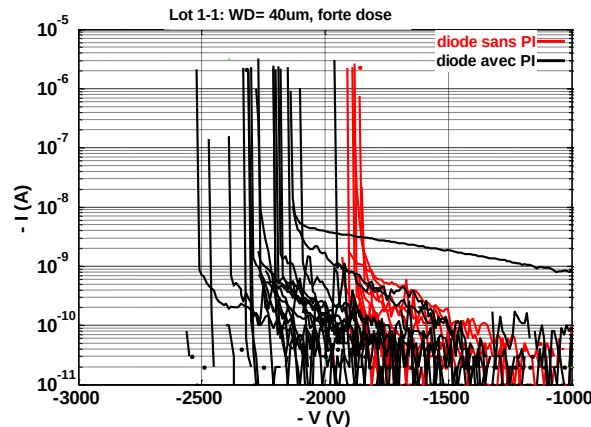


Figure 4.34 Caractéristiques en inverse sous vide de diodes B2 avec et sans PI. Catégorie « diodes épaisses – forte dose ». Exemple issu du Lot_1.1.

➤ Observations optiques au moment du claquage

Le tableau 4.10 présente un exemple de valeurs de tension mesurées en régime d'avalanche aux bornes de deux diodes (avec et sans PI) pour deux valeurs de courant.

Comme précédemment, on a observé l'apparition d'un premier point lumineux lorsque le courant atteint une valeur entre 1 et 2 μA . Mais pour cette catégorie de diode, ce premier signe de claquage dans SiC est situé non plus en bord de l'émetteur, mais à une distance correspondant à la largeur de la JTE, comme on peut l'observer en figure 4.35(a). On observe toutefois, comme pour les cas précédents, que lorsque la tension est maintenue constante, le courant peut diminuer et les premiers points EL disparaître.

Phénomène	Tenue en tension (V)@ I(A)	
	Sans PI-Diode 1	Avec PI- Diode 2
1 ^{ère} E.L.	1861@I=2,0 μA	2541@I=2 μA
Plusieurs E.L.	2351@I=200 μA	2497@I=200 μA

Tableau 4.10 Evolution de la tenue en tension sous vide en fonction du courant d'avalanche pour 2 diodes de géométrie B2. Exemples issus du Lot_1.1 « Diodes épaisses – Forte dose ».

Lorsque la tension et le courant peuvent être augmentés, le nombre de points de claquage augmente ainsi que le courant mesuré. Pour l'image présentée en Figure 4.38b), le courant imposée dans la diode était de 200 μA et généré principalement par deux zones s'étalant toujours à la périphérie de la poche P, pour une tension augmentée d'environ 500 V.

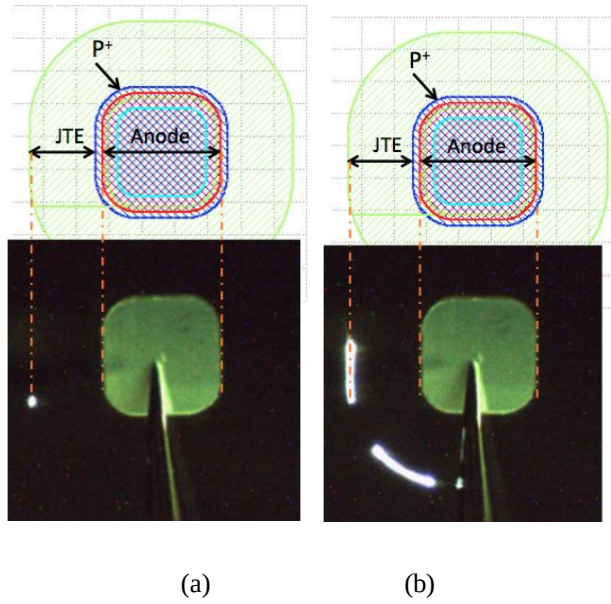


Figure 4.35 Observation optique dans le noir d'une diode B2 sans PI, sous polarisation inverse sous vide, lorsque: (a) $I_R = 2 \mu A$ et $V_R = 1861 V$, (b) $I_R = 200 \mu A$ et $V_R = 2351 V$. Exemple issu du lot 1.1 « Diode épaisse – Forte dose ». (Dimension de l'électrode = $700 \mu m$, $L_{JTE} = 400 \mu m$).

➤ Discussion et analyse à l'aide de la simulation

Dans ce cas, l'électroluminescence traduit un claquage par avalanche dans le semi-conducteur en périphérie de la poche fortement dopée, pour une tension dépendant de la présence de la couche de passivation secondaire, comme prévu par la théorie.

Pour ces diodes du Lot_1.1 (et du Lot_1.2), les mesures $C(V)$ sur capacités MOS ont mis en évidence la présence d'une charge effective de signe négatif. Par simulation, on montre qu'une réduction de la tension de claquage peut être obtenue lorsqu'une **densité de charge négative est placée sur la zone de type P formant la poche**. La figure 4.36 montre les tenues en tension simulées lorsque le critère d'arrêt est l'intégrale d'ionisation égale à 1, et lorsque le critère d'arrêt est en régime d'avalanche fort, pour le cas de la diode sans PI et avec PI, en fonction de la densité de charge négative présente à l'interface entre SiO_2 et SiC-type P. Des charges négatives de densité non uniforme, comprise entre $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $-6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, expliqueraient donc la dispersion et les valeurs de la tension de claquage mesurées (voir figure 4.23(a)).

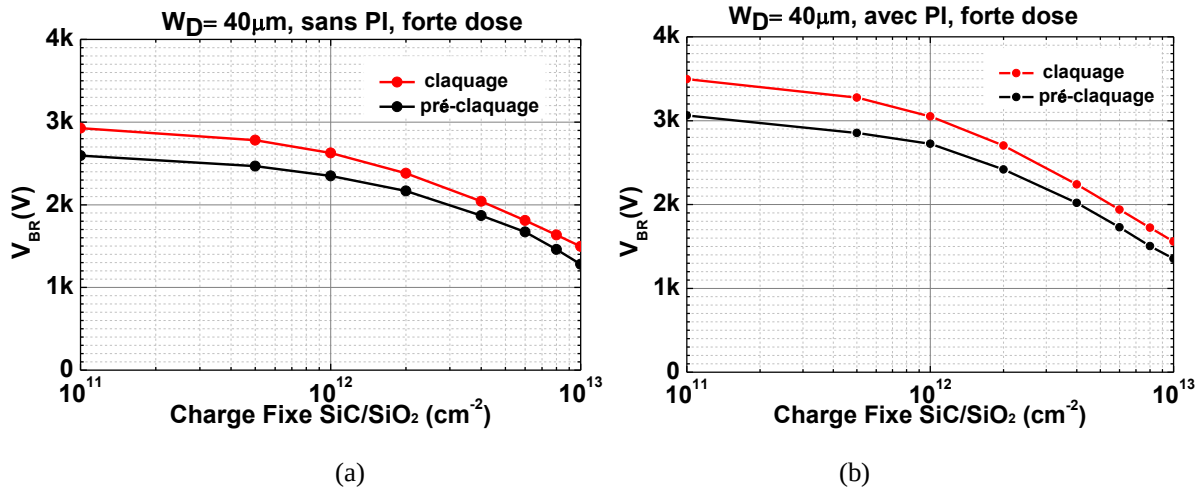


Figure 4.36 Tenues en tension V_{BR-II} et V_{BR-SiC} simulées en fonction de la densité de charge fixe négative à l'interface SiO_2/SiC -type P (sur la JTE) pour le cas « diodes épaisses – dose forte » : (a) sans PI, (b) avec PI.

Exemple du Lot_1.1.

Avec une densité de charges fixes à l'interface SiO_2/SiC égale à $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et pour la tension V_{BR-SiC} , le résultat de simulation de la distribution du taux d'ionisation par impact dans le semi-conducteur est présenté en figure 4.37 : le taux le plus élevé est toujours localisé au bord de la jonction de JTE, i.e. pour la tension correspondant à une intégrale d'ionisation égale à 1, ainsi que pour une tension plus élevée en régime d'avalanche, ce qui est en accord avec la localisation de l'électroluminescence obtenue en pratique lorsque la tension augmente.

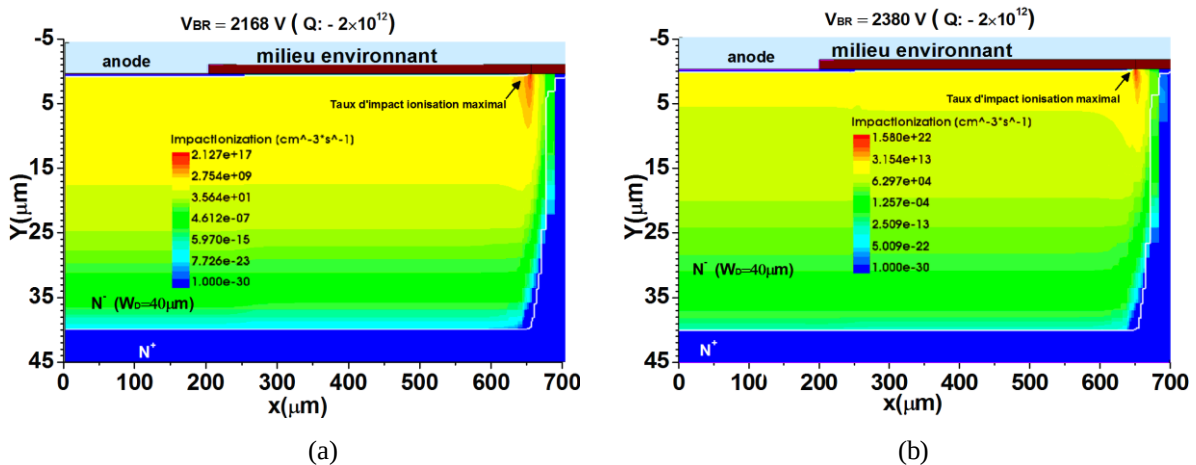


Figure 4.37 Taux de génération par ionisation par impact en présence d'une densité de charge fixe à l'interface SiO_2/SiC -type P égale à $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, pour la tension appliquée : (a) $V_{BR-II} = 2168 \text{ V}$ correspondant à l'intégrale d'ionisation = 1, (b) $V_{BR-SiC} = 2380 \text{ V}$ en régime d'avalanche.

➤ Evaluation des maxima du champ électrique dans les isolants au moment du claquage

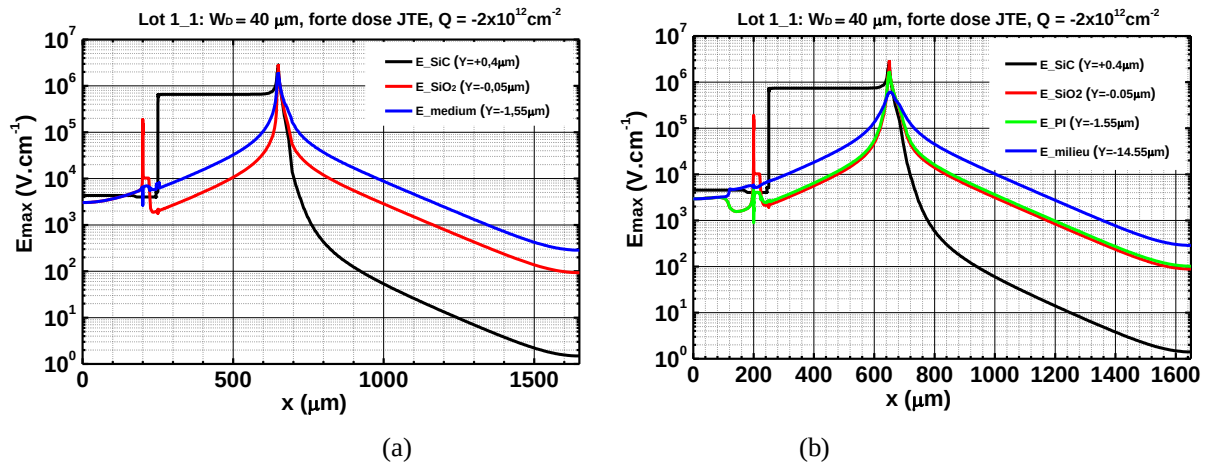


Figure 4.38 Distributions latérales de E à différentes altitudes pour une diode sous polarisation (a) $V_{BR-SiC} = 2381$ V sans PI, (b) $V_{BR-SiC} = 3051$ V avec PI. Hypothèse d'une densité de charge fixe négative à l'interface SiO_2/SiC égale à $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Catégorie « diodes épaisses – forte dose ». Exemple du Lot_1.1.

Les figures 4.38 (a) 4.38 (b) montrent les profils du champ électrique dans SiC et au-dessus de SiC pour une la charge négative à l'interface en densité égale à $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, respectivement sans et avec PI. Dans les deux cas, les maxima du champ E en surface du semi-conducteur se situent au droit du bord de JTE. Les valeurs maximales simulées sont rassemblées dans le tableau 4.11 qui montre que ces valeurs restent inférieures ou proches des valeurs de rigidité diélectrique E_{BR} mesurées pour les matériaux de passivation.

