



N°d'ordre NNT : 2022LYSEI010

**THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**  
opérée au sein de  
**L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon**

**Ecole Doctorale N° 160**  
**(Électronique, Électrotechnique, Automatique)**

**Spécialité : Génie Électrique**

Soutenue publiquement le 17/02/2022, par :  
**Ralph MAKHOUL**

---

**Conception et caractérisations  
électriques de diodes de type TMBS et de  
transistors de type MOSFET en diamant  
pour la microélectronique de puissance**

---

Devant le jury composé de :

<b>GODIGNON Philippe</b>	Professeur	CNM-IMB	Rapporteur
<b>BEYDOUN Bilal</b>	Professeur	CESI Nanterre	Rapporteur
<b>ACHARD Jocelyn</b>	Professeur	LSPM	Examineur
<b>TASSELLI Josiane</b>	Chargée de recherche du CNRS	LAAS-CNRS	Examinatrice
<b>PLANSON Dominique</b>	Professeur	INSA Lyon	Directeur de thèse
<b>ISOIRD Karine</b>	Maître de conférences	LAAS-CNRS	Co-Directrice de thèse
<b>PHUNG Luong Viêt</b>	Maître de conférences	INSA Lyon	Co-Directeur de thèse

**Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales**

<b>SIGLE</b>	<b>ECOLE DOCTORALE</b>	<b>NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE</b>
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="https://www.edchimie-lyon.fr">https://www.edchimie-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	<b>M. Stéphane DANIELE</b> C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="https://edeea.universite-lyon.fr">https://edeea.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	<b>M. Philippe DELACHARTRE</b> INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 <a href="mailto:philippe.delachartre@insa-lyon.fr">philippe.delachartre@insa-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	<b>M. Philippe NORMAND</b> Université Claude Bernard Lyon 1 UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:philippe.normand@univ-lyon1.fr">philippe.normand@univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://ediss.universite-lyon.fr">http://ediss.universite-lyon.fr</a> Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	<b>Mme Sylvie RICARD-BLUM</b> Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 <a href="mailto:sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr">sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a> Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	<b>M. Hamamache KHEDDOUCI</b> Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 <a href="mailto:hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr">hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATÉRIAUX DE LYON</b> <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a> Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	<b>M. Stéphane BENAYOUN</b> Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 <a href="mailto:stephane.benayoun@ec-lyon.fr">stephane.benayoun@ec-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://edmega.universite-lyon.fr">http://edmega.universite-lyon.fr</a> Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	<b>M. Jocelyn BONJOUR</b> INSA Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69621 Villeurbanne CEDEX <a href="mailto:jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr">jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b> <a href="https://edsciencessociales.universite-lyon.fr">https://edsciencessociales.universite-lyon.fr</a> Sec. : Mélina FAVETON INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.77.79 <a href="mailto:melina.faveton@univ-lyon2.fr">melina.faveton@univ-lyon2.fr</a>	<b>M. Christian MONTES</b> Université Lumière Lyon 2 86 Rue Pasteur 69365 Lyon CEDEX 07 <a href="mailto:christian.montes@univ-lyon2.fr">christian.montes@univ-lyon2.fr</a>

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

# Table des matières

<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE.....</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE 1 : LE DIAMANT POUR L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE .....</b>	<b>10</b>
1.1 ENJEUX ET BESOINS DE L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE .....	10
1.1.1 Domaines et limites de performance des composants électroniques de puissance.....	10
1.1.2 Les semi-conducteurs à large bande interdite pour l'électronique de puissance.....	11
1.2 LA TECHNOLOGIE DIAMANT POUR L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE .....	13
1.2.1 Caractéristiques des échantillons de diamant .....	13
1.2.1.1 Substrats et croissance .....	13
1.2.1.2 Défauts cristallins .....	15
1.2.1.3 Terminaison des couches de diamant.....	17
1.2.2 Le dopage du diamant.....	17
1.2.2.1 Dopage de type P.....	18
1.2.2.2 Dopage de type N.....	19
1.2.3 Contacts.....	20
1.2.3.1 Contact ohmique sur diamant de type P.....	20
1.2.3.2 Contact ohmique sur diamant de type N.....	21
1.2.4 Gravure.....	22
1.3 COMPOSANTS DIAMANT POUR L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE .....	22
1.3.1 Diodes à barrière Schottky (SBD - Schottky Barrier Diodes) .....	22
1.3.2 Diodes PN .....	24
1.3.3 Transistors .....	25
1.3.3.1 MOSFET en mode de déplétion profonde et d'inversion .....	25
1.3.3.2 FET à jonction (JFET), MESFET et transistors bipolaires .....	27
1.4 CONCLUSION .....	29
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1 .....	30
<b>CHAPITRE 2 : CONCEPTION D'UNE DIODE TMBS VERTICALE EN DIAMANT DE TYPE P AVEC LE LOGICIEL SENTAURUS TCAD .....</b>	<b>39</b>
2.1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA TMBS .....	39
2.2 PRÉSENTATION DES PARAMÈTRES ET DES MODÈLES UTILISÉS DANS LA SIMULATION TCAD .....	41
2.2.1 Particularités de la simulation de composants en diamant.....	41
2.2.2 Mise à jour du modèle d'ionisation par impact.....	42
2.3 SIMULATIONS D'UNE DIODE SCHOTTKY PLANE PARALLÈLE INFINIE EN DIAMANT TYPE P .....	43
2.4 ÉTUDE ANALYTIQUE DE LA TMBS.....	47
2.4.1 Structure MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) idéale 1D .....	47
2.4.2 Diode TMBS 2D .....	49
2.4.2.1 Influence des paramètres technologiques de la TMBS sur la valeur du champ électrique maximal 61	
2.4.2.1.1 Influence de la permittivité du diélectrique « $\epsilon_{\text{diélectrique}}$ ».....	61
2.4.2.1.2 Influence de « m », « d » et « $t_{\text{dié}}$ » .....	62
2.4.2.2 Conclusion de l'étude analytique .....	64
2.5 SIMULATIONS TCAD 2D DE LA TMBS .....	65

2.5.1	Optimisation des paramètres technologiques du diélectrique.....	67
2.5.1.1	Choix du diélectrique .....	67
2.5.1.2	Optimisation des épaisseurs horizontales « $t_{dieH}$ » et verticales « $t_{dieV}$ » du diélectrique.....	69
2.5.2	Optimisation des paramètres technologiques primaires de la TMBS .....	71
2.5.2.1	Influence de la profondeur de gravure « $d$ » et de la demi-largeur de la méso « $m/2$ » sur $V_{BR}$ et $V_{ab}$ .....	71
2.5.2.2	Influence de l'épaisseur verticale du diélectrique « $t_{dieV}$ » sur $V_{BR}$ et $V_{ab}$ .....	77
2.5.2.3	Influence de l'épaisseur de la couche P- « $he$ » sur le compromis « $V_{BR}/R_{ON,S}$ ».....	79
2.5.2.4	Comparaison entre l'étude analytique et la simulation TCAD.....	80
2.5.3	Influence des charges à l'interface $HfO_2$ /diamant .....	83
2.5.4	Protections périphériques.....	84
2.6	CONCLUSION .....	87
	BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2 .....	90
<b>CHAPITRE 3 : CONCEPTION D'UN TRANSISTOR MOSFET VERTICAL EN DIAMANT À CANAL P ET À GRILLE EN U AVEC LE LOGICIEL SENTAURUS TCAD.....</b>		<b>93</b>
3.1	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TRANSISTOR MOS DE PUISSANCE VERTICAL À TRANCHÉE .....	93
3.2	LE TRANSISTOR MOSFET VERTICAL À CANAL P ET À GRILLE EN U .....	97
3.2.1	Composantes internes de la résistance à l'état passant ( $R_{ON}$ ) .....	98
3.3	STRUCTURE SIMULÉE DU TRANSISTOR MOSFET VERTICAL À CANAL P ET À GRILLE EN U .....	101
3.3.1	Compromis « dopage / épaisseur » de la couche P- pour supporter 1200 V à 300 K .....	103
3.3.2	Compromis « dopage/épaisseur » de la couche N pour éviter le perçage.....	105
3.3.2.1	Couche N non compensée .....	106
3.3.2.2	Couche N compensée .....	108
3.3.2.3	Épaisseur de la couche N .....	113
3.3.3	Optimisation des paramètres technologiques de la grille .....	114
3.3.3.1	Caractéristiques de transfert $I_d f(V_{gs})$ en fonction des paramètres de la grille.....	114
3.3.3.2	Caractéristiques de sortie $I_d f(V_{ds})$ en fonction des paramètres de la grille.....	118
3.3.4	Influence des charges à l'interface $Si_3N_4$ /diamant .....	122
3.4	CONCLUSION .....	124
	BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3 .....	125
<b>CHAPITRE 4 : DÉVELOPPEMENT DE BRIQUES TECHNOLOGIQUES SUR DIAMANT.....</b>		<b>127</b>
4.1	RÉALISATION TECHNOLOGIQUE DES CONTACTS OHMIQUES.....	127
4.1.1	Caractéristiques d'un motif TLM droit réalisé sur diamant.....	128
4.1.2	Procédé de micro fabrication de TLM droit sur diamant.....	128
4.1.3	Optimisation de l'étape de lithographie sur les échantillons en diamant.....	130
4.1.3.1	Optimisation de l'étape de lithographie laser avec la résine positive AZ4999.....	131
4.1.3.2	Optimisation de l'étape de lithographie laser avec la résine négative NLOF 2035.....	134
4.1.4	Réalisation des TLM droits sur échantillons en diamant de type P.....	139
4.1.5	Caractérisation électrique des contacts ohmiques réalisés sur diamant de type P .....	141
4.1.5.1	Équations et résolution pour le cas du motif TLM droit .....	141
4.1.5.2	Caractéristiques $I(V)$ .....	143
4.1.6	Conclusion sur le procédé de microfabrication de TLM droit.....	151
4.2	GRAVURE RIE ICP .....	152
4.2.1	Principe de fonctionnement.....	153

4.2.1.1	Paramètres de contrôle du plasma de gravure RIE-ICP .....	154
4.2.1.2	Caractérisation d'une gravure plasma .....	154
4.2.2	Procédés de gravure plasma du diamant déjà réalisés .....	157
4.2.3	Mise en place d'un procédé de gravure plasma du diamant.....	158
4.2.3.1	Nettoyage et préparation des échantillons en diamant .....	159
4.2.3.2	Étude de la gravure RIE-ICP du diamant par plasma O <sub>2</sub> .....	161
4.2.3.2.1	Influence de la puissance du plasma P <sub>ICP</sub> .....	161
4.2.3.2.2	Influence de la puissance de polarisation P <sub>Polarisation</sub> .....	163
4.2.4	Perspectives pour l'étude de gravure .....	166
4.3	CONCLUSION .....	167
	BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4 .....	170
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE .....</b>	<b>172</b>
	<b>ANNEXES.....</b>	<b>179</b>
	ANNEXE 1. PRINCIPAUX MODÈLES BASIQUES UTILISÉS .....	179
	Annexe 1.1 Modèle de la largeur de la bande interdite.....	179
	Annexe 1.2 Modèle de densités d'états du diamant et concentration intrinsèque de porteurs.....	180
	Annexe 1.3 Modèles de mobilités .....	182
	Modèle de Masetti.....	182
	Modèle de Baccarani (University of Bologna Mobility Model) .....	183
	Modèle de Canali (Caughey-Thomas).....	184
	Annexe 1.4 Modèle d'ionisation incomplète des dopants.....	185
	ANNEXE 2. LA TECHNIQUE DU LIFT-OFF .....	186
	ANNEXE 3. LES LIMITES DE LA PHOTOLITHOGRAPHIE CLASSIQUE SUR DIAMANT .....	187
	ANNEXE 4. DÉPÔT DE RÉSINE PAR SPRAY COATER .....	188
	ANNEXE 5. INSOLATION DE LA RÉSINE PHOTOSENSIBLE PAR ÉCRITURE LASER .....	189
	BIBLIOGRAPHIE DES ANNEXES .....	191



# Introduction générale

Avec l'augmentation permanente de la consommation électrique mondiale depuis des années, le domaine de l'électronique de puissance vise à améliorer les composants électroniques supportant des grandes puissances. De nos jours, l'utilisation et l'évolution des appareils de communication, médical et de transport (aéronautique, spatial ou maritime, terrestre routier et ferroviaire) augmentent de plus en plus, d'où le rôle de l'électronique de puissance dans l'alimentation électronique de ces objets avec des composants électroniques efficaces, et dont le coût de fabrication soit le plus faible possible. Ainsi, le domaine de l'électronique de puissance va de quelques milliwatts (téléphonie mobile) à plusieurs centaines de kilowatts (ferroviaire, aviation, ...).

Depuis la création des premiers composants électroniques au début du vingtième siècle jusqu'à présent, le silicium est le matériau de base le plus utilisé pour ces composants de puissance. Cependant, du à l'augmentation de leur besoin en alimentation électrique et la nécessité de leur fonctionnement dans des conditions sévères, la filière silicium rencontre de plus en plus de difficultés pour relever le défi de ces nouvelles contraintes (développement de réseaux à haute tension et forte puissance).

La recherche s'est orientée pour trouver des remplaçants au silicium : ce sont les matériaux à large bande interdite comme le carbure de silicium (SiC), le nitrure de gallium (GaN) et le diamant (Carbone). Leurs propriétés physiques intrinsèques correspondent bien aux demandes de fonctionnement du marché de l'électronique de puissance dans les trente dernières années, en ce qui concerne des tenues en tension élevées, de forts calibres en courant, de faibles pertes en commutation et un fonctionnement à haute température.

Au vu de ces propriétés électriques et thermiques exceptionnelles, le diamant surpasse le Si, SiC et le GaN en termes de performances à forte puissance et se révèle un candidat sérieux pour les applications en électronique de puissance. Cependant, de nombreux verrous technologiques restent encore à surmonter, comme la croissance de substrats monocristallins de grande taille ( $> 3 \times 3 \text{ mm}^2$ ), la difficulté de doper de manière significative le diamant type N, et par la suite, la réalisation de contacts ohmiques de bonne qualité sur du diamant de type N.

Dans ce contexte, nos travaux de thèse sont réalisés dans le cadre du projet ANR MOVEToDIAM (MOS Vertical Tout DIAMant), coordonné par le LAAS-CNRS qui a débuté en novembre 2017. Ce projet est dans la continuité des travaux sur diamant effectués au sein du laboratoire depuis 2005. L'objectif principal est de concevoir et de fabriquer une diode TMBS (Trench MOS Barrier Schottky) et un transistor MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) vertical à canal P et à grille en U supportant 6 000 V et 1 200 V respectivement à 300 K. Les partenaires impliqués dans ce projet sont le laboratoire Ampère pour la conception et la caractérisation électrique des composants, le Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux (LSPM) et le Groupe d'Étude de la Matière Condensée (GEMaC) pour la croissance des couches de diamant de type P et N respectivement, l'entreprise IBS (Ion Beam Services) pour l'implantation ionique et le laboratoire LAAS-CNRS pour la conception, réalisation et caractérisation électrique.

Le but de cette thèse est de répondre à l'objectif ambitieux du projet, et elle est codirigée par le laboratoire Ampère et le LAAS-CNRS. Dans un premier temps, la conception des structures en diamant est réalisée au laboratoire Ampère en utilisant le logiciel SENTAUROS TCAD (Technology Computer Aided Design). Ensuite, la réalisation technologique a été effectuée avec le matériel et le personnel de la plateforme RENATECH de micro et nanotechnologies du LAAS-CNRS. Enfin, les caractérisations électriques ont été menées au sein de la plateforme de caractérisation des deux laboratoires Ampère et LAAS-CNRS.

Le premier chapitre de ce travail décrira l'état de l'art des connaissances autour du diamant, ses propriétés physiques et électriques, les techniques de croissance et le dopage. Ce chapitre montrera l'intérêt du diamant et ses avantages, en comparant ses propriétés physiques intrinsèques avec le silicium, le carbure de silicium et le nitrure de gallium. Ensuite, nous détaillerons les verrous technologiques du diamant, et les pistes envisagées pour pallier ces problèmes. Enfin, nous passerons en revue les différents composants de puissance unipolaires et bipolaires en diamant déjà réalisés et rapportés dans la littérature.

Le deuxième chapitre évoquera la méthodologie de conception adaptée pour la diode TMBS. Le début de ce chapitre montrera le principe de fonctionnement du logiciel de simulation SENTAUROS-TCAD qui est basé sur la méthode des éléments finis. La diode TMBS



présente une particularité qui est le phénomène d'auto-blindage qui se crée dans la région MESA de la structure. L'avantage de ce phénomène est de protéger le contact Schottky des forts champs électrique et d'éviter le claquage au-dessous du contact. La méthodologie de conception de la diode TMBS se divise en deux parties principales. La première partie consiste à réaliser une étude analytique sur le principe de fonctionnement de la diode. Cette étude analytique servira comme un outil de dimensionnement comprenant une sensibilité et une plage de variation très large en fonction des paramètres technologiques de cette structure. Cela permettra de déterminer les paramètres technologiques essentiels de la structure et les plages de variation des paramètres nécessaires à optimiser dans les simulations TCAD. La seconde partie de l'étude sera consacrée à affiner les variations des paramètres technologiques déterminées par l'étude analytique. Ainsi, les simulations électriques réalisées par simulations TCAD en fonction des paramètres technologiques détermineront la structure optimale qui supporte 6000 V à 300 K.

Le troisième chapitre présentera la méthodologie de conception adaptée pour le transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U. La première partie de la conception consiste à optimiser les compromis « dopage/épaisseur » des couches P et N afin d'obtenir la tenue en tension visée de 1 200 V tout en évitant le perçage et ainsi obtenir la formation du canal sous la grille. La compensation dans la couche N est bien prise en compte dans les simulations TCAD. La deuxième partie de la conception consiste à optimiser les paramètres technologiques de la grille en U du transistor pour avoir la résistance spécifique la plus faible possible à l'état passant.

Le dernier chapitre abordera les briques technologiques développées dans la réalisation de la diode TMBS et du transistor MOSFET. Dans un premier temps, un procédé de microfabrication des TLM (Transmission Line Method) droit a été développé afin de réaliser des contacts ohmiques sur des échantillons en diamant de type p. Les contacts ont été évalués par des mesures électriques en fonction du dopage et de la température. Ensuite, un procédé de gravure sèche RIE-ICP (Reactive Ion Etching – Inductive Coupled Plasma) a été développé aussi bien pour obtenir la réalisation de la structure MESA de la diode TMBS que pour l'ouverture de la grille en U du transistor MOSFET. Le procédé développé assure l'obtention des motifs

de gravure présentant des flancs droits, un bon état de surface et limite le phénomène de « surgravure » communément appelé « trenching » au fond de gravure.

Enfin, la conclusion présentera les résultats importants et mettra en jeu des nouvelles perspectives essentielles pour la continuation et l'amélioration des travaux menés.



## **Chapitre 1 : Le diamant pour l'électronique de puissance**

Depuis les années 1950, les composants habituellement utilisés dans le monde de la puissance sont principalement réalisés en silicium. Toutes les améliorations technologiques apportées pour le silicium ont atteint un point de saturation, approchant la limite théorique idéale de ce matériau. La conséquence est le développement de composants semi-conducteur à base de matériaux dits à « large bande interdite » comme le SiC (Carbure de Silicium) et le GaN (Nitrure Gallium) pour la conception de composants puissance. Le diamant étant un matériau dit à « ultra-large bande interdite », il ouvre la possibilité d'atteindre des tenues en tension encore plus élevées et des résistances à l'état passant encore plus faibles.

Nous présenterons au début de ce chapitre les domaines d'utilisation des interrupteurs de puissance. Nous aborderons ensuite la contribution des propriétés physiques des semi-conducteurs à large bande interdite dans la fabrication des composants de puissance. Les propriétés électriques et thermiques du diamant, le rendent un matériau prometteur pour la réalisation de ces composants. Malgré ses propriétés avantageuses, plusieurs défis technologiques pour la microfabrication sur diamant doivent être surmontés afin de fabriquer ces composants.

Enfin, nous discuterons des avancées technologiques actuelles sur diamant en termes de croissance des couches, de dopage et de contacts élaborés, avant de passer en revue l'état de l'art de certains composants en diamant déjà réalisés.

### **1.1 Enjeux et besoins de l'électronique de puissance**

#### **1.1.1 Domaines et limites de performance des composants électroniques de puissance**

Les progrès technologiques ont conduit au développement des composants de puissance modernes pour diverses applications. La demande récente en composants de puissance pour les applications de transport (ferroviaire, aéronautique, spatiale...), utilitaires et industrielles nécessite des composants avec une puissance, une fréquence et une température de travail plus élevées qui dépassent la limite théorique des composants en silicium. Par

exemple, les systèmes de conversion en électronique de puissance (PECS) permettent le changement de la forme d'un signal alternatif (AC) en signal continu (DC), ou inversement (de DC vers AC) ou permettent tout simplement d'ajuster la tension et/ou la fréquence du signal. Pour ce faire, des diodes et transistors de commutation de puissance y sont généralement intégrés.

Ces composants de puissance exigent les tenues en tension les plus élevées à l'état bloqué et les résistances spécifiques à l'état passant les plus faibles. La commutation s'accompagne également d'une dissipation d'énergie proportionnelle à la fréquence de commutation.

La puissance dissipée (pertes) des composants qui sont encore majoritairement en silicium reste un défi majeur à surpasser. Ainsi, l'utilisation de matériaux dits à « large bande interdite » est une solution pour surmonter ce problème, et diminuer les pertes en conduction et en commutation.

Généralement les structures MOS (Metal Oxide Semiconductor) sont privilégiées pour leur vitesse de commutation élevées et sont adaptées aux moyennes puissances. Elles présentent alors un compromis idéal entre la fréquence d'utilisation et la puissance commutée, ce qui est nécessaire pour limiter les pertes en conduction et commutation, et ouvrent la voie à la conception et la réalisation de diodes TMBS et de transistors verticaux en diamant [1].

### **1.1.2 Les semi-conducteurs à large bande interdite pour l'électronique de puissance.**

Le choix d'un semi-conducteur pour la fabrication des composants de puissance est fortement lié à la finalité d'utilisation, aux performances de ce semi-conducteur et au prix de revient de la fabrication du produit. Les propriétés électriques et thermiques des semi-conducteurs à grand gap sont bien mieux classées pour les applications à forte puissance que le Silicium. Leur largeur de bande interdite élevée et leur faible densité de porteurs intrinsèques conduisent à de faibles courants de fuite. Par ailleurs, cette plus grande largeur de bande interdite contribue à un fort champ de rupture. Ainsi, pour une même tenue en tension désirée

que le silicium, les épaisseurs de région de dérive sont plus réduites. À ce jour, les semi-conducteurs à large bande interdite utilisés pour l'électronique de puissance sont : le carbure de silicium (SiC), le nitrure de Gallium (GaN), le diamant (C) et récemment l'oxyde de gallium ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$ ).

La Figure 1.1 résume les principales caractéristiques physiques des semi-conducteurs à large bande interdite comparé au diamant [1-3].

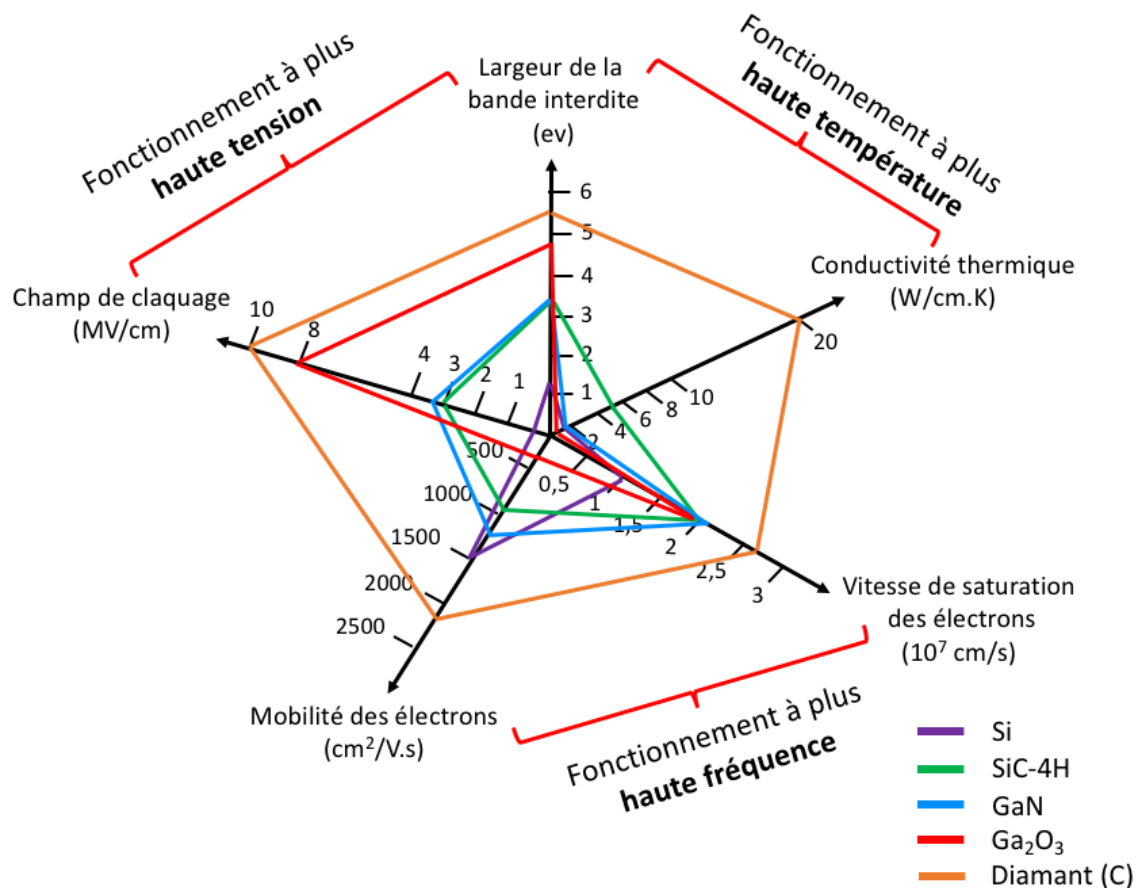


Figure 1.1 - Résumé des propriétés physiques des semi-conducteurs à grand gap [1-3].

D'après la Figure 1.1, le diamant est considéré comme l'un des matériaux présentant des propriétés électriques et thermiques les plus élevées. Avec la largeur de la bande interdite et le champ de claquage les plus élevés, théoriquement le diamant est le matériau qui présente les meilleures propriétés pour les applications à haute tension. La mobilité de ses électrons la plus élevée engendre une diminution de la résistance à l'état passant. Sa conductivité thermique la plus grande facilite l'évacuation de la chaleur, ce qui est très important pour

l'électronique de puissance avec des composants qui peuvent avoir à fonctionner en environnement sévère. De même, la vitesse de saturation de ses électrons la plus élevée permet les commutations rapides entre les états passants et bloqués.

## 1.2 La technologie diamant pour l'électronique de puissance

### 1.2.1 Caractéristiques des échantillons de diamant

#### 1.2.1.1 Substrats et croissance

La technique haute température et haute pression (HPHT) est utilisée pour la croissance des substrats en diamant. Ainsi, à partir de graphite chauffé à 2000 K sous forte pression (10000 atm), des substrats millimétriques en diamant sont élaborés. À l'heure actuelle, la taille des échantillons monocristallins élaborés par cette technique est limitée entre  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  et  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  [4-5]. Ces échantillons présentent une bonne qualité et une faible densité de dislocations (environ  $10^5 \text{ cm}^{-2}$ ), et sont utilisés comme germes de croissance. Ainsi, leurs tailles vont limiter la taille des échantillons qu'il est possible d'obtenir par la technique de dépôt chimique en phase vapeur par plasma 'MPCVD' (Microwave Plasma Chemical Vapour Deposition).

Les réacteurs MPCVD sont les plus utilisés pour la croissance des couches en diamant car les films sont de meilleure qualité électronique (Figure 1.2) [6-9]. Dans ces réacteurs, un magnétron génère des micro-ondes (en général à 2,45 GHz), dont l'énergie, couplée aux électrons de la phase gazeuse, génère des collisions au sein de celle-ci. Ce mécanisme permet de chauffer et de dissocier les molécules formant ainsi les espèces actives radicalaires et ioniques nécessaires au dépôt du diamant. Les réacteurs métalliques (Figure 1.2 - a et b) permettent l'emploi d'une grande variété de mélanges gazeux, notamment des mélanges à base d'oxygène ou d'halogène (chlore, fluor). De plus, la décharge plasma (Figure 1.2 - c) maintient une concentration importante d'ions, ce qui permet de changer les conditions de dépôt en jouant sur le potentiel du substrat.

Des échantillons polycristallins et des échantillons en mosaïque avec des tailles plus grandes ( $> 1 \times 1 \text{ cm}^2$ ) sont obtenus [10-11]. Cependant, le désaccord de maille entre le diamant

et le substrat utilisé, génère pour l'instant des densités de dislocations importantes, comprises entre  $10^6$  et  $10^9$   $\text{cm}^{-2}$  [10-11]. Ainsi, ces échantillons sont inutilisables en électronique de puissance, car ils peuvent dégrader les performances électriques des composants.

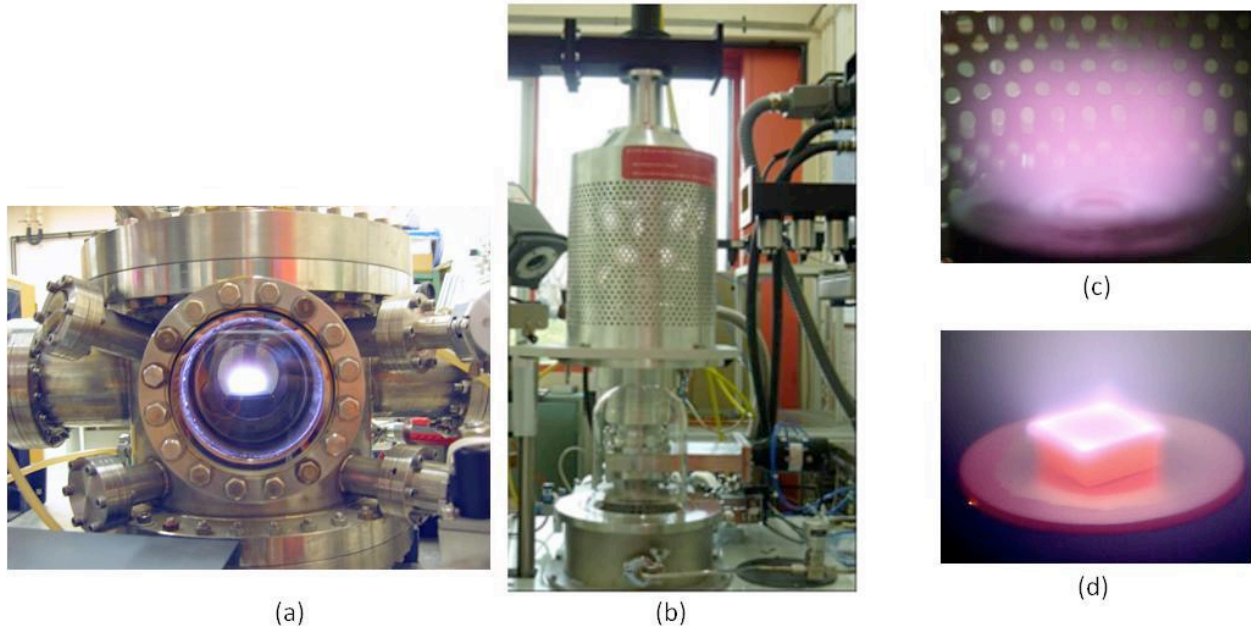


Figure 1.2 - Réacteurs de croissance MPCVD développés au LSPM. (a) Réacteur à cavité métallique, (b) Réacteur «bell-jar» Plassys BJS150 en position ouverte, (c) plasma d'hydrogène, (d) échantillon de diamant monocristallin en cours de croissance [6].