Diode	Charge fixe (cm^{-2})	Maximum de Champ électrique(MV/cm)			
		E_SiC	E_SiO ₂	E_PI	E_milieu
Avec PI	-2×10^{12}	2,8	2,7	1,6	0,6
Sans PI		2,8	2,7	-	1,8

Tableau 4.11 Maxima du champ E dans et au-dessus de SiC pour les diodes avec et sans PI de la catégorie « diodes épaisses - forte dose ». Densité de charge fixe négative à l'interface SiO_2/SiC de $-2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Catégorie « diodes épaisses – forte dose ». Exemple du Lot_1.1, 40 μm .

4.2.3.3 Cas « dose optimale » - Diode épaisse (40 μm)

La figure 4.39 montre les caractéristiques $I_R(V_R)$ obtenues lors des cartographies en mode automatique pour une série de diodes de géométrie C2 (P-400-30L400) (issues du lot 1.2). Pour ces composants, les caractéristiques inverses sont très dispersées au moment du claquage, tout comme les valeurs de V_{BR-EXP} , déjà présentées en figure 4.23(a) (variant par exemple de 1800 V à 5700 V en incluant les valeurs extrêmes pour le cas avec PI).

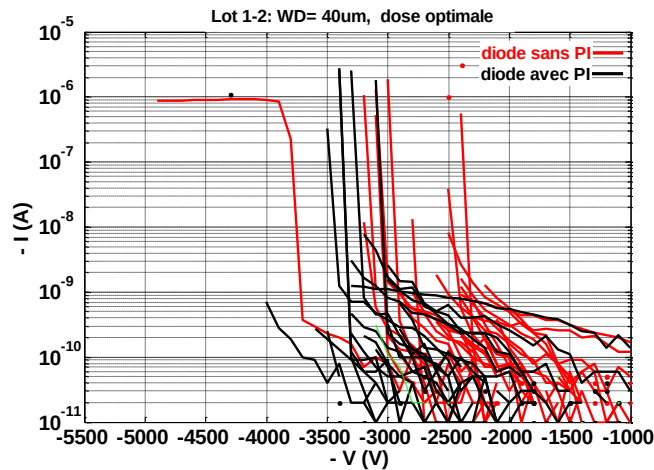


Figure 4.39 Caractéristiques en inverse sous vide de diodes C2 avec et sans PI. Catégorie « diodes épaisses – dose optimale ». Exemple issu du Lot_1.2.

➤ **Observations optiques au moment du claquage sous vide.**

Deux types de comportement lors des observations visuelles lorsque les diodes sont testées jusqu'à de forts courants inverses en mode manuel (de la même façon pour les diodes avec et sans PI) peuvent être décrits, comme le résume le tableau 4.12, avec des relevés de courant et tension pour deux exemples de diodes sans PI et deux avec PI.

Observation	Tenue en tension (V)@Courant(A)			
	Sans PI		Avec PI	
	Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4
Premier point lumineux situé en bord de JTE	2870@1,1μA	2890V@1,2μA	3115V@2μA	2960@1,6μA
Plusieurs points lumineux situés en bord de JTE	5400@48μA	2900V@25μA	3577V@46μA	5210@16μA
Luminescence située en bord de JTE et aussi au bord de l'émetteur P ⁺		5610@31μA	5800@20μA	

Tableau 4.12 Evolution de la tenue en tension sous vide en fonction du courant d'avalanche pour des diodes de géométrie C2. Catégorie « diodes épaisses – dose optimale ». Exemples issus du Lot_1.2, 40 μm.

Pour toutes les diodes, nous avons observé que les points lumineux commencent à apparaître pour un courant de l'ordre du μA pour une tension comparable à V_{BR-EXP} , et se multiplient ou s'intensifient lorsque la tension augmente (voir figure 4.40 et figure 4.41), ainsi que le courant inverse augmente. Les premiers points EL sont alors situés en bord de JTE.

- ❖ Pour certaines diodes (diode 1 ou diode 4 du tableau 4.12 par exemple), les points se multiplient ou s'intensifient lorsque la tension augmente, ainsi que le courant inverse

augmente. Mais la luminescence reste toujours située en bord de JTE. Ce cas est illustré par la figure 4.40 pour la diode 1 sans PI.

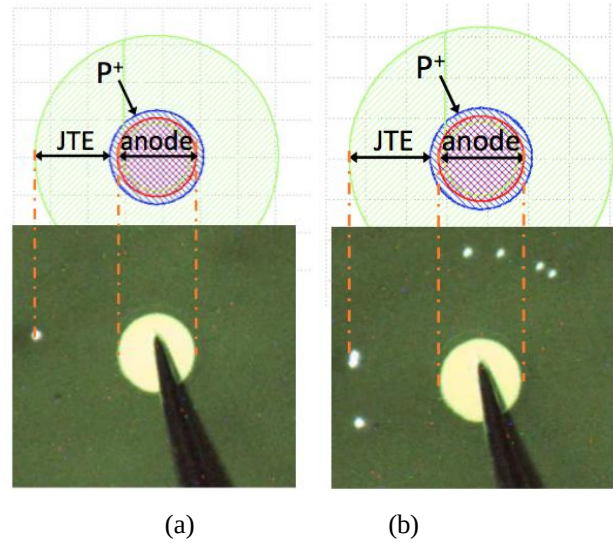


Figure 4.40 Observation optique dans le noir d'une diode sans PI, sous polarisation inverse sous vide, lorsque :
(a) $I_R = 1,2 \mu A$ et $V_R = 2870 V$, (b) $I_R = 48 \mu A$ et $V_R = 5400 V$. Catégorie « diodes épaisses – dose optimale ».
Exemple issu du Lot_1.2, 40 μm .

- ❖ Pour d'autres diodes (notamment les diodes ayant montré des tensions V_{BR-EXP} parmi les plus élevées lors des tests automatiques, comme les diodes 2 et 3), les tensions maximales pouvant être atteintes sont supérieures et l'on peut observer une seconde EL au bord de l'émetteur P^+ (voir figure 4.41).

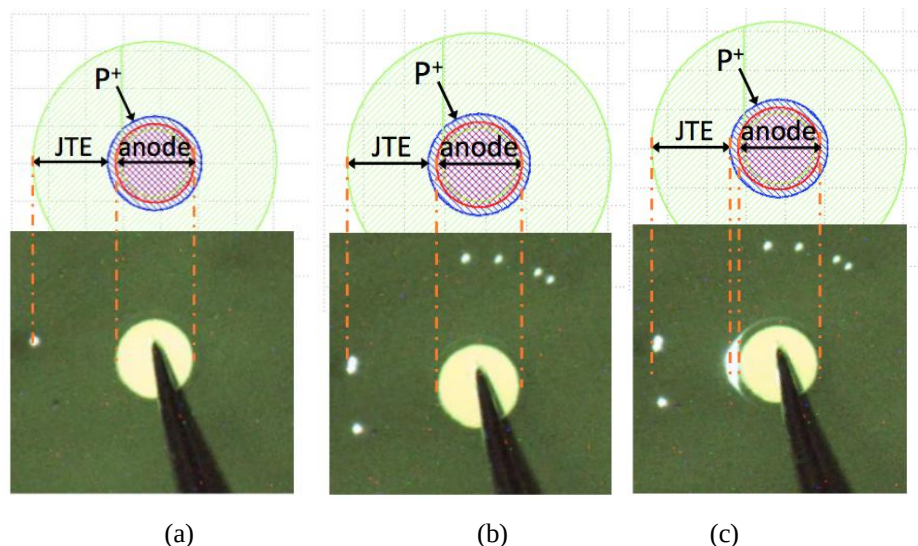


Figure 4.41 Observation optique dans le noir d'une diode C2 sans PI, sous polarisation inverse sous vide, lorsque: (a) $I_R = 1,2 \mu A$ et $V_R = 2890 V$, (b) $I_R = 25 \mu A$ et $V_R = 2900$, (c) $I_R = 31 \mu A$ et $V_R = 5610 V$. Catégorie « diodes épaisses – dose optimale ». Exemple issu du Lot_1.2, 40 μm .

Comparativement aux diodes minces ou diodes épaisses à forte dose analysées précédemment, les tensions peuvent être fortement augmentées lors de ces essais en mode manuel. Des valeurs aussi élevées que 5800 V avec des courants de l'ordre de 30 μA ont ainsi pu être observées.

➤ Discussion et analyse à l'aide de la simulation

Pour ces diodes, issues du même lot de fabrication (Lot_1), nous proposons à nouveau ici qu'une charge négative présente en surface du semi-conducteur sur la zone P de protection périphérique contribue à expliquer ce comportement. La figure 4.42 montre la tenue en tension $V_{\text{BR-II}}$ (arrêt sur intégrale d'ionisation égale à 1) et de claquage en régime de forte avalanche pour le cas d'une diode sans PI (figure 4.42 (a)) et avec PI (figure 4.42 (b)) en fonction de la densité de charge négative à l'interface SiO_2/SiC -type P. Il semblerait donc que des charges négatives en densité de l'ordre de -5×10^{11} jusqu'à $-4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ permettent de conduire aux valeurs de tension de claquage obtenues expérimentalement. Nous allons considéré deux cas de simulation qui peuvent s'approcher des deux comportements expérimentaux décrits ci-dessus.

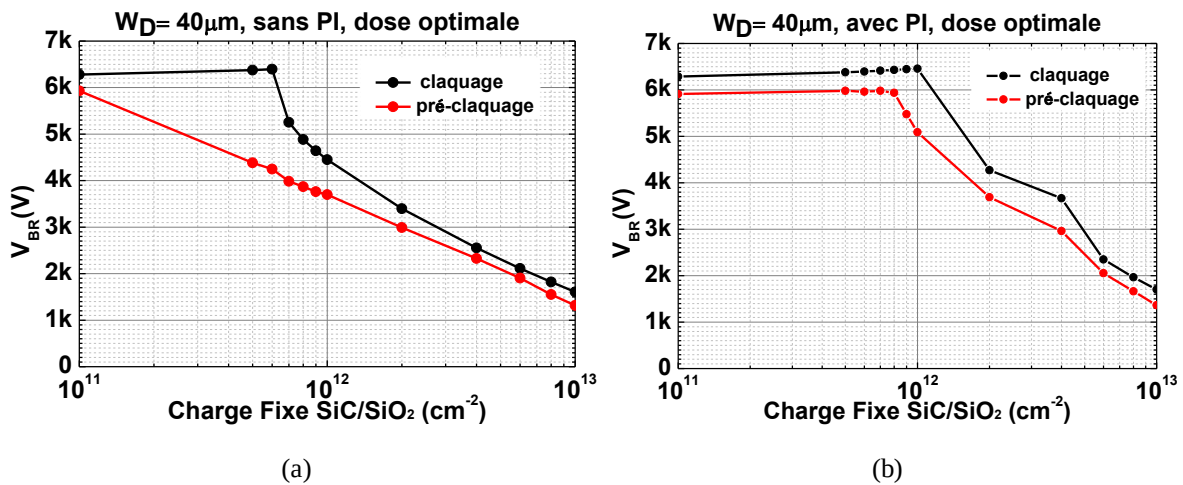


Figure 4.42 Tenues en tension $V_{\text{BR-II}}$ et $V_{\text{BR-SiC}}$ simulées en fonction de la densité de charge fixe négative à l'interface SiO_2/SiC -type P pour la catégorie « diodes épaisses – dose optimale » : a) sans PI, b) avec PI.

Exemple du Lot_1.2.

❖ **Premier cas avec une densité de charge fixe effective à l'interface SiO_2/SiC -4H égale à $-7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$** : le résultat de simulation de la distribution du taux de génération par ionisation par impact dans le semi-conducteur est présenté en figure 4.43. Cette figure montre que le taux le plus élevé est toujours localisé au bord de la jonction de JTE, que ce soit pour la tension $V_{\text{BR-II}}$, ou pour la tension plus élevée $V_{\text{BR-SiC}}$ en

régime d'avalanche forte. Ce résultat est en accord avec l'observation de la localisation de l'électroluminescence lorsque la tension augmente en pratique pour les diodes 1 et 4 précédentes.

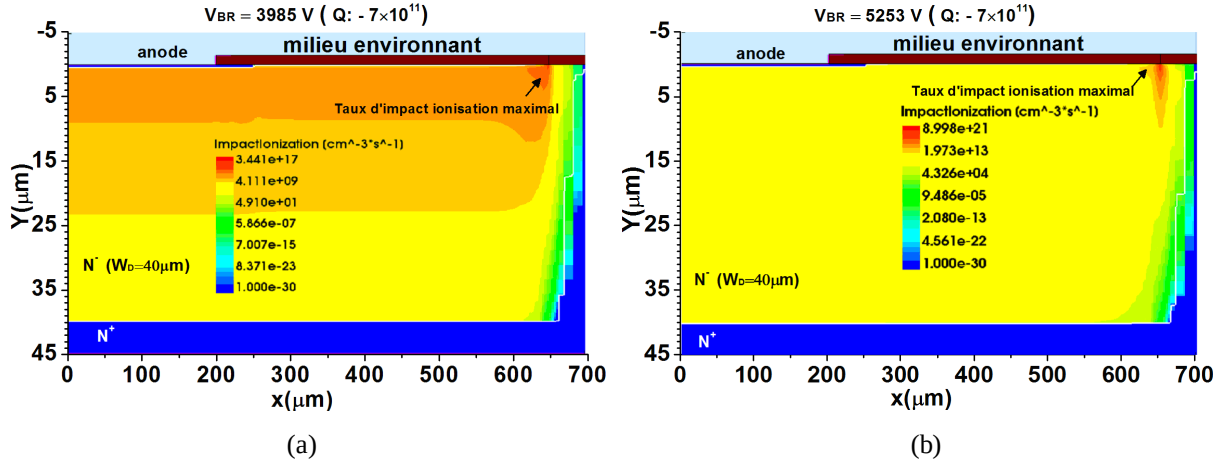


Figure 4.43 Taux de génération par ionisation par impact en présence d'une densité de charge fixe à l'interface SiO_2/SiC -type P égale à $-7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, pour la tension appliquée : (a) $V_{BR-II} = 3985 \text{ V}$ correspondant à l'intégrale d'ionisation = 1, (b) $V_{BR-SiC} = 5253 \text{ V}$ en régime d'avalanche.

❖ **Deuxième cas avec une densité de charge fixe effective à l'interface SiO_2/SiC -4H égale à $-5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$** : pour ce cas, la figure 4.44 montre que le taux le plus élevé est d'abord localisé au bord de la jonction de JTE lorsque la tension appliquée atteint la valeur V_{BR-II} (correspondant à une intégrale d'ionisation égale à 1). Puis la génération apparaît aussi en bord de jonction d'émetteur P⁺, qui devient le lieu de génération avec le taux le plus élevé en régime de forte avalanche.

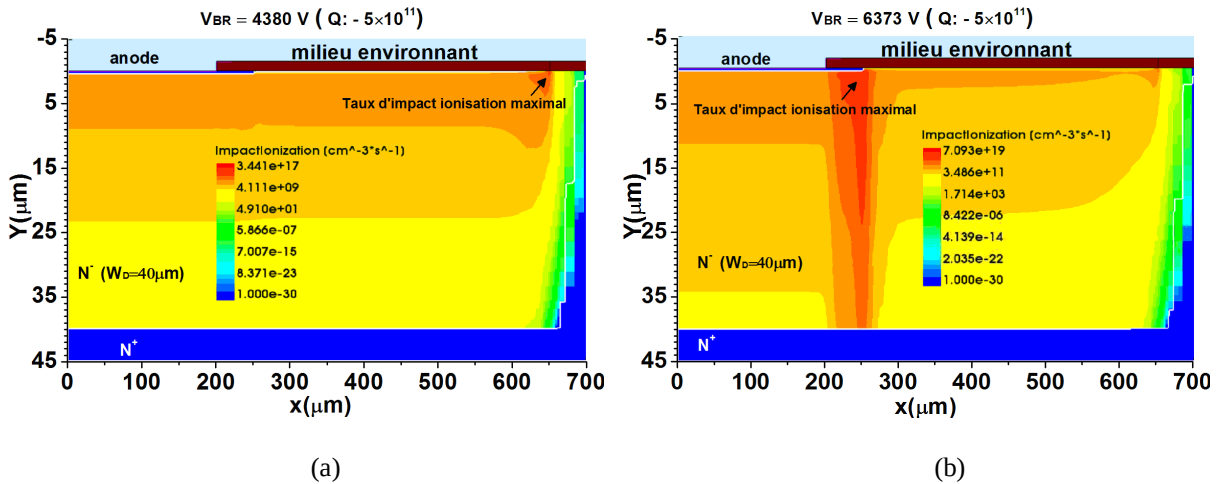


Figure 4.44 Taux de génération par ionisation par impact en présence d'une densité de charge fixe à l'interface SiO_2/SiC -type P égale à $-5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, pour la tension appliquée (a) $V_{BR-SiC} = 4380 \text{ V}$ correspondant à l'intégrale d'ionisation = 1, (b) $V_{BR-SiC} = 6373 \text{ V}$ en régime d'avalanche.

4.2.3.4 Synthèse

Cette étude de la caractéristique électrique en inverse au moment du claquage sous vide a permis d'observer expérimentalement le mécanisme de claquage dans SiC et de mesurer et comparer les valeurs expérimentales de la tension de claquage aux valeurs simulées V_{BR-II} et V_{BR-SiC} . Le tableau 4.13 rassemble l'ensemble des valeurs simulées V_{BR-SiC} sans charge et des valeurs maximales observées durant l'expérience, sous fort courant inverse, lorsque la tension inverse est appliquée en mode manuel (permettant aux caractéristiques de se stabiliser sur des temps de l'ordre de plusieurs minutes).

Tout d'abord, l'effet de la présence de la passivation secondaire par PI sur l'augmentation de la tenue en tension a été observé expérimentalement, comme montré dans la simulation et les mesures statistiques. L'impact de la dose de dopage de la JTE, associé à celui de la présence de charges additionnelles, sur la tension de claquage et sa dispersion, a été montré.

Type de diode bipolaire		$V_{BR-SiC_maximale} (V)$			
		Simulation		Mesure	
		Sans PI	Avec PI	Sans PI	avec PI
Diode mince	Dose faible 10 μm	1790	1793	1600@I=160 μA	1500@I=160 μA
Diode épaisse	Forte dose 40 μm	2956	3551	2351@I=200 μA	2497@I=200 μA
	Dose optimale 40 μm	6205	6258	5610@31 μA	5800@20 μA
	Faible dose 30 μm	4222	4234	3080@I=285 μA	3200@I=400 μA

Tableau 4.13 Comparaison entre les mesures manuelles et les valeurs simulées sans charge.

Pour toutes les diodes, on observe que la détection, lors des mesures automatiques, d'un courant augmentant rapidement à une valeur proche de 1 μA se produit en même temps que l'apparition d'un point (ou deux) points lumineux(s), en bord d'émetteur P^+ ou en bord de poche P, selon la catégorie de diodes. Lorsque la tension peut continuer d'être augmentée, le courant inverse dans la diode croît en corrélation avec l'augmentation de l'intensité lumineuse ou l'apparition de zones lumineuses supplémentaires. Une simple EL (i.e. présente uniquement en bord de JTE ou en bord de jonction principale) est observée dans tous les cas pour lesquels les effets du dopage de la JTE et de la charge effective en surface de SiC se complètent. Une double EL a été montrée pour certaines diodes de la catégorie « diode épaisse - dose optimale » (« optimale » car proche de la dose conduisant au maximum de la

courbe V_{BR-SiC} en fonction de la dose). Nous avons proposé une interprétation des observations électriques et optiques par la présence d'une densité effective de charges fixes négatives à l'interface SiC-SiO₂, en surface de la JTE. La densité de charge permettant d'observer une double EL pour les diodes de cette catégorie (Lot_1.2 avec épitaxie de 40 μm) serait inférieure à $-6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ et celle conduisant à une simple EL serait supérieure à $-6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La dispersion des valeurs de V_{BR-EXP} peut être liée à la non uniformité de cette densité de charges additionnelles à la surface de la plaque.

L'électroluminescence est la manifestation visible de la présence de la création de paires électron-trou par l'ionisation par impact des atomes du semi-conducteur. Elle témoigne donc de la présence d'un pic de champ d'amplitude égale à la valeur du champ critique du semi-conducteur pour la configuration considérée. Grâce aux simulations jusqu'à l'apparition de l'avalanche dans SiC, nous avons pu montrer que les valeurs maximales du champ électrique dans les passivations (E_{max_SiO2} et E_{max_PI}) au moment du claquage du semi-conducteur restent inférieures aux valeurs de rigidité diélectrique E_{BR} connues pour ces milieux (au moins pour des températures d'utilisation classique inférieures à 200 °C). Les couches de passivation primaire et secondaire ne présentent donc pas de raison de rupture, comme observé en pratique. Il a été montré que dans le vide à une pression inférieure à 10^{-5} mbar, des champs d'amplitude maximale d'environ 2 MV/cm ne dégradent pas la tenue en tension de la diode. L'impact d'une telle contrainte en champ sera analysée dans la partie suivante, lors de l'étude sous azote à la pression atmosphérique, de diodes présentant des tensions de claquage expérimentales dans une gamme de 1,7 kV à 4 kV.

4.2.4 Observation du claquage sous azote à la pression atmosphérique

Dans cette partie, nous allons observer les comportements électriques et optiques des diodes sous polarisation inverse et sous azote à la pression atmosphérique, et étudier les mécanismes impliqués au moment du claquage. Les structures de type « diode mince » et « diode épaisse » sont considérées, en présence ou non de la passivation par PI, pour étudier l'impact du niveau de la contrainte en champ sur ce milieu environnant particulier.

4.2.4.1 Cas « faible dose »

a) *Catégorie « diodes minces » (10 μm)*

Les diodes du Lot_2 avec épitaxie de 10 μm ont montré une tenue en tension sous vide $V_{\text{BR-EXP}}$ au plus égale à 1700 V y compris en mode manuel sous fort courant d'avalanche. Des charges positives à l'interface SiC/SiO₂ ont été mise en évidence et impliquées dans la réduction de $V_{\text{BR-EXP}}$.

Ces diodes ont également été testées sous azote à la pression atmosphérique afin d'observer l'effet de la présence de pics de champ d'amplitude élevée (révélés par électroluminescence du carbure de silicium) dans le milieu ambiant et l'influence de ce dernier sur la tenue en tension. Le tableau 4.14 rassemble les valeurs de la tenue en tension de ces diodes selon la nature du milieu ambiant.

On peut observer que les tenues en tension sous azote sont proches des valeurs obtenues sous vide, et sans effet de la passivation PI. Par ailleurs, le comportement au moment du claquage sous azote est très comparable à celui sous vide, avec l'apparition des points lumineux en bord d'émetteur (semblable au cas illustré en figure 4.26). Ce résultat met en évidence que le claquage a toujours lieu dans SiC, et que la valeur élevée du pic de champ dans le milieu ambiant, qui atteint 900 kV/cm au-dessus du bord d'émetteur de la diode sans PI (selon les simulations montrées figure 4.29), n'a pas entraîné de phénomène visible lors de ces essais.

Nature du milieu ambiant	Tenue en tension (V)		
	Sans PI		Avec PI
	Diode 1	Diode 2	Diode 3
Vide (5×10^{-6} mBar)	-1530@I=1,2 μA	-1440@I=1,2 μA	-1490@I=1 μA
	-1660@I=312 μA	-1580@I=209 μA	-1680@I=321 μA
Azote (1atm)	-1570@I=2,5 μA	-1480@I=2 μA	-1570@I=2,5 μA
	-1620@I=113 μA	-1560@I=121 μA	-1650@I=121 μA

Tableau 4.14 Tenue en tension pour le Lot_2 (10 μm) selon la nature du milieu ambiant.

b) Catégorie « diodes épaisses » (30 μm)

Le tableau 4.15 montre les valeurs de la tenue en tension des diodes sans PI, selon la nature du milieu ambiant pour les diodes avec épitaxie d'épaisseur 30 μm issues du même Lot_2 de fabrication que les précédentes.

Dans ce cas, le mécanisme d'avalanche dans SiC est encore le premier mécanisme de claquage observé lors du test sous azote (apparition des premiers points électroluminescents en bord de P⁺), mais pour une tension (environ 2500 V) inférieure à celle obtenue lors du test sous vide (environ 2800 V).

Nature du milieu ambiant		Tenue en tension (V)-Sans PI	
		Diode 1	Diode 2
Vide (5×10^{-6} mBar)	1 ^{ère} E.L.	-2890@I=1 μ A	-2850@I=1,5 μ A
	Plusieurs E.L.	-3160@I=223 μ A	-3080@I=285 μ A
Azote (1atm)	1 ^{ère} E.L.	-2550@I=1,4 μ A	-2480@I=0,7 μ A
	Décharge couronne	-2630@I=100 μ A	-2550

Tableau 4.15 Tenue en tension pour le Lot_2 (30 μ m) sans PI selon la nature du milieu ambiant.

Le pic de champ en présence d'électroluminescence dans SiC est évalué par simulation de l'ordre de 1,2 MV/cm dans le milieu environnant pour ces diodes sans PI, en considérant des charges positives présentes à l'interface SiC/SiO₂. Nous pouvons alors expliquer la diminution de la tension d'apparition de la première EL pour les diodes testées dans l'azote, par la création de charges positives supplémentaires, par ionisation des molécules d'azote, du fait de ce champ local très élevé. Ces charges contribuent à renforcer le resserrement des équipotentielles en bord d'émetteur et à la réduction de V_{BR-SiC} .

Lorsque l'augmentation de la tension appliquée est poursuivie, des phénomènes de décharges sont observés dans l'azote. Ils limitent la tenue en tension sous fort courant d'avalanche à une valeur plus faible que sous vide (2600 V au lieu de 3160 V pour l'exemple de la diode 1). Les décharges se produisent entre l'électrode ou la pointe sous tension et des zones SiC non isolées proches (motif SIMS, chemin de découpe, non recouverts de SiO₂).