La structure cristalline du diamant est similaire à celle du silicium, c'est à dire cubique à faces centrées (Figure 1.3). Le diamant est constitué d'atomes de carbone hybridés  $sp^3$  organisés en une structure cubique à faces centrées dont la moitié des sites tétraédriques est occupée. Sa structure peut être vue comme deux réseaux cubiques à faces centrées décalés d'un vecteur  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}) a$ , où  $a$  est la dimension de la maille cubique. Selon la direction  $[111]$ , cette structure peut être vue comme un empilement de séquences ABCABC de plans formés de cycles hexagonaux à 6 atomes de type cyclohexane [4].



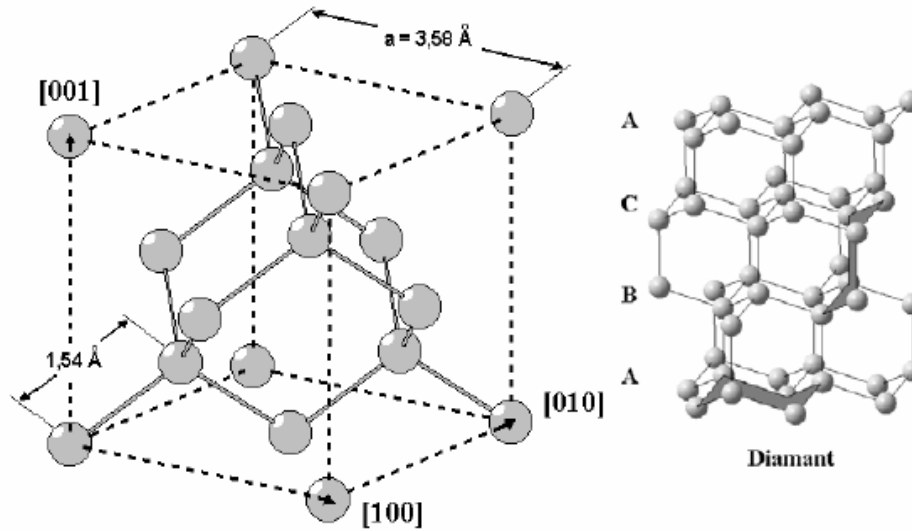


Figure 1.3 - Maille cristalline du diamant [4].

### 1.2.1.2 Défauts cristallins

Durant la croissance des films en diamant, plusieurs défauts simples, des défauts tueurs appelés dislocations et des îlots de forme pyramidale à base carrée (hillocks) sont engendrés, limitant ainsi une bonne exploitation des propriétés physiques intrinsèques du diamant.

D'après les travaux d'Alexandre Tallaire sur les défauts multidimensionnels dans le diamant, on distingue ainsi des cristallites non épitaxiées (UC : « unepitaxial crystal ») qui semblent n'avoir aucune relation claire avec la couche CVD sur laquelle elles ont nucléé [12] (Figure 1.4 - c). Des défauts pyramidaux (PH : « pyramidal hillocks ») se développent également, semblant conserver une forme de relation d'épitaxie avec la couche initiale (Figure 1.4 - d). La formation de ces pyramides de croissance a été fréquemment rapportée dans la littérature [13-14]. De même, certaines pyramides présentent une surface supérieure plane sans cristallite à leur sommet (FH : « flat hillocks ») (Figure 1.4 - e)[15].

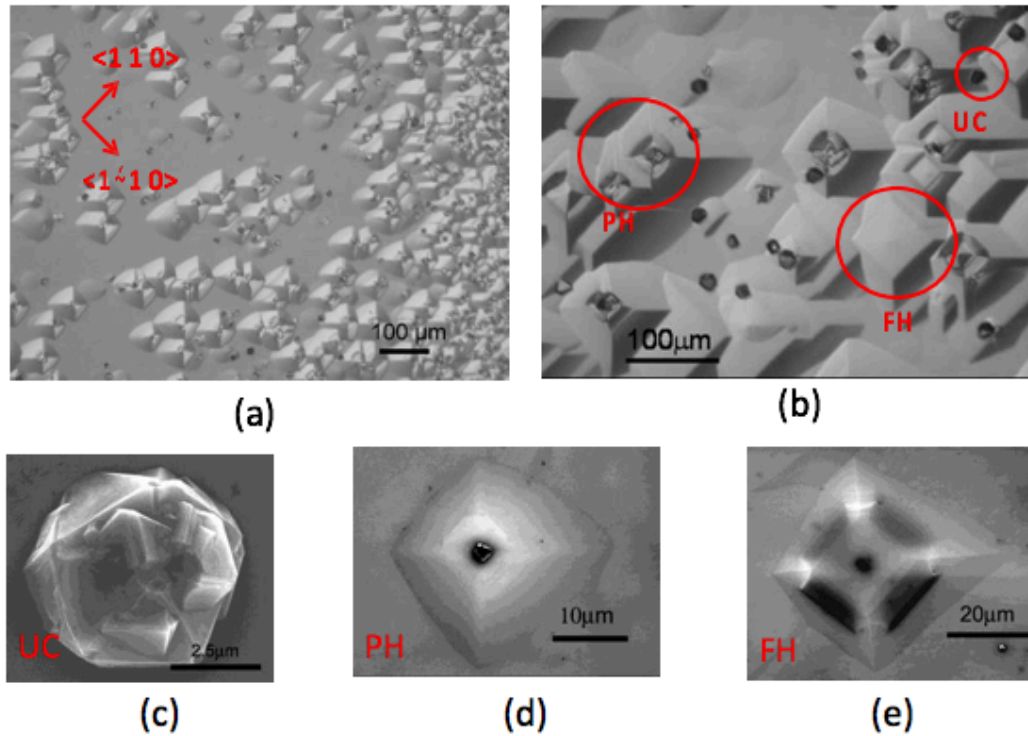


Figure 1.4 - Formation de défauts 3D sur un film de diamant CVD épitaxié orienté (100) synthétisé à basse densité de puissance micro-onde. (a) et (b) Images en microscopie optique à faible et fort grandissement sur lesquelles on distingue 3 différents types de défauts (Unepitaxial Crystals UC, Pyramidal Hillocks PH et Flat Hillocks FH) ; (c), (d), (e) ces mêmes défauts respectivement vus au MEB [15].

La Figure 1.5 - a présente une tomographie X montrant la direction de propagation des dislocations dans une couche de diamant [16]. Ces dislocations sont détectées à la surface de sous formes d'îlots « etch pits » comme on peut le voir dans la Figure 1.5-b [16].

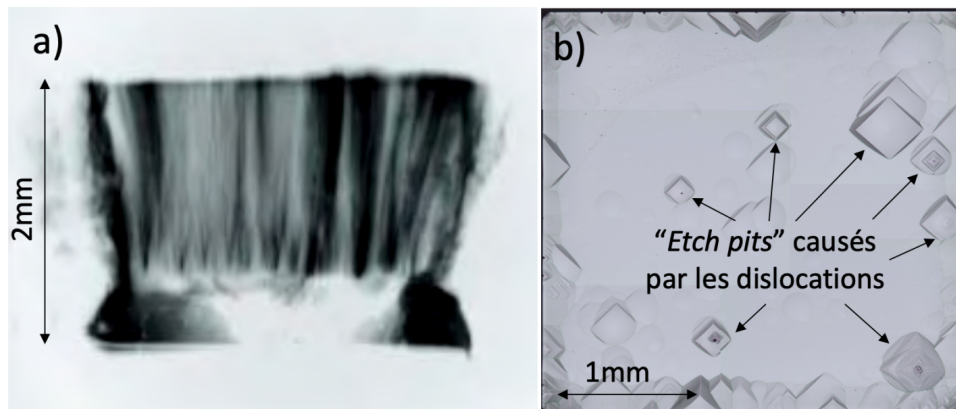


Figure 1.5 - a) Tomographie X montrant la propagation des dislocations à la surface d'une couche de diamant CVD b) « Etch pits » causés par les dislocations à la surface d'un échantillon de diamant CVD [16].

### 1.2.1.3 Terminaison des couches de diamant

Dans le diamant deux types de terminaison de surface peuvent être envisagées :

- La terminaison oxygénée : Elle est généralement utilisée pour améliorer l'adhérence de l'oxyde et du métal sur les couches de diamant. L'adsorption d'oxygène induit une affinité électronique positive de 1,7 eV [17]. Le traitement à l'ozone et l'immersion dans un acide mixte chaud sont les traitements les plus couramment adoptés par les chercheurs pour conduire à une terminaison oxygénée dans les couches de diamant. Le diamant à terminaison oxygénée est également exploité en raison de sa faible conductivité de surface et pour l'élimination de la couche conductrice de type trou (gaz de trou bidimensionnel (2DHG)) [18].
- La terminaison hydrogène : Elle induit une affinité électronique négative supérieure à -1 eV [19]. Les surfaces de diamant à terminaison hydrogénée, qui peuvent être obtenues avec un traitement par filament chaud ou par plasma, présente une forte conductivité de surface [20]. Cependant, cette terminaison de surface est inutilisable pour la réalisation des composants de puissance, car elle induit un courant de fuite très important.

### 1.2.2 Le dopage du diamant

Le dopage des couches intrinsèques en diamant est indispensable pour exploiter les propriétés physiques de ce matériau. Parmi les potentiels dopants du diamant, seuls le bore B et le phosphore P semblent avoir aujourd'hui les propriétés requises pour un dopage de type p et de type n respectivement.

Du fait que le diamant est un matériau chimiquement inerte, la plupart des techniques classiques de dopage ne peuvent pas être utilisées et demeurent problématiques. À l'heure actuelle, les travaux sur la diffusion d'atomes dopants dans le diamant, en dehors de l'hydrogène [21], n'a pas encore conduit à des résultats prometteurs, dû à des coefficients de diffusion très faibles.

L'implantation ionique qui est censée contourner le problème de solubilité des atomes dopants, est aussi problématique. Cette technique produit un grand nombre de brisures de liaisons et de déplacements atomiques détruisant progressivement la cristallinité du diamant. Au fur et à mesure que la dose d'implantation et/ou la température de recuit sont trop importantes, le diamant a tendance à « graphitiser » avec la formation de liaisons carbone-graphite [22].

À ce jour, la voie adoptée pour le dopage du diamant est le dopage in-situ. Cette technique permet de contrôler la quantité des impuretés durant la croissance CVD des couches de diamant. Elle a été bien maîtrisée pour le Bore (B), l'azote (N) et le Phosphore (P).

### 1.2.2.1 Dopage de type P

Le diamant, très rare à l'état naturel, est un semi-conducteur de type P. Jusqu'à nos jours le Bore s'est révélé idéal pour le dopage de type P des cristaux synthétiques et des couches minces de diamant [23].

L'introduction du Bore comme dopant dans le diamant présente une énergie d'ionisation de 0,368 eV au-dessus du sommet de la bande de valence. Avec cette énergie d'ionisation le Bore peut être considéré comme un accepteur peu profond et le meilleur dopant de type P maîtrisé pour le diamant. L'ajout de Bore dans les couches en diamant épitaxiées fait appel à des gaz précurseurs, en particulier le diborane  $B_2H_6$  et le triméthylborane ou  $TMB(B(CH_3)_3)$  [24-26].

L'incorporation du Bore est reproductible et en quantité suffisante pour permettre l'utilisation des couches dans le contexte de l'électronique de puissance [27-28]. Le dopage obtenu peut varier dans une large gamme de concentration ( $5 \times 10^{15}$  à  $10^{21}$   $cm^{-3}$ ) et sur de grandes épaisseurs. Toutefois, le dopage du bore dans le diamant n'est pas du tout maîtrisé en dessous de  $5 \times 10^{15}$   $cm^{-3}$  [29-31].

Le Bore s'incorpore plus facilement sur les faces {111} et {110} que sur les faces {100}, mais les meilleurs résultats en termes de mobilité et de compensation sont obtenus sur ces

dernières. Les couches en diamant dopés Bore sont relativement aisées et peu compensées avec de faibles taux de compensation qui varient entre 1 et 10% [32-33].

### 1.2.2.2 Dopage de type N

Le dopage de type N quant à lui constitue sans aucun doute l'un des principaux freins à l'utilisation du diamant en électronique de puissance. A l'heure actuelle, le phosphore est le seul dopant maîtrisé pour le diamant, avec une énergie d'ionisation élevée de 0.59 eV en dessous de la bande de conduction. Les meilleures conductivités sont obtenues par introduction d'atomes de phosphore par le biais d'un gaz précurseur, généralement la phosphine ( $\text{PH}_3$ ), dans le gaz de croissance. Jusqu'à présent, les plus hauts niveaux de dopage N relevés dans la littérature sont de l'ordre de  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [34]. De même, l'obtention de couches N épaisses supérieures à 5  $\mu\text{m}$  est toujours problématique pour un dopage supérieur à  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [35].

La meilleure incorporation du phosphore est suivant les orientations cristallines (111) et (113). L'incorporation du phosphore suivant l'orientation (113) présente une meilleure mobilité et une énergie d'ionisation moins importante, par contre l'incorporation suivant l'orientation (111) génère un taux de compensation plus faible. Jusqu'à présent, les plus hauts niveaux de dopage relevés dans la littérature sont de l'ordre de  $1 \times 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$  dans le cas d'une orientation (111) [36-37].

Les couches en diamant dopées phosphore présentent un taux de compensation très élevé entre 60 à 85 % qui dépend de l'orientation cristalline [38], de même la solubilité de ces dopants est limitée (environ  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) générant ainsi des couches de faible concentration électrique. Plusieurs défis doivent être surmontés pour les couches diamant dopées phosphore, pour favoriser une meilleure conduction utile à des applications de l'électronique de puissance à température ambiante et produire des contacts ohmiques afin de pouvoir réaliser des composants bipolaires.

### 1.2.3 Contacts

L'élaboration de contacts ohmiques performants est une étape indispensable pour la réalisation de composants de puissance. À l'heure actuelle, des contacts ohmiques sur diamant de type P semblent bien maîtrisés, par contre la réalisation des contacts ohmiques de type N reste un défi à surmonter.

#### 1.2.3.1 Contact ohmique sur diamant de type P

La principale méthode pour obtenir de bons contacts ohmiques sur du diamant de type P dopé au bore est de déposer sur le diamant un métal à même de former un carbure à l'interface entre le diamant et le métal. Un recuit permet ensuite la formation du composé de carbure, ce qui va abaisser la barrière de potentiel, déclencher la conduction par effet tunnel et améliorer la tenue mécanique du contact [39-40].

Différentes études de comparaison pour plusieurs alliages métalliques ont été faites pour étudier leur résistance et leur stabilité. Les alliages suivants Ti/Mo/Au, TaSi<sub>2</sub>/Au, Al/Si, Ti/Pt/Au et TiW<sub>2</sub>Ni/Au ont été caractérisés [41]. Il en ressort que la plus faible résistance de contact est obtenue pour Ti/Pt/Au.

Les contacts Ti/Pt/Au avec recuit bénéficient de l'apparition de carbure à l'interface diamant/titane. L'ajout de l'or a pour objectif d'éviter l'oxydation du titane lors de l'exposition des composants à l'air mais il y a un effet d'interdiffusion de l'or dans le titane pendant le recuit [42]. Cependant l'ajout du platine dans l'alliage Ti/Au évite la diffusion de l'or dans le titane. Un recuit supérieur à 500°C semble suffisant pour former le carbure de titane à l'interface avec le diamant [1]-[40]. De même cet alliage présente une stabilité thermique jusqu'à 600°C [43].

La Figure 1.6 présente les principaux résultats obtenus dans la littérature (à température ambiante) de résistances spécifiques de contacts mesurées après recuit en fonction du dopage pour différents métaux [44-47].

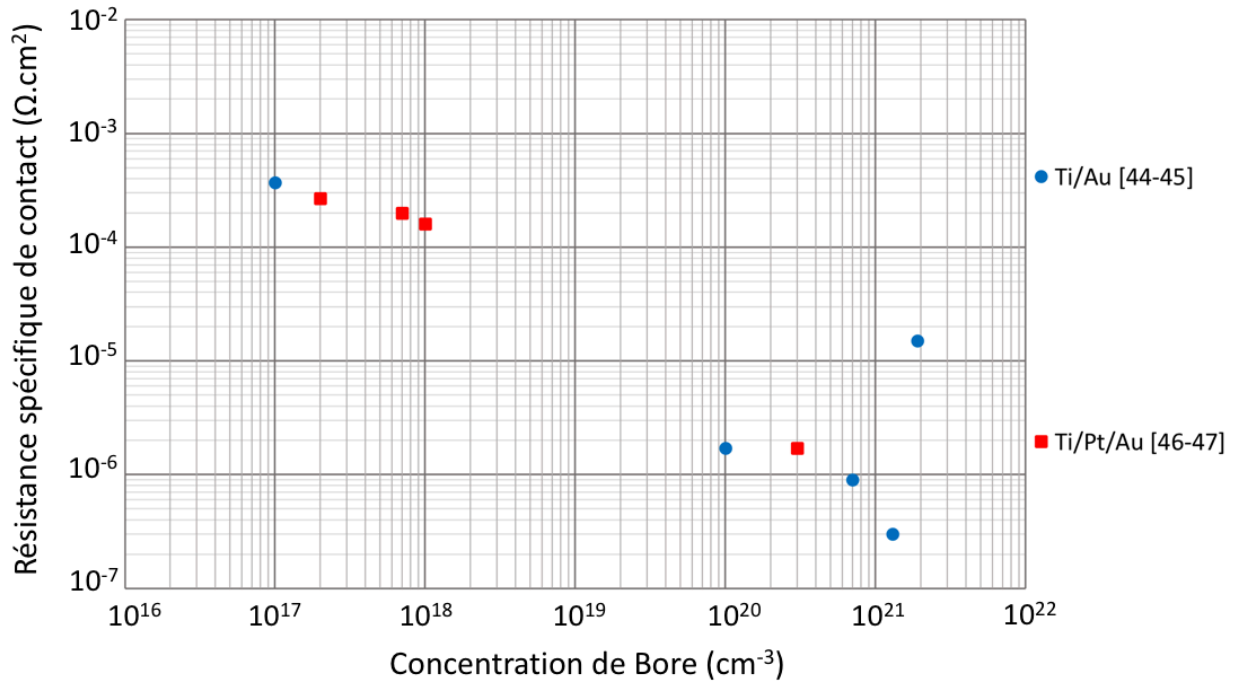


Figure 1.6 - État de l'art des mesures de résistances spécifiques de contact en fonction de la concentration en Bore dans le diamant pour plusieurs alliages métalliques [44-47].

### 1.2.3.2 Contact ohmique sur diamant de type N

À l'heure actuelle, la réalisation des contacts ohmiques de type n reste un défi. Les couches N en diamant fortement compensées et l'alliage métallique utilisé pour la métallisation sur de diamant type N engendrent des résistances élevées. Des contacts ohmiques sur un matériau de type n dopé au phosphore en utilisant des contacts Aluminium, Titane et Gallium, conduisent à des résistivités de contact très élevées de l'ordre de  $4 \times 10^3 \text{ ohm} \cdot \text{cm}^2$  [48]. Il apparaît toutefois que pour un contact Ti/Pt/Au, la formation de carbure lors du recuit à  $600^\circ\text{C}$  ne favorise pas l'apparition d'un contact ohmique [49]. De même, les travaux de Kato [50-51] montrent la difficulté d'obtenir des contacts ohmiques pour l'alliage métallique Ti/Pt/Au déposé sur un échantillon de diamant de type N dopé à  $1,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  et selon l'orientation cristalline (111), puis recuit à  $420^\circ\text{C}$  pendant deux heures sous atmosphère azote.

Aussi, dans le cadre du projet MOVEToDiam, les travaux de Lya Fontaine sur la réalisation des contacts Ti/Pt/Au sur une couche en diamant de type N surdopée à  $1,6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  montrent la difficulté de réaliser des contacts ohmiques [1].

## 1.2.4 Gravure

Du fait que le diamant est un matériau robuste et très compact, il est très difficile, voire impossible de le graver à l'aide de solutions acides, comme dans le cas de composants en silicium, pour lesquels la technique de gravure humide est très bien maîtrisée. La gravure par voie sèche, plus particulièrement les gravures RIE (Reactive Ion Etching) est alors employée. Les avantages de ce type de gravure sont de garantir une vitesse de gravure élevée et un taux d'anisotropie bien contrôlé [52-56].

Un procédé de gravure a été déjà développé au sein de la plateforme micro et nanotechnologies du LAAS-CNRS pour graver des couches épaisses en diamant [57]. Cependant, de la surgravure communément appelée « trenching » est obtenue au fond des zones gravées. Ce problème provoque l'accroissement local du champ électrique, et donc un claquage prématuré des composants de puissance. Ainsi, dans le dernier chapitre du manuscrit, nous présenterons la méthodologie adaptée pour développer un procédé de gravure RIE qui limite la surgravure, qui présente une bonne vitesse de gravure et qui permet d'obtenir des flancs de gravure verticaux. Ce procédé de gravure mis en place est primordial pour la réalisation de nos composants de puissance.

## 1.3 Composants diamant pour l'électronique de puissance

Dans cette partie, nous présentons un état de l'art de certains composants de puissance en diamant (diodes à barrière Schottky, diodes PN, transistors) déjà réalisés.

### 1.3.1 Diodes à barrière Schottky (SBD - Schottky Barrier Diodes)

Plusieurs diodes à barrière Schottky latérales sont reportées dans la littérature, présentant des tensions de claquages élevées entre 1100 et 6000 V (Figure 1.7) mais pour des faibles densités de courant entre  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$  A/cm<sup>2</sup> à température ambiante [58]. Dans les SBD latérales, le contact ohmique et le contact Schottky se trouvent du même côté de la puce. La structure latérale n'est pas adaptée aux composants de puissance en raison de la distribution non uniforme du champ électrique et de l'accroissement local du champ électrique dans la



structure au voisinage des contacts, ce qui pourrait provoquer un claquage précoce du composant [59].

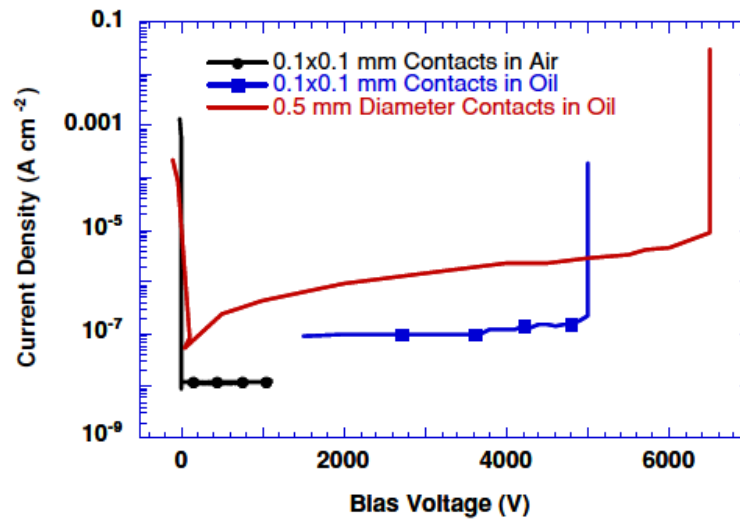


Figure 1.7 - Courbe densité de courant - tension pour des SBD latérales [58].

Les SBD verticales et pseudo-verticales sont préférables pour les composants de puissances, car elles présentent une résistance série plus faible et une distribution plus uniforme du champ électrique dans le volume de la structure.

Depuis le premier développement des SBD verticales en diamant au début des années 1990 [56], plusieurs SBD verticales en diamant réalisées sont relevées dans la littérature, avec des tensions de claquage élevées de 10 kV [61], un champ électrique élevé de 7,7 MV·cm<sup>-1</sup> [62], des bonnes propriétés en commutation [62-63] et des températures de fonctionnement élevées (> 250 °C) (Figure 1.8) [64]. De même pour des diodes encapsulées, des courants aussi élevés que 20 A et une température de fonctionnement de 200°C ont été relevés [65-66].

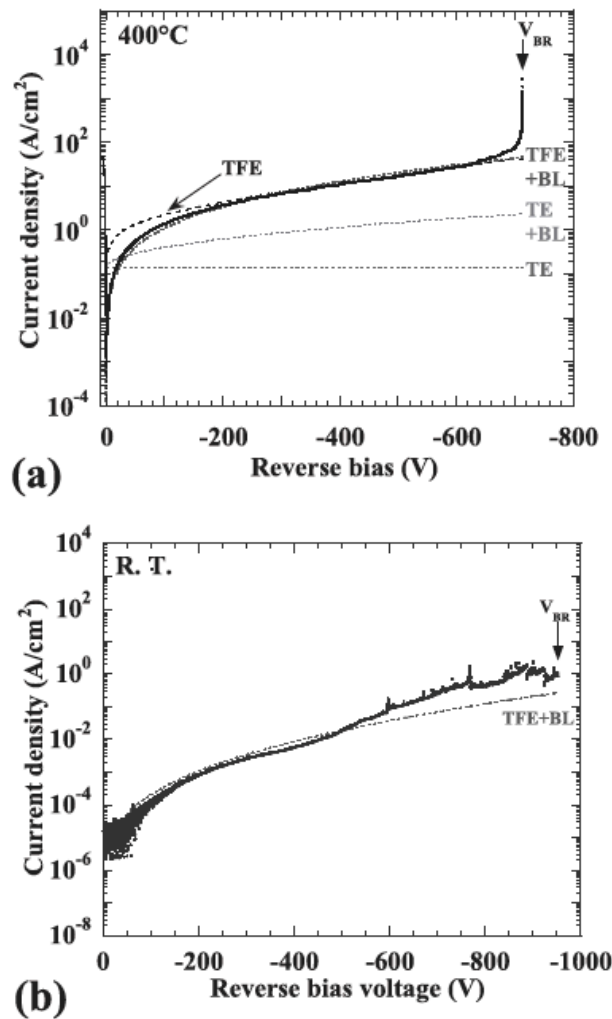


Figure 1.8 - Caractéristiques  $J(V)$  de diodes Schottky en Cu/diamant mesurées à (a)  $400^\circ\text{C}$  et (b) à température ambiante. Les lignes en pointillé représentent le courant de fuite théorique estimé en utilisant le modèle d'émission thermionique (TE), d'émission thermionique combinée à un abaissement de la barrière (TE + BL), d'émission à champ thermionique (TFE) et de TFE combinée à un abaissement de la barrière (TFE + BL) [64].

### 1.3.2 Diodes PN

La réalisation des diodes PN ou PiN reste un grand défi en raison de la difficulté au niveau de la croissance des couches en diamant de type N et la réalisation de contacts ohmiques performants sur de diamant type N. À l'heure actuelle, peu de travaux ont été relevés dans la littérature.

Une diode PN en diamant développée sur un substrat Ib (111), présente une résistance série très élevée, et un facteur de redressement de  $2 \times 10^{10}$  à -25V sous polarisation directe. Aucune indication n'est donnée sur la tenue en tension [67].

De même, des diodes PiN pseudo-verticales (Figure 1.9) présentant un caractère redresseur avec un facteur de redressement de  $10^{10}$  à -10V sous polarisation directe sont réalisées. Aucune indication sur la tenue en tension n'est précisée et un courant de fuite élevé apparaît en polarisation inverse [68].

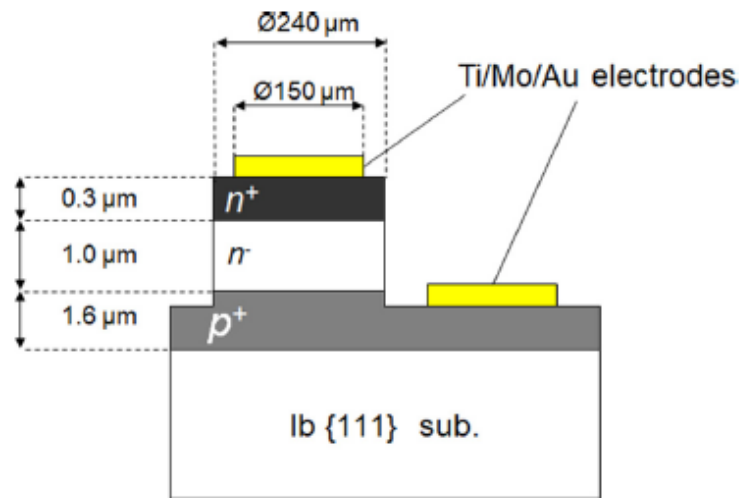


Figure 1.9 - Vue en coupe schématique d'une diode PIN pseudo-verticale en diamant [68].

### 1.3.3 Transistors

#### 1.3.3.1 MOSFET en mode de déplétion profonde et d'inversion

Le grand gap du diamant (5,47 eV à 300 K) et la très faible concentration de porteurs intrinsèques ont un effet positif sur la réduction des porteurs minoritaires générés thermiquement pour la création du régime d'inversion formé dans les transistors MOSFET [2]. Plus précisément, si les porteurs minoritaires ne sont pas générés thermiquement par les régions de source et de drain, un régime de déplétion profond peut être obtenu pour une longue durée. Le concept d'un régime de déplétion profond stable en température et en temps observé est démontré pour les composants en diamant [69]. Un champ de claquage élevé de 4

MV/cm a été mesuré pour des composants MOSFET latéraux en mode de déplétion profonde (Figure 1.10 – a) [70].

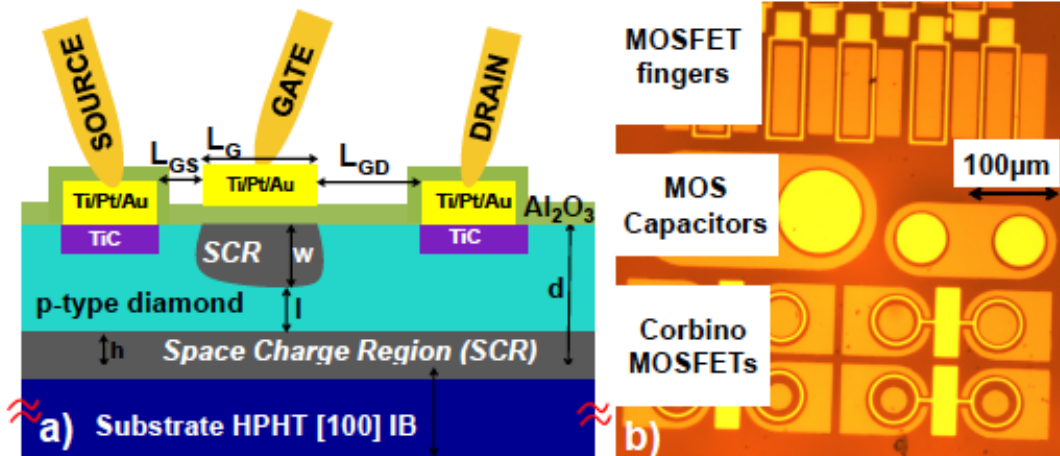


Figure 1.10 - Vue en coupe transversale du MOSFET à diamant à terminaison oxygénée et dopé au bore en mode de déplétion profonde ; b) Vue de dessus du MOSFET en diamant fabriqué et des dispositifs de test sous microscope optique [70].