En revanche, pour ces diodes avec PI, on observe très peu d'effet du milieu ambiant sur la valeur de la tension d'avalanche dans SiC, y compris à fort courant, bien que les tensions atteintes soient plus grandes (environ 3200 V) que dans le cas ci-dessus. Le tableau 4.16 montre les valeurs de la tenue en tension pour ce lot de diodes avec PI.

Nature du milieu ambiant		Tenue en tension (V)-Avec PI	
		Diode 1	Diode 2
Vide (5×10^{-6} mbar)	1 ^{ème} E.L.	2770@I=1,4 μ A	2800@I=0,6 μ A
	Plusieurs E.L.	3100@I=280 μ A	3110@I=143 μ A
Azote (1atm)	1 ^{ème} E.L.	2930@I=1,2 μ A	2960@I=1 μ A
	Plusieurs E.L.	3200@I=400 μ A	3240@I=400 μ A

Tableau 4.16 Tenue en tension sur Lot_2 (30 μ m) sans et avec PI selon la nature du milieu ambiant.

La présence du film de passivation secondaire permet de limiter la contrainte en champ dans l'azote (à 500 kV/mm selon la simulation) d'une part, et aussi de protéger la surface de SiO₂ et de SiC (là où l'oxyde a été retiré) des effets d'ionisation du milieu ambiant que peuvent produire également les renforcements de champ dûs à la forme des métallisations

sous haute tension (la pointe de test en particulier), pouvant provoquer des décharges couronne.

c) Cas « forte dose » - Diode épaisse (40 μm)

Quelques diodes avec épitaxie d'épaisseur 40 μm du Lot_1. 1 de fabrication ont été testées manuellement (I limité à 10 μA) sous azote. Le tableau 4.17 montre les valeurs de leur tenue en tension selon la nature du milieu ambiant.

Pour les diodes avec PI, on peut observer que le comportement au moment du claquage sous azote est très comparable à celui sous vide, avec l'apparition d'un point lumineux en bord de JTE (semblable au cas illustré en figure. 4.35). La valeur de pic de champ dans le milieu ambiant au-dessus du film de PI, en considérant des charges négatives à l'interface avec SiC comme discuté au paragraphe 4.2.3.2, été évaluée par simulation de l'ordre de 700 kV/cm (voir figure 4.38). Comme l'a déjà montré le cas précédent, ces niveaux de tension et de champ induits par le composant SiC dans l'azote, ne modifient pas le mécanisme de claquage de l'ensemble du dispositif.

Nature du milieu ambiant		Tenue en tension (V)			
		Sans PI		Avec PI	
		Diode 1	Diode 2	Diode 3	Diode 4
Vide@I=2uA (5 $\times 10^{-6}$ mBar)	1 ^{ère} E.L.	1932	2003	2375	2345
Azote (1atm) @I=10uA	1 ^{ère} E.L.	non	non	2502	2604
	Arc	3657	3209	non	non

Tableau 4.17 Tenue en tension sur Lot_1-1 (40 μm) selon la nature du milieu ambiant.

En revanche, les observations sont très différentes dans le cas des diodes sans PI. Le tableau 4.17 montre que leur tenue en tension est significativement plus grande sous azote que sous vide. Par ailleurs, aucun point luminescent n'est observé lorsque la tension est augmentée, révélant que le renforcement local de champ en bord de JTE ne se produit plus, y compris pour des tensions jusqu'à 3600 V.

L'interaction entre les atomes d'azote excités et la surface de l'oxyde lorsque le champ électrique devient localement élevé, peut être à l'origine de la création de charges positives [151], compensant l'effet des charges négatives détectées en surface de SiC, peuvent venir contribuer à l'étalement des équipotentielles en bord de la JTE (comme discuté au chapitre 3), et donc combattre le renforcement de champ nécessaire pour ioniser les atomes de SiC.

Le claquage se manifeste entre 3200 V et 3600 V par un arc lumineux dans l'azote semblant se produire entre les électrodes (anode et une zone de SiC à nu) comme la photographie en figure 4.45 permet de l'observer pour la diode 1 du tableau 4.17. Pour cette valeur élevée de tension, le claquage a lieu cette fois-ci par contournement dans le milieu ambiant, avant qu'il n'y ait pu avoir avalanche dans le semi-conducteur. La nature différente de l'isolant de surface et les valeurs de champ électrique plus élevées (1,8 MV/cm, voir figure 4.41) pour une même tension inverse appliquée, peuvent expliquer les comportements très différents observés entre les diodes avec PI en surface et avec SiO₂ en surface sous azote.

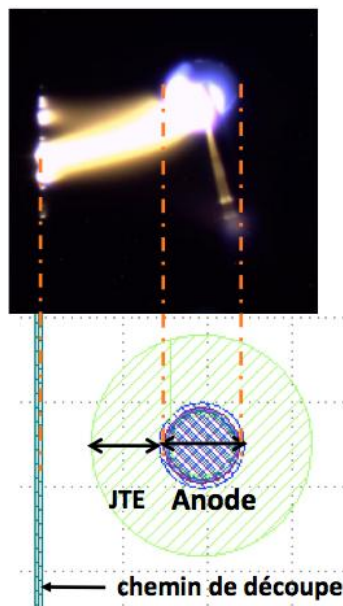


Figure 4.45 Arc de claquage observé pour une diode sans PI testée sous N₂ à la pression atmosphérique pour une tension appliquée de 3657 V (Diamètre du métal d'anode = 400 μ m, L_{JTE} = 400 μ m).

4.2.4.2 Synthèse

Cette étude de la caractéristique électrique en inverse au moment du claquage sous azote à la pression atmosphérique a permis d'observer expérimentalement le mécanisme de claquage dans SiC et dans son milieu environnant. Le tableau 4.19 rassemble l'ensemble des valeurs maximales observées durant l'expérience sous vide et sous azote, sous fort courant inverse, lorsque la tension inverse est appliquée en mode manuel.

Tout d'abord, il a été montré que de forts champs électriques localisés en périphérie du composant SiC, d'amplitude supérieure à 1,2 MV/cm, sont capables d'ioniser l'azote et créer des ions pouvant modifier la valeur de la tension de claquage par avalanche dans SiC pour les diodes sans passivation secondaire. Cela s'est traduit par un effet bénéfique pour les diodes avec charges négatives liées à l'oxyde ($V_{BR-EXP-azote} > V_{BR-EXP-vide}$) et un effet défavorable pour

les diodes avec charges positives ($V_{BR-EXP-azote} < V_{BR-EXP-vide}$). Lorsque les niveaux de tension de claquage de SiC sont relativement faibles (< 2500 V environ), aucun autre phénomène de rupture n'a été observé pour les diodes sans passivation secondaire. En revanche, des décharges couronne sont observées ou des arcs entre les électrodes ou la pointe de test et les zones de SiC à nu, lorsque les niveaux de tension appliquées dépassent 2600 V et 3200 V pour une épaisseur de l'épithaxie de 30 μm et 40 μm respectivement.

En présence de la couche de passivation secondaire en polyimide, le pic de champ dans l'azote lié au composant SiC est réduit. De plus, cette couche permet d'augmenter le niveau de tension de rupture liée aux phénomènes de décharge couronne ou d'arc dans l'azote au-delà de 3200 V.

Type de diode	Simulation				Tenue en tension (kV)			
	Sans PI		Avec PI		Mesure sous vide		Mesure sous azote	
	V_{BR} (kV)	E_{milieu} (MV/cm)	V_{BR} (kV)	E_{milieu} (MV/cm)	Sans PI	avec PI	Sans PI	avec PI
Faible dose 10 μm	1,79	0,1	1,79	0,9	$V_{BR_SiC}: 1,6$	$V_{BR_SiC}: 1,6$	$V_{BR_SiC}: 1,6$	$V_{BR_SiC}: 1,6$
Forte dose 40 μm	2,95	0,6	3,55	1,9	$V_{BR_SiC}: 2,3$	$V_{BR_SiC}: 2,4$	$V_{BR_N2}: 3,6$	$V_{BR_SiC}: 2,5$
Faible dose 30 μm	4,22	0,4	4,22	1,2	$V_{BR_SiC}: 3,0$	$V_{BR_SiC}: 3,2$	$V_{BR_SiC}: 2,5$ et $V_{BR_N2}: 2,6$	$V_{BR_SiC}: 3,0$

Tableau 4.18 Comparaison entre les mesures sous vide et sous azote et les données simulées sans charge.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, dans un premier temps, nous avons montré qu'un traitement thermique des films de SiO₂ déposés par PECVD-TEOS permet d'améliorer ses propriétés électriques, et sa rigidité diélectrique. Les valeurs obtenues de $E_{BR-SiO2}$ pour ce type de matériau, supérieures à 8 MV/cm à 25 °C, et à 6 MV/cm à 300°C, montrent qu'il est un bon candidat pour la passivation primaire des composants visés.

La deuxième partie concerne l'étude statistique de la tenue en tension sous vide des différentes diodes fabriquées pour notre étude. Nous avons observé l'effet de la présence de PI sur l'augmentation de la tenue en tension pour les diodes épaisses « forte dose » et pour les diodes « dose optimale », ce qui est en accord avec les résultats obtenus par la simulation dans le chapitre précédent. Nous avons aussi observé une plus grande dispersion des résultats de V_{BR-EXP} en présence de PI. Par ailleurs, une dispersion des résultats de V_{BR-EXP} est plus importante pour les diodes « épaisses », en particulier pour celles avec « dose optimale ».

Cette dispersion des valeurs de V_{BR-EXP} lorsque la dose de dopage de la JTE est proche de la valeur optimale, peut être liée à la non uniformité de la densité de charges à la surface de la plaque. Nous n'avons pas observé de dispersion fonction de la géométrie des structures, du fait du mécanisme de claquage dans SiC qui est initié très localement.

Ensuite, les caractéristiques électriques en inverse au moment du claquage sous vide et sous azote à la pression atmosphérique en mode manuel, ont permis d'observer des phénomènes de claquage dans SiC ou dans le milieu ambiant. Lors des mesures sous vide, le mécanisme de claquage observé est l'ionisation par impact dans SiC, entraînant l'apparition d'une simple EL, en bord d'émetteur P^+ (dans le cas de diodes « faible dose »), en bord de poche P (dans le cas de diodes « forte dose »), ou d'une double EL en bord d'émetteur P^+ et en bord de poche P (dans le cas de diodes « diode épaisse - dose optimale »). Elle coïncide avec une augmentation brutale du courant à une valeur proche de 1 μA . Cette EL témoigne donc de la présence d'un pic de champ d'amplitude égale à la valeur du champ critique du semi-conducteur pour la configuration considérée. Les valeurs maximales du champ électrique dans les passivations (E_{max_SiO2} et E_{max_PI}) obtenues par les simulations au moment du claquage du semi-conducteur restent inférieures aux valeurs de rigidité diélectrique E_{BR} connues pour ces milieux (au moins pour des températures d'utilisation classique). Les couches de passivation primaire et secondaire ne présentent donc pas de raison de rupture, comme observé en pratique. Les mesures sous azote montrent que les forts champs électriques localisés en périphérie du composant SiC sans passivation secondaire, d'amplitude supérieure à 1,2 MV/cm obtenue par la simulation, sont capables d'ioniser l'azote et créer des ions pouvant modifier la valeur de la tension de claquage par avalanche dans SiC pour les diodes. En revanche, des décharges couronnes dans l'azote sont observées ou des arcs entre les électrodes ou la pointe de test et les zones de SiC à nu, lorsque les niveaux de tension appliquées dépassent 2600 V et 3200 V pour l'épaisseur de l'épitaxie de 30 μm et 40 μm respectivement. En présence de la couche de passivation secondaire en polyimide, le pic de champ dans l'azote lié au composant SiC est réduit. De plus, cette couche permet d'éviter l'influence d'ions créés par l'ionisation de l'azote et d'augmenter le niveau de tension de rupture due aux phénomènes de rupture par décharge couronne ou arc dans l'azote comparé aux structures sans présence de la couche de passivation secondaire.

Nous avons donc pu mettre en évidence dans ce chapitre les principaux paramètres dont dépendent la tenue en tension et les mécanismes de rupture, tant de la partie SiC que de la partie isolante, qui constituent la structure complète « puce / isolants ».

Conclusion générale

L'étude bibliographique des démonstrateurs de composants en SiC-4H supportant des tensions inverses jusqu'à 27 kV montre les progrès réalisés au cours des quinze dernières années en terme de qualité du substrat et de croissance d'épithaxie épaisse et peu dopée de type N d'une part, et en terme de protection périphérique de jonction d'autre part. L'analyse des résultats montre cependant encore une grande dispersion en terme d'efficacité (i.e. de rapport entre la valeur de tenue en tension expérimentale et la valeur théorique pour la jonction plane parallèle équivalente). L'efficacité peut aller d'environ 50% à 99%. Une cause importante de cette dispersion est liée au contrôle des paramètres technologiques, en particulier les dopages les plus faibles (épithaxie N⁻, implantation pour la protection par poche de type P) et la quantité de charge en surface du semi-conducteur. Les composants disponibles et la très grande majorité des démonstrateurs utilisent une couche de passivation primaire en SiO₂ (meilleure barrière malgré tout à l'interface avec SiC-4H). L'impact des matériaux de passivation secondaire et d'encapsulation (qui sont généralement ceux issus de la filière silicium) n'est pas pris en compte lors de la conception de la protection périphérique, et ils ont fait l'objet de peu de travaux expérimentaux.

Au cours de cette thèse, nous avons cherché à contribuer à une meilleure connaissance des paramètres et des mécanismes de rupture impactant la tenue en tension à l'état bloqué de l'ensemble que forment la puce et son environnement isolant électrique, en vue de concevoir et fabriquer des composants de puissance en SiC optimisés pour les applications haute tension (3,3 kV et plus). Plus particulièrement, nous avons étudié par simulation par éléments finis, la contrainte en champ électrique induite sur les matériaux de passivation et sur le milieu environnant (encapsulant), au voisinage de la tension de claquage par avalanche du semi-conducteur. Une étude expérimentale de l'impact de cette contrainte pour deux cas particuliers de milieu environnant a été effectuée à température ambiante (T_a). Pour cela, des diodes bipolaires en SiC-4H protégées par JTE simple, pour une gamme de tension maximale jusqu'à 6 kV, ont été conçues, et fabriquées dans le cadre du projet FilSiC par la société IBS. Pour cette étude, différents paramètres de la structure du semi-conducteur et de l'empilement isolant ont été variés par simulation.

L'outil de simulation par éléments finis SENTAURUS a été utilisé. Grâce à cet outil, seul le mécanisme de claquage dans le semi-conducteur peut être pris en compte lors du calcul du courant dans la diode sous polarisation inverse. Les autres mécanismes de rupture rencontrés dans les matériaux isolants solides ou gazeux, rappelés au chapitre 2, ne sont pas modélisés. La prédiction de la tension maximale par simulation est donc celle liée au claquage dans SiC. Après une étude bibliographique des différents paramètres publiés pour la modélisation des coefficients d'ionisation de SiC-4H, nous avons retenus ceux de Konstantinov, car les résultats de simulation en 1D sont comparables à ceux obtenus avec les paramètres de Niwa (publiés dernièrement), et n'ont pas été mis en défaut expérimentalement. La tenue en tension maximale théorique, ainsi calculée par simulation de la structure $P^+N^-N^+$ en 1D, pour le dopage (10^{15} cm^{-3}) et les différentes épaisseurs de l'épithaxie N^- , retenus pour notre étude, varie de 1920 V (pour 10 μm) à 6470 V (pour 40 μm).

Nous avons étudié, au chapitre 3, la tension de claquage V_{BR-SiC} et l'allure de la répartition en 2D du champ électrique dans les différents matériaux de la diode, plus particulièrement pour deux épaisseurs de l'épithaxie N^- , 10 μm et 40 μm . La tension de claquage de la diode mince (10 μm) augmente et tend vers une valeur indépendante de la dose de dopage de la JTE lorsque celle-ci devient supérieure à $0,9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (dans une gamme de variation de $0,6$ à $1,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). D'ailleurs, un très bon accord entre la valeur simulée (1920 V) et la valeur moyenne expérimentale (1870 V) a conforté le choix fait pour les paramètres du modèle des coefficients d'ionisation. La tension V_{BR-SiC} de la diode plus épaisse passe, quant à elle, par un maximum (6250 V), pour une dose « optimale » proche de 10^{13} cm^{-3} , puis décroît rapidement pour les plus fortes doses. Dans les deux cas de diodes, la répartition latérale du champ électrique dans les différents matériaux est très non uniforme, présentant des pics de champ induits par le semi-conducteur dans les isolants, du fait du resserrement des équipotentiels en bord de JTE ou en bord de jonction principale P^+N^- , selon le dopage de la JTE. La simulation montre que si le champ critique dans SiC et le champ maximal dans SiO_2 passent par un minimum lorsque la dose de JTE augmente, la contrainte maximale en surface de SiO_2 et en surface du passivant secondaire ne cessent d'augmenter. On note également que la contrainte sur les matériaux isolants est un peu plus forte lorsque la diode est plus épaisse. Pour cette dernière, la contrainte maximale dans SiO_2 atteint 2,8 MV/cm, ce qui reste une valeur inférieure à la rigidité diélectrique connue pour ce matériau, comme nous avons également pu le montrer par nos mesures sur un dépôt réalisé par PECVD (présentés au chapitre 4). La contrainte maximale au-dessus du film de SiO_2 (considéré dans notre étude

d'épaisseur 1,5 μm) atteint presque 2 MV/cm. De telles valeurs sont inférieures à la rigidité diélectrique de la plupart des polyimides, au moins à température d'utilisation classique, d'où leur emploi comme film de passivation secondaire. La présence du polyimide permet aussi de réduire la contrainte en champ électrique restituée dans le milieu environnant. Augmenter son épaisseur est le moyen le plus efficace pour cela. Nous avons montré qu'une épaisseur de 50 μm de PI (avec une permittivité standard voisine de 3) est recommandée pour réduire le champ maximum dans le milieu environnant (de permittivité faible) à une valeur de 0,3 MV/cm comparable à celle de la rigidité diélectrique des meilleurs encapsulants connus. Une autre possibilité pour réduire l'amplitude du pic de champ dans le milieu environnant tout en conservant une tenue en tension optimale, est d'augmenter la permittivité de celui-ci. Ceci produit cependant un élargissement de la zone où règnent des valeurs de champ élevées, dans tous les matériaux isolants, et une extension de la zone de charge d'espace en surface de la couche N⁻, qui peuvent accroître les courants de fuite sous polarisation inverse de la diode. Un autre résultat important concernant le rôle du film de passivation secondaire est qu'il permet de diminuer la sensibilité de la tension de claquage $V_{\text{BR-SiC}}$ à la dose de dopage de la JTE, au voisinage de la dose optimale, et ce vers des doses d'autant plus élevées que la permittivité du passivant secondaire est élevée (calculé ici pour une permittivité jusqu'à 10). Ceci peut aussi permettre de diminuer la dispersion en cas de risque de charges négatives présentes au voisinage de la surface de SiC, lorsque la dose de dopage visée est la dose optimale.

Nous avons pu confronter un certain nombre de ces résultats théoriques au comportement expérimental d'un grand nombre de diodes de différentes tailles. En tout, neuf plaquettes, issues de deux lots de fabrication différents, ont été analysées.

La caractéristique électrique en inverse à T_a au moment du claquage **sous vide** (milieu à très forte tenue diélectrique) a permis de montrer que le premier mécanisme de claquage observé est celui lié à l'ionisation par impact dans SiC. Pour toutes les diodes, on observe en effet que la détection d'un courant augmentant rapidement coïncide avec l'apparition de points luminescents, qui traduisent la présence d'une génération locale de porteurs par ionisation par impact dans le semi-conducteur. Ils témoignent donc de la présence d'un pic de champ suffisamment élevé pour produire cette avalanche et les valeurs maximales du champ induit dans les passivations ($E_{\text{max-SiO}_2}$ et $E_{\text{max-PI}}$) au moment du claquage, évaluées par simulation, qui peuvent être considérées comme réellement présentes, n'ont effectivement pas entraîné de rupture observé lors des essais à T_a . Par ailleurs, l'effet de la présence de PI sur

l'augmentation de la tenue en tension a bien été constaté pour les diodes épaisses « forte dose » et « dose optimale ».

L'étude statistique de la tenue en tension V_{BR-SiC} sous vide a notamment montré que la meilleure efficacité (rapport entre V_{BR-EXP} et $V_{BR-théorique1D}$) durant cette thèse s'est élevée à 75 %, et a effectivement été obtenue pour une plaquette avec épitaxie 30 μm , un dopage de la JTE avec dose optimale, en présence du film de passivation primaire. Ceci correspond à une tension de claquage moyenne (relevée au premier point d'électroluminescence) de 3880 V, indépendamment de la géométrie des diodes. Pour ce cas, la présence de charges négatives en surface de la JTE, en densité effective non uniforme sur la plaquette, de quelques 10^{11} cm^{-2} à quelques 10^{12} cm^{-2} , semble être la cause principale de la réduction et de la dispersion de la tension de claquage expérimentale.

L'étude de quelques cas dans un milieu à très faible rigidité diélectrique tel que ***l'azote à la pression atmosphérique*** (avec E_{BR} compris entre 30 kV/cm et 300 kV/cm à droite du minimum de la courbe de Paschen) a été menée afin d'étudier l'impact de la présence de champ de forte amplitude sur la tenue en tension de l'ensemble. Les diodes minces, de tenue en tension sous vide proche de 1600 V, ont présenté un comportement sous azote semblable à celui sous vide, i.e. avec claquage par avalanche du semi-conducteur en bord d'émetteur (avec présence d'électroluminescence). Ce résultat montre qu'une valeur de champ avoisinant 900 kV/cm (évaluée par la simulation à V_{BR-SiC}) n'est pas une cause de rupture de l'azote en pratique, et que la donnée d'une simple valeur de champ critique maximal comme critère de détermination de la tenue en tension lors de la conception n'est pas suffisante.

En revanche, il a été clairement observé un impact de la présence d'un pic de champ d'amplitude supérieure à 1,2 MV dans l'azote. L'ionisation du gaz a en effet été proposée pour expliquer, par exemple, l'augmentation surprenante et significative de la tension de claquage dans SiC, de 1900 V sous vide à plus de 3000 V sous azote à la pression atmosphérique, pour des diodes épaisses sans PI, comportant des charges négatives en surface. Lorsqu'il n'y a pas de pic de champ de forte amplitude (i.e. pas d'observation d'EL dans SiC), le premier mécanisme de rupture observé est celui de l'azote et il se manifeste par des décharges couronne puis un arc électrique entre la pointe et une zone non isolée (bord d'échantillon, ouverture dans l'oxyde pour les diodes non recouvertes de polyimide, défaut), à des niveaux de tension pouvant atteindre jusqu'à plus de 3500 V pour les meilleurs cas.

En perspective de ce travail, en gardant pour objectif celui de mieux connaître le rôle et les éventuelles limitations des matériaux d'isolation de l'ensemble [puce, isolants] vis-à-vis

de ses performances sous haute tension à l'état bloqué, il sera important d'étudier l'évolution de la caractéristique inverse de ces diodes au voisinage de la tension de rupture, en fonction de la température, du fait des contraintes en champ élevées constatées. Une analyse plus poussée des mécanismes impliqués dans l'augmentation de la tension de claquage dans SiC en fonction du temps d'application de la tension inverse (observée lors des essais en mode manuel) devra également être menée.

Références

- [1] V. Bley, B. Allard, and L. Ménager, « Conditionnement des modules de puissance », *Techniques de l'Ingénieur, chap. E 3385*, pp. 1-16, 2010.
- [2] B. J. Baliga, « *Fundamentals of power semiconductor devices* », Springer-Verlag, Berlin, 2008.
- [3] D. C. Sheridan, G. Niu, and J. D. Cressler, « Design of single and multiple zone junction termination extension structures for SiC power devices », *Solid-State Electronics*, Vol. 45, pp. 1659–1664, 2001.
- [4] Y. Sugawara, K. Asano, R. Singh, and J. W. Palmour, « 6.2 kV 4H-SiC pin diode with low forward voltage drop », *Materials Science Forum*, Vol. 338–342, pp. 1371–1374, 2000.
- [5] D. Peters, W. Bartsch, B. Thomas, and R. Sommer, « 6.5 kV SiC PiN diodes with Improved forward characteristics », *Materials Science Forum*, Vol. 645–648, pp. 901–904, 2010.
- [6] B. A. Hull, M. K. Das, J. T. Richmond, J. J. Sumakeris, R. Leonard, J. W. Palmour, and S. Leslie, « A 180 Amp/4.5 kV 4H-SiC PiN diode for high current power modules », *Proc. of the 18th International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's*, pp. 8–11, 2006.
- [7] R. Ghandi, B. Buono, M. Domeij, G. Malm, C. M. Zetterling, and M. Ostling, « High-voltage 4H-SiC PiN diodes with etched junction termination extension », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 30, pp. 1170–1172, 2009.
- [8] W. Sung, B. Jayant Baliga, and A. Q. Huang, « Area-efficient bevel-edge termination techniques for SiC high-voltage devices », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 63, pp. 1630–1636, 2016.
- [9] J. B. Fedison, N. Ramungul, T. Paul Chow, M. Ghezzi, and J. W. Kretchmer, « Electrical characteristics of 4.5 kV implanted anode 4H-SiC p-i-n junction rectifiers », *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. 22, pp. 130–132, 2001.
- [10] H. Niwa, J. Suda, and T. Kimoto, « 21.7 kV 4H-SiC PiN diode with a space-