De même, des MOSFET latéraux de type inversion de diamant sur un substrat  $\langle 111 \rangle$  HPHT ont été signalés (Figure 1.11) [71]. Pour une tension  $V_{GS} = -12$  V et  $V_D = -5$  V, une densité de courant de drain maximale de  $1,6$  mA mm<sup>-1</sup> et une mobilité des porteurs dans le canal de  $8$  cm<sup>2</sup> V<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup> ont été extraites. Cette preuve de concept pour un MOSFET en mode d'inversion a abouti à un comportement normally-off, avec une tension de seuil négative ( $V_{th}$ ) d'environ  $-6,3$  V. Cette tension élevée du régime d'inversion est une signature claire de la présence des densités élevées des pièges d'interface (une densité estimée supérieure à  $6 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> eV<sup>-1</sup>) [71].

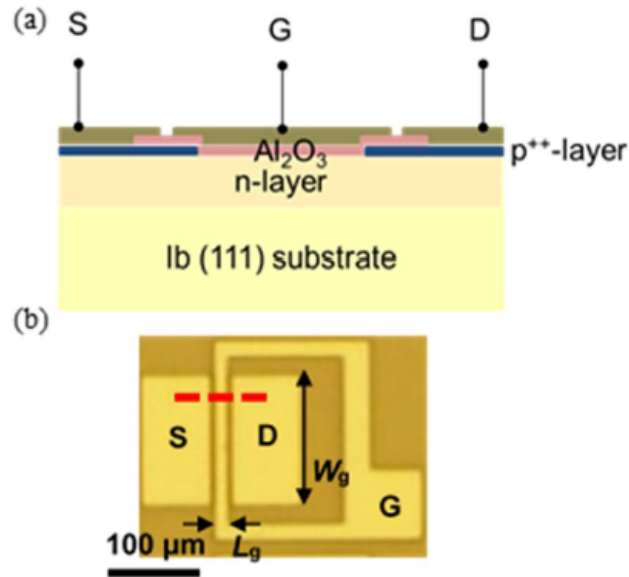


Figure 1.11 - (a) Vue en coupe schématique et (b) image optique en vue de dessus d'un MOSFET Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/diamant. La vue en coupe schématique de (a) est une vue en coupe transversale le long de la ligne rouge brisée de (b). S, D et G sont les contacts de source, de drain et de grille, respectivement [71].

### 1.3.3.2 FET à jonction (JFET), MESFET et transistors bipolaires

Les FET (Field Effect Transistor) basés sur des MESFET (Metal-Semiconductor Field Effect Transistor) ou des JFET (Junction Field Effect Transistor) et les transistors bipolaires sont très fiables pour les applications d'électronique de puissance en raison de l'absence de la couche d'oxyde de grille, qui tend à générer des états d'interface à haute densité et des mécanismes de piégeage/dépiégeage [3].

Plusieurs MESFETs en diamant (Figure 1.12 a et b) ont été fabriqués en explorant différents métaux de grille Schottky (Mo, Pt, Al). Pour  $V_{GS} = 0$  V et  $V_{DS} = -20$  V, une densité de courant maximale de  $1,2 \text{ mA mm}^{-1}$  à  $T = 600$  K a été mesurée [72]. Pour ces MESFETs des tensions de claquage élevées supérieures à 2 kV avec une distance grille-drain de  $50 \mu\text{m}$  ont été observées. De même, une amélioration de la tension de claquage avec la variation de la distance grille-drain a été démontrée pour les MESFETs en diamant [72].

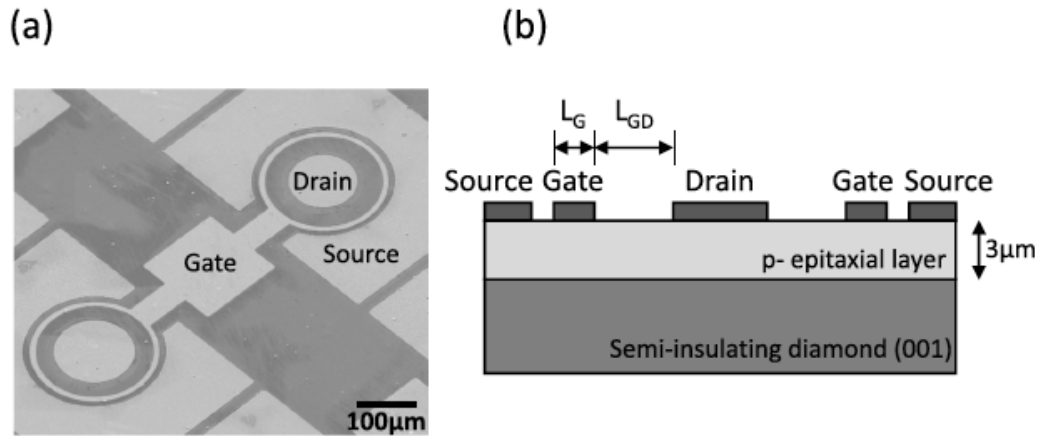


Figure 1.12 - (a) Vue de dessus et (b) image en coupe transversale d'un MESFET en diamant [72].

Par ailleurs, les progrès récents de la technologie du dopage de type n ont également permis la fabrication de transistors à jonction bipolaire (BJTs) (Figure 1.13 a et b) [73]. En effet, les premiers procédés de fabrication n'ont pas réussi à démontrer le fonctionnement en mode bipolaire en raison de la résistivité élevée de la couche de base de type n (environ  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) et la faible longueur de diffusion des porteurs minoritaires (trous) dans la région de base [73].

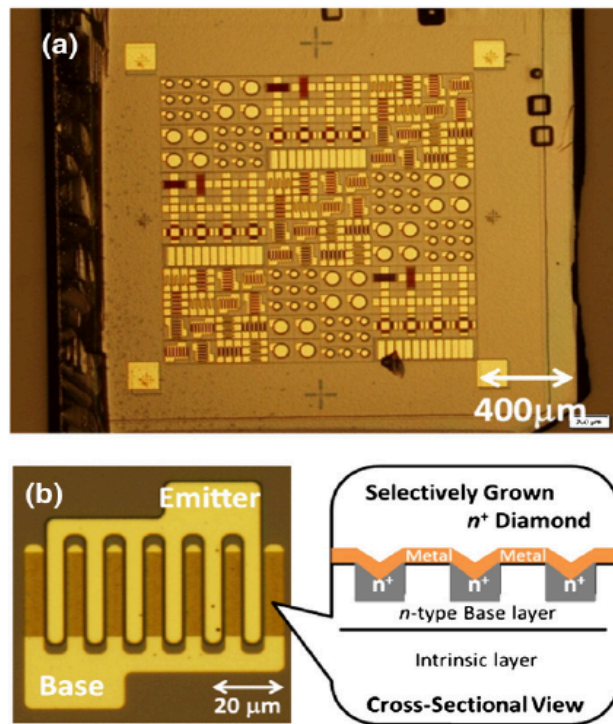


Figure 1.13 - a) Image au microscope optique des BJTs en diamant fabriqués sur un substrat dopé au bore (001) de type IIb. (b) Vue en coupe de l'électrode en forme de doigt avec le diamant n+[73].

## 1.4 Conclusion

Les matériaux semi-conducteurs à large bande interdite demeurent une alternative au silicium pour les applications à haute puissance. Le diamant se présente comme un candidat sérieux pour la fabrication de composants de puissance performants, grâce à ses propriétés électriques et thermiques au-delà de ceux du SiC et du GaN déjà commercialisés.

Malgré ces propriétés exceptionnelles, la taille millimétrique des échantillons, la difficulté à doper de manière significative le diamant de type N, par la suite, la réalisation des contacts ohmiques de bonne qualité sur de diamant de type N restent des verrous technologiques à surmonter pour fabriquer de composants de puissance et essentiellement les composants bipolaires (diodes PN et transistors bipolaires).

La graphitisation du diamant reste le problème majeur des couches implantées. Pour cela plusieurs pistes sont envisagées et des études sont en cours pour améliorer les conditions d'implantations et trouver les bonnes températures de recuit. Jusqu'à présent, des procédés de gravure par voie sèche, plus particulièrement les gravures RIE, ont été développés pour graver des couches épaisses en diamant. Cependant, le problème de surgravure communément appelé « trenching » obtenu au fond de gravure reste un point bloquant dans la réalisation de composants de puissance performants. Pour pallier ce problème, la méthodologie adaptée pour développer un procédé de gravure limitant le « trenching » au fond de gravure sera présentée dans le dernier chapitre du manuscrit.

Plusieurs études d'optimisation ont été menées sur les techniques de protection périphérique basées essentiellement sur les plaques de champ ou rampes d'oxydes. Cependant, la réalisation de ces protections est primordiale pour favoriser la fiabilité de nos composants de puissance, en augmentant l'efficacité de la tenue en tension et en limitant les courants de fuites.

Enfin, dans les travaux de cette thèse, les contraintes technologiques présentées sont bien prises en compte dans la conception de la diode TMBS et du transistor MOSFET vertical en diamant. De même, des briques technologiques essentielles sont développées et améliorées pour fabriquer ces composants.

## Bibliographie du chapitre 1

- [1] L. Fontaine, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de composants de puissance MOS sur diamant," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2020.
- [2] N. Rouger and A. Maréchal, "Design of Diamond Power Devices: Application to Schottky Barrier Diodes," *Energies*, vol. 12, no. 12, p. 2387, Jun. 2019, doi: 10.3390/en12122387.
- [3] N. Donato, N. Rouger, J. Pernot, G. Longobardi, and F. Udrea, "Diamond power devices: state of the art, modelling, figures of merit and future perspective," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 53, no. 9, p. 093001, Feb. 2020, doi: 10.1088/1361-6463/ab4eab.
- [4] T. Kociniewski, "Homoépitaxie et dopage de typen du diamant," Ph.D. Thesis, Université de Versailles Saint-Quentin-En Yvelines, 2006.
- [5] V. S. Bormashov *et al.*, "Electrical properties of the high quality boron-doped synthetic single-crystal diamonds grown by the temperature gradient method," *Diamond and Related Materials*, vol. 35, pp. 19–23, May 2013, doi: 10.1016/j.diamond.2013.02.011.
- [6] A. Tallaire, "Ingénierie des défauts multidimensionnels dans le diamant synthétisé par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma," Matériaux. Université Paris 13 - Sorbonne Paris Cité, 2017.
- [6] V. S. Bormashov *et al.*, "Electrical properties of the high quality boron-doped synthetic single-crystal diamonds grown by the temperature gradient method," *Diamond and Related Materials*, vol. 35, pp. 19–23, May 2013, doi: 10.1016/j.diamond.2013.02.011.
- [7] J. E. Butler, Y. A. Mankelevich, A. Cheesman, J. Ma, and M. N. R. Ashfold, "Understanding the chemical vapor deposition of diamond: recent progress," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 21, no. 36, p. 364201, Sep. 2009, doi: 10.1088/0953-8984/21/36/364201.
- [8] K. Hassouni, F. Silva, and A. Gicquel, "Modelling of diamond deposition microwave cavity generated plasmas," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, no. 15, p. 153001, Apr. 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/15/153001.
- [9] H. Sawada, H. Ichinose, H. Watanabe, D. Takeuchi, and H. Okushi, "Cross-sectional TEM study of unepitaxial crystallites in a homoepitaxial diamond film," *Diamond and Related Materials*, vol. 10, no. 11, pp. 2030–2034, Nov. 2001, doi: 10.1016/S0925-9635(01)00477-0.



- [10] H. Yamada, A. Chayahara, Y. Mokuno, Y. Kato and S. Shikata, "Mosaic wafer made of a single-crystal diamond," *Appl. Phys. Lett*, vol. 104, p. 102110, 2014.
- [11] M. Schreck, A. J-C. Arnault, "Heteroepitaxy of diamond on Ir/metal-oxide/Si substrate," *Power Electronics Device Applications of Diamond Semiconductors*, pp. 58-80, 2018.
- [12] T. Tsuno, T. Imai, and N. Fujimori, "Twinning Structure and Growth Hillock on Diamond (001) Epitaxial Film," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. Part 1, No. 7A, pp. 4039–4043, Jul. 1994, doi: 10.1143/JJAP.33.4039.
- [13] W. J. P. van Enkevort, G. Janssen, W. Vollenberg, J. J. Schermer, L. J. Giling, and M. Seal, "CVD diamond growth mechanisms as identified by surface topography," *Diamond and Related Materials*, vol. 2, no. 5–7, pp. 997–1003, Apr. 1993, doi: 10.1016/0925-9635(93)90264-3.
- [14] L. F. Sutcu, C. J. Chu, M. S. Thompson, R. H. Hauge, J. L. Margrave, and M. P. D'Evelyn, "Atomic force microscopy of (100), (110), and (111) homoepitaxial diamond films," *Journal of Applied Physics*, vol. 71, no. 12, pp. 5930–5940, Jun. 1992, doi: 10.1063/1.350443.
- [15] A. Tallaire, M. Kasu, and K. Ueda, "Thick diamond layers angled by polishing to reveal defect and impurity depth profiles," *Diamond and Related Materials*, vol. 17, no. 4–5, pp. 506–510, Apr. 2008, doi: 10.1016/j.diamond.2007.12.042.
- [16] M. Naamoun and A. Tallaire, "Etch-pit formation mechanism induced on HPHT and CVD diamond single crystals by H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> plasma etching treatment," *Phys. Status Solidi A*, vol. 209, no. 9, pp. 1715–1720, Jul. 2012.
- [17] G. Chicot, A. Maréchal, R. Motte, P. Muret, E. Gheeraert, and J. Pernot, "Metal oxide semiconductor structure using oxygen-terminated diamond," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 24, p. 242108, Jun. 2013, doi: 10.1063/1.4811668.
- [18] Y. Kitabayashi *et al.*, "Normally-Off C–H Diamond MOSFETs With Partial C–O Channel Achieving 2-kV Breakdown Voltage," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, no. 3, pp. 363–366, Mar. 2017, doi: 10.1109/LED.2017.2661340.
- [19] H. Kawarada, "Hydrogen-terminated diamond surfaces and interfaces," *Surface Science Reports*, vol. 26, no. 7, pp. 205–206, 1996, doi: 10.1016/S0167-5729(97)80002-7.
- [20] "J. B. Cui, J. Ristein, and L. Ley.1998.pdf." .

- [21] C. Saguy *et al.*, "Diffusion of hydrogen in undoped, p-type and n-type doped diamonds," *Diamond and Related Materials*, vol. 12, no. 3–7, pp. 623–631, Mar. 2003, doi: 10.1016/S0925-9635(02)00403-X.
- [22] R. Kalish, "Ion-implantation in diamond and diamond films: doping, damage effects and their applications," *Applied Surface Science*, vol. 117–118, pp. 558–569, Jun. 1997, doi: 10.1016/S0169-4332(97)80142-0.
- [23] A. T. Collins and A. W. S. Williams, "The nature of the acceptor centre in semiconducting diamond," *J. Phys. C: Solid State Phys.*, vol. 4, no. 13, pp. 1789–1800, Sep. 1971, doi: 10.1088/0022-3719/4/13/030.
- [24] R. Haubner, and B. Lux, "Effect of B,N and P on low-temperature diamond growth," *Properties, growth and applications of diamond*, 2001.
- [25] R. Locher, J. Wagner, F. Fuchs, M. Maier, P. Gonon, and P. Koidl, "Optical and electrical characterization of boron-doped diamond films," *Diamond and Related Materials*, vol. 4, no. 5–6, pp. 678–683, May 1995, doi: 10.1016/0925-9635(94)05297-2.
- [26] S. Yamanaka, H. Watanabe, S. Masai, D. Takeuchi, H. Okushi, and K. Kajimura, "High-Quality B-Doped Homoepitaxial Diamond Films using Trimethylboron," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. Part 2, No. 10A, pp. L1129–L1131, Oct. 1998, doi: 10.1143/JJAP.37.L1129.
- [27] P.-N. Volpe, J. Pernot, P. Muret, and F. Omnès, "High hole mobility in boron doped diamond for power device applications," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 9, p. 092102, Mar. 2009, doi: 10.1063/1.3086397.
- [28] V. Mortet *et al.*, "Characterization of boron doped diamond epilayers grown in a NIRIM type reactor," *Diamond and Related Materials*, vol. 17, no. 7–10, pp. 1330–1334, Jul. 2008, doi: 10.1016/j.diamond.2008.01.087.
- [29] R. Issaoui *et al.*, "Evaluation of freestanding boron-doped diamond grown by chemical vapour deposition as substrates for vertical power electronic devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 12, p. 122109, Mar. 2012, doi: 10.1063/1.3697568.
- [30] R. Issaoui, J. Achard, L. William, L. Mehmel, M.-A. Pinault Thauray, and F. Bénédict, "Thick and widened high quality heavily boron doped diamond single crystals synthesized with

- high oxygen flow under high microwave power regime," *Diamond and Related Materials*, vol. 94, pp. 88–91, Apr. 2019, doi: 10.1016/j.diamond.2019.03.001.
- [31] A. Tallaire, F. Silva, R. Issaoui and J. Achard "Growth of thick highly boron-doped diamond single crystals by CVD," *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 18, pp. 182101–182103, Nov. 2010, doi: 10.1063/1.3511449.
- [32] C. Baron, M. Wade, A. Deneuve, F. Jomard, and J. Chevallier, "Cathodoluminescence of highly and heavily boron doped (100) homoepitaxial diamond films," *Diamond and Related Materials*, vol. 15, no. 4–8, pp. 597–601, Apr. 2006, doi: 10.1016/j.diamond.2006.01.015.
- [33] J. Barjon *et al.*, "Homoepitaxial boron-doped diamond with very low compensation: Homoepitaxial boron-doped diamond," *Phys. Status Solidi A*, vol. 209, no. 9, pp. 1750–1753, Sep. 2012, doi: 10.1002/pssa.201200136.
- [34] H. Kato, T. Makino, M. Ogura, N. Tokuda, H. Okushi, and S. Yamasaki, "Selective Growth of Buried  $n^+$  Diamond on (001) Phosphorus-Doped n-Type Diamond Film," *Appl. Phys. Express*, vol. 2, p. 055502, May 2009, doi: 10.1143/APEX.2.055502.
- [35] S. Koizumi, "n-Type diamond growth and the semiconducting properties," *Power Electronics Device Applications of Diamond Semiconductors*, pp. 117-37, 2018.
- [36] M.-A. Pinault-Thaury *et al.*, "Phosphorus-doped (113) CVD diamond: A breakthrough towards bipolar diamond devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 11, p. 112106, Mar. 2019, doi: 10.1063/1.5079924.
- [37] M.-A. Pinault, J. Barjon, T. Kociniewski, F. Jomard, and J. Chevallier, "The n-type doping of diamond: Present status and pending questions," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 401–402, pp. 51–56, Dec. 2007, doi: 10.1016/j.physb.2007.08.112.
- [38] A. Traoré, S. Koizumi, and J. Pernot, "Effect of n- and p-type doping concentrations and compensation on the electrical properties of semiconducting diamond: Electrical properties of semiconducting diamond," *Phys. Status Solidi A*, vol. 213, no. 8, pp. 2036–2043, Aug. 2016, doi: 10.1002/pssa.201600407.
- [39] M. Yokoba, Y. Koide, A. Otsuki, F. Ako, T. Oku, and M. Murakami, "Carrier transport mechanism of Ohmic contact to p-type diamond," *Journal of Applied Physics*, vol. 81, no. 10, pp. 6815–6821, May 1997, doi: 10.1063/1.365240.

- [40] M. Werner *et al.*, "The effect of metallization on the ohmic contact resistivity to heavily B-doped polycrystalline diamond films," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no. 7, pp. 1344–1351, Jul. 1995, doi: 10.1109/16.391217.
- [41] M. Werner, C. Johnston, P. R. Chalker, S. Romani, and I. M. Buckley-Golder, "Electrical characterization of Al/Si ohmic contacts to heavily boron doped polycrystalline diamond films," *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 5, pp. 2535–2541, Mar. 1996, doi: 10.1063/1.361119.
- [42] V. Venkatesan, D. M. Malta, K. Das, and A. M. Belu, "Evaluation of ohmic contacts formed by B<sup>+</sup> implantation and Ti-Au metallization on diamond," *Journal of Applied Physics*, vol. 74, no. 2, pp. 1179–1187, Jul. 1993, doi: 10.1063/1.354918.
- [43] Y. Chen, M. Ogura, S. Yamasaki, and H. Okushi, "Ohmic contacts on p-type homoepitaxial diamond and their thermal stability," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 8, pp. 860–863, Aug. 2005, doi: 10.1088/0268-1242/20/8/041.
- [44] M. De Feudis, V. Mille, A. Valetin, O. Brinza, A. Taillaire and R. Issaoui, "Ohmic graphite-metal contacts on oxygen-terminated lightly boron-doped CVD monocrystalline diamond," *Diamond and Related Materials.*, vol. 92, p. 18-24, Feb. 2019.
- [45] S. Ohmagari, T. Matsumoto, H. Umezawa and Y. Mokuno, "Ohmic contact formation to heavily boron-doped p+ diamond prepared by hot-filament chemical vapor deposition," *MSR Advances.*, vol. 1, no. 51, p. 3489-3495, 2016.
- [46] G. Civrac, H. Schneider, H. Ding, K. Isoird and J. Achard, "Réalisation et caractérisation de contacts ohmiques sur diamant CVD," *Colloque Électronique de Puissance de Futur (EPF 2008)*, 2008.
- [47] G. Civrac, S. Msolli, J. Alexis, O. Dalverny and H. Schneider, "Electrical and mechanical characterization of Si/Al ohmic contacts on diamond," *Electronic Letters.*, vol. 46, no. 11, p. 791-793, May. 2010.
- [48] T. Teraji, S. Koizumi, and H. Kanda, "Ohmic Contacts for Phosphorus-Doped n-Type Diamond," p. 12.

- [49] S. Koné, "Développement de briques technologiques pour la réalisation des composants de puissance en diamant monocristallin," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2011.
- [50] H. Kato, D. Takeuchi, N. Tokuda, H. Umezawa, H. Okushi, and S. Yamasaki, "Characterization of specific contact resistance on heavily phosphorus-doped diamond films," *Diamond and Related Materials*, vol. 18, no. 5–8, pp. 782–785, May 2009, doi: 10.1016/j.diamond.2009.01.033.
- [51] H. Kato, H. Umezawa, N. Tokuda, D. Takeuchi, H. Okushi, and S. Yamasaki, "Low specific contact resistance of heavily phosphorus-doped diamond film," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 20, p. 202103, Nov. 2008, doi: 10.1063/1.3005639.
- [52] M.-L. Hicks, A. C. Pakpour-Tabrizi, and R. B. Jackman, "Diamond Etching Beyond 10  $\mu\text{m}$  with Near-Zero Micromasking," *Sci Rep*, vol. 9, no. 1, p. 15619, Dec. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-51970-8.
- [53] G. M. R. Sirineni, H. A. Naseem, A. P. Malshe, and W. D. Brown, "Reactive ion etching of diamond as a means of enhancing chemically-assisted mechanical polishing efficiency," *Diamond and Related Materials*, vol. 6, no. 8, pp. 952–958, May 1997, doi: 10.1016/S0925-9635(96)00767-4.
- [54] J. Enlund, J. Isberg, M. Karlsson, F. Nikolajeff, J. Olsson, and D. J. Twitchen, "Anisotropic dry etching of boron doped single crystal CVD diamond," *Carbon*, vol. 43, no. 9, pp. 1839–1842, Aug. 2005, doi: 10.1016/j.carbon.2005.02.022.
- [55] D. S. Hwang, T. Saito, and N. Fujimori, "New etching process for device fabrication using diamond," *Diamond and Related Materials*, vol. 13, no. 11–12, pp. 2207–2210, Nov. 2004, doi: 10.1016/j.diamond.2004.07.020.
- [56] M. D. Stoikou, P. John, and J. I. B. Wilson, "Unusual morphology of CVD diamond surfaces after RIE," *Diamond and Related Materials*, vol. 17, no. 7–10, pp. 1164–1168, Jul. 2008, doi: 10.1016/j.diamond.2008.03.018.
- [57] F. Thion, "Conception de protections périphériques applicables aux diodes Schottky réalisées sur diamant monocristallin," Ph.D. Thesis, INSA de Lyon, 2012.

- [58] J. E. Butler *et al.*, "Exceptionally high voltage Schottky diamond diodes and low boron doping," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 18, no. 3, pp. S67–S71, Mar. 2003, doi: 10.1088/0268-1242/18/3/309.
- [59] A. Nawawi, "Study of single crystal diamond Schottky barrier diodes for power electronics applications," Nanyang Technological University, Singapore, 2014.
- [60] G. Sh. Gildenblat, S. A. Grot, C. R. Wronski, A. R. Badzian, T. Badzian, and R. Messier, "Electrical characteristics of Schottky diodes fabricated using plasma assisted chemical vapor deposited diamond films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, no. 7, pp. 586–588, Aug. 1988, doi: 10.1063/1.99865.
- [61] P.-N. Volpe *et al.*, "Extreme dielectric strength in boron doped homoepitaxial diamond," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 22, p. 223501, Nov. 2010, doi: 10.1063/1.3520140.
- [62] A. Traoré, P. Muret, A. Fiori, D. Eon, E. Gheeraert, and J. Pernot, "Zr/oxidized diamond interface for high power Schottky diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, no. 5, p. 052105, Feb. 2014, doi: 10.1063/1.4864060.
- [63] H. Umezawa, S. Shikata, and T. Funaki, "Diamond Schottky barrier diode for high-temperature, high-power, and fast switching applications," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 5S1, p. 05FP06, May 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.05FP06.
- [64] K. Ueda, K. Kawamoto, and H. Asano, "High-temperature and high-voltage characteristics of Cu/diamond Schottky diodes," *Diamond and Related Materials*, vol. 57, pp. 28–31, Aug. 2015, doi: 10.1016/j.diamond.2015.03.006.
- [65] V. D. Blank *et al.*, "Power high-voltage and fast response Schottky barrier diamond diodes," *Diamond and Related Materials*, vol. 57, pp. 32–36, Aug. 2015, doi: 10.1016/j.diamond.2015.01.005.
- [66] V. S. Bormashov *et al.*, "Thin large area vertical Schottky barrier diamond diodes with low on-resistance made by ion-beam assisted lift-off technique," *Diamond and Related Materials*, vol. 75, pp. 78–84, May 2017, doi: 10.1016/j.diamond.2017.02.006.
- [67] C. Tavares *et al.*, "{111}-oriented diamond films and p/n junctions grown on B-doped type Ib substrates," *Diamond and Related Materials*, vol. 14, no. 3–7, pp. 522–525, Mar. 2005, doi: 10.1016/j.diamond.2004.10.019.

- [68] T. Shimaoka, S. Koizumi, and M. M. Tanaka, "Diamond photovoltaic radiation sensor using *pn* junction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 113, no. 9, p. 093504, Aug. 2018, doi: 10.1063/1.5034413.
- [69] T. T. Pham *et al.*, "Deep depletion concept for diamond MOSFET," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, no. 17, p. 173503, Oct. 2017, doi: 10.1063/1.4997975.
- [70] T.-T. Pham, J. Pernot, G. Perez, D. Eon, E. Gheeraert, and N. Rouger, "Deep-Depletion Mode Boron-Doped Monocrystalline Diamond Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, no. 11, pp. 1571–1574, Nov. 2017, doi: 10.1109/LED.2017.2755718.
- [71] T. Matsumoto *et al.*, "Inversion channel diamond metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with normally off characteristics," *Sci Rep*, vol. 6, no. 1, p. 31585, Oct. 2016, doi: 10.1038/srep31585.
- [72] H. Umezawa, T. Matsumoto, and S.-I. Shikata, "Diamond Metal–Semiconductor Field-Effect Transistor With Breakdown Voltage Over 1.5 kV," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 11, pp. 1112–1114, Nov. 2014, doi: 10.1109/LED.2014.2356191.
- [73] H. Kato, T. Makino, M. Ogura, D. Takeuchi, and S. Yamasaki, "Fabrication of bipolar junction transistor on (001)-oriented diamond by utilizing phosphorus-doped n-type diamond base," *Diamond and Related Materials*, vol. 34, pp. 41–44, Apr. 2013, doi: 10.1016/j.diamond.2013.02.004.





## **Chapitre 2 : Conception d'une diode TMBS verticale en diamant de type P avec le logiciel SENTAURUS TCAD**

La diode TMBS « Trench MOS Barrier Schottky » présente une particularité importante qui est le phénomène « d'auto-blindage ». Cette structure protège le contact Schottky à l'abri des forts champs électriques et empêche le claquage du composant sous le contact. À l'heure actuelle, des diodes TMBS ont été déjà réalisées en Silicium et en Carbure de Silicium. En revanche, aucune diode TMBS en diamant n'a été mentionnée dans la littérature. Ce chapitre présente le principe de fonctionnement d'une diode TMBS et la méthodologie de conception adaptée pour atteindre une tenue en tension de 6 000 V et une densité de courant de 1 500 A/cm<sup>2</sup> à 300 K.

La conception de la diode TMBS se divise en deux parties principales. La première partie est une étude analytique de la structure, dont l'objectif est de comprendre et d'analyser l'influence des paramètres technologiques de cette structure sur son comportement électrique et d'en déduire les paramètres principaux à optimiser par simulation TCAD. Ensuite, des simulations TCAD 2D ont été effectuées afin de pouvoir optimiser ses paramètres technologiques primaires. Enfin, la structure qui présente l'auto-blindage optimal et qui supporte la tenue en tension souhaitée est présentée. Ce chapitre présente donc les différentes étapes de conception et d'optimisation de la diode TMBS verticale en diamant.

### **2.1 Principe de fonctionnement de la TMBS**

La spécificité de la TMBS repose sur une tranchée dans laquelle est déposée une couche de diélectrique. L'ajout du diélectrique permet de réaliser une structure Métal – Oxyde - Semi-conducteur (MOS) dans le fond et sur les flancs de la tranchée (Figure 2.1) [74]. Au début, les structures MOS ont été réalisées sur du Silicium, et le diélectrique maîtrisé et choisi était naturellement l'oxyde de Silicium. Dans notre étude sur la diode TMBS en diamant, le diélectrique choisi peut être un oxyde ou un isolant. Ainsi dans ce chapitre nous emploierons le terme de contact MIS au lieu de contact MOS, pour bien prendre en considération le choix du diélectrique. La TMBS possède deux types de contacts :

1. Un contact redresseur Schottky à partir duquel s'étale la déplétion verticale «  $W_{Schottky}$  » et le contact MIS favorisant la déplétion latérale «  $W_{CapaH}$  » en polarisation inverse. Tous deux sont situés à l'anode sur la face avant du composant (Figure 2.1 - a et b) ;
2. Un contact ohmique sur la cathode sur la face arrière du composant.