- modulated junction termination extension », *Applied Physics Express*, p. 064001, 2012.
- [11] V. Soler, M. Berthou, A. Mihaila, J. Montserrat, P. Godignon, J. Rebollo, and J. Millan, « Experimental analysis of planar edge terminations for high voltage 4H-SiC devices », *Proc. Of European Solid-State Device Research Conference*, pp. 68–71, 2015.
- [12] X. Zou, R. Yue, and Y. Wang, « Etched junction termination extension with floating guard rings and middle rings for ultrahigh-voltage 4H-SiC PiN diodes », *IEEE International Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits (EDSSC)*, pp. 418–421, 2016.
- [13] R. Perret, « *Interrupteurs électroniques de puissance* », Hermes Science, Lavoisier, Paris, 2003.
- [14] F. Dahlquist, « Junction barrier schottky rectifiers in silicon carbide », PhD thesis, Royal Institute of Technology Department of Microelectronics and Information Technology, Stockholm, 2002.
- [15] C. Raynaud, D. Tournier, H. Morel, and D. Planson, « Comparison of high voltage and high temperature performances of wide bandgap semiconductors for vertical power devices », *Diamond and Related Materials*, Vol. 19, pp. 1–6, 2010.
- [16] M. Wolborski, « Characterization of dielectric layers for passivation of 4H-SiC devices », PhD thesis, Royal Institute of Technology Department of Microelectronics and Information Technology, Stockholm, 2006.
- [17] S. Diaham, « Etude du comportement sous haute température de matériaux polyimides en vue de la passivation de composants de puissance à semi-conducteur grand Gap », Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse, France, 2007.
- [18] V. V. N. Obreja, « The PN junction passivation process and performance of semiconductor devices », *ISSE - 30th International Spring Seminar on Electronics Technology*, pp. 287–292, 2007.
- [19] R. Ghandi, B. Buono, M. Domeij, R. Esteve, A. Schöner, J. Han, S. Dimitrijević, S. A. Reshanov, C. M. Zetterling, and M. Östling, « Surface-passivation effects on the

- performance of 4H-SiC BJTs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 58, pp. 259–265, 2011.
- [20] L. A. Lipkin and J. W. Palmour, « Insulator investigation on SiC for improved reliability », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 46, pp. 525–532, 1999.
- [21] O. Biserica, P. Godignon, X. Jorda, J. Montserrat, N. Mestres, S. Hidalgo, « Study of AlN/SiO₂ as dielectric layer for SiC MOS structures », *Proceedings of International Semiconductor Conference*, pp. 205–208, 2000.
- [22] A. Kumta, E. Rusli, and J. H. Xia, « Breakdown phenomena of Al-based high- k dielectric/ SiO₂ stack on 4H-SiC », *Applied Physics Letters*, Vol. 94, p. 233505, 2009.
- [23] L. Wei, M.-L. Locatelli, S. Diaham, C. D. Pham, G. Grosset, and L. Dupuy, « High temperature dielectric properties of SiO₂ films deposited by TEOS PECVD », *IEEE International Conference on Dielectrics (ICD)*, France, 2016.
- [24] E. Schilirò, S. Di Franco, P. Fiorenza, C. Bongiorno, H. Gargouri, M. Saggio, R. Lo Nigro, and F. Roccaforte, « Atomic layer deposition of Al₂O₃ thin films for metal Insulator semiconductor applications on 4H-SiC », *Materials Science Forum*, Vol. 858, pp. 685–688, 2016.
- [25] A. Taube, M. Guzewicz, K. Kosiel, K. Gołaszewska-Malec, K. Król, R. Kruszka, E. Kamińska, and A. Piotrowska, « Characterization of Al₂O₃/4H-SiC and Al₂O₃/SiO₂/4H-SiC MOS structures », *Bulletin of the Polish Academy of Sciences Technical Sciences*, Vol. 64, pp. 547–551, 2016.
- [26] A. Hallén, M. Usman, S. Suvanam, C. Henkel, D. Martin, and M. K. Linnarsson, « Passivation of SiC device surfaces by aluminum oxide », *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, Vol. 56, 2014.
- [27] L. Kang, B. Lee, W. Qi, Y. Jeon, R. Nieh, S. Gopalan, K. Onishi, and J. C. Lee, « Electrical characteristics of highly reliable ultrathin hafnium oxide gate dielectric », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 21, pp. 181–183, 2000.
- [28] V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, F. Chen, S. A. Campbell, and R. Smith, « HfO₂-based insulating stacks on 4H-SiC(0001) », *Applied Physics Letters*, Vol. 82, pp. 922–924, 2003.
- [29] M. Wolborski, D. Rosén, A. Hallén, and M. Bakowski, « Aluminium nitride

- deposition on 4H-SiC by means of physical vapour deposition », *Thin Solid Films*, Vol. 515, pp. 456–459, 2006.
- [30] V. V. Afanas'ev, M. Houssa, A. Stesmans, and M. M. Heyns « Band alignments in metal-oxide-silicon structures with atomic-layer deposited Al_2O_3 and ZrO_2 », *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, pp. 3079–3084, 2002.
- [31] T. Kurniawan, Y. H. Wong, K. Y. Cheong, J. H. Moon, W. Bahng, K. Abdul Razak, Z. Lockman, H. J. Kim, and N. K. Kim, « Effects of post-oxidation annealing temperature on ZrO_2 thin film deposited on 4H-SiC substrate », *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 14, pp. 13–17, 2011.
- [32] M. Usman, C. Henkel, and A. Hallén, « $\text{HfO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ bilayered high-k dielectric for passivation and gate insulator in 4H-SiC Devices », *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, Vol. 2, pp. 3087–3091, 2013.
- [33] X. Y. Tang, Q.-W. Song, Y. M. Zhang, Y. M. Zhang, R. X. Jia, H. L. Lü, and Y. H. Wang, « Investigation of a 4H-SiC metal insulation semiconductor structure with an $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ stacked dielectric », *Chinese Physics B*, Vol. 21, 2012.
- [34] S. Diahm, S. Zemat, M.-L. Locatelli, S. Dinculescu, M. Decup, and T. Lebey, « Dielectric breakdown of polyimide films: Area, thickness and temperature dependence », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 17, pp. 18–27, 2010.
- [35] M.-L. Locatelli, R. Khazaka, S. Diahm, C. D. Pham, M. Bechara, S. Dinculescu, and P. Bidan, « Evaluation of encapsulation materials for high-temperature power device packaging », *IEEE Transactions on Power Electronics*, Vol. 29, pp. 2281–2288, 2014.
- [36] Y. Hinata, K. Taniguchi, M. Hori, « Enhanced Breakdown Voltage for All-SiC Modules », *Fuji Electric Review*, Vol. 62, 2016.
- [37] P. Badziag, « A new carbon rich model of the $\alpha\text{-SiC}$ $(0001)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ surface reconstruction », *Surface Science*, Vol. 413, pp. 502–508, 1998.
- [38] C. Fisher, M. Jennings, Y. Sharma, D. Hamilton, P. Gammon, A. Perez-Tomas, S. Thomas, S. Burrows, and P. Mawby, « Improved performance of 4H-SiC PiN diodes using a novel combined high temperature oxidation and annealing process », *IEEE*

-
- Transactions on Semiconductor Manufacturing*, Vol. 27, pp. 443–451, 2014.
- [39] T. Kimoto, H. Kawano, M. Noborio, J. Suda, and H. Matsunami, « Improved dielectric and interface properties of 4H-SiC MOS structures processed by oxide deposition and N₂O annealing », *Materials Science Forum*, Vol. 527–529, pp. 987–990, 2006.
- [40] X. Y. Chen and Y. Lu, « Annealing and oxidation of silicon oxide films prepared by plasma-enhanced chemical vapor deposition », *Journal of applied physics*, Vol. 97, 2004.
- [41] T. E. Rudenko, I. N. Osiyuk, I. P. Tyagulski, H. Ö. Ólafsson, and E. Ö. Sveinbjörnsson, « Interface trap properties of thermally oxidized n-type 4H-SiC and 6H-SiC », *Solid-State Electronics*, Vol. 49, pp. 545–553, 2005.
- [42] W. Li, J. Zhao, and D. Wang, « Structural and electronic properties of the transition layer at the SiO₂/4H-SiC interface », *American Institute of Physics (AIP)*, Vol. 5, 2015.
- [43] L. A. Lipkin, M. K. Das, and J. W. Palmour, « N₂O Processing Improves the 4H-SiC/SiO₂ Interface », *Materials Science Forum*, Vol. 389–393, pp. 985–988, 2002.
- [44] T. Kimoto and J. A. Copper, « Fundamentals of silicon carbide technology: growth, characterization, devices, and applications », John Wiley & Sons Singapore Pte. Ltd, Singapore, 2014.
- [45] H. Yano, T. Hirao, T. Kimoto, H. Matsunami, and H. Shiomi, « Interface properties in metal-oxide-semiconductor structures on n-type 4H-SiC(0001) », *Applied Physics Letters*, Vol. 81, pp. 4772–4774, 2003.
- [46] M.-L. Locatelli, K. Isoird, S. Dinculescu, V. Bley, T. Lebey, D. Planson, E. Dutarde, M. Mermet-Guyennet « Study of suitable dielectric materials properties for high electric field and high temperature power semiconductor environment », *EPE-10th European Conference on Power Electronics and Applications*, Toulouse, 2003.
- [47] R. Khazaka, « Etude du vieillissement de polymères isolants utilisés dans le packaging des modules de puissance haute température », Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse, France, 2011.
- [48] Cree®, « Cree silicon carbide substrates and epitaxy », 2014.

-
- [49] T. Kimoto, K. Fujihira, H. Shiomi, and H. Matsunami, « High-voltage 4H-SiC schottky barrier diodes fabricated on (0001) with closed micropipes », *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2: Letters*, Vol. 42, pp. 4–8, 2003.
- [50] N. Kaji, H. Niwa, J. Suda, and T. Kimoto, « Ultrahigh-voltage SiC p-i-n diodes with improved forward characteristics », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, pp. 374–381, 2015.
- [51] H. Fujiwara, T. Kimoto, T. Tojo, and H. Matsunami, « Characterization of in-grown stacking faults in 4H-SiC (0001) epitaxial layers and its impacts on high-voltage Schottky barrier diodes », *Applied Physics Letters*, Vol. 87, pp. 151–154, 2005.
- [52] H. J. Jung, S. B. Yun, I. H. Kang, J. H. Moon, W. J. Kim, and W. Bahng, « Impact of stacking fault on the I-V characteristics of 4H-SiC schottky barrier diode », *Materials Science Forum*, Vol. 821–823, pp. 563–566, 2015.
- [53] F. Zhao, M. M. Islam, B. K. Daas, and T. S. Sudarshan, « Effect of crystallographic dislocations on the reverse performance of 4H-SiC p-n diodes », *Materials Letters*, Vol. 64, pp. 281–283, 2010.
- [54] J. Biscarrat, « Design, intégration technologique et caractérisation d'architectures de diodes JBS en carbure de silicium », Thèse de doctorat de l'Université François Rabelais de Tours, France, 2015.
- [55] P. Brosselard, V. Banu, N. Camara, and A. Perez-Tomas, « Recent progress in 3.3kV SiC diodes », *Materials Science and Engineering B*, Vol. 165, pp. 15–17, 2009.
- [56] Y. Sugawara, D. Takayama, K. Asano, R. Singh, J. Palmour, and T. Hayashi, « 12-19 kV 4H-SiC pin diodes with low power loss », *Proceedings of the 13th International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs.*, pp. 27–30, 2001.
- [57] R. Singh, K. G. Irvine, D. C. Capell, J. T. Richmond, D. Berning, A. R. Hefner, J. W. Palmour, « Large area, ultra-high voltage 4H-SiC p-i-n rectifiers », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 49, pp. 2308-2315, 2002.
- [58] M. K. Das, B. A. Hull, J. T. Richmond, B. Heath, J. J. Sumakeris, and A. R. Powell, « Ultra high power 10 kV, 50 A SiC PiN diodes », *Proceedings of the International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs*, pp. 299–302, 2005.
- [59] T. Hiyoshi, T. Hori, J. Suda, and T. Kimoto, « Simulation and experimental study on

-
- the junction termination structure for high-voltage 4H-SiC PiN diodes », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 55, pp. 1841-1845, 2008.
- [60] P. Brosselard, N. Camara, J. Hassan, X. Jordà, J. P. Bergman, J. Montserrat, and J. Millán, « 3.3 kV-10A 4H-SiC PiN diodes », *Materials Science Forum*, Vol. 600–603, pp. 991–994, 2009.
- [61] K. Nakayama, R. Ishii, K. Asano, T. Miyazawa, M. Ito, and H. Tsuchida, « Component technologies for ultra-high-voltage 4H-SiC pin diode », *Materials Science Forum*, Vol. 679–680, pp. 535–538, 2011.
- [62] H. Niwa and G. Feng, « Breakdown characteristics of 12-20 kV-classe 4H-SiC PiN diodes with improved junction termination structures », *Proceedings of the 24th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs*, pp. 381–384, 2012.
- [63] J. Jiang, H. Hsu, K. Chu, C. Huang, and S. Member, « Experimental Study of counter-doped junction termination extension for 4H – SiC power devices », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 36, pp. 699–701, 2015.
- [64] H. M. McGlothlin, D. T. Morissette, J. A. Cooper, and M. R. Melloch, « 4 kV silicon carbide Schottky diodes for high-frequency switching applications », *57th Annual Device Research Conference Digest*, Vol. 1595, pp. 42–43, 1999.
- [65] J. H. Zhao, P. Alexandrov, and X. Li, « Demonstration of the first 10-kV 4H-SiC Schottky barrier diodes », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 24, pp. 402–404, 2003.
- [66] T. Nakamura, T. Miyanagi, I. Kamata, T. Jikimoto, and H. Tsuchida, « A 4.15 kV 9.07-m Ω •cm² 4H-SiC Schottky-barrier diode using Mo contact annealed at high temperature », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 26, pp. 99–101, 2005.
- [67] K. Vassilevski, I. Nikitina, P. Bhatnagar, A. Horsfall, N. Wright, A. G. O'Neill, M. Uren, K. Hilton, A. Munday, A. Hydes, and C. M. Johnson, « High temperature operation of silicon carbide Schottky diodes with recoverable avalanche breakdown », *Materials Science Forum*, Vol. 527–529, pp. 931–934, 2006.
- [68] K. V. Vassilevski, I. P. Nikitina, A. B. Horsfall, N. G. Wright, A. G. O'Neill, K. P. Hilton, A. G. Munday, A. J. Hydes, M. J. Uren, and C. M. Johnson, « High voltage silicon