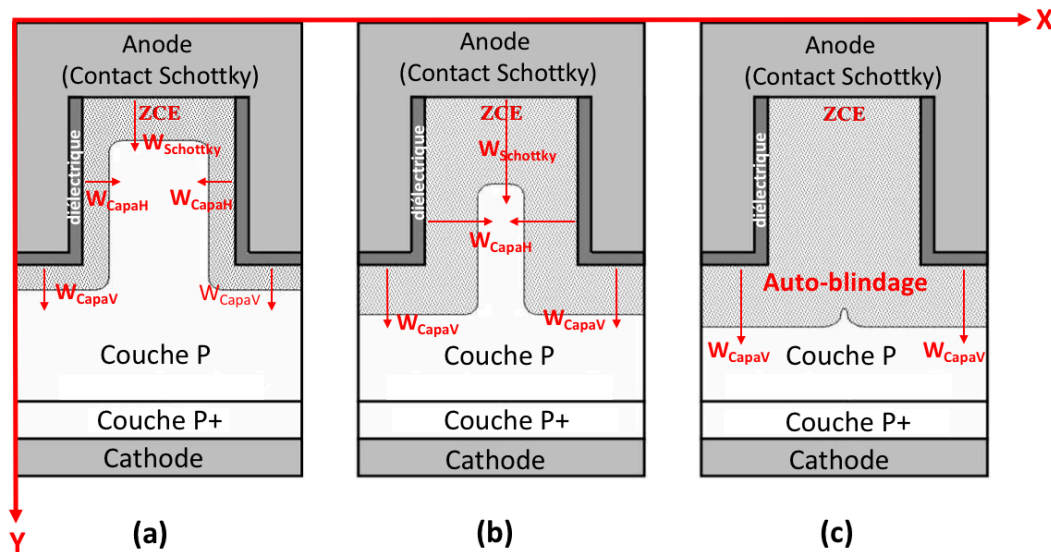


Figure 2.1 - Effet de la polarisation inverse sur l'étalement de la ZCE (zone de charge d'espace) [75]. (a) et (b) Étalement de la ZCE à faible polarisation. (c) Auto-blindage à forte polarisation.

À partir d'une certaine polarisation les deux zones de désertion latérales «  $W_{CapaH}$  » se rejoignent : les vecteurs champs électriques de même norme mais de sens opposé s'annulent et conduisent au phénomène d'auto-blindage. Cette particularité met le contact Schottky à l'abri des forts champs électriques et empêche le claquage du composant sous le contact Schottky (Figure 2.1 - c) [75]. Au-delà de la polarisation d'auto-blindage la ZCE «  $W_{CapaV}$  » continue de s'étendre verticalement jusqu'à la zone fortement dopée en face arrière, où le champ électrique chute drastiquement, sans que la composante verticale du champ électrique n'augmente au niveau du contact Schottky. Ce phénomène « auto-blindage » nous permettrait de dépasser la limite de claquage de la jonction plane infinie et/ou de diminuer la résistance à l'état passant spécifique.

## 2.2 Présentation des paramètres et des modèles utilisés dans la simulation TCAD

Nous abordons dans cette partie le principe de fonctionnement du logiciel de simulation utilisé pour concevoir la diode TMBS. Le choix des modèles physiques et la mise à jour de leurs paramètres est primordial pour le bon déroulement des simulations.

### 2.2.1 Particularités de la simulation de composants en diamant

SENTAURUS TCAD (Technology Computer Aided Design) est un logiciel de simulation par éléments finis qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles, comme l'équation de Poisson et/ou les équations pour le transport des charges [76]. Ce logiciel permet d'étudier le comportement électrique des dispositifs semi-conducteurs simulés, et par suite d'extraire les données physiques et électriques essentielles à la caractérisation des performances des composants en cours d'étude.

Le bon déroulement d'une simulation sur SENTAURUS TCAD [76] nécessite trois types de fichiers :

1. Un Fichier qui décrit la structure du composant (sde 'Sentaurus structure editor'.cmd).
2. Un Fichier qui précise les paramètres des modèles choisis pour un matériau donné (diamant.par) [79-80].
3. Un Fichier qui présente les modèles utilisés, les équations à résoudre et les conditions de polarisation électrique (sdevice.cmd). De même, il permet une exploitation graphique pour les diverses grandeurs physiques et électriques.

Le premier fichier décrit la structure d'une manière topographique, en précisant le dopage, les différents matériaux, les contacts métalliques et contient aussi les informations de maillage. Le maillage correspond à un ensemble de nœuds de calcul pour lesquels l'équation de Poisson est résolue et les différentes caractéristiques de sorties sont calculées. Le maillage utilisé pour les simulations doit être adapté à la structure simulée et anticiper les régions où les phénomènes varient beaucoup. Un maillage non adapté peut retourner des résultats imprécis.

Le deuxième fichier précise les paramètres des modèles. Dans le logiciel, le fichier de paramètres de la plupart des matériaux semi-conducteur à large bande interdite (Si, GaAs, GaN, SiC) est défini, mais rien n'est défini pour le diamant. Le fichier de paramètres du diamant a été créé puis complété en se basant sur des résultats de caractérisations physiques et sur les données issues de la littérature, ce qui nous permet de remplir la majorité des paramètres et des coefficients des modèles basiques (annexe 1) [77-78].

Le troisième fichier contient les différents modèles physiques à utiliser, les équations mathématiques à résoudre (ex : équation de Poisson, équations de continuité des électrons et des trous) et les grandeurs physiques à tracer et à visualiser. La sélection des modèles physiques a été basée principalement sur les précédents travaux concernant les simulations de composants en diamant [77-78].

### 2.2.2 Mise à jour du modèle d'ionisation par impact

Pour les différents modèles utilisés dans le fichier de commande, la majorité des paramètres et des coefficients des modèles basiques sont complétés en se basant sur des résultats de caractérisations physiques et sur des données issues de la littérature (voir annexe 1) [77-78]. Les coefficients d'ionisation par impact du diamant sont des paramètres clés pour déterminer la tenue en tension de chaque structure étudiée, ils permettent de calculer le nombre de porteurs générés par avalanche.

Le modèle d'ionisation par impact utilisé est le modèle de Van Overstraeten de Man :

$$G^i = \alpha_n \cdot n \cdot v_n + \alpha_p \cdot p \cdot v_p \quad [76] \quad (2.1)$$

Où  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont les 2 coefficients d'ionisation des électrons et des trous respectivement,  $n$  et  $p$  sont les densités des électrons et des trous,  $v_n$  et  $v_p$  sont les vitesses de saturation des électrons et des trous.

Ce modèle est basé sur la loi de Chynoweth :

$$\alpha_{n,p}(E) = \gamma \cdot a_{n,p} \exp \frac{-\gamma \cdot b_{n,p}}{E} \quad [76] \quad (2.2)$$

$$\text{Avec } \gamma = \frac{\tanh \frac{\hbar \cdot w_{op}}{2 \cdot K \cdot T_0}}{\tanh \frac{\hbar \cdot w_{op}}{2 \cdot K \cdot T}} \quad [76] \quad (2.3)$$

L'équation 2.2 décrit la dépendance des coefficients d'ionisation par impact «  $\alpha_{n,p}$ ,  $\alpha_{n,p}$  » en fonction du champ électrique « E ». À ce jour aucune étude expérimentale n'a été menée pour déterminer les coefficients d'ionisation dans le diamant. Plusieurs valeurs peuvent être relevées dans la littérature mais elles ont été déterminées théoriquement. Le Tableau 2.1 représente les valeurs des paramètres «  $a_{n,p}$ ,  $b_{n,p}$  » extrapolés par Rashid et Kawarada.

Les valeurs données par Rashid et al. en 2006 [79] ont été extrapolées à partir des valeurs des coefficients d'ionisation du Si et du SiC. Celles déterminées par l'équipe de Kawarada [80] en 2015 sont extraites des mesures de tenue en tension expérimentales de diodes Schottky en diamant. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé d'utiliser ces dernières pour nos simulations TCAD.

Tableau 2.1 - Les paramètres «  $a_{n,p}$ ,  $b_{n,p}$  » relevés de la littérature.

	( $a_n \text{ cm}^{-1}$ )	( $a_p \text{ cm}^{-1}$ )	( $b_n \text{ MV/cm}$ )	( $b_p \text{ MV/cm}$ )
Rashid [79]	$1,89 \times 10^5$	$5,48 \times 10^6$	$1,7 \times 10^7$	$1,42 \times 10^7$
Kawarada [80]	$1,4 \times 10^5$	$6,1 \times 10^4$	$2,4 \times 10^7$	$1,4 \times 10^7$

### 2.3 Simulations d'une diode Schottky plane parallèle infinie en diamant type P

Dans un premier temps, une première étude est réalisée sur une diode Schottky plane parallèle infinie en diamant type P pour déterminer le compromis « dopage/épaisseur » de la couche faiblement dopée P nécessaire pour supporter une tenue en tension de 6 000 V à température ambiante. Généralement le claquage d'une diode Schottky plane infinie a lieu en dessous du contact Schottky, ce qui génère un accroissement local du champ électrique et des courants de fuite très importants. L'intérêt principal de la transition vers la diode TMBS est de

protéger le contact Schottky et de limiter les courants de fuite. De même, cette structure nous permet d'augmenter la tenue en tension pour le même compromis « dopage/épaisseur » d'une diode Schottky plane parallèle infinie ou de diminuer la résistance à l'état passant spécifique pour la tenue en tension souhaitée de 6 000 V.

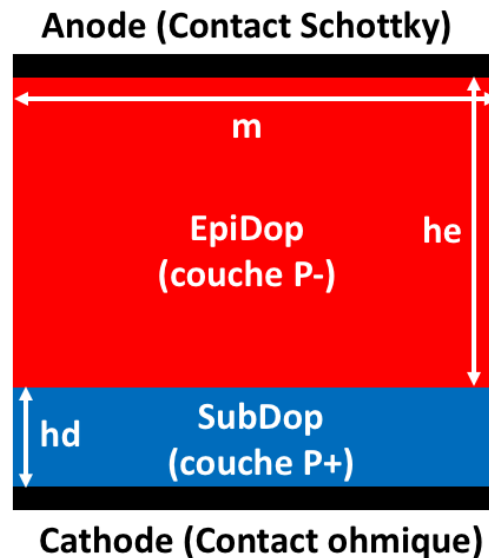


Figure 2.2 - Vue en coupe schématique de la diode Schottky plane parallèle infinie en diamant type P.

La Figure 2.2 représente une vue en coupe d'une diode Schottky plane parallèle infinie en diamant type P, avec les différents paramètres technologiques suivants :

- 1-  $m = 5 \mu\text{m}$  : La largeur de la structure;
- 2-  $he$  : L'épaisseur de la couche faiblement dopée P- en  $\mu\text{m}$  ;
- 3-  $hd = 2 \mu\text{m}$ : L'épaisseur de la couche fortement dopée P+;
- 4- EpiDop : Concentration de dopants de la couche faiblement dopée P- en  $\text{cm}^{-3}$  ;
- 5- SubDop =  $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  : Concentration de dopants de la couche fortement dopée P+ ;

Par défaut, les contacts électriques sont considérés comme des contacts ohmiques parfaits dans le logiciel. Pour le contact Schottky, l'énergie de la hauteur de barrière ou le travail de sortie du métal sont précisés et correspondent dans notre cas à un contact en Nickel (Ni). Des paramètres ont été fixés comme le dopage et l'épaisseur de la couche fortement dopée (P+), ne présentant aucune influence sur le comportement électrique de la structure et

sont choisis pour obtenir la résistance la plus faible de cette couche. Cependant, le compromis dopage/épaisseur de la couche faiblement dopée P est varié pour obtenir une tenue en tension de 6 000 V à température ambiante.

La Figure 2.3 montre la variation de la tenue en tension en fonction du dopage « EpiDop » et pour différentes épaisseurs « he » de la couche P- à 300 K. À ce jour, le dopage du bore dans le diamant n'est pas du tout maîtrisé en dessous de  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

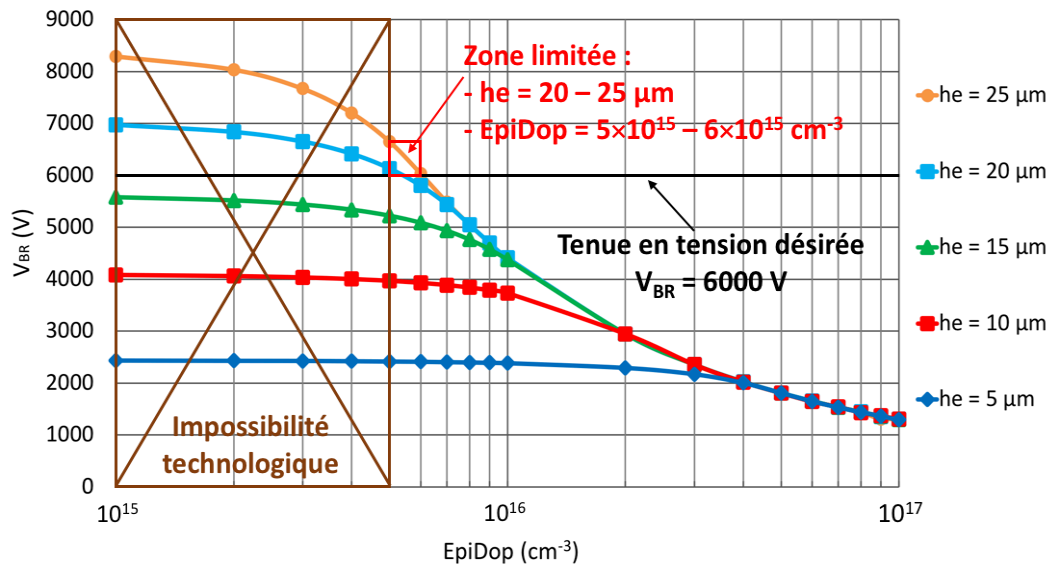


Figure 2.3 - Variation de la tenue en tension en fonction du dopage « EpiDop » pour différentes épaisseurs « he » de la couche P- à 300 K.

La ligne horizontale dans la Figure 2.3 représente la tenue en tension souhaitée de la diode TMBS. On peut constater que la plage du couple « dopage/épaisseur » nécessaire pour obtenir la tension de claquage de 6000 V est très limitée :

- Un dopage « EpiDop » qui varie entre  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  ;
- Une épaisseur « he » qui varie entre 20 et 25  $\mu\text{m}$  ;

Toutefois, les conditions de croissance des couches en diamant type P pour un dopage compris entre  $6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ne sont pas bien maîtrisées. On vise alors de réaliser une diode TMBS qui supporte 6 000 V à 300 K, pour une concentration de dopants bien maîtrisée et qui est supérieure ou égale à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

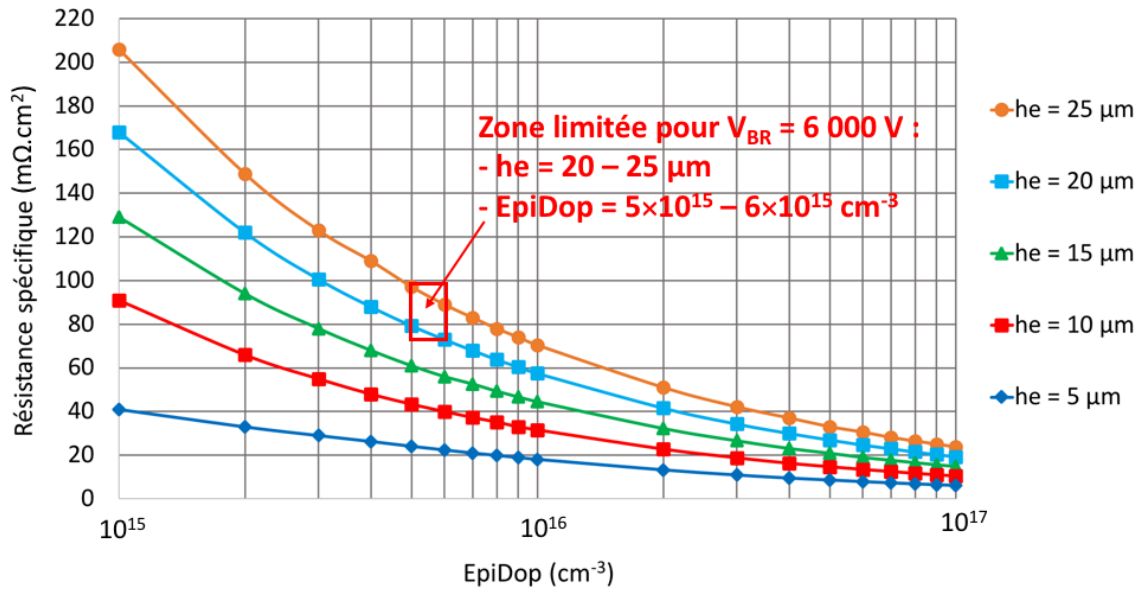


Figure 2.4 - Variation de la résistance en fonction du dopage « EpiDop » pour différentes épaisseurs « he » de la couche P- sous une tension  $V_{AK} = 5$  V à 300 K.

La Figure 2.4 montre la variation de la résistance à l'état passant spécifique «  $R_{on,S}$  » en fonction du dopage pour différentes épaisseurs « he » de la couche P- à 300 K, sous une tension de 5 V appliquée au niveau de l'anode. On peut remarquer que la résistance à l'état passant spécifique diminue en fonction du dopage. Ainsi, la concentration des porteurs majoritaires que sont les trous, augmente avec la concentration de dopants. De même, un dopage plus important assure la diminution de l'énergie d'ionisation des porteurs. En revenant à la Figure 2.4 dans la zone limitée où on obtient la tenue en tension de 6 000 V, la  $R_{on,S}$  varie entre 75 et 100  $m\Omega.cm^2$  à 300 K.

Pour la suite, le compromis « dopage/épaisseur » de la couche P- de la diode TMBS est bien choisi pour des conditions de croissance bien maîtrisées. Ainsi, pour une concentration de dopage égale à  $1 \times 10^{16} cm^{-3}$  et une épaisseur de la couche P- égale à 20  $\mu m$ , on vise à concevoir une diode TMBS qui supporte 6 000 V tout en diminuant la  $R_{on,S}$  en dessous de 75  $m\Omega.cm^2$ .

Dans la partie suivante, nous présenterons l'étude analytique menée sur la diode TMBS, qui nous servira comme un outil de mesure comprenant une sensibilité et une étendue de mesure très larges en fonction des paramètres technologiques de cette structure.



## 2.4 Étude analytique de la TMBS

### 2.4.1 Structure MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) idéale 1D

La première partie de notre étude consiste à développer une étude analytique basée sur le principe de fonctionnement de la diode TMBS. Cette étude repose sur la résolution des équations de Poisson pour une structure MIS (Métal-Isolant-Semi-conducteur) idéale 1D. Cette approche est primordiale pour résoudre ces équations, qui vont être utilisées dans l'étude analytique 2D de la diode TMBS.

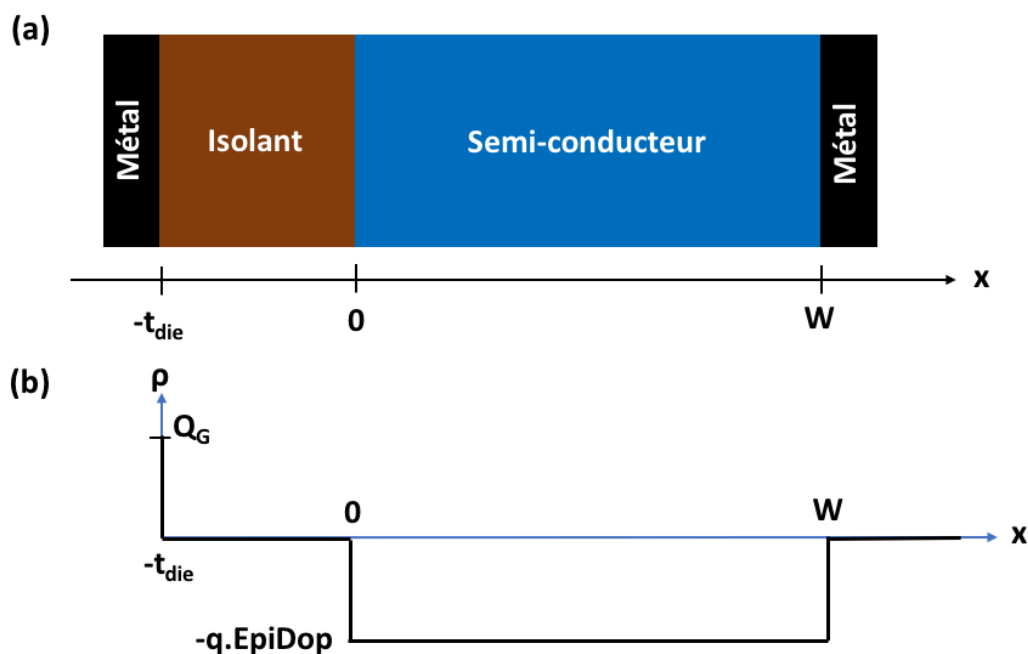


Figure 2.5 - (a) Structure MIS idéale 1D avec « EpiDop » dopage et « W » épaisseur de la couche semi-conductrice. (b) Répartition de la densité de charge dans une structure MIS.

La Figure 2.5 cas (a) représente la structure idéale d'une capacité MIS, tandis que la Figure 2.5 cas (b) montre la répartition de la densité de charge d'espace dans la structure MIS. « EpiDop » et « W » représentent la concentration de dopants et l'épaisseur de la couche semi-conductrice. On peut voir que la densité de charge est nulle dans le diélectrique. Si on considère que la concentration de dopant est uniforme dans le semi-conducteur, on peut constater que la densité de charge est uniforme suivant la largeur de la couche semi-conductrice. De même, la densité de charge est proportionnelle à la concentration de dopant.

Les équations suivantes représentent la répartition de la quantité de charge «  $\sigma$  » dans le diélectrique et de la densité de charge «  $\rho$  » dans le semi-conducteur pour la structure MIS suivant la direction  $x$  [81] :

$$\text{Pour } x = -t_{\text{die}} \quad ; \quad \sigma = Q_G \quad (2.4)$$

$$\text{Pour } -t_{\text{die}} < x < 0 \quad ; \quad \rho(x) = 0 \quad (2.5)$$

$$\text{Pour } 0 < x < W \quad ; \quad \rho(x) = -q \cdot \text{EpiDop} \quad (2.6)$$

$$\text{Pour } x > W \quad ; \quad \rho(x) = 0; \quad (2.7)$$

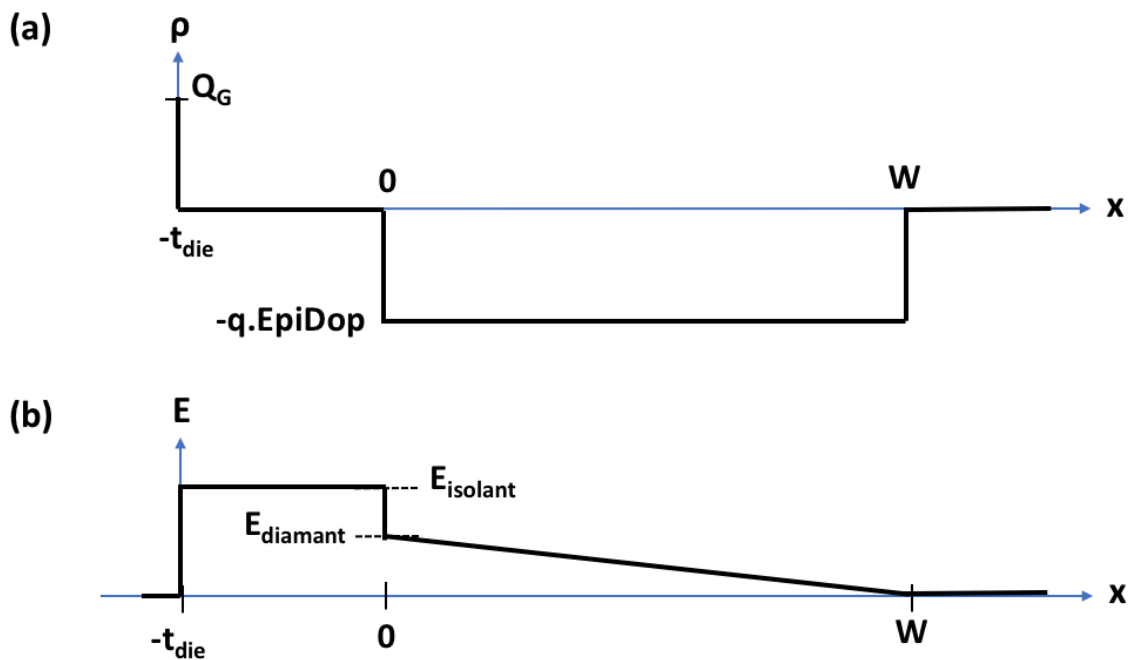


Figure 2.6 - (a) Répartition de la densité de charge dans une structure MIS. (b) Répartition du champ électrique dans une structure MIS.

Pour trouver le champ électrique au sein de la structure, on intègre la densité de charge suivant  $x$ , entre  $x$  et  $W$  :

$$E(x) - E(W) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \int_x^W \rho(x) \cdot dx \quad [81] \quad (2.8)$$

$$E(x) = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot (x - W)$$

La Figure 2.6 cas (b) représente la répartition du champ électrique au sein de la structure. La répartition est uniforme dans le diélectrique. Pour le semi-conducteur, le champ

électrique maximal se trouve à l'interface Semi-conducteur/Isolant, et la répartition suit un profil triangulaire pour  $x \leq W$ . Ce profil de répartition dans le semi-conducteur dépend fortement de la concentration de dopant de la couche semi-conductrice (une concentration plus importante augmente, en valeur absolue, la pente de la droite  $E(x)$ ).

Les équations suivantes représentent la répartition du champ électrique dans les différentes couches de la structure MIS et pour le cas particulier  $x = W$  [81] :

$$\text{Pour } x > W \quad ; \quad E(x) = 0 \quad (2.9)$$

$$\text{Pour } 0 \leq x \leq W \quad ; \quad E(x) - E(W) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \int_x^W (-q \cdot \text{EpiDop}) dx$$

$$E(x) - E(W) = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot (x - W) \quad (2.10)$$

$$\text{Pour } -t_{\text{die}} < x < 0 \quad ; \quad E(x) = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot E(x=0) = \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}} \cdot W \quad (2.11)$$

$$\text{Pour } x < -t_{\text{die}} \quad ; \quad E(x) = 0 \quad (2.12)$$

Les équations qui décrivent la répartition du champ électrique dans la structure MIS 1D, seront implémentées pour établir l'étude analytique 2D de la TMBS, qui sera présentée dans la partie suivante.

## 2.4.2 Diode TMBS 2D

L'étude de la structure MIS idéale 1D nous permet alors d'utiliser les équations du champ électrique et de la zone de charge d'espace de cette structure pour mener l'étude analytique 2D de la diode TMBS. L'étude réalisée nous servira comme un outil de mesure comprenant une sensibilité très large, pour appréhender et analyser au mieux l'influence des paramètres technologiques de la diode TMBS sur la tension d'auto-blindage, la tension de claquage et la valeur du champ électrique.

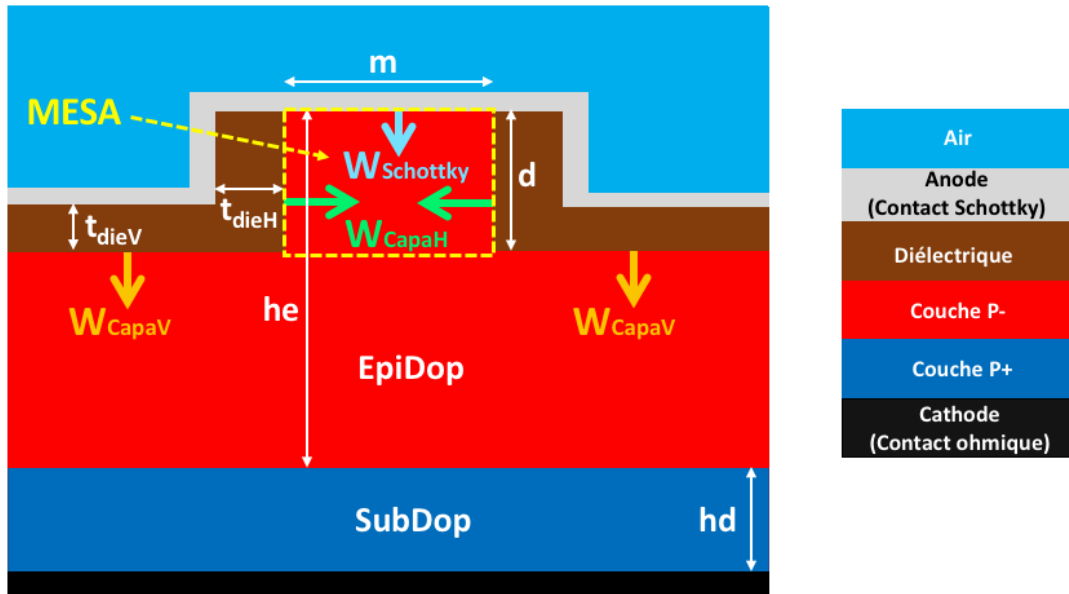


Figure 2.7 - Vue en coupe de la diode TMBS avec les différents paramètres géométriques et technologiques.

La Figure 2.7 représente une vue en coupe la diode TMBS avec les différents paramètres géométriques et technologiques correspondants.

Les paramètres technologiques de la diode sont les suivants :

- 1-  $m$  : Largeur de la zone méssa ;
- 2-  $d$  : Profondeur de gravure de la tranchée ;
- 3-  $t_{dieV}$  : Épaisseur verticale du diélectrique ;
- 4-  $t_{dieH}$  : Épaisseur horizontale du diélectrique ;
- 5-  $he$  : Épaisseur de la couche P- ;
- 6- EpiDop : Concentration de dopant de la couche P- ;
- 7-  $hd$  : Épaisseur de la couche P+ ;
- 8- SubDop : Concentration de dopant de la couche P+ ;

De même sur la Figure 2.7 les extensions des zones de charges d'espaces sont les suivantes :

- 1-  $W_{Schottky}$  : Extension verticale de la ZCE sous le contact Schottky (Métal/diamant) ;

2-  $W_{\text{CapaH}}$  : Extension latérale de la ZCE due au contact MIS ;

3-  $W_{\text{CapaV}}$  : Extension verticale de la ZCE due au contact MIS ;

Comme indiqué sur la Figure 2.7 et en appliquant une tension positive sur le contact Schottky, deux zones de charge d'espace (ZCE) «  $W_{\text{CapaH}}$  » s'étalent latéralement à partir des deux flancs de la tranchée dans la région méso. De même, une zone de charge d'espace supplémentaire «  $W_{\text{Schottky}}$  » s'étale verticalement sous le contact Schottky. Toutefois, une zone de charge d'espace «  $W_{\text{CapaV}}$  » s'étend verticalement au pied de la tranchée.

- L'extension de la ZCE verticale «  $W_{\text{Schottky}}$  » est de la forme :

$$y = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0}{q \cdot \text{EpiDop}} \cdot \left( \Psi_{\text{bi}} - V - \frac{kT}{q} \right)} \quad [81] \quad (2.13)$$

Où  $\epsilon_{\text{diamant}}$  est la permittivité relative du diamant,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide (F/m),  $\Psi_{\text{bi}}$  le potentiel de diffusion (V),  $V$  le potentiel appliqué (V) et  $\frac{kT}{q}$  le potentiel thermodynamique (V).

Pour la tenue en tension visée de 6 000 V, on considère que  $\Psi_{\text{bi}}$  et  $\frac{kT}{q}$  sont négligeables devant la tension appliquée  $V$ , l'équation 13 devient :

$$y = \sqrt{\frac{q \cdot \text{EpiDop} \cdot y^2}{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0}} \quad (2.14)$$

D'autre part, l'extension ZCE latérale «  $W_{\text{CapaH}}$  » est de la forme :

$$x(V) = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0^2}{C_{\text{dieH}}^2}} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0}{C_{\text{dieH}}} \quad [81] \quad (2.15)$$

- $C_{\text{dieH}} = \frac{\epsilon_{\text{diélectrique}} \cdot \epsilon_0}{t_{\text{dieH}}}$  : Capacité du diélectrique (F) ;
- $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  : Permittivité relative du diélectrique de la tranchée ;

En remplaçant  $C_{\text{dieH}}$  dans l'équation (2.15) on obtient :

$$x(V) = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \quad (2.16)$$

En développant l'équation (2.16) on obtient :

$$\begin{aligned} x(V) &= \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \\ \left(x + \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}\right)^2 &= \frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} \\ x^2 + 2 \cdot x \cdot \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} &= \frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} \\ x^2 + 2 \cdot x \cdot \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} &= \frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} \\ V(x) &= \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \left( \frac{x^2}{2 \epsilon_{\text{diamant}}} + \frac{x \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

L'auto-blindage a lieu lorsque les 2 ZCE latérales «  $W_{\text{CapaH}}$  » se rejoignent à la position «  $x = m/2$  » (Figure 2.7). En remplaçant  $x$  par «  $m/2$  » dans l'équation (2.17) on obtient la tension d'auto-blindage  $V_{\text{ab}}$  :

$$V_{\text{ab}} = \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \left( \frac{m^2}{8 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} + \frac{m \cdot t_{\text{dieH}}}{2 \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}} \right) \quad (2.18)$$

On peut évidemment voir, que l'auto-blindage de cette structure dépend des paramètres technologiques suivants : la largeur de la méso «  $m$  », la concentration de dopage «  $\text{EpiDop}$  », l'épaisseur horizontale du diélectrique «  $t_{\text{dieH}}$  » et la permittivité relative du diélectrique «  $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  ».

Nous rappelons que les conditions de croissance des couches P- pour un dopage inférieur ou égal à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ne sont pas bien maîtrisées. Ainsi, pour la suite de l'étude analytique, le compromis « dopage/épaisseur » de la couche P- est fixé à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $20 \mu\text{m}$  respectivement. Les diélectriques choisis dans l'étude sont déjà déposés et maîtrisés sur du diamant comme l'oxyde de Silicium «  $\text{SiO}_2$  » [82] et le nitrure de silicium «  $\text{Si}_3\text{N}_4$  » [83], l'oxyde d'aluminium «  $\text{Al}_2\text{O}_3$  » [84] et l'oxyde d'Hafnium «  $\text{HfO}_2$  » [85].

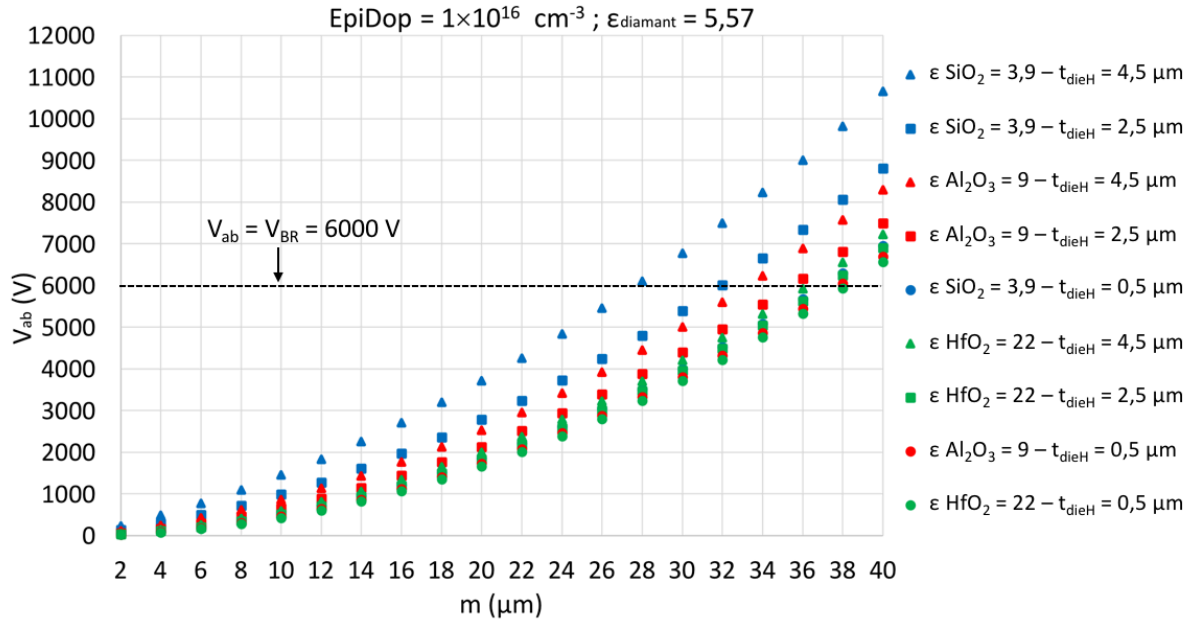


Figure 2.8 - Variation de la tension d'auto-blindage «  $V_{ab}$  » en fonction de la largeur de la méso «  $m$  » pour différentes épaisseurs horizontales «  $t_{\text{dieH}}$  » et permittivités du diélectrique «  $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  ».

La Figure 2.8 montre la variation de la tension d'auto-blindage «  $V_{ab}$  » en fonction de la largeur de la méso «  $m$  » pour différentes épaisseurs horizontales «  $t_{\text{dieH}}$  » et permittivités de diélectrique «  $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  ». La tension d'auto-blindage est calculée en utilisant l'équation (2.18). On peut constater que la tension d'auto-blindage augmente avec «  $m$  ». Une largeur plus importante de la méso nécessite une tension plus élevée pour assurer l'intersection des zones de déplétion latérales dans la méso pour créer l'auto-blindage.

De même, le diélectrique de la tranchée joue un rôle très important sur la déplétion latérale dans la méso. Plus la permittivité du diélectrique augmente, plus l'influence de l'épaisseur horizontale du diélectrique devient minime sur la tension d'auto-blindage. Enfin, la droite horizontale sur la Figure 2.8 montre que pour des hautes permittivités du diélectrique, la tension d'auto-blindage de 6 000 V est obtenue pour une méso plus large et pour des faibles épaisseurs horizontales du diélectrique.

L'extension ZCE verticale «  $W_{\text{CapaV}}$  » (Figure 2.7) est de la forme :

$$y \text{ (V)} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieV}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \quad [81] \quad (2.19)$$

En développant l'équation (2.19) on obtient :

$$V(y) = \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \left( \frac{y^2}{2\epsilon_{\text{diamant}}} + \frac{y \cdot t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \right) \quad (2.20)$$

En considérant que nous sommes dans le cas d'une jonction infinie en non limitation ou en non perçage « Non Punch Through », et que la répartition du champ électrique suit un profil triangulaire. Le champ maximal dans le diamant est obtenu lorsque la ZCE verticale «  $W_{\text{CapaV}}$  » sera égale à «  $y = h_e - d$  » (Figure 2.7). Pour cela, la tension maximale «  $V_{\text{max}}$  » correspondante est de la forme :

$$V_{\text{max}} = \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \left( \frac{(h_e - d)^2}{2\epsilon_{\text{diamant}}} + \frac{(h_e - d) \cdot t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \right) \quad (2.21)$$

On peut évidemment voir que la tension de claquage dépend des paramètres technologiques suivants : la profondeur de gravure «  $d$  », l'épaisseur de la couche P «  $h_e$  », la concentration de dopage «  $\text{EpiDop}$  », l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{\text{dieH}}$  » et la permittivité relative du diélectrique «  $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  ».

La Figure 2.9 montre la répartition des composantes verticale et latérale du champ électrique dans la diode TMBS. Le schéma à droite représente les conditions aux limites établies pour résoudre les équations du champ électrique à l'auto-blindage et lors du claquage.

Pour calculer le champ électrique maximal dans le diamant à l'auto-blindage, nous devons calculer les composantes latérale et verticale du champ électrique.

Pour cela, nous intégrons l'équation de Poisson suivant  $x$  et  $y$  comme cela est présenté dans l'étude sur la structure MIS idéale 1D de la partie précédente :

$$E(x) - E(0) = \frac{1}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0} \int_0^x -q \cdot \text{EpiDop} \cdot dx \quad (2.22)$$

$$E(y) - E(0) = \frac{1}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0} \int_0^y -q \cdot \text{EpiDop} \cdot dy \quad (2.23)$$



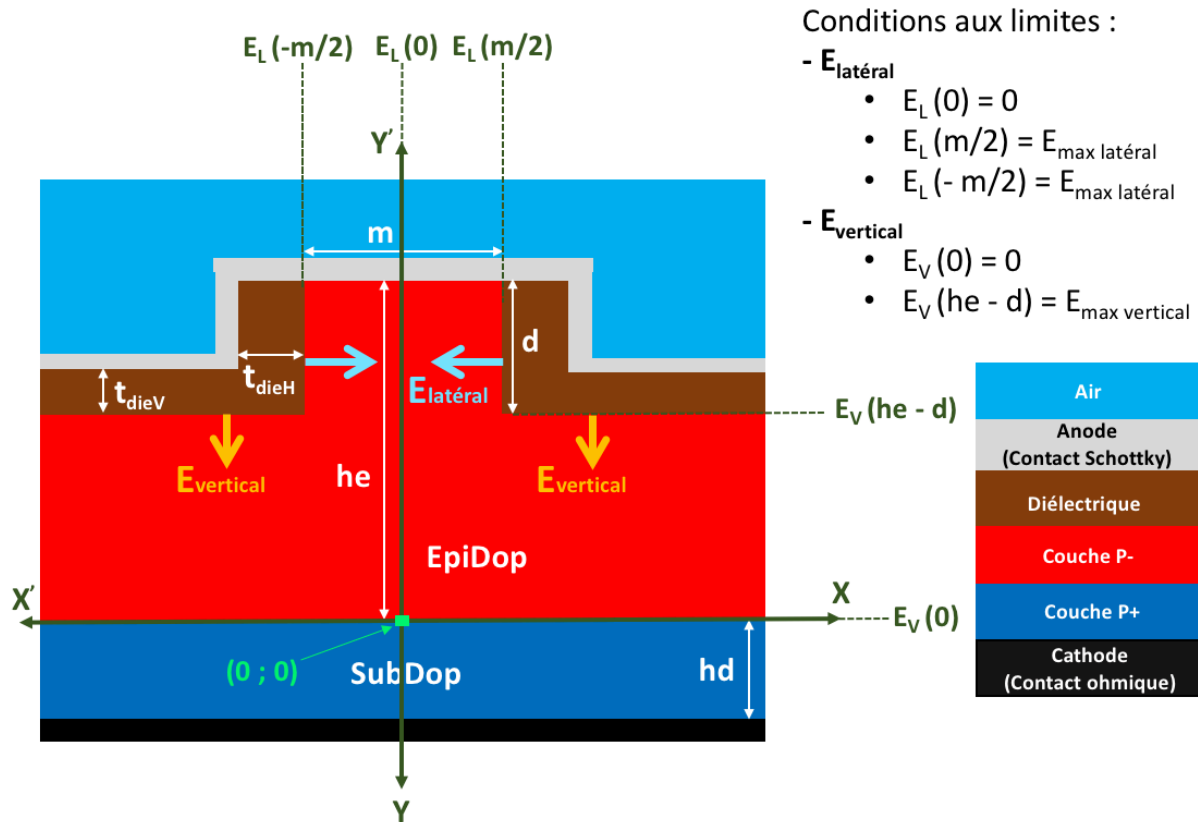


Figure 2.9 - Vue en coupe de la diode TMBS avec la répartition des composantes latérale et verticale du champ électrique et les conditions aux limites sont précisées.

Nous calculons d'abord la composante latérale du champ électrique «  $E_{\text{latéral-diamant}}$  » en intégrant suivant  $x$ , entre 0 et  $x$  (Figure 2.9) :

$$E_{\text{latéral diamant}}(x) = E(x) - E(0) = \int_0^x \left( -\frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \right) dx = -\frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot x + \text{cte} \quad (2.24)$$

En appliquant les conditions aux limites (Figure 2.9) :

$$E_{\text{latéral diamant}}(x=0) = -\frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot 0 + \text{cte} = 0$$

$$\text{donc cte} = 0$$

Et donc l'équation 2.24 devient :

$$E_{\text{latéral diamant}}(x) = -\frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot x \quad (2.25)$$

$$E_{\text{latéral diamant}}(x=m/2) = E_{\text{max latéral}} = -\frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \frac{m}{2}$$

$$E_{\max \text{ latéral}} = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \frac{m}{2}$$

$$E_{\text{latéral diamant}} (x = -m/2) = E_{\max \text{ latéral}} = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \left(-\frac{m}{2}\right)$$

$$E_{\max \text{ latéral}} = + \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \frac{m}{2}$$

On constate que :

$$E_{\max \text{ latéral}} = E(x = m/2) = - E(x = -m/2) = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \frac{m}{2} \quad (2.26)$$

D'après l'équation (2.26), les deux composantes latérales du champ électrique ont la même norme mais sont de sens inverse.

En remplaçant l'équation (2.16) dans l'équation (2.25) on obtient :

$$\begin{aligned} E_{\text{latéral diamant}} (V) &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \\ &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Ensuite, nous calculons la composante verticale du champ électrique «  $E_{\text{vertical-diamant}}$  » en intégrant suivant  $y$ , entre la position 0 et  $y$  (Figure 2.9) :

$$E_{\text{vertical diamant}} (y) = E(y) - E(0) = \int_0^y \left( - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \right) dy = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot y + \text{cte} \quad (2.28)$$

En appliquant les conditions aux limites (Figure 2.9) :

$$E_{\text{vertical diamant}} (y = 0) = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot 0 + \text{cte} = 0$$

donc  $\text{cte} = 0$

Et donc l'équation 2.28 devient :

$$E_{\text{vertical diamant}} (y) = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot y \quad (2.29)$$

$$E_{\text{vertical diamant}} (y = h_e - d) = E_{\max \text{ vertical}} = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot (h_e - d)$$

$$E_{\text{max vertical}} = - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot (h_e - d) \quad (2.30)$$

L'équation (2.30) représente la valeur maximale de la composante verticale du champ électrique

En remplaçant l'équation (2.19) dans l'équation (2.29) on obtient :

$$\begin{aligned} E_{\text{vertical diamant}} (V) &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_0 \cdot V}{q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{\epsilon_{\text{diamant}}^2 \cdot t_{\text{dieV}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \\ &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{t_{\text{dieV}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \end{aligned} \quad (2.31)$$

En considérant que la variation des composantes du champ électrique suivant x et y est verticale (Figure 2.9), le champ électrique maximal dans le diamant sera alors la norme de ces 2 composantes.

La norme du champ électrique maximal dans le diamant est de la forme suivante :

$$\begin{aligned} E_{\text{max diamant}} (V) &= \sqrt{E_{\text{vertical diamant}}^2 + E_{\text{latéral diamant}}^2} \\ &= \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right)^2 + \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{t_{\text{dieV}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieV}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right)^2} \end{aligned} \quad (2.32)$$

L'équation (2.32) représente le champ électrique maximal dans le diamant en fonction du potentiel V et les différents paramètres technologiques de la structure.

Pour trouver le champ électrique maximal dans le diamant au moment de l'auto-blindage, on remplace V par «  $V_{\text{ab}}$  » dans les équations (2.25) et (2.29) :

$$\begin{aligned} E_{\text{ab latéral diamant}} &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V_{\text{ab}}}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot q \cdot \text{EpiDop}} + \frac{t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \\ &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{m^2}{4 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}^2} + \frac{m \cdot t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}} + \frac{t_{\text{dieH}}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \\ &= - \frac{q \cdot \text{EpiDop}}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\left( \frac{m}{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} + \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \right)^2 - \frac{t_{\text{dieH}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \end{aligned}$$

$$= - \frac{q.EpiDop.}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{m}{2} \quad (2.33)$$

$$E_{ab \text{ vertical diamant}} = - \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V_{ab}}{\epsilon_{diamant} \cdot q.EpiDop} + \frac{t_{diev}^2}{\epsilon_{diélectrique}^2} - \frac{t_{diev}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right)$$

$$= - \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{m^2}{4 \cdot \epsilon_{diamant}^2} + \frac{m \cdot t_{dieH}}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_{diélectrique}} + \frac{t_{diev}^2}{\epsilon_{diélectrique}^2} - \frac{t_{diev}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right) \quad (2.34)$$

$$E_{ab \text{ diamant}} = \sqrt{E_{ab \text{ vertical diamant}}^2 + E_{ab \text{ latéral diamant}}^2}$$

$$= \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\left( \sqrt{\frac{m^2}{4 \cdot \epsilon_{diamant}^2} + \frac{m \cdot t_{dieH}}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_{diélectrique}} + \frac{t_{diev}^2}{\epsilon_{diélectrique}^2} - \frac{t_{diev}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right)^2 + \left( \frac{m}{2 \cdot \epsilon_{diamant}} \right)^2} \quad (2.35)$$

L'équation (2.35) représente alors le champ électrique maximal dans le diamant au moment de l'auto-blindage et en fonction des différents paramètres technologiques de la structure.

On atteint la valeur maximale de la composante verticale du champ électrique lorsque la zone de charge d'espace verticale «  $W_{capav}$  » s'étale jusqu'à la position «  $y = he - d$  ». Ainsi, la tension maximale correspondante est calculée en se basant sur l'équation (2.21).

En revanche, une fois l'auto-blindage est atteint dans la zone mesa (Figure 2.9), la composante latérale du champ électrique ne varie plus et la valeur maximale est égale à :

$$E_{max \text{ latéral diamant}} = E_{ab \text{ latéral diamant}} = - \frac{q.EpiDop.}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{m}{2} \quad (\text{équation 2.31})$$

Pour trouver la valeur maximale de la composante verticale du champ électrique, on remplace  $V$  par «  $V_{max}$  » dans l'équation (2.29) :

$$E_{max \text{ vertical diamant}} = - \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot V_{max}}{\epsilon_{diamant} \cdot q.EpiDop} + \frac{t_{diev}^2}{\epsilon_{diélectrique}^2} - \frac{t_{diev}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right)$$

$$= - \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \left( \sqrt{\frac{(he-d)^2}{\epsilon_{diamant}^2} + \frac{2 \cdot (he-d) \cdot t_{diev}}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_{diélectrique}} + \frac{t_{diev}^2}{\epsilon_{diélectrique}^2} - \frac{t_{diev}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right)$$

$$= - \frac{q.EpiDop}{\epsilon_0} \cdot \left( \left( \sqrt{\frac{(he-d)}{\epsilon_{diamant}} + \frac{t_{dieH}}{\epsilon_{diélectrique}}} \right)^2 - \frac{t_{dieH}}{\epsilon_{diélectrique}} \right)$$

$$= - \frac{q \cdot E_{piDop}}{\epsilon_{diamant} \cdot \epsilon_0} \cdot (he - d) \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} E_{max \text{ diamant}} &= \sqrt{E_{max \text{ vertical diamant}}^2 + E_{max \text{ latéral diamant}}^2} \\ &= \frac{q \cdot E_{piDop}}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{he-d}{\epsilon_{diamant}}\right)^2 + \left(\frac{m}{2 \cdot \epsilon_{diamant}}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.37)$$

L'équation (2.37) représente alors le champ électrique maximal dans le diamant pour «  $V = V_{max}$  » et en fonction des différents paramètres technologiques de la structure.

La continuité de la composante tangentielle du champ électrique à l'interface diamant/diélectrique nous donne :

$$E_{//diamant} = E_{//diélectrique} \quad (2.38)$$

Tandis que le produit de la composante normale du champ électrique par la permittivité  $\epsilon$  nous donne :

$$E_{\perp diamant} \cdot \epsilon_{diamant} = E_{\perp diélectrique} \cdot \epsilon_{diélectrique} \quad (2.39)$$

Par conséquent, pour calculer le champ électrique maximal dans le diélectrique à l'auto-blindage et lors du claquage, nous calculons d'abord la composante verticale du champ dans le diélectrique en utilisant le produit de l'équation (2.39) :

$$E_{vertical \text{ diélectrique}} = \frac{\epsilon_{diamant}}{\epsilon_{diélectrique}} \cdot E_{vertical \text{ diamant}} \quad (2.40)$$

Ensuite, nous calculons la composante latérale du champ électrique dans le diélectrique :

$$E_{latéral \text{ diélectrique}} = \frac{\epsilon_{diamant}}{\epsilon_{diélectrique}} \cdot E_{latéral \text{ diamant}} \quad (2.41)$$

La norme du champ électrique maximal dans le diélectrique est de la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 E_{\max \text{ diélectrique}} &= \sqrt{E_{\text{vertical diélectrique}}^2 + E_{\text{latéral diélectrique}}^2} \\
 &= \frac{\epsilon_{\text{diamant}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \cdot \sqrt{E_{\text{vertical diamant}}^2 + E_{\text{latéral diamant}}^2} \\
 &= \frac{\epsilon_{\text{diamant}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \cdot E_{\max \text{ diamant}} \tag{2.42}
 \end{aligned}$$

Le champ électrique maximal dans le diélectrique pour «  $V = V_{ab}$  » est calculé en remplaçant l'équation (2.35) dans l'équation (2.42) :

$$\begin{aligned}
 E_{ab \text{ diélectrique}} &= \frac{\epsilon_{\text{diamant}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \cdot \frac{q \cdot E_{piDop}}{\epsilon_0} \\
 &\cdot \sqrt{\left( \sqrt{\frac{m^2}{4 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}^2} + \frac{m \cdot t_{dieH}}{\epsilon_{\text{diamant}} \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}} + \frac{t_{dieV}^2}{\epsilon_{\text{diélectrique}}^2} - \frac{t_{dieV}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right)^2 + \left( \frac{m}{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \right)^2} \tag{2.43}
 \end{aligned}$$

L'équation (2.43) représente alors le champ électrique maximal dans le diélectrique au moment de l'auto-blindage et en fonction des différents paramètres technologiques de la structure.

En revanche, le champ électrique maximal dans le diélectrique pour «  $V = V_{\max}$  » est calculé en remplaçant l'équation (2.37) dans l'équation (2.42) :

$$E_{\max \text{ diélectrique}} = \frac{\epsilon_{\text{diamant}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} \cdot \frac{q \cdot E_{piDop}}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\left( \frac{he-d}{\epsilon_{\text{diamant}}} \right)^2 + \left( \frac{m}{2 \cdot \epsilon_{\text{diamant}}} \right)^2} \tag{2.44}$$

L'équation (2.44) représente alors le champ électrique maximal dans le diélectrique lors du claquage et en fonction des différents paramètres technologiques de la structure.

Dans cette partie, nous avons établi les équations du champ électrique maximal pour «  $V = V_{ab}$  » (équation 2.18) et pour «  $V = V_{\max}$  » (équation 2.21) en fonction des paramètres technologiques de la TMBS. Dans la partie suivante l'influence de ces paramètres en fonction de la valeur du champ électrique maximale dans le diamant et le diélectrique est étudiée.

## 2.4.2.1 Influence des paramètres technologiques de la TMBS sur la valeur du champ électrique maximal

### 2.4.2.1.1 Influence de la permittivité du diélectrique « $\epsilon_{\text{diélectrique}}$ »

Dans cette partie, l'influence de la permittivité «  $\epsilon_{\text{diélectrique}}$  » sur la valeur du champ électrique maximal dans le diélectrique est évoquée.

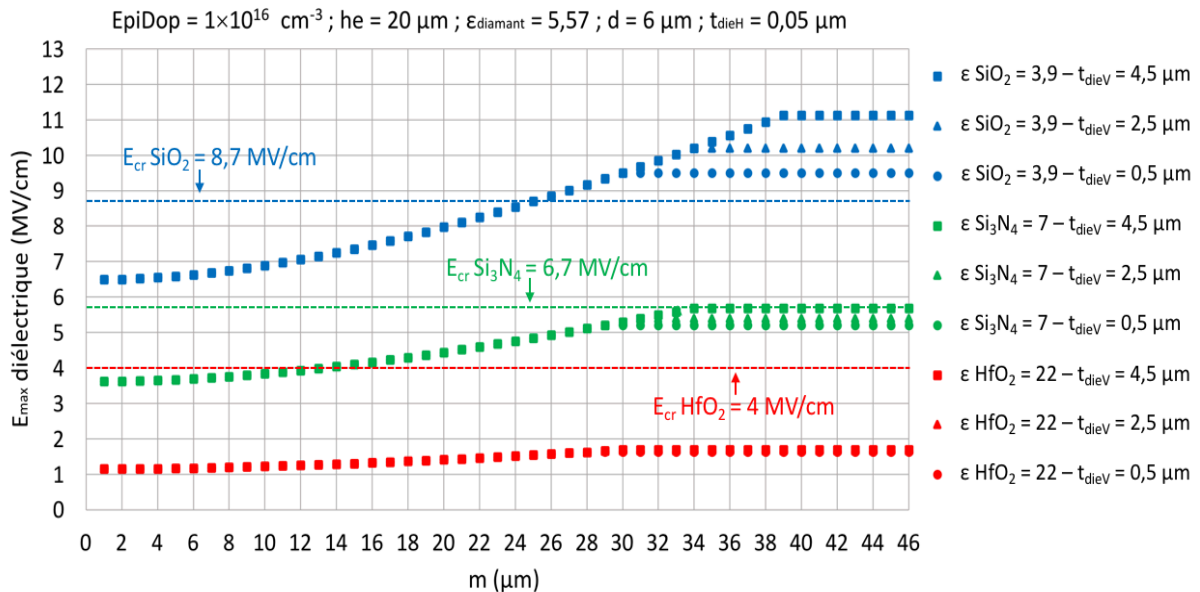


Figure 2.10 - Variation du champ électrique maximal dans le diélectrique en fonction de la largeur de la méso «  $m$  » pour différents diélectriques.

La Figure 2.10 montre la variation du champ électrique maximal dans le diélectrique en fonction de la largeur de la méso «  $m$  » pour différents diélectriques. Le champ électrique maximal dans le diélectrique est calculé en utilisant l'équation (2.44). Les lignes horizontales pointillées représentent la valeur du champ critique des trois diélectriques [86]. On peut remarquer que le champ électrique maximal dans le diélectrique augmente en fonction de la largeur de la méso «  $m$  ». Pour les grandes valeurs de permittivité du diélectrique, on évite le claquage du diélectrique de la tranchée si on augmente la largeur de la méso «  $m$  ». De même, l'influence de l'épaisseur verticale du diélectrique devient négligeable sur la variation du champ électrique. En revenant à l'équation (2.44), on remarque qu'un rapport de permittivité  $\frac{\epsilon_{\text{diamant}}}{\epsilon_{\text{diélectrique}}} < 1$  favorise le claquage dans le diamant. Ainsi, pour la partie suivante l'oxyde

d'Hafnium «  $\text{HfO}_2$  » est choisi pour le diélectrique de la tranchée, et les trois paramètres technologiques primaires de la TMBS «  $m$  », «  $d$  » et «  $t_{\text{dieV}}$  » sont étudiés.

### 2.4.2.1.2 Influence de « $m$ », « $d$ » et « $t_{\text{dieV}}$ »

Avec l'oxyde d'Hafnium «  $\text{HfO}_2$  » choisi pour former le contact MOS sur les flancs et au fond de la tranchée de la diode TMBS, l'influence des trois paramètres technologiques «  $m$  », «  $d$  » et «  $t_{\text{dieV}}$  » sur la valeur du champ électrique maximal dans le diamant et le diélectrique est étudiée.

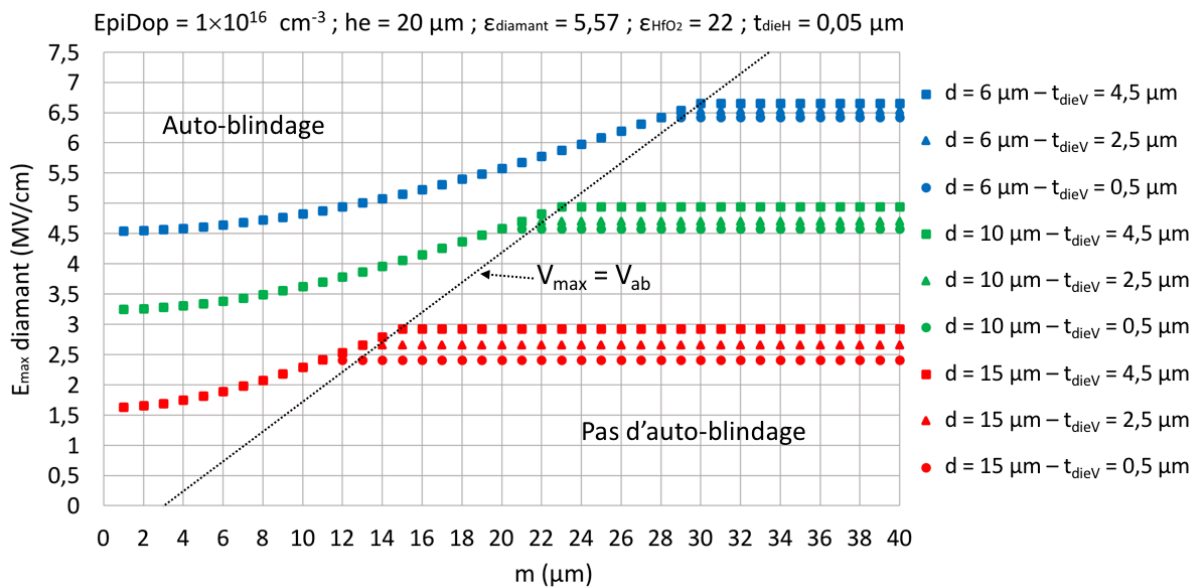


Figure 2.11- Variation du champ électrique maximal dans le diamant en fonction de la largeur de la mèse «  $m$  » pour différentes profondeurs de gravures «  $d$  » et épaisseurs verticales du diélectrique «  $t_{\text{dieV}}$  ».

La Figure 2.11 montre la variation du champ électrique maximal dans le diamant en fonction de la largeur de la mèse «  $m$  » pour différentes profondeurs de gravures «  $d$  » et épaisseurs verticales du diélectrique «  $t_{\text{dieV}}$  ». Le champ électrique maximal dans le diamant est calculé en utilisant l'équation (2.37). On peut constater que le champ électrique maximal augmente en fonction de la largeur de la mèse «  $m$  ». En revanche, si on augmente la profondeur de gravure «  $d$  »,  $E_{\text{max}}$  diminue dans le diamant. Cela est dû à la diminution de la composante verticale du champ électrique «  $E_{\text{verticale diamant}}$  ». Une épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{\text{dieV}}$  » plus importante, permet d'atteindre un champ électrique plus élevé dans



le diamant. Enfin, le trait pointillé sur la figure regroupe les compromis nécessaires entre «  $m$  », «  $d$  » et «  $t_{dieV}$  », où la tension d'auto-blindage «  $V_{ab}$  » égale la tension maximale «  $V_{max}$  ».

Les Figures 2.12 et 2.13 montrent la variation du champ électrique maximal dans le diamant et le diélectrique respectivement en fonction de la largeur de la méssa «  $m$  » pour différentes profondeurs de gravure «  $d$  ».