- carbide schottky diodes with single zone junction termination extension », *Materials Science Forum*, Vol. 556–557, pp. 873–876, 2007.
- [69] H. Bartolf, V. Sundaramoorthy, A. Mihaila, M. Berthou, P. Godignon, J. Millan, « Study of 4H-SiC schottky diode designs for 3.3 kV applications », *Materials Science Forum*, Vols. 778-780, pp 795-799, 2014.
- [70] K. Asano, T. Hayashi, R. Saito, and Y. Sugawara, « High temperature static and dynamic characteristics of 3.7kV high voltage 4H-SiC JBS », 12th International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs., pp. 97–100, 2000.
- [71] J. Wu, L. Fursin, Y. Z. Li, P. Alexandrov, and J. H. Zhao, « 4,308V, 20.9 mΩ·cm² 4H-SiC MPS diodes based on a 30μm drift layer », *Materials Science Forum*, Vol. 457–460, pp. 1109–1112, 2004.
- [72] B. A. Hull, J. J. Sumakeris, M. J. O’Loughlin, Q. Zhang, J. Richmond, A. R. Powell, E. A. Imhoff, K. D. Hobart, A. Rivera-Lopez, and A. R. Hefner, « Performance and stability of large-area 4H-SiC 10-kV junction barrier schottky rectifiers », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 55, pp. 1864–1870, 2008.
- [73] J. Hu, L. X. Li, P. Alexandrov, and X. Wang, « 5 kV, 9.5 A SiC JBS diodes with non-uniform guard ring edge termination for high power switching application », *Materials Science Forum*, Vol. 600–603, pp. 947–950, 2009.
- [74] Q. C. Zhang, A. Agarwal, A. Burk, M. O’Loughlin, J. Palmour, R. Stahlbush, and C. Scozzie, « Influence of shockley stacking fault generation on electrical behavior of 4H-SiC 10 kV MPS diodes », *Materials Science Forum*, Vol. 645–648, pp. 331–334, 2010.
- [75] M. Berthou, P. Godignon, J. Montserrat, J. Millan, and D. Planson, « Study of 4H-SiC JBS diodes fabricated with tungsten schottky barrier », *Journal of Electronic Materials*, Vol. 40, pp. 2355–2362, 2011.
- [76] H. Niwa, J. Suda, and T. Kimoto, « Ultrahigh-voltage SiC MPS diodes with hybrid unipolar / bipolar operation », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, pp. 874-881, 2017.
- [77] H. Kitai, Y. Hozumi, H. Shiomi, M. Furumai, K. Omote, and K. Fukuda, « Demonstration of 13-kV class junction barrier schottky diodes in 4H-SiC with

- three-zone junction termination extension », *Materials Science Forum*, Vol. 897, pp 451-454, 2017.
- [78] H. Yuan, Q. W. Song, X. Y. Tang, Y. M. Zhang, H. Guo, Y. H. Wang, Y. M. Zhang, R. X. Jia, and Y. M. Zhang, « High Performance of 5.7kV 4H-SiC JBSs with optimized non-uniform field limiting rings termination », *Materials Science Forum*, Vol. 858, pp. 986–989, 2016.
- [79] K. Nakayama, A. Tanaka, M. Nishimura, K. Asano, T. Miyazawa, M. Ito, and H. Tsuchida, « Characteristics of a 4H-SiC pin diode with carbon implantation/thermal oxidation », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 59, pp. 895–901, 2012.
- [80] W. Sung and B. J. Baliga, « A comparative study 4500V edge termination techniques for SiC devices », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 64, pp. 1647–1652, 2017.
- [81] B. Vergne, G. Pâques, C. Maurer, S. Scharnholz, P. Brosselard, D. Planson « PASChAC, système automatisé de caractérisation de composants sur wafer », EPF, 2012
- [82] P. G. Muzykov, A. V. Bolotnikov, and T. S. Sudarshan, « Study of leakage current and breakdown issues in 4H-SiC unterminated Schottky diodes», *Solid-State Electronics*, Vol. 53, pp. 14–17, 2009.
- [83] S. Diaham, M. L. Locatelli, T. Lebey, C. Raynaud, M. Lazar, H. Vang, and D. Planson, « Polyimide passivation effect on high voltage 4H-SiC PiN diode breakdown voltage », *Materials Science Forum*, Vol. 615–617, pp. 695–698, 2009.
- [84] J. Schuderer, U. Vemulapati, and F. Traub, « Packaging SiC power semiconductors - challenges, technologies and strategies », *2nd IEEE Workshop on Wide Bandgap Power Devices Application*, pp. 18–23, 2014.
- [85] Synopsys, « Sentaurus TCAD -manuel », 2013.
- [86] R. Huang, « Conception, suivi de fabrication et caractérisation électrique de composants haute tension en SiC », Thèse de l'INSA-Lyon, 2011.
- [87] N. Dheilly, « Conception et optimisation de thyristors optiques en carbure de silicium pour des applications d'électronique impulsionnelle », Thèse de l'INSA-

-
- Lyon, 2011.
- [88] H. Hamad, « Détermination des coefficients d'ionisation de matériaux à grand gap par génération multi-photonique », Thèse de l'INSA-Lyon, 2015.
- [89] K. G. McKay and K. B. McAfee, « Electron multiplication in silicon and germanium », *Physical Review*, Vol. 91 , pp. 1079-1084, 1953.
- [90] P. A. Wolff, « Theory of electron multiplication in silicon and germanium », *Physical Review*, Vol. 95, pp. 1415–1420, 1954.
- [91] W. Shockley, « Problems related to p-n junctions in silicon », *Solid-State Electronics*, Vol. 11, pp. 81–121, 1961.
- [92] G. A. Baraff, « Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors », *Physical Review*, Vol. 128, pp. 2507–2517, 1962.
- [93] A. O. Konstantinov, Q. Wahab, N. Nordell, and U. Lindefelt, « Ionization rates and critical fields in 4H silicon carbide », *Applied Physics Letters*, Vol. 71, pp. 90-92, 1997.
- [94] R. Raghunathan and B. J. Baliga, « Measurement of electron and hole impact ionization coefficients for SiC », *Proc. of 9th International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's.*, pp. 173–176, 1997.
- [95] H. Niwa, J. Suda, and T. Kimoto, « Impact ionization coefficients in 4H-SiC », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, pp. 3326–3333, 2015.
- [96] T. Hatakeyama, T. Watanabe, T. Shinohe, K. Kojima, K. Arai, and N. Sano, « Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide », *Applied Physics Letters*, Vol. 85, pp. 1380-1382, 2004.
- [97] B. K. Ng, J. P. R. David, R. C. Tozer, G. J. Rees, F. Yan, J. H. Zhao, and M. Weiner, « Nonlocal effects in thin 4H-SiC UV avalanche photodiodes », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 50, pp. 1724–1732, 2003.
- [98] S. Loh, B. Ng, J. David, S. Soloviev, and H. Cha, « Impact ionization coefficients in 4H-SiC », Vol. 55, pp. 1984–1990, 2008.
- [99] J. E. Green, W. S. Loh, A. R. J. Marshall, B. K. Ng, R. C. Tozer, J. P. R. David, S. I. Soloviev, and P. M. Sandvik, « Impact ionization coefficients in 4H-SiC by ultralow excess noise measurement », *IEEE Transactions on Electronics Devices*, Vol. 59,

- pp. 1030–1036, 2012.
- [100] R. Raghunathan and B. J. Baliga, « Temperature dependence of hole impact ionization coefficients in 4H and 6H-SiC », *Solid-State Electron*, Vol. 43, pp. 199–211, 1999.
- [101] H. Niwa, J. Suda, and T. Kimoto, « Temperature dependence of impact ionization coefficients in 4H-SiC », *Materials Science Forum*, Vol. 778–780, pp. 461–466, 2014.
- [102] A. O. Konstantinov, N. Nordell, Q. Wahab, and U. Lindefelt, « Temperature dependence of avalanche breakdown for epitaxial diodes in 4H silicon carbide », *Applied physics letters*, Vol. 73, pp. 1850–1852, 1998.
- [103] P. G. Neudeck and C. Fazi, « Positive temperature coefficient of breakdown voltage in 4H-SiC PN junction rectifiers », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 18, pp. 96–98, 1997.
- [104] R. Raghunathan, D. Alok, and B. J. Baliga, « High voltage 4H-SiC schottky barrier diodes », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 16, pp. 9–10, 1995.
- [105] A. A. Lebedev, A. M. Strelchuk, S. Ortolland, C. Raynaud, M. L. Locatelli, D. Planson, and J. P. Chante, « Deep centers and the negative temperature coefficient of the breakdown voltage of SiC p-n structures and deep centers in SiC », *Semiconductors*, Vol. 31, pp. 735–738, 1997.
- [106] M. Ieda, « Electrical conduction and carrier traps in polymeric materials », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. EI-19, pp. 162–178, 1984.
- [107] N. R. Tu and K. C. Kao, « High-field electrical conduction in polyimide films », *Journal of Applied Physics*, Vol. 85, pp. 7267–7271, 1999.
- [108] M. Lenzlinger and E. H. Snow, « Fowler-nordheim tunneling into thermally grown SiO₂ », *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, pp. 278–283, 1969.
- [109] J. G. Simmons, « Conduction in thin dielectric films », *Journal of Applied Physics*, Vol. 4, pp. 613–657, 1971.
- [110] W. R. Harrell and J. Frey, « Observation of Poole–Frenkel effect saturation in SiO₂ and other insulating films », *Thin Solid Films*, Vol. 352, pp. 195–204, 1999.
- [111] G. M. Sessler, B. Hahn, and D. Y. Yoon, « Electrical conduction in polyimide films »,

-
- Journal of Applied Physics*, Vol. 60, pp. 318–326, 1986.
- [112] M. Nawaz, « On the evaluation of gate dielectrics for 4H-SiC based power MOSFETs », *Active and Passive Electronic Components*, p. 651527, 2015.
- [113] R. Singh and A. R. Hefner, « Reliability of SiC MOS devices », *Solid-State Electronics*, Vol. 48, pp. 1717–1720, 2004.
- [114] A. K. Agarwal, S. Seshadri, and L. B. Rowland, « Temperature dependence of Fowler-Nordheim current in 6H- and 4H-SiC MOS capacitors », *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 18, pp. 592–594, 1997.
- [115] S. K. Gupta, A. Azam, and J. Akhtar, « Experimental analysis of current conduction through thermally grown SiO₂ on thick epitaxial 4H-SiC employing Poole–Frenkel mechanism », *Journal of Applied Physics*, Vol. 74, pp. 325–330, 2010.
- [116] G. Raju, « Dielectrics in Electric Fields », *CRC Press*, 2003.
- [117] J. J. O'Dwyer, « The theory of avalanche breakdown in solid dielectrics », *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Vol. 28, pp. 1137–1144, 1967.
- [118] K. H. Stark and C. G. Garton, « Electric strength of irradiated polyethylene », *Nature*, Vol. 176, pp. 1225–1226, 1955.
- [119] W. Weibull, « A statistical distribution function of wide applicability », *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 18, pp. 293–297, 1951.
- [120] L. A. Dissado, « Theoretical basis for the statistics of dielectric breakdown », *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 23, pp. 1582–1591, 1990.
- [121] S. J. Laihonon, A. Gustafsson, U. Gäfvert, T. Schütte, and U. W. Gedde, « Area dependence of breakdown strength of polymer films: Automatic measurement method », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 14, pp. 263–274, 2007.
- [122] M. L. Coulibaly, « Caractérisation des diélectriques se propageant aux interfaces gaz / solide – Relation entre propriétés des matériaux et dimension fractale », Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, France 2009.
- [123] H. Kadi, « Influence de l'effet couronne sur les surtensions dans les lignes et les transformateurs de haute tension », Thèse de doctorat de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2008.