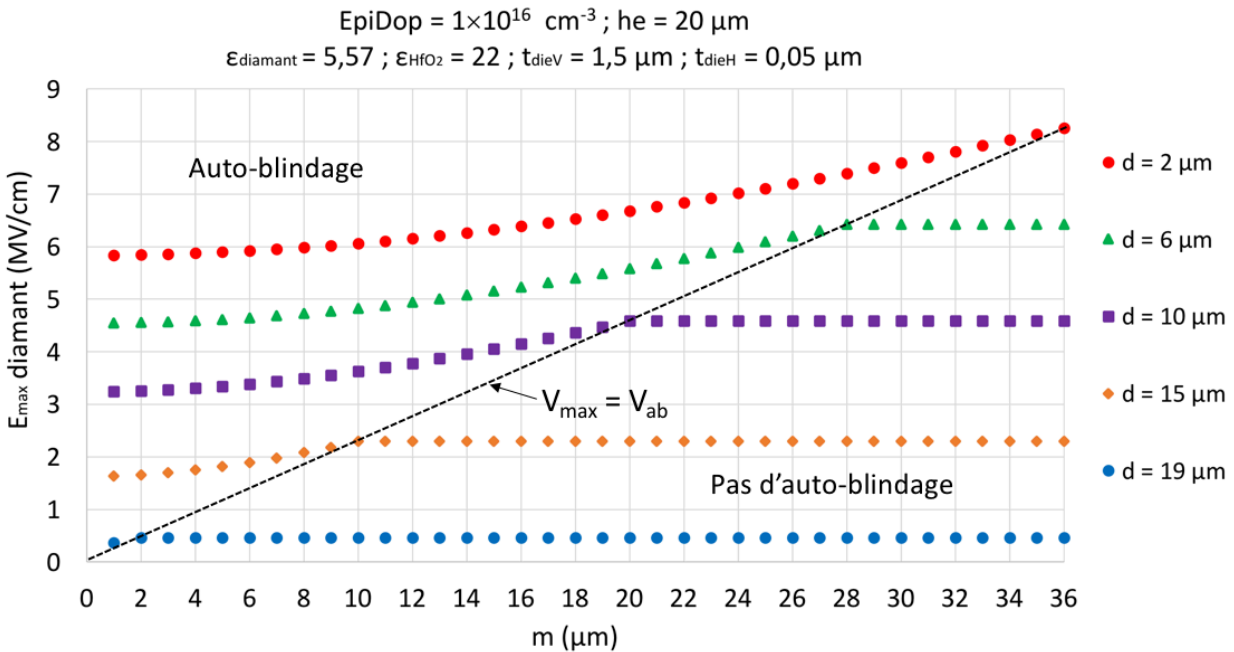


Figure 2.12 - Variation du champ électrique maximal dans le diamant en fonction de la largeur de la méssa «  $m$  » pour différentes profondeurs de gravure «  $d$  ».

D'après la Figure 2.12 on peut remarquer que le champ électrique maximal dans le diamant diminue en fonction de la profondeur de la gravure «  $d$  » pour une même largeur de la méssa «  $m$  ». Cela est dû à la diminution de la ZCE verticale «  $W_{capaV}$  » en augmentant «  $d$  » (Figure 2.7). En revanche, on peut voir que pour une même profondeur de gravure «  $d$  » et en augmentant «  $m$  », le champ électrique maximal augmente. Cela est dû à l'augmentation de la ZCE latérale «  $W_{capaH}$  » (Figure 2.7). On peut voir qu'il s'agit d'une droite sur le graphe ou pour le compromis «  $m$  » et «  $d$  » correspondant, on a la tension d'auto-blindage «  $V_{ab}$  » (équation 2.18) qui est égale à la tension maximale «  $V_{max}$  » (équation 2.21). Pour le compromis «  $m$  » et «  $d$  » où le champ électrique reste invariable dans le diamant, on n'atteint pas l'auto-blindage

lors du claquage. Par contre, pour le compromis « m » et « d » où le champ électrique varie dans le diamant, on aura toujours l'auto-blindage dans la zone méso lors du claquage.

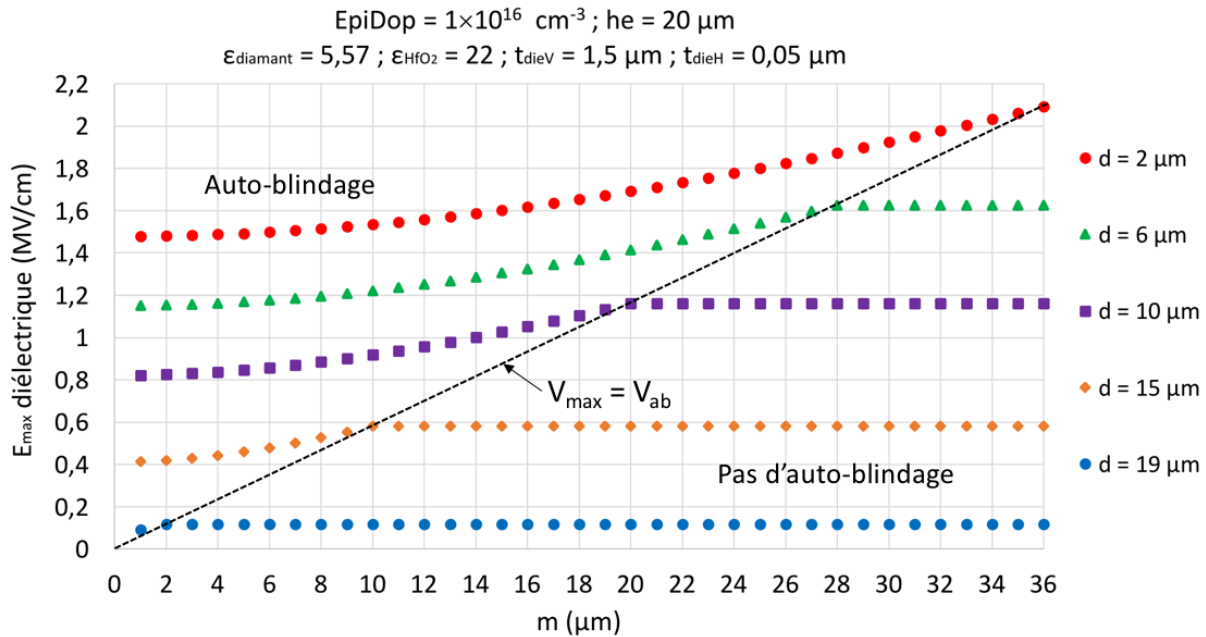


Figure 2.13 - Variation du champ électrique maximal dans le diélectrique en fonction de la largeur de la méso « m » pour différentes profondeurs de gravure « d ».

Pour la Figure 2.13, on observe les mêmes tendances mais pour un champ électrique maximal dans le diélectrique inférieur à celui du diamant.

#### 2.4.2.2 Conclusion de l'étude analytique

L'étude analytique de la diode TMBS se révèle primordial pour comprendre l'influence des paramètres technologiques sur son comportement électrique. D'après cette étude, la tension d'auto-blindage est calculée précisément en utilisant l'équation (2.18). Cela nous permettra de se placer à la tension d'auto-blindage dans les simulations TCAD. De même, pour le remplissage de la tranchée de la diode, le choix du diélectrique se révèle crucial. Un diélectrique de permittivité supérieure à celui du diamant est nécessaire pour obtenir le claquage dans ce dernier. L'étude analytique montre qu'il s'agit d'un compromis entre les paramètres technologiques primaires : la largeur de la méso « m », la profondeur de gravure « d » et l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{\text{dieV}}$  », où on a bien l'auto-blindage lors du claquage. Enfin, l'étude analytique nous a servi comme un outil comprenant une sensibilité et une

étendue de calcul très larges en fonction des paramètres technologiques de la TMBS. Cela permettra de réduire les plages de variation des paramètres à optimiser dans les simulations TCAD.

## 2.5 Simulations TCAD 2D de la TMBS

Dans cette partie nous optimisons les plages de variation des paramètres technologiques primaires de la TMBS « m », « d » et «  $t_{dieV}$  » déterminées dans l'étude analytique. Plusieurs simulations TCAD 2D sont faites pour affiner les variations de ces paramètres et déterminer la structure optimale qui supporte 6 000 V à 300 K et qui présente la plus faible résistance à l'état passant.

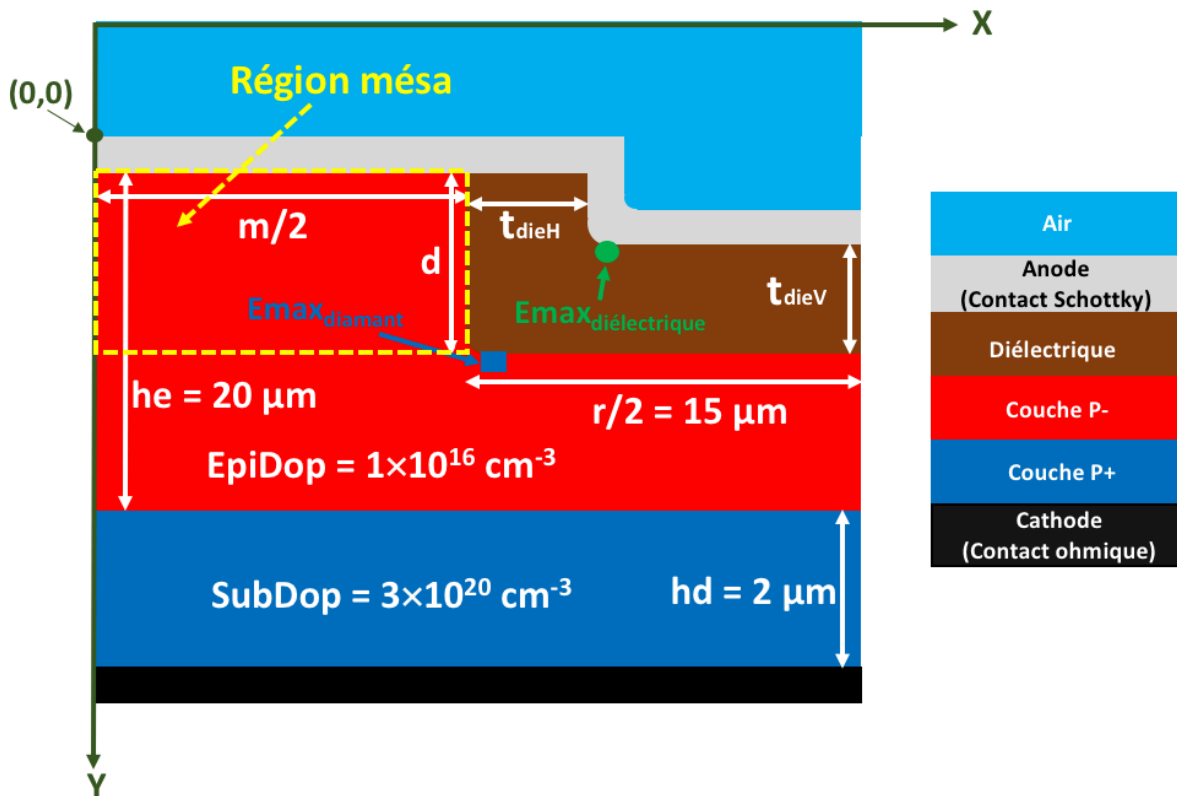


Figure 2.14 - Vue en coupe schématique de la demi-structure simulée de la TMBS avec les différents paramètres géométriques et technologiques.

La Figure 2.14 est une vue en coupe de la demi-structure simulée de la diode TMBS avec les différents paramètres géométriques et technologiques correspondants.

Les paramètres géométriques et technologiques de la diode sont les suivants :

- 1-  $m/2$  : Demi-largeur de la méssa ;
- 2-  $d$  : Profondeur de la tranchée ;
- 3-  $t_{dieV}$  : Épaisseur verticale du diélectrique ;
- 4-  $t_{dieH}$  : Épaisseur horizontale du diélectrique ;
- 5-  $h_e$  : Épaisseur de la couche P- ;
- 6-  $E_{piDop}$  : Concentration de dopant de la couche P- ;
- 7-  $h_d$  : Épaisseur de la couche P- ;
- 8-  $SubDop$  : Concentration de dopant de la couche P- ;
- 9-  $r/2 =$  Demi-largeur de la tranchée.

Le sommet et le pied de l'angle de la tranchée du diélectrique sont arrondis. Ce profil limite l'accroissement local du champ électrique, et nous rapproche du profil réel de la tranchée obtenu par gravure RIE. En tenant compte de la continuité de la symétrie potentielle, seule la moitié de la structure symétrique a été simulée.

Des paramètres tels que le dopage et l'épaisseur de la couche fortement dopée (P +), présentant une influence très minime sur le comportement électrique de la structure, ont été fixés et sont choisis pour obtenir une faible résistance de cette couche. En se basant sur les simulations 1D d'une diode Schottky (Figure 2.3) et sur les limites technologiques de variations de dopages, le dopage et l'épaisseur de la couche P- ont été fixés à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $20 \text{ }\mu\text{m}$  respectivement. Avec ces paramètres, une diode Schottky supporte une tension idéale de 4400 V à 300 K à l'état bloqué (Figure 2.3). En optimisant les paramètres de la TMBS, on va étudier la sensibilité de la tenue en tension et de la résistance à l'état passant aux variations des paramètres technologiques de la TMBS. L'objectif visé est d'obtenir une structure optimale qui supporte 6 000 V et présente une densité de courant de  $1\,500 \text{ A/cm}^2$  à 300K.

Les simulations numériques TCAD sont réalisées en mode cylindrique [76]. Le mode de calcul choisi est le mode transitoire [76]. Dans un premier temps, les simulations à l'état

statique sont faites à température ambiante. D'après nos simulations en régime inverse, le courant de fuite est de l'ordre de  $10^{-9}$  A. Ainsi, les deux critères d'arrêt pour les simulations en régime inverse sont : un courant d'avalanche de  $10^{-6}$  A et/ou un champ critique pour le diamant de 10 MV/cm. Enfin, les positions (points bleus et verts) du champ électrique maximal dans le diamant et le diélectrique lors du claquage sont bien précisées sur la vue en coupe schématique de la structure (Figure 2.14).

## 2.5.1 Optimisation des paramètres technologiques du diélectrique

### 2.5.1.1 Choix du diélectrique

L'étude analytique a montré que le choix du diélectrique est crucial pour le fonctionnement de la TMBS. Des simulations TCAD de TMBS avec du  $\text{SiO}_2$  comme diélectrique dans la tranchée ont été réalisées et ont ainsi confirmé que ce diélectrique n'est pas adapté pour réaliser une TMBS à base de diamant. En effet lorsque l'on utilise du  $\text{SiO}_2$ , le champ électrique dans la tranchée atteint le champ de rupture du  $\text{SiO}_2$  avant que l'auto blindage ne soit atteint dans le diamant. Ces résultats ne sont pas présentés en détails, mais nous allons détaillé l'étude de l'impact des propriétés physiques ( $\epsilon_r$  : permittivité relative et  $E_g$  : largeur de bande interdite) de différents diélectriques sur la répartition des lignes équipotentielles et du champ électrique lors du claquage [89]. Ainsi, nous vérifierons l'hypothèse déterminée dans l'étude analytique sur la nécessité d'utiliser un diélectrique de permittivité supérieure à celle du diamant, pour favoriser le claquage dans ce dernier.

La Figure 2.15 représente la variation du champ électrique maximal lors du claquage, en fonction de différentes valeurs de permittivité de diélectriques. Les positions du champ électrique maximal dans le diamant et le diélectrique sont représentés sur la Figure 2.14. Dans un premier temps, les paramètres technologiques primaires «  $m/2$  », «  $d$  » et «  $t_{\text{diev}}$  » de la TMBS sont choisis d'après l'étude analytique pour atteindre l'auto-blindage avant le claquage. On peut remarquer que pour une permittivité du diélectrique inférieure ou égale à 10,2, le claquage se produit dans le diélectrique au sommet de l'angle de la tranchée du diélectrique. En revanche, pour «  $\epsilon_{\text{diélectrique}} > 10,2$  » le claquage se produit dans le diamant, à l'angle au pied de la tranchée.

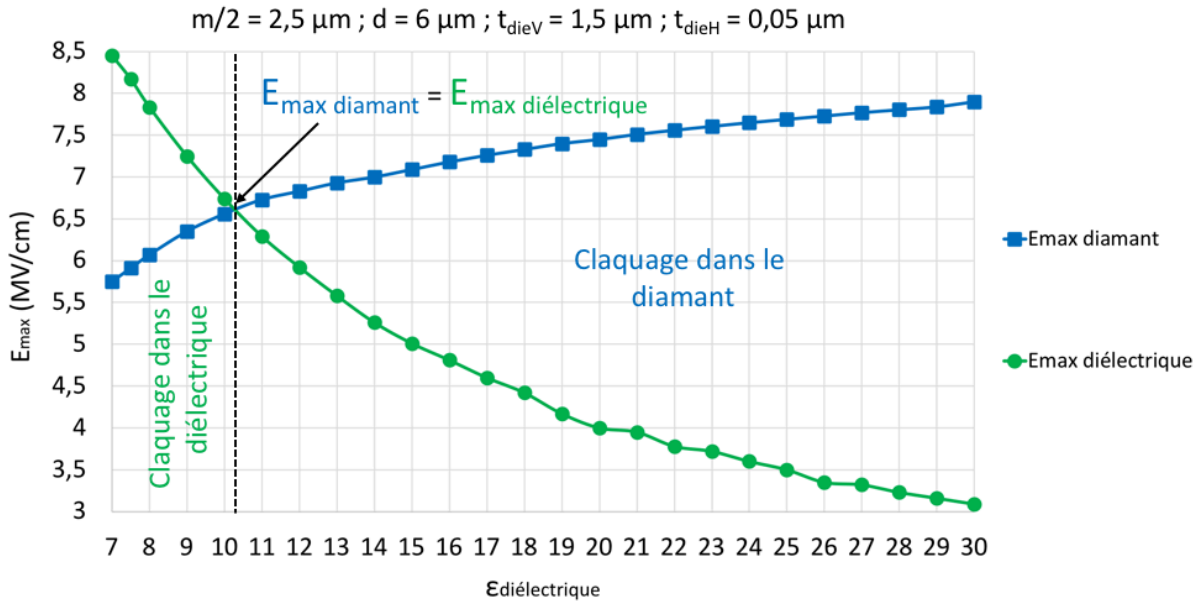


Figure 2.15 - Champ électrique maxima dans le diamant et le diélectrique lors du claquage, en fonction de la permittivité relative du diélectrique à 300 K.

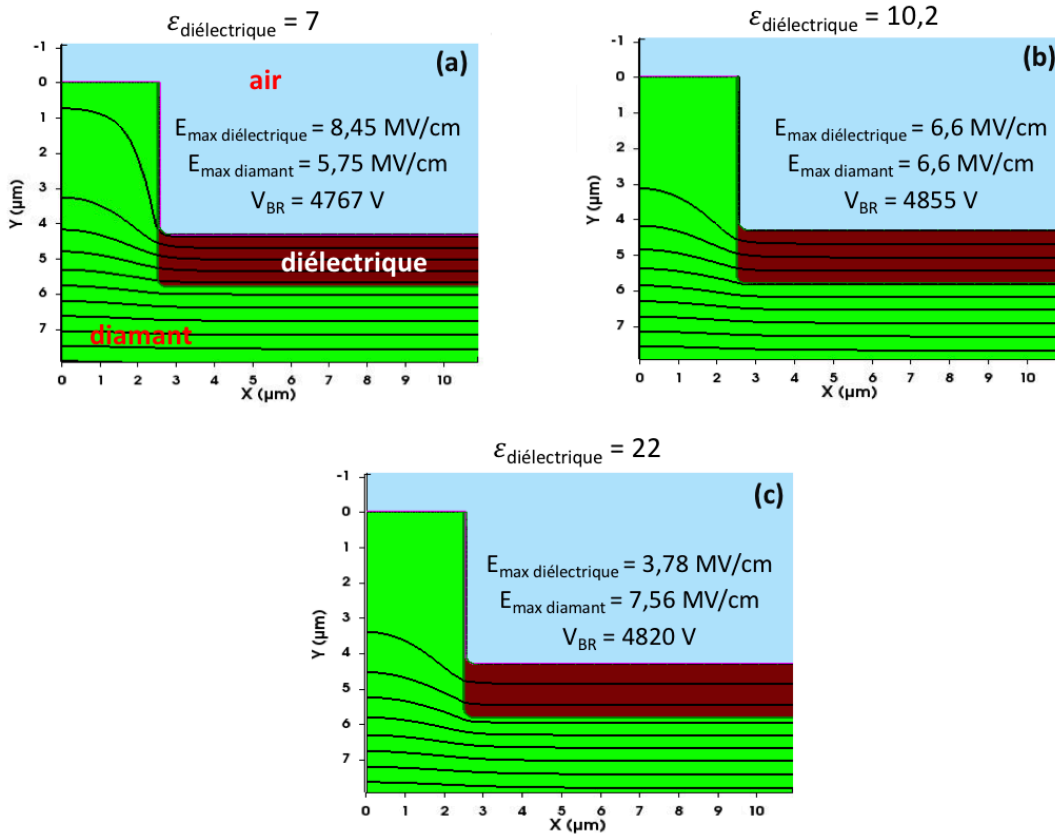


Figure 2.16 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage pour différents diélectriques à 300 K. a)  $\epsilon_{\text{diélectrique}} = 7$ , b)  $\epsilon_{\text{diélectrique}} = 10,2$  et c)  $\epsilon_{\text{diélectrique}} = 22$ .

La Figure 2.16 représente la distribution des lignes équipotentielles dans la structure pour les différentes valeurs de permittivité de diélectriques. On peut voir que pour des faibles valeurs (Figure 2.16 - a), les lignes équipotentielles sont bien resserrées dans le diélectrique. Le champ électrique dans le diélectrique est trop élevé par rapport à celui du diamant, et le claquage a lieu dans le diélectrique. En revanche, pour des valeurs de permittivité au-delà de 10,2 (Figure 2.16 - c), les lignes équipotentielles sont bien étalées dans le diélectrique et resserrées dans le diamant, ce qui aboutit à un champ électrique plus élevé dans celui-ci. Dans ce cas, le claquage est obtenu dans le diamant. Enfin, pour  $\epsilon_{\text{diélectrique}} = 10,2$  on atteint l'équilibre entre le champ obtenu dans le diamant et dans le diélectrique (Figure 2.16 - b), et le claquage est obtenu dans le diamant.

Cette étude valide bien les résultats obtenus de l'étude analytique sur l'importance d'utiliser un diélectrique de permittivité supérieure à celle du diamant. Dans ce qui suit, nous avons choisi l'oxyde d'hafnium «  $\epsilon \text{ HfO}_2 = 22$  » pour remplir la tranchée de la diode TMBS.

### 2.5.1.2 Optimisation des épaisseurs horizontales « $t_{\text{dieH}}$ » et verticales « $t_{\text{dieV}}$ » du diélectrique

Les épaisseurs horizontales «  $t_{\text{dieH}}$  » et verticales «  $t_{\text{dieV}}$  » du diélectrique sont optimisées, pour limiter l'impact du champ électrique sur le diélectrique et assurer le claquage dans le diamant. Par conséquent, des simulations sont effectuées pour comprendre l'influence des épaisseurs du diélectrique «  $t_{\text{dieH}}$  » et «  $t_{\text{dieV}}$  » sur la répartition du champ électrique dans le diamant et le diélectrique lors du claquage.

La Figure 2.17 montre la variation de la tenue en tension (axe principal) et le champ électrique maximal dans le diélectrique (axe secondaire) en fonction de l'épaisseur verticale «  $t_{\text{dieV}}$  » (Figure 2.17 - a) ou de l'épaisseur horizontale «  $t_{\text{dieH}}$  » (Figure 2.17 - b), pour «  $t_{\text{dieH}} = 0,05 \mu\text{m}$  » et «  $t_{\text{dieV}} = 1,5 \mu\text{m}$  » respectivement à 300 K. On peut voir qu'en augmentant «  $t_{\text{dieH}}$  », la tension de claquage augmente. De même, le champ électrique maximal dans le diélectrique augmente comme on peut le voir suivant l'axe secondaire de la Figure 2.17 - b.

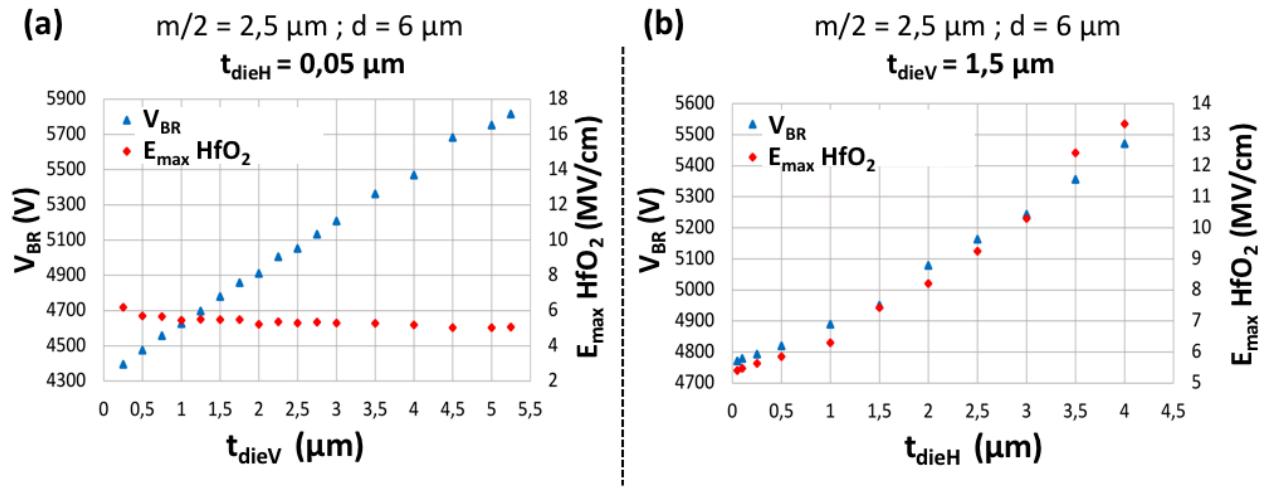


Figure 2.17 - Variation de la tenue en tension (axe principal) et du champ électrique maximal dans le diélectrique (axe secondaire) lors du claquage. (a) En fonction de l'épaisseur verticale pour «  $t_{dieH} = 0,05 \mu\text{m}$  » à 300 K et (b) En fonction de l'épaisseur horizontale pour «  $t_{dieV} = 1,5 \mu\text{m}$  » à 300 K.

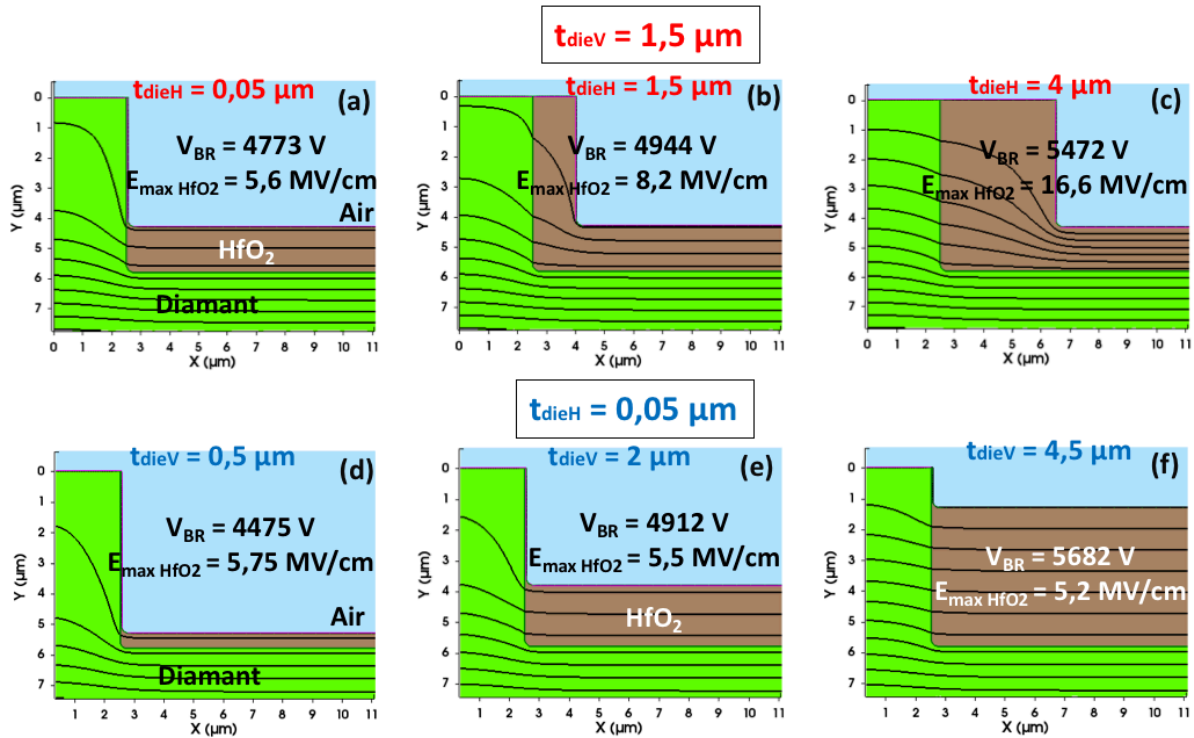


Figure 2.18 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage en fonction de l'épaisseur horizontale «  $t_{dieH}$  » [cas (a) – (c)] ou de l'épaisseur verticale «  $t_{dieV}$  » [cas (d) – (f)], respectivement pour  $t_{dieV} = 1,5 \mu\text{m}$  et  $t_{dieH} = 0,05 \mu\text{m}$  à 300 K.



Cette augmentation locale du champ électrique est due au resserrement des lignes équipotentielles dans le diélectrique au niveau de l'angle de la tranchée, comme on peut le voir sur la Figure 2.18 en passant du cas (a) au cas (c). En revanche, en augmentant «  $t_{dieV}$  », la tension de claquage augmente et le champ électrique diminue légèrement dans le diélectrique, comme on peut le voir aussi suivant l'axe secondaire (Figure 2.17 - a). La diminution du champ électrique maximal provient de l'étalement des lignes équipotentielles dans le diélectrique, comme on peut le voir sur la Figure 2.18 en passant du cas (d) au cas (f). Ainsi, le choix des épaisseurs est très important pour augmenter la tenue en tension, et diminuer l'impact du champ électrique sur le diélectrique. Par la suite, l'épaisseur horizontale «  $t_{dieH}$  » sera fixée à une valeur de  $0,05 \mu\text{m}$ . Par contre, l'épaisseur verticale «  $t_{dieV}$  » sera optimisée avec les autres paramètres technologiques primaires pour déterminer la structure optimale de la TMBS.

## 2.5.2 Optimisation des paramètres technologiques primaires de la TMBS

Tout d'abord, nous étudions l'influence des trois paramètres technologiques principaux «  $m/2$  », «  $d$  » et «  $t_{dieV}$  » sur l'auto-blindage et la tension de claquage. Dans un premier temps, l'épaisseur verticale du diélectrique est fixée à «  $t_{dieV} = 1,5 \mu\text{m}$  », car elle ne présente aucune influence sur la valeur de la tension d'auto-blindage mais uniquement sur la tension de claquage. Plus loin, dans cette partie, l'influence de ce paramètre technologique est présentée.

### 2.5.2.1 Influence de la profondeur de gravure « $d$ » et de la demi-largeur de la méssa « $m/2$ » sur $V_{BR}$ et $V_{ab}$

La Figure 2.19 représente la variation de la tension de claquage en fonction de la profondeur de gravure «  $d$  » pour différentes demi-largeurs de méssa «  $m/2$  ». On peut constater que la tenue en tension reste invariable jusqu'à  $d \leq 6 \mu\text{m}$ . Pour  $d > 6 \mu\text{m}$ , la tenue en tension diminue, du fait que l'épaisseur «  $h_e - d$  » censée de supporter  $V_{BR}$  en-dessous du de la tranchée du diélectrique devient moins importante (Figure 2.14). Enfin, pour  $d > h_e$ , on est dans la couche fortement dopée P+ et il n'y a plus une ZCE qui s'étale du contact MOS. Dans ce cas particulier, la tenue en tension est presque nulle et est égale à la tension d'auto-blindage.

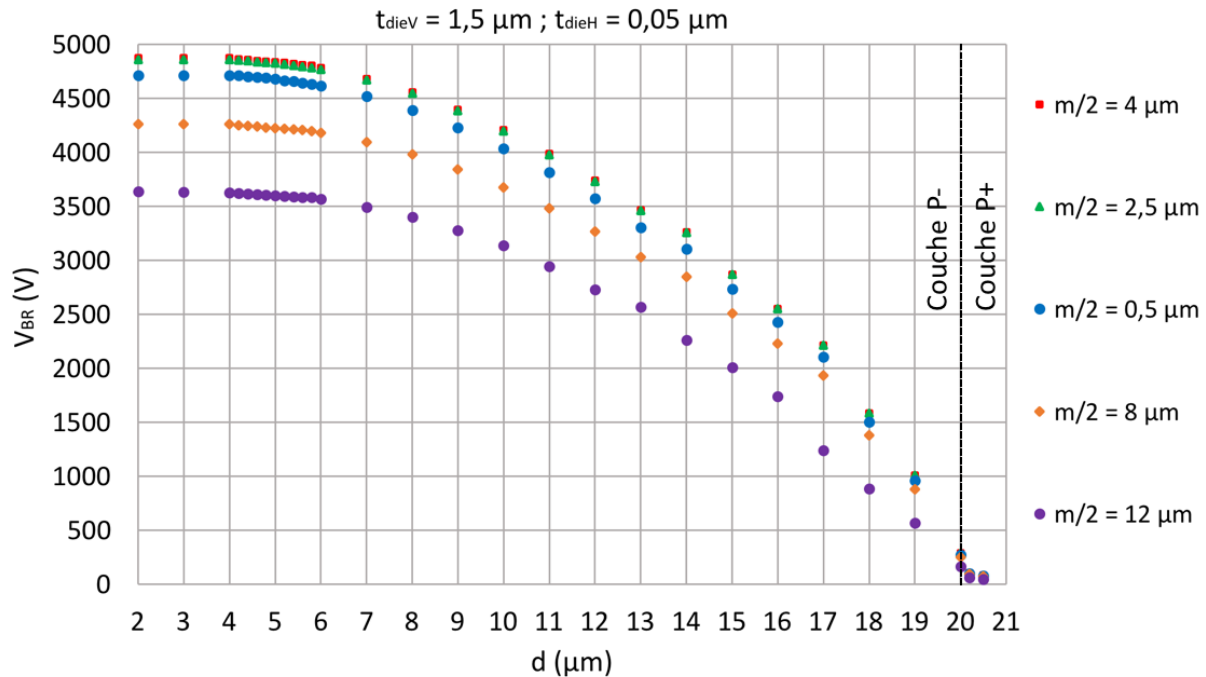


Figure 2.19 - Variation de la tenue en tension en fonction de la profondeur de gravure « d » pour différentes demi-largeurs de la méssa « m/2 » à 300 K.

La Figure 2.20 représente la répartition du champ électrique maximal le long de l'axe Y lors du claquage, selon les coupes  $E_{mesa}$  et  $E_{trench}$  présentées sur le schéma de droite. Pour « d » inférieur à 3 μm, la répartition du champ électrique le long de l'axe Y est triangulaire, et au-delà de cette valeur, la répartition devient trapézoïdale. En effet, on constate qu'on a la même tenue en tension jusqu'à « d = 6 μm » (Figure 2.19), mais avec une meilleure répartition du champ électrique dans la couche P-.

De plus, pour « d » supérieur ou égal à 6 μm nous avons une faible valeur du champ électrique sous le contact Schottky dans la méssa, et le champ électrique est quasi nul dans toute la région d'auto-blindage.

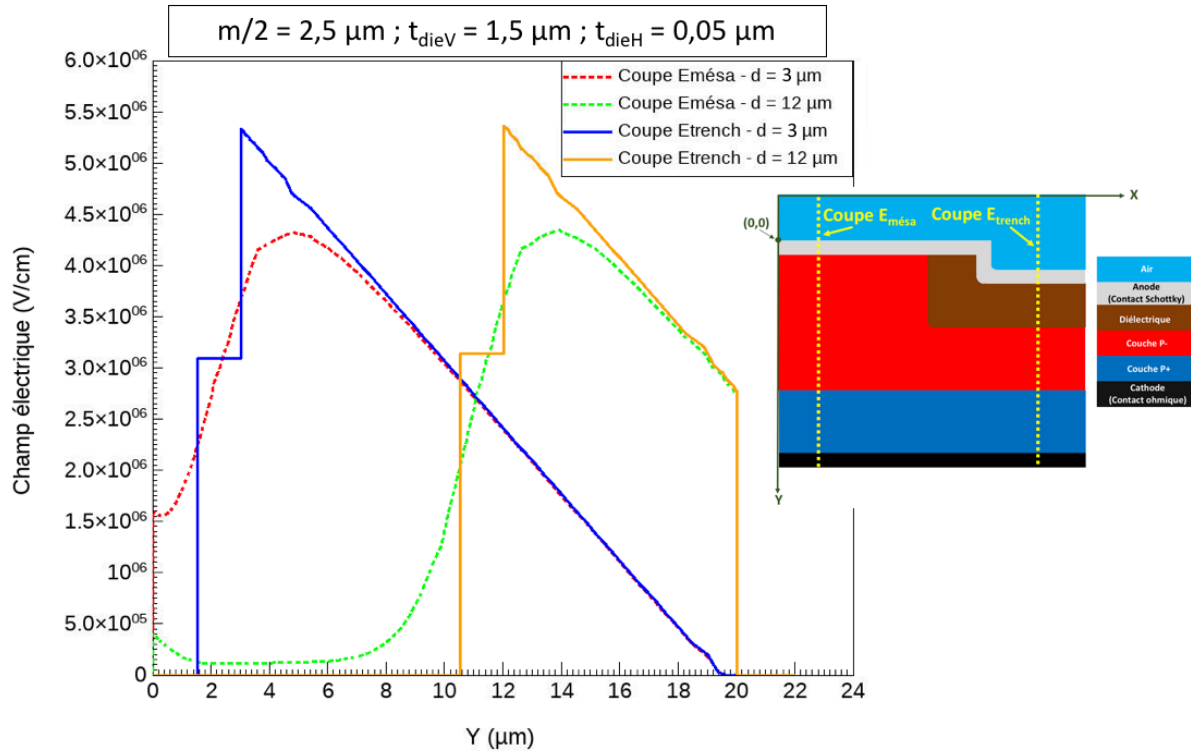


Figure 2.20 - Coupes verticales  $E_{\text{mésa}}$  et  $E_{\text{trench}}$  du champ électrique lors du claquage en fonction de Y pour différentes profondeurs de gravure « d » à 300 K. Les positions des coupes dans la structure sont présentées sur le schéma à droite avec deux traits pointillés.

En revenant à la Figure 2.19, on constate que pour «  $m/2$  » compris entre 2,5 et 4  $\mu\text{m}$  et pour  $d \leq 6 \mu\text{m}$ , la tension de claquage maximale est atteinte. Par contre, pour «  $m/2$  » supérieure à 4  $\mu\text{m}$ , la tenue en tension diminue. La Figure 2.21 représente la répartition du champ électrique maximal le long de l'axe Y au moment du claquage pour différentes valeurs de «  $m/2$  », selon les coupes  $E_{\text{mésa}}$  et  $E_{\text{trench}}$  présentées sur le schéma à droite. Suivant la coupe  $E_{\text{mésa}}$ , on a le champ électrique le plus élevé en dessous de la région mésa pour «  $m/2$  » égale à 2,5  $\mu\text{m}$ . Cependant, sous le contact Schottky, le champ électrique est presque nul pour «  $m/2 = 2,5 \mu\text{m}$  » mais augmente de manière significative jusqu'à «  $m/2 = 6 \mu\text{m}$  ». En revanche, suivant la coupe  $E_{\text{trench}}$ , le champ électrique maximal local dans le diamant et qui se situe en dessous du contact MOS est environ de 5,5 MV/cm pour «  $m/2$  » égale à 2,5  $\mu\text{m}$  et 6  $\mu\text{m}$ .

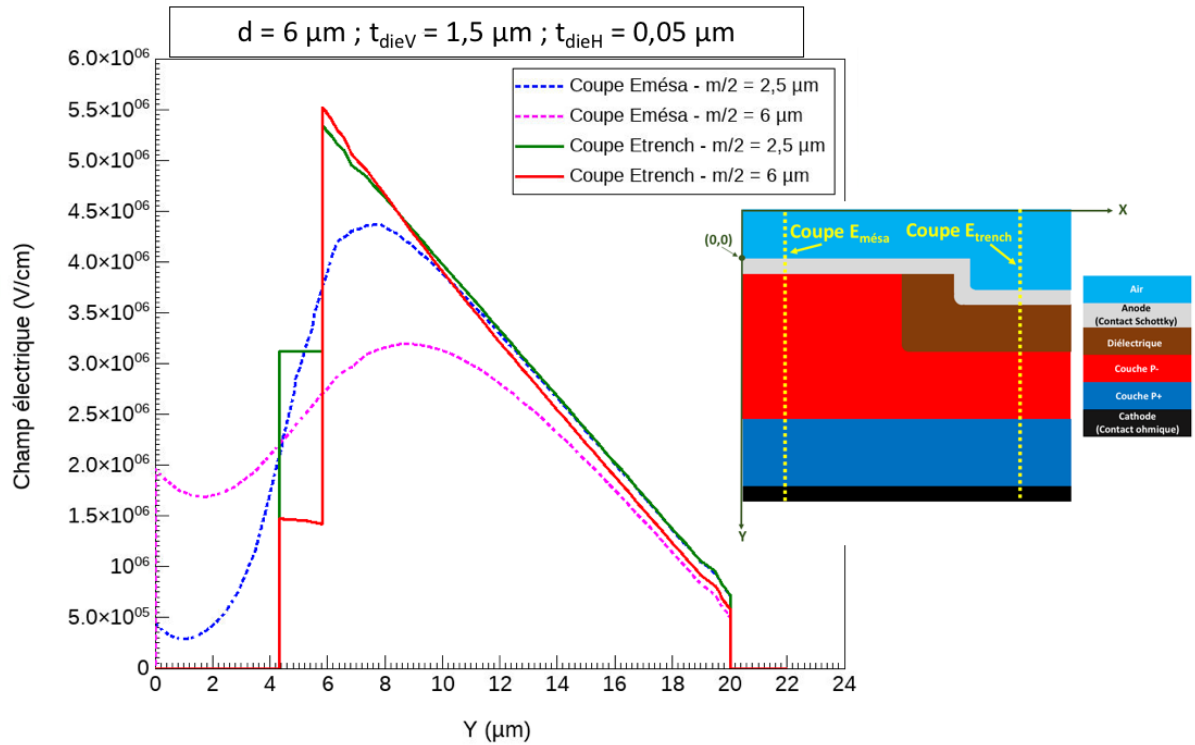


Figure 2.21 - Coupes verticales Emésa et Etrench du champ électrique au moment du claquage en fonction de Y pour différentes demie-largeurs de la méssa «  $m/2$  » à 300 K. Les positions des coupes dans la structure sont présentées sur le schéma à droite avec deux traits pointillés.

La Figure 2.22 montre l'étalement des lignes équipotentielles pour différentes valeurs de «  $d$  » et «  $m/2$  » à la tension d'auto-blindage. La tension «  $V_{ab}$  » est estimée en simulation en faisant plusieurs sauvegardes de la tension au cours de la simulation. Cela est primordial pour déterminer avec précision la tension d'auto-blindage correspondante.

Pour «  $m/2$  » inférieur à  $2,5 \mu\text{m}$  et «  $d = 6 \mu\text{m}$  », on remarque que les lignes équipotentielles sont bien resserrées dans le diélectrique de la tranchée (Figure 2.22 - d). Les courants de fuites semblent plus importants dans le diélectrique, ce qui rend l'auto-blindage non optimal.

Pour «  $m/2$  » compris entre  $2,5$  et  $4 \mu\text{m}$  et «  $d = 6 \mu\text{m}$  », les lignes équipotentielles sont bien réparties dans la région méssa et en dessous du diélectrique de la tranchée (Figure 2.22 – b et e). L'auto-blindage est optimal et se produit dans toute la région méssa, et nous permet d'obtenir la tenue en tension maximale et de bien protéger le contact Schottky. Par contre, pour «  $d < 6 \mu\text{m}$  » et «  $m/2$  » compris entre  $2,5$  et  $4 \mu\text{m}$ , on a toujours la tenue en tension

maximale (Figure 2.19), mais les lignes équipotentiels sont bien resserrées dans la zone méssa (Figure 2.22 - a). L'auto-blindage est non optimal et le contact Schottky dans la région méssa n'est plus bien protégé. Enfin, pour «  $d > 6 \mu\text{m}$  » et «  $m/2$  » compris entre 2,5 et 4  $\mu\text{m}$ , l'auto-blindage reste optimal dans la région méssa, mais la tenue en tension diminue (Figure 2.22 - c).

Pour «  $m/2$  » supérieur à 4  $\mu\text{m}$  et «  $d = 6 \mu\text{m}$  », l'auto-blindage n'est plus optimal, à cause du resserrement des lignes équipotentiels dans la région méssa et en dessous du diélectrique de la tranchée (Figure 2.22 - f). Le contact Schottky n'est plus protégé, et le champ électrique augmente en dessous du contact. Toutefois, cela induit des courants de fuite et un champ électrique plus élevés dans le diélectrique, causant ainsi un claquage prématuré de la diode.

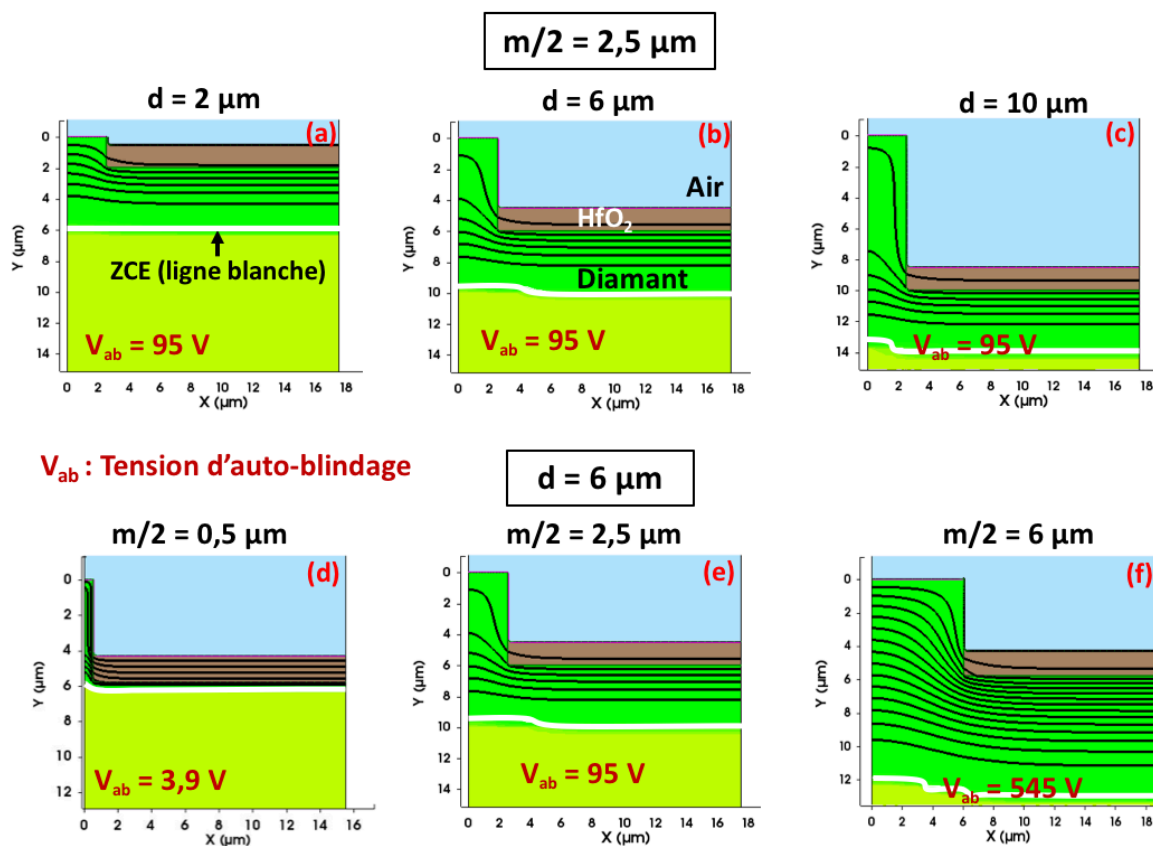


Figure 2.22 - Répartition des lignes équipotentiels à l'auto-blindage en fonction de «  $d$  » pour «  $m/2 = 2,5 \mu\text{m}$  » [cas (a) – (c)] ou en fonction de «  $m/2$  » pour «  $d = 6 \mu\text{m}$  » [cas (d) – (f)] à 300 K.

Après plusieurs simulations et l'affinement des variations des deux paramètres technologiques «  $m/2$  » et «  $d$  », on obtient la tension de claquage maximal et l'auto-blindage optimal dans la région méso pour : «  $m/2 = 2,5 \mu\text{m}$  » et «  $d = 5,8 \mu\text{m}$  ».

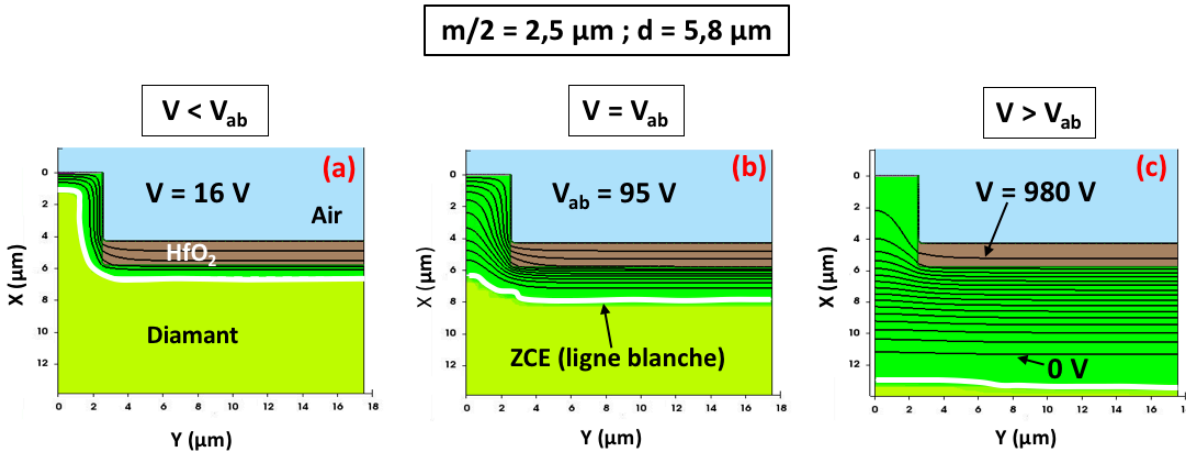


Figure 2.23 - Répartition des lignes équipotentielles pour différentes tensions de polarisation. (a) Pour  $V < V_{ab}$ . (b) Au moment de l'auto-blindage  $V = V_{ab}$ . (c) Pour  $V > V_{ab}$ .

La Figure 2.23 représente la répartition des lignes équipotentielles pour le compromis optimal «  $d$  » =  $5,8 \mu\text{m}$  et «  $m / 2$  » =  $2,5 \mu\text{m}$ . On peut constater que dans le cas (a) et avant l'auto-blindage, les lignes équipotentielles sont bien resserrées sous le contact Schottky, le long de la tranchée et sous la tranchée dans le diamant. En revanche, dans le cas (b) et au moment de l'auto-blindage, on peut remarquer que les lignes sont bien parallèles et bien réparties dans la région méso. De même, l'étalement de la ZCE délimité par la ligne blanche dans toute la région méso en dessous de la tranchée du diélectrique, confirme bien l'auto-blindage. Enfin, dans le cas (c) et au-delà de l'auto-blindage, les lignes équipotentielles s'étalent dans la couche P- jusqu'à atteindre la tension de claquage.

Après l'étude menée sur l'influence des deux paramètres technologiques «  $d$  » et «  $m/2$  » sur «  $V_{BR}$  » et «  $V_{ab}$  », et pour un dopage de la couche P- égal à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , la tension de claquage maximale et l'auto-blindage optimal dans la région méso sont obtenus pour le compromis suivant : «  $d = 5,8 \mu\text{m}$  » et «  $m/2 = 2,5 \mu\text{m}$  ».

Pour ces valeurs optimales, nous prévoyons de faire varier l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{dieV}$  » au-delà de  $1,5 \mu\text{m}$  pour déterminer l'épaisseur nécessaire pour atteindre la tenue en tension de  $6\,000 \text{ V}$  à  $300 \text{ K}$ .

### 2.5.2.2 Influence de l'épaisseur verticale du diélectrique « $t_{dieV}$ » sur $V_{BR}$ et $V_{ab}$

La Figure 2.24 montre la variation de la tension de claquage en fonction de l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{dieV}$  » pour le compromis optimal de la zone méso «  $d$  » =  $5,8 \mu\text{m}$  et «  $m/2$  » =  $2,5 \mu\text{m}$ . On peut remarquer que la tenue en tension augmente avec «  $t_{dieV}$  ». Pour «  $t_{dieV}$  » inférieure ou égale  $4,5 \mu\text{m}$ , nous avons toujours l'auto-blindage dans la région méso (Figure 2.25 - a). Pour «  $t_{dieV} = 4,5 \mu\text{m}$  » nous obtenons une diode TMBS qui supporte  $5\,690 \text{ V}$  à  $300 \text{ K}$ , pour une couche P- dont la concentration de dopants est augmentée de  $6 \times 10^{15}$  à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , permettant ainsi de diminuer la résistance à l'état passant spécifique jusqu'à la moitié en passant de  $68$  à  $34,8 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$ .

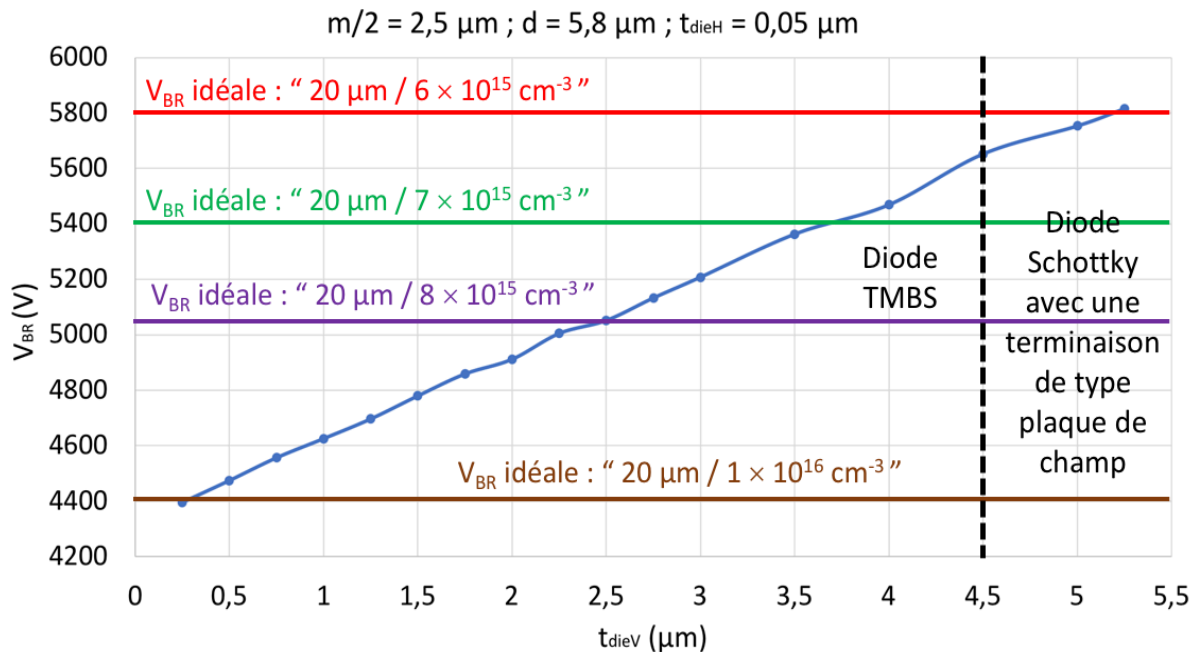


Figure 2.24 - Variation de la tenue en tension en fonction de l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{dieV}$  » à  $300 \text{ K}$ .

En revanche, pour «  $t_{dieV}$  » supérieure à  $4,5 \mu\text{m}$  (Figure 2.25 - b), il n'y a plus de déplétion latérale dans la région méso provenant de l'épaisseur horizontale «  $t_{dieH}$  » du diélectrique. L'auto-blindage n'est plus obtenu et le contact Schottky n'est plus protégé. Les courants de

fuite augmentent alors en dessous du contact Schottky dans la région méso et dans le diélectrique de la tranchée. Dans ce cas, on passe d'une diode TMBS à une diode à barrière Schottky (SBD) avec terminaison à plaque de champ qui couvre le diélectrique qui remplit la tranchée [87]. Avec cette terminaison, on peut augmenter la tension de claquage de la diode SBD et réduire la valeur du pic de champ électrique au bord de l'interface métal-semi-conducteur lors du claquage. Les applications de la diode SBD avec une terminaison de protection à plaque de champ ou à plaque de champ sur une tranchée remplie de diélectrique ont démontré une amélioration considérable des performances de polarisation inverse avec un effet minimal sur les performances de polarisation directe.

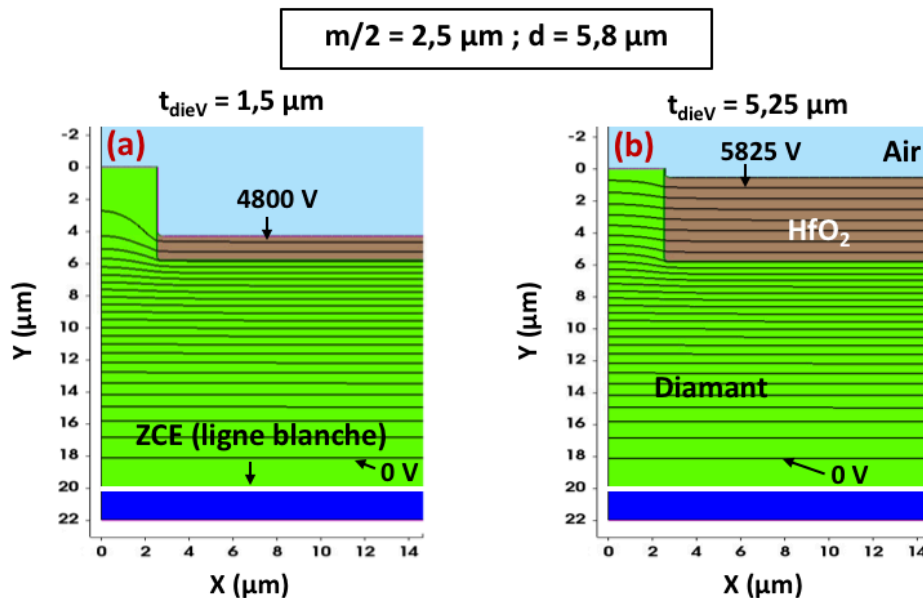


Figure 2.25 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage a) Pour  $t_{dieV} = 1,5 \mu\text{m}$ . b) Pour  $t_{dieV} = 5,25 \mu\text{m}$ .

Pour une concentration de dopage de la couche P- égale à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , «  $t_{dieV} = 4,5 \mu\text{m}$  », «  $m/2 = 2,5 \mu\text{m}$  » et «  $d = 5,8$  » nous obtenons une diode TMBS qui supporte 5690 V et qui présente une résistance à l'état passant spécifique de  $34,8 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K. Malgré l'optimisation des trois paramètres technologiques primaires «  $m/2$  », «  $d$  » et «  $t_{dieV}$  » nous n'avons pas toujours une diode TMBS qui supporte 6 000 V à 300 K.



Pour atteindre cette tension souhaitée, nous allons faire varier l'épaisseur de la couche P- au-delà de 20  $\mu\text{m}$  dans la partie suivante, tout en étudiant l'influence de ce paramètre sur le compromis «  $V_{BR}/R_{on,S}$  ».

### 2.5.2.3 Influence de l'épaisseur de la couche P- « $he$ » sur le compromis « $V_{BR}/R_{on,S}$ »

Pour atteindre la tenue en tension de 6 000 V, l'épaisseur «  $he$  » de la couche P- est variée au-delà de 20  $\mu\text{m}$ . Le but est de déterminer l'épaisseur qui nous donne de nouveau un profil triangulaire du champ électrique dans toute la couche P-, ce qui nous permettra d'augmenter la tension de claquage. La Figure 2.26 montre la répartition du champ électrique le long de l'axe Y pour différentes épaisseurs de la couche P-, selon la coupe  $E_{mésa}$  présentée sur le schéma de droite.

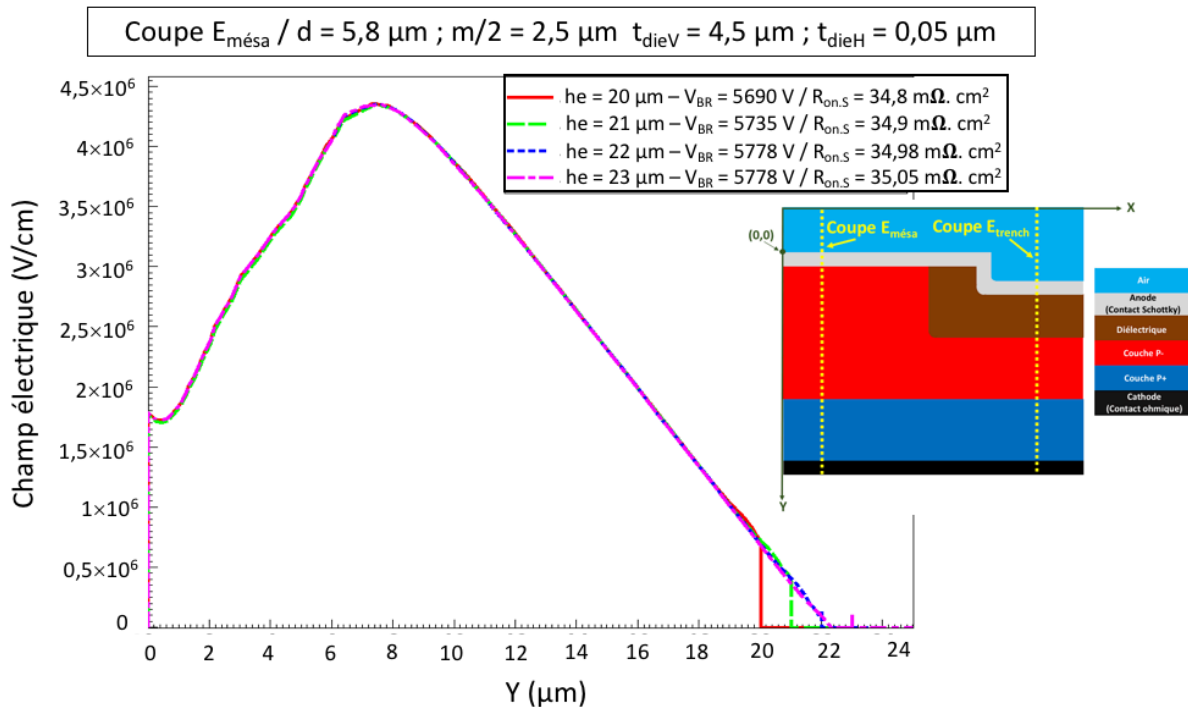


Figure 2.26 - Coupe verticale  $E_{mésa}$  du champ électrique au moment du claquage en fonction de Y pour différentes épaisseurs de la couche P «  $he$  » à 300 K. La position de la coupe verticale  $E_{mésa}$  dans la structure est présentée sur le schéma de droite.