-
- [124] D. Ziani, « Influence de la forme des electrodes sur le contournement des isolateurs propres » Thèse de doctorat de l'université des sciences et de la technologie d'Oran, 2010.
- [125] A. M. Pointu, J. Perrin, « Plasmas froids de décharge - Propriétés électriques », *Technique d'ingénieurs*, 2015.
- [126] J.M. Rax, « Physique des plasmas », Dunod, Paris, 2005.
- [127] J. M. Meek and J. D. Craggs, « Electrical Breakdown of Gases », *Oxford At The Clarendon Press*, 1978.
- [128] P. Ségur, « Gaz isolants » *Technique de l'Ingénieur*, 1990.
- [129] F. Paschen, « Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz », *Journal of Applied Physics*, Vol. 273, pp. 69–96, 1889.
- [130] B. Philippe, « Étude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique », Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale Paris, 2014.
- [131] V. Bloschitsyn, « Review of surface discharge experiments », *St.-Petersburg State University*, <https://arxiv.org/pdf/1005.5044.pdf>, 2010.
- [132] M. C. Bouzidi, « Etude d'une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) homogène dans l'azote à pression atmosphérique : effet mémoire et optimisation du transfert de puissance », Thèse de doctorat de l'Université Toulouse, 2014.
- [133] J. Koller, V.Kriha, J. Pichal, L. Aubrecht, « Corona discharge light emission and electric field intensity comparison », *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. 54, pp. 810–815, 2004.
- [134] D. S. Antao, D. A. Staack, A. Fridman, and B. Farouk, « Atmospheric pressure dc corona discharges: operating regimes and potential applications », *Plasma Sources and Science. Technology.*, Vol. 18, pp. 2-11, 2009.
- [135] M. Goldman and R. S. Sigmond, « Corona and Insulation », *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, Vol. EI-17, pp. 90–105, 1982.
- [136] N. L. Allen and P. N. Mikropoulos, « Streamer propagation along insulating surfaces », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 6, pp.

- 357–362, 1999.
- [137] M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski, and A. Larsson, « Positive streamer discharges along insulating surfaces », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 8, pp. 902–910, 2001.
- [138] N. L. Allen and D. C. Faircloth, « Corona propagation and charge deposition on a PTFE surface », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 10, pp. 295–304, 2003.
- [139] A. S. Pillai and R. Hackam, « Modification of electric field at the solid insulator-vacuum interface arising from surface charges on the solid insulator », *Journal of Applied Physics*, Vol. 54, pp. 1302–1313, 1983.
- [140] C. Laurent « Diélectriques solides et charge d'espace », *Technique de l'Ingénieur*, 1991.
- [141] M. Hering, J. Speck, S. Großmann, «Investigation of particles on insulator surfaces in gas insulated systems under DC stress », *Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 70–73, 2014.
- [142] S. M. Korobeynikov, A. V Melekhov, G. G. Furin, V. P. Charalambakos, and D. P. Agoris, « Mechanism of surface charge creation due to image forces », *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 35, pp. 1193–1196, 2002.
- [143] N. L. Allen and A. A. R. Hashem, « The role of negative ions in the propagation of discharges across insulating surfaces », *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 35, pp. 2551–2557, 2002.
- [144] S. Kumara, S. Alam, I. R. Hoque, Y. V. Serdyuk, and S. M. Gubanski, « DC flashover characteristics of a polymeric insulator in presence of surface charges », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 19, pp. 1084–1090, 2012.
- [145] H. Fujinami, T. Takuma, S. Member, M. Yashima, and T. Kawamoto, « Mechanism and effect of DC charge accumulation on SF₆ Gas insulated spacers », *IEEE Power Engineering Review*, pp. 1765 - 1772, 1989.
- [146] A. Kumada and S. Okabe, « Measurement of surface charge on opposite sides of a planar insulator using an electrostatic probe », *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 11, pp. 919–928, 2004.

-
- [147] K. Nakanishi, A. Yoshioka, Y. Arahata, and Y. Shibuya, « Surface charging on epoxy spacer at DC stress in compressed SF₆ gas », *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Vol. EI-19, pp. 3919–3927, 1983.
- [148] J. Lyklema, « Surface conduction », *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 13, pp. 5027–5034, 2001.
- [149] J. S. Chang, P. A. Lawless, and T. Yamamoto, « Corona discharge processes », *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 19, pp. 1152–1166, 1991.
- [150] H. Singer and A. Ahmed, « Effect of the dielectric barrier on discharges in non-uniform electric fields », *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 34, pp. 1219–1234, 2001.
- [151] V. A. K. Temple and W. Tantraporn, « Junction termination extension for near-ideal breakdown voltage in p-n junctions », *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 33, pp. 1601–1608, 1986.
- [152] G. I. Isai, J. Holleman, H. Wallinga, and P. H. Woerlee, « Conduction and trapping mechanisms in SiO₂ films grown near room temperature by multipolar electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapor deposition », *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Vol. 22, pp. 1022–1029, 2004.
- [153] F. Chiu, « A review on conduction mechanisms in dielectric films », *Advances in Materials Science and Engineering*, vol. 2014, p. 578168, 2014.
- [154] S. C. Deshmukh, « Investigation of low temperature SiO₂ plasma enhanced chemical vapor deposition », *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Vol. 14, pp. 738–743, 1996.
- [155] A. M. Mahajan, L. S. Patil, J. P. Bange, and D. K. Gautam, « Growth of SiO₂ films by TEOS-PECVD system for microelectronics applications », *Surface and Coatings Technology*, Vol. 183, pp. 295–300, 2004.
- [156] L. J. Brillson, S. Tumakha, R. S. Okojie, M. Zhang, and P. Pirouz, « Electron-excited luminescence of SiC surfaces and interfaces », *Journal. Physic. Condensed. Matter*, Vol. 16, pp. S1733–S1754, 2004.
- [157] K. Mochizuki, N. Kameshiro, H. Matsushima, H. Okino, and R. Yamada, « Uniform luminescence at breakdown in 4H-SiC 4°-Off (0001) p-n diodes terminated with

-
- an asymmetrically spaced floating-field ring », *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, Vol. 3, pp. 349–354, 2015.
- [158] S. Zelmat, M. L. Locatelli, T. Lebey, and S. Diaham, « Investigations on high temperature polyimide potentialities for silicon carbide power device passivation », *Microelectronic Engineering*, Vol. 83, pp. 51–54, 2006.

Title: Study of the Impact of the Peripheral Protection and of the Environmental Parameters on SiC Power Devices Performance for Higher Voltage Rating

Abstract: Nowadays, most of the semiconductor devices used in power electronics are silicon (Si) based devices. In order to meet the new electrical and thermal constraints induced by the demand in rising both the operating voltage and the power density of the electrical energy converters, the use of wide band gap semiconductors such as silicon carbide (SiC) may represent an adequate solution, thanks to their critical electric field (E_c) which is about ten times higher than that of Si and to their ability of operating at temperatures beyond 200 °C. A state-of-the-art on the readily (commercially) available high voltage SiC diodes (10kV or higher) is presented, highlighting the progress made in improving the materials themselves as well as their peripheral protection. However, regarding the die insulating materials, the studies mainly focus on the primary passivation step, which was often mentioned as the most critical one. Obviously much less work is carried out on the impact of the secondary passivation and encapsulation materials. The goal of this study is to contribute to a better knowledge of the mechanisms involved in the SiC chips and electrically insulating environment breakdown while in a blocking state, as well as to the identification of the most relevant parameters acting on these phenomena.

Thus, a study of the correlated properties of the semiconductor and the passivation and encapsulation materials present on the surface of the chip was carried out on SiC-4H bipolar diodes protected by junction termination extension (JTE), supplied by IBS society, within the framework of the 'FilSiC' research project.

First, a numerical simulation study of the entire structure (SiC and insulating materials) was carried out using the Sentaurus Device software (Synopsys). This allowed for quantifying the electric field stresses throughout the structure for a given applied voltage as well as their dependence on the properties of the considered insulating materials. This study was equally used for choosing the appropriate parameters of the epitaxial substrate and for designing the lateral and the surface geometry of the diodes (the technological parameters being fixed elsewhere), in view of the subsequent experimental study of their breakdown voltage in the 1kV-6kV range. Concurrently, the electrical characterization of the primary passivation material used (thick silicon dioxide layer) was performed by using MIS (metal-insulator-semiconductor) type structures, in a temperature range of up to 300 °C. This allowed to determine its main electrical properties, particularly the dielectric breakdown voltage.

The work then focused on the room-temperature characterization of the breakdown voltage of the full structures built around the different manufactured diodes. The tests were carried out both under high vacuum conditions and under nitrogen at atmospheric pressure. The behavior of the different study cases observed under vacuum conditions during the breakdown, coupled with the simulation results, allowed to determine the values of the maximum electric fields induced in the different insulating materials and to correlate them to their known dielectric breakdown values. On the other hand, additional results obtained under nitrogen atmosphere confirmed some technological parameters and mechanisms at play during the breakdown of the diodes. Several guidelines for the optimization of these technological parameters (epitaxy and JTE) and of the insulating passivation and encapsulation layers (thickness, permittivity) of the “high voltage” SiC diode were derived from this study.

Keywords: SiC, passivation, encapsulation, breakdown mechanisms, critical electric field, numerical simulation, electrical characterization

Étude de l'impact des paramètres de protection périphérique et environnementaux de composants de puissance en carbure de silicium en vue de leur montée en tension.

Auteur : Lumei WEI

Directeurs de thèse : Marie-Laure LOCATELLI et Pierre BIDAN

Date et lieu de soutenance : 19 juillet 2017 au laboratoire LAPLACE (UMR 5213)

Discipline : Génie Électrique

Résumé : Actuellement, la majorité des composants à semi-conducteur pour l'électronique de puissance est réalisée à partir de silicium. Afin de répondre aux nouvelles contraintes électriques et thermiques imposées par la montée en tension et en densité de puissance des convertisseurs d'énergie électrique, une solution repose sur l'emploi d'un semi-conducteur à large bande interdite tel que le carbure de silicium (SiC), du fait de son champ électrique critique (E_C) environ dix fois plus élevé que celui du silicium et de sa capacité à fonctionner à des températures supérieures à 200 °C. Une revue des nombreuses publications concernant des diodes en SiC de tenue en tension élevée, voire leur disponibilité commerciale (jusqu'à 10 kV), est présentée, qui montre les progrès réalisés grâce aux efforts portés sur l'amélioration du matériau et l'optimisation de la protection périphérique des composants. L'étape de passivation primaire reste une étape critique très souvent mentionnée. Beaucoup moins de travaux prennent en considération l'impact des matériaux de passivation secondaire et d'encapsulation. L'objectif de cette thèse est de contribuer à une meilleure connaissance des paramètres et des mécanismes de rupture impactant la tenue en tension à l'état bloqué de l'ensemble que forment la puce et son l'environnement isolant électrique. Ainsi, une étude expérimentale de l'influence de différents paramètres liés au semi-conducteur ainsi qu'aux matériaux de passivation et d'encapsulation présents en surface de la puce a été menée, à l'aide de diodes en SiC-4H avec protection périphérique par poche implantée, réalisées par la société IBS, dans le cadre du projet de recherche 'FilSiC'.

Dans un premier temps, une étude par simulation numérique de l'ensemble de la structure (SiC, électrodes métalliques, isolants) a été effectuée à l'aide du logiciel Sentaurus Device (Synopsys). Elle a permis de quantifier les contraintes en champ électrique dans toute la structure pour une tension appliquée donnée, et leur sensibilité aux caractéristiques des matériaux isolants prises en compte. Cette étude a également servi au choix des paramètres liés au substrat épitaxié et à la géométrie latérale et en surface des diodes (les paramètres technologiques étant fixés par ailleurs), pertinents pour l'étude expérimentale de leur tension de rupture, dans une gamme de 1 kV à 6 kV. En parallèle, la caractérisation électrique, au sein de structures Métal-Isolant-Semi-conducteur, du matériau de passivation primaire utilisé (dépôt épais de dioxyde de silicium), dans une gamme de température jusqu'à 300 °C, a permis de déterminer ses propriétés électriques, dont la rigidité diélectrique.

Le travail a ensuite porté sur la caractérisation à température ambiante de la tension de rupture de la structure complète des différentes diodes fabriquées, effectuée sous vide et sous azote à la pression atmosphérique. Les comportements expérimentaux visualisés sous vide au moment du claquage, et couplés aux informations issues des simulations, ont notamment permis d'estimer les valeurs des champs maximaux induits dans les différents matériaux isolants, et de corréliser leur impact avec les valeurs de rigidité diélectrique connues pour ces isolants. Les résultats complémentaires sous azote ont permis de confirmer certains paramètres technologiques et mécanismes mis en jeu lors du claquage des diodes d'autre part. Plusieurs conclusions utiles pour l'optimisation des paramètres technologiques (épitaxie et poche) et des couches isolantes de passivation et d'encapsulation (épaisseur, permittivité) de la diode 'haute tension' en SiC ont pu être dégagées de ces travaux.

Mots-clés : SiC, passivation, encapsulation, mécanismes de rupture, champ électrique critique, simulation numérique, caractérisation électrique.