Nous obtenons à nouveau une distribution triangulaire du champ électrique à partir d'une épaisseur de 22  $\mu\text{m}$ . Pour cette épaisseur, la tension de claquage a été augmentée de 5

690 à 5 778 V, pour une résistance spécifique à l'état passant qui a légèrement augmenté de 34,8 à 35 m $\Omega$ .cm<sup>2</sup>. Avec cette approche, nous avons pu atteindre la tension de claquage souhaitée de 5 800 V sans trop dégrader la résistance à l'état passant.

Malgré la démarche adaptée pour l'optimisation des paramètres technologiques de la TMBS, la tenue en tension souhaitée de 6 000 V n'est toujours pas atteinte. Le dopage de la couche P- qui est fixé à  $1 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> dû à des contraintes liées aux conditions de croissance, peut être un point bloquant pour obtenir «  $V_{BR} = 6\ 000\ V$  ». Les études en cours pour améliorer les conditions de croissance des couches P- et, par la suite, maîtriser un dopage en dessous de  $1 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>, vont nous permettre alors de concevoir une diode TMBS qui supporte une tension supérieure ou égale à 6 000 V à 300 K.

#### 2.5.2.4 Comparaison entre l'étude analytique et la simulation TCAD

Dans cette partie, nous présentons une étude comparative entre les valeurs du champ électrique obtenues au moment de l'auto-blindage avec les simulations TCAD et l'étude analytique. Pour l'étude comparative, la valeur de la profondeur de gravure a été fixée pour «  $d = 5,8\ \mu\text{m}$  » qui représente la profondeur de gravure optimale obtenue dans les simulations TCAD, et la largeur de la méso «  $m$  » a été variée. Dans les simulations TCAD, la tension d'auto-blindage est bien estimée et relevée grâce à plusieurs sauvegardes de la tension au cours de la simulation. Ensuite, les valeurs du champ électrique maximal dans le diamant et dans le diélectrique sont relevées à cette tension d'auto-blindage déterminée. En revanche, la valeur de la tension d'auto-blindage déterminée dans l'étude analytique est calculée en utilisant l'équation (2.18). De même, la valeur du champ électrique maximal dans le diamant et dans le diélectrique à la tension d'auto-blindage est calculée en utilisant les équations (2.35) et (2.43) respectivement.

La Figure 2.27 représente une comparaison de la variation de la tension d'auto-blindage en fonction de la largeur de la méso «  $m$  » entre l'étude analytique (courbe bleue) et la simulation TCAD (courbe rouge). On peut évidemment voir que les valeurs relevées de la simulation TCAD corrélaient plutôt bien avec les valeurs calculées dans l'étude analytique. Il s'agit

d'un écart de 8 à 10 % de la valeur de la tension d'auto-blindage obtenue entre l'étude analytique et la simulation TCAD.

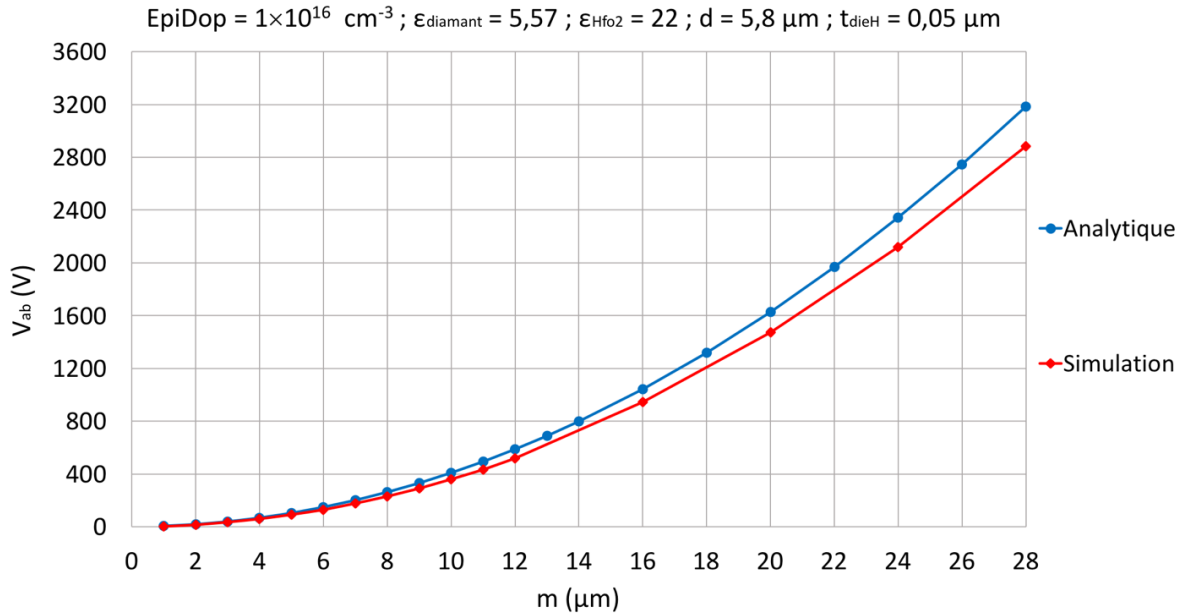


Figure 2.27- Comparaison de la variation de la tension d'auto-blindage en fonction de la largeur de la méso « m » entre l'étude analytique (courbe bleue) et la simulation TCAD (courbe rouge).

Les Figures 2.28 et 2.29 représente une comparaison de la variation du champ électrique maximal à l'auto-blindage en fonction de la largeur de la méso « m » entre l'étude analytique (courbe bleue) et la simulation TCAD (courbe rouge) dans le diamant et le diélectrique respectivement. L'écart entre les valeurs du champ électrique obtenus dans la simulation TCAD et dans l'étude analytique est entre 8 à 10 %.

L'écart des valeurs obtenus entre la simulation TCAD et l'étude analytique reste acceptable. Ainsi, les équations établies dans l'étude analytique en mode linéaire 2D sont bien conformes avec les simulations TCAD réalisées en mode cylindrique.

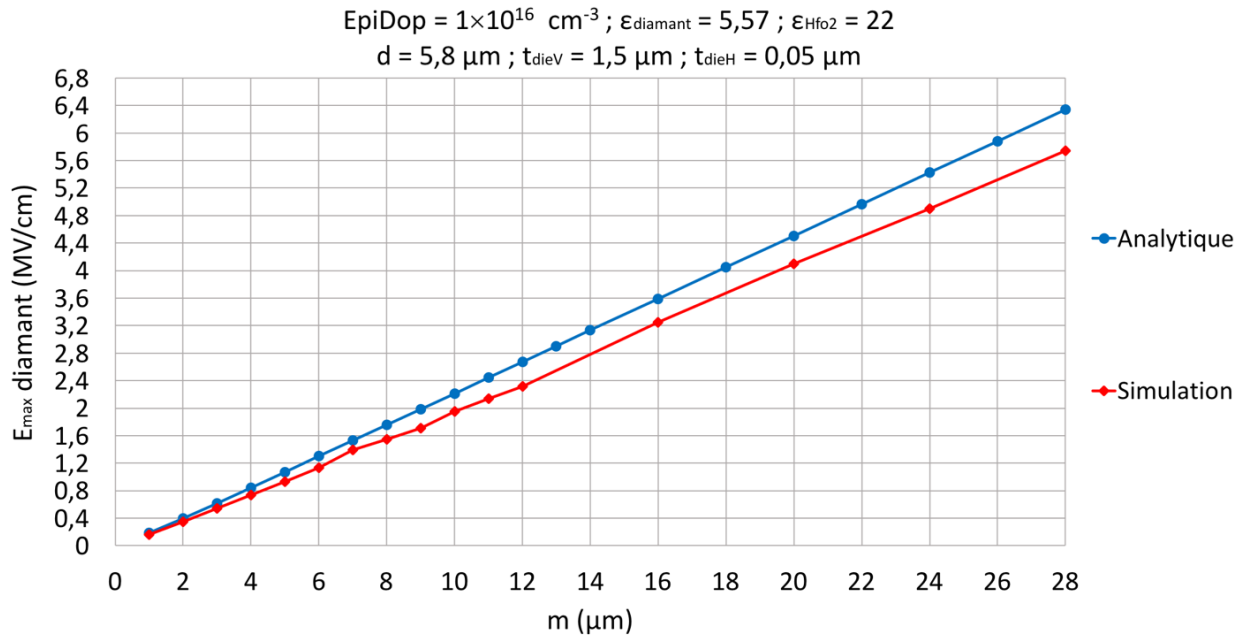


Figure 2.28 - Comparaison de la variation du champ électrique maximal dans le diamant à l'auto-blindage en fonction de la largeur de la méssa « m » entre l'étude analytique (courbe bleue) et la simulation TCAD (courbe rouge).

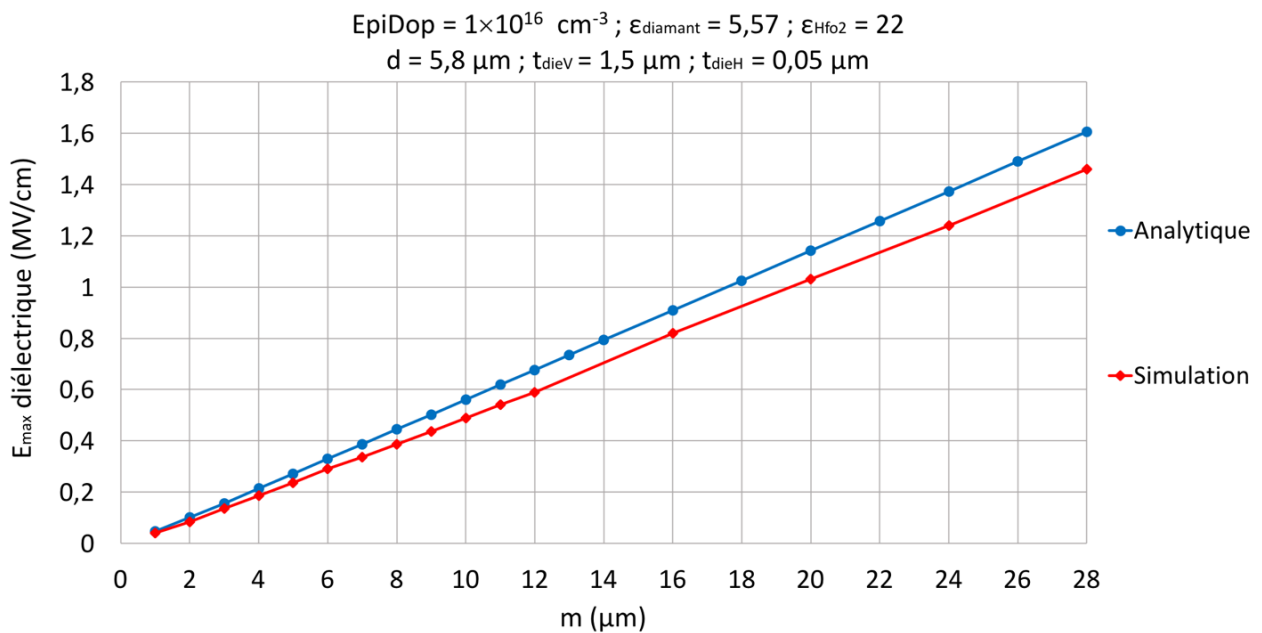


Figure 2.29 - Comparaison de la variation du champ électrique maximal dans le diélectrique à l'auto-blindage en fonction de la largeur de la méssa « m » entre l'étude analytique (courbe bleue) et la simulation TCAD (courbe rouge).

### 2.5.3 Influence des charges à l'interface HfO<sub>2</sub>/diamant

Pour les résultats présentés précédemment, le diélectrique est considéré comme idéal. L'oxyde d'Hafnium « HfO<sub>2</sub> » est exclu de charges mobiles, de charges fixes et piégées et de charges à l'interface diamant diélectrique. Pour cela, nous avons réalisé des simulations en prenant compte des charges positives comme négatives à l'interface HfO<sub>2</sub>/diamant. L'effet de ces charges à l'interface sur la tenue en tension et le courant de fuite sera étudiée dans cette partie.

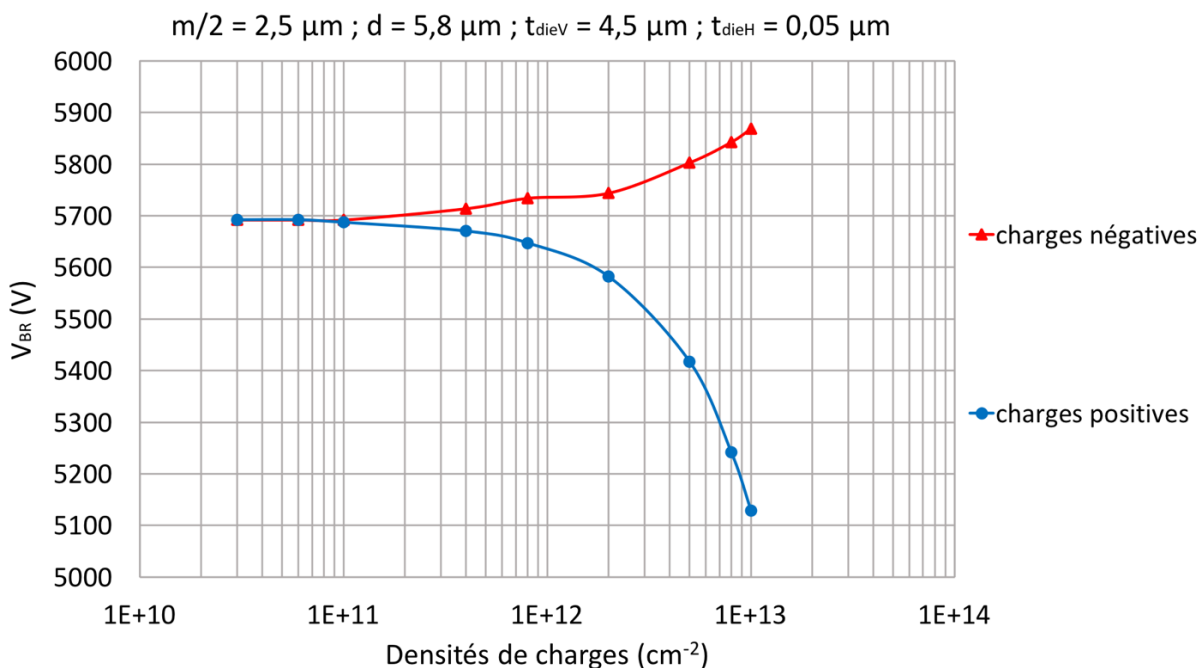


Figure 2.30 - Variation de la tenue en tension en fonction de la quantité de charges négatives (courbe rouge) et positives (courbe bleue) à l'interface HfO<sub>2</sub>/diamant à 300 K.

La courbe rouge sur la Figure 2.30 montre la variation de la tenue en tension en fonction de la densité de charges négatives à l'interface HfO<sub>2</sub>/diamant à 300 K. Pour une densité de charges négatives jusqu'à 10<sup>12</sup> cm<sup>-2</sup> à l'interface, la tenue en tension n'est pas trop altérée. Au-delà, la tenue en tension augmente. L'explication de ce phénomène est assez simple : localement sous l'oxyde d'Hafnium, les porteurs majoritaires que sont les trous apportés par le bore, sont attirés vers l'interface HfO<sub>2</sub>/diamant. Le diamant est localement sensiblement plus dopé qu'il ne l'est réellement, il y a accumulation de porteurs sous le diélectrique qui modifient

significativement l'étalement des lignes équipotentiels. Toutefois, les courants de fuite dans le diélectrique semblent plus importants pour une densité de charges au-delà de  $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

En revanche, la courbe bleue sur la Figure 2.30 décrit la variation de la tenue en tension en fonction de la densité de charges positives à l'interface  $\text{HfO}_2$ /diamant à 300 K. Pour une quantité de charges positives jusqu'à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  à l'interface, la tenue en tension ne souffre pas trop. Au-delà, les dégradations sont conséquentes. Localement sous l'oxyde d'Hafnium, les charges positives dépeuplent le diamant sous l'interface. La déplétion demeure de plus en plus importante avec l'augmentation de la quantité des charges positives.

Pour terminer, l'influence de la terminaison du métal pour les cellules périphériques est étudiée dans la partie suivante.

#### **2.5.4 Protections périphériques**

La Figure 2.31 représente une vue en coupe de la structure multicellulaire de diodes TMBS suivant les paramètres optimaux déterminés en simulations TCAD. Pour la structure optimale déterminée, la diode TMBS est considérée comme une cellule centrale dans la structure multicellulaire. Ainsi, le métal couvre toute la surface de la diode TMBS au niveau de l'anode, ce qui permet de contenir toutes les lignes équipotentiels dans la structure.

Nous prévoyons alors de déterminer la terminaison du métal au niveau de l'anode pour les cellules périphériques, ce qui est nécessaire pour préserver la tenue en tension par rapport à celle obtenue pour les diodes centrales. Ainsi, la terminaison du métal étudiée s'apparente pour une protection à une plaque de champ sur une tranchée remplie de diélectrique.

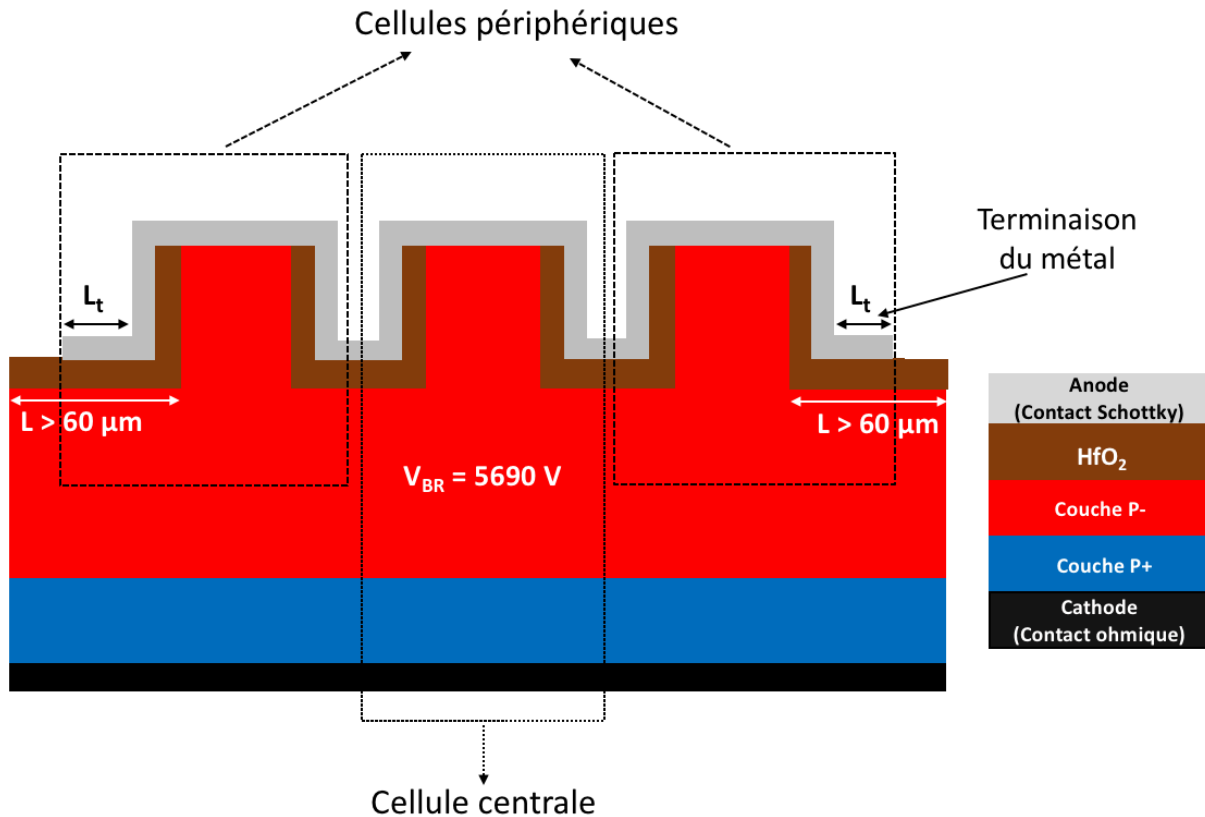


Figure 2.31 - Vue en coupe schématique de la structure multicellulaire de diodes TMBS suivant une surface déterminée.

La Figure 2.32 montre la variation de la tenue en tension en fonction de la largeur de la terminaison «  $L_{\text{terminaison}}$  » à 300 K. On peut évidemment voir qu'une largeur de terminaison du métal supérieure à  $10 \mu\text{m}$ , nous donne une diode TMBS qui supporte 4 950 V. Cependant, les diodes centrales présentent une tenue en tension de 5 690 V à 300 K. Avec la protection à plaque de champ on obtient une efficacité de 87 %.

La Figure 2.33 montre la répartition des lignes équipotentiels en fonction de la largeur de terminaison «  $L_{\text{terminaison}}$  ». Pour «  $L_{\text{terminaison}} < 10 \mu\text{m}$  », la répartition des équipotentiels est loin d'être idéale et celles-ci se concentrent en bord de plaque de champ, et c'est à ce niveau qu'apparaît le champ de rupture dans la structure (Figure 2.33 - a). Pour «  $L_{\text{terminaison}} > 10 \mu\text{m}$  », les équipotentiels se répartissent en surface tout le long de la couche P-. Cet étalement empêche tout accroissement localisé du champ électrique en bord de plaque de champ et évite ainsi le claquage prématuré de la structure (Figure 2.33 - b).

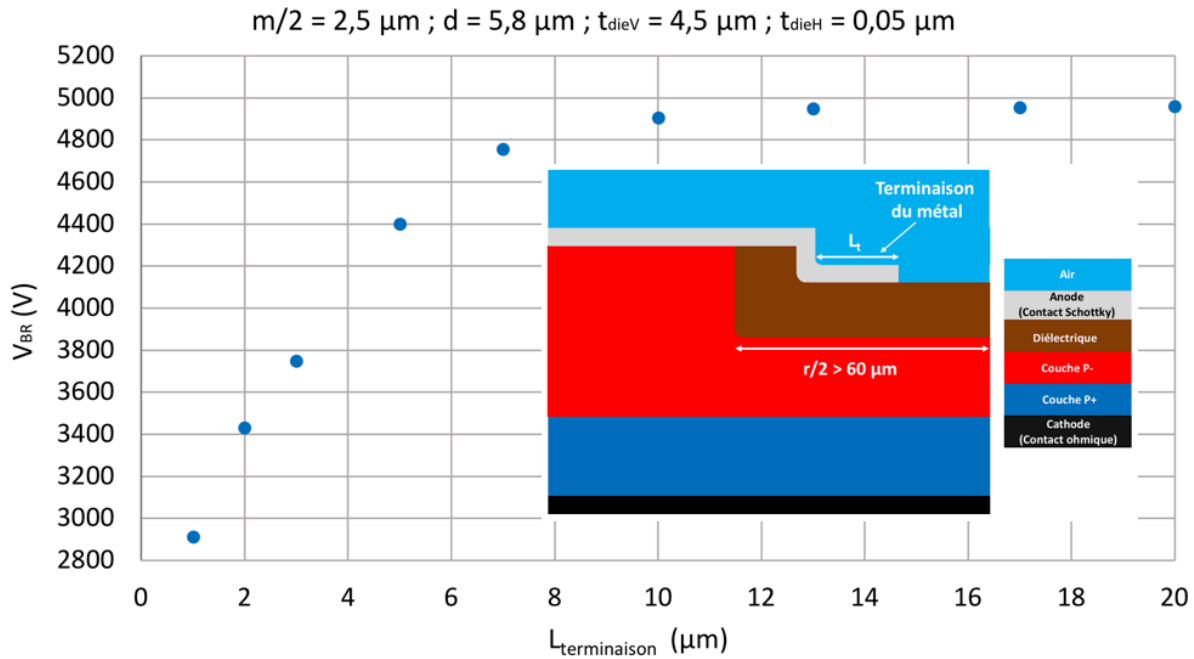


Figure 2.32 - Variation de la tenue en tension en fonction de la largeur de la terminaison «  $L_{\text{termination}}$  » à 300 K. La largeur de terminaison «  $L_{\text{termination}}$  » est présentée sur le schéma à droite.

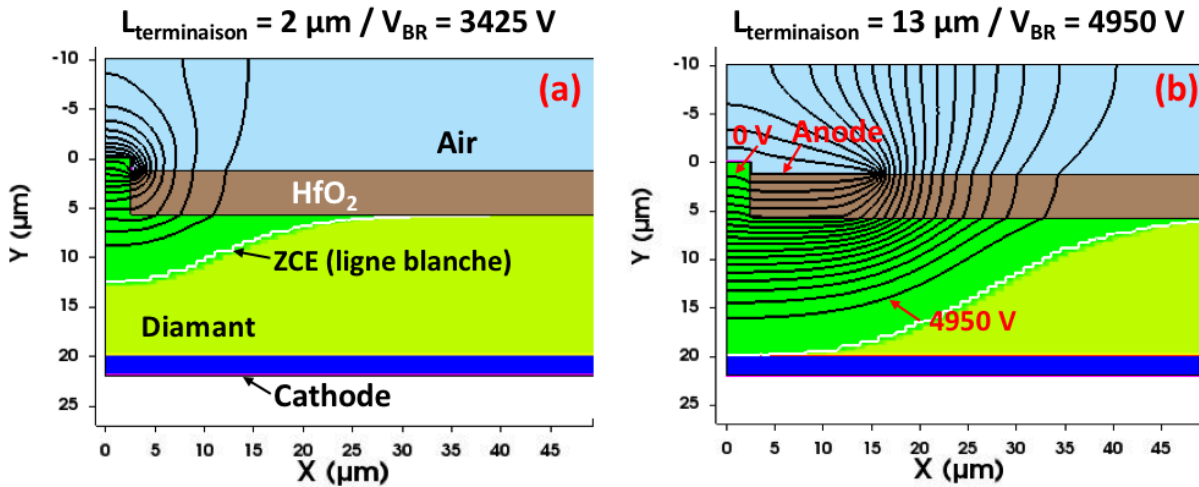


Figure 2.33 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage à 300 K (a) Pour  $L_{\text{termination}} = 2 \mu\text{m}$ . (b) Pour  $L_{\text{termination}} = 13 \mu\text{m}$ .

Une nouvelle protection est envisagée pour améliorer l'efficacité de la tenue en tension. Il s'agit alors de la protection à plaque de champ sur le diélectrique qui remplit complètement la tranchée de la diode TMBS (Figure 2.34). Une étude sera donc envisagée pour évaluer cette



protection et optimiser la terminaison du métal «  $L_t$  », afin d'atteindre une meilleure efficacité pour la tenue en tension du dispositif total.

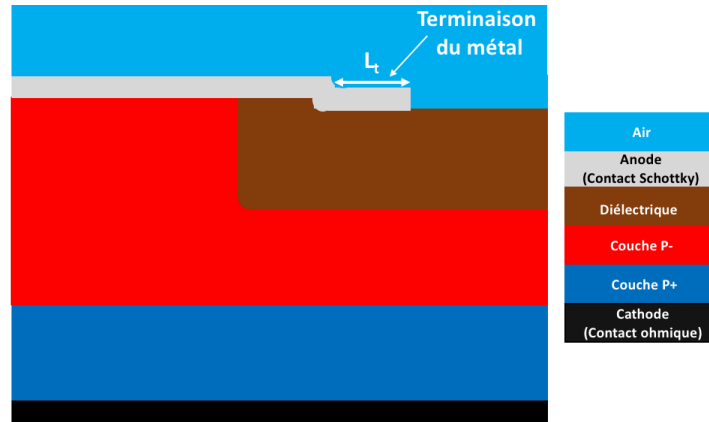


Figure 2.34 - Vue en coupe de la structure, protégée par une plaque de champ sur une tranchee complètement remplie de diélectrique.

## 2.6 Conclusion

Les premières simulations TCAD pour concevoir une diode TMBS verticale en diamant proche de 6 kV à température ambiante ont mis en évidence un champ électrique très élevé dans le diélectrique. L'étude analytique menée sur la diode TMBS montre que le choix du diélectrique est crucial pour optimiser les paramètres de la TMBS et favoriser le claquage dans le diamant. De même, l'étude montre qu'il s'agit d'un compromis idéal entre la largeur de la méssa «  $m$  », la profondeur de gravure «  $d$  » et l'épaisseur verticale du diélectrique «  $t_{dieV}$  » pour obtenir l'auto-blindage dans la région méssa lors du claquage.

D'après les simulations TCAD 2D, un diélectrique de permittivité supérieure à 10,2 est nécessaire pour obtenir le claquage dans le diamant et limiter l'impact du champ dans le diélectrique. À cet effet, le diélectrique utilisé pour remplir la tranchee est l'oxyde d'Hafnium «  $HfO_2$  » dont la permittivité est égale à 22.

De plus, pour une concentration de dopage de la couche P- égale à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , les simulations révèlent qu'une profondeur de gravure de  $5,8 \mu\text{m}$  et une demi-largeur de la méssa de  $2,5 \mu\text{m}$ , présentent le compromis idéal pour obtenir l'auto-blindage optimal dans la région méssa et la tenue en tension maximale. L'épaisseur verticale du diélectrique dans la tranchee

augmente la tension de claquage, et les caractéristiques d'une diode TMBS sont préservées jusqu'à une épaisseur de 4,5  $\mu\text{m}$ .

Pour les paramètres technologiques optimisés suivants : «  $h_e = 22 \mu\text{m}$  », «  $E_{\text{piDop}} = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  », «  $d = 5.8 \mu\text{m}$  », «  $m/2 = 2.5 \mu\text{m}$  » et «  $t_{\text{dieV}} = 4.5 \mu\text{m}$  », une tension de claquage de 5 778 V est obtenue à 300 K. Ainsi, le dopage de la couche P- a été augmenté de  $6 \times 10^{15}$  à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui nous a permis de diminuer la résistance spécifique à l'état passant de moitié, en passant de 68 à 35  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}^2$ .

Pour les résultats présentés, le diélectrique est considéré comme idéal, c'est pourquoi l'influence des charges fixes à l'interface diamant/diélectrique est pris en compte. L'impact des charges sur la tenue en tension et le courant de fuite semble important pour une densité de charges à l'interface supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Une efficacité de 87 % a été obtenue pour une protection périphérique par une simple plaque de champ sur le diélectrique de la tranchée. Cependant, pour améliorer encore plus cette efficacité, une nouvelle protection est envisagée. Il s'agit alors de la protection périphérique par une plaque de champ sur le diélectrique qui remplit complètement la tranchée de la diode TMBS. Cette protection sera évaluée et la longueur de la plaque de champ sera optimisée pour déterminer la structure optimale qui présente la meilleure efficacité.

Dans notre étude, la limitation technologique du dopage des couches en diamant type P est bien prise en compte. En revanche, la limitation technologique pour le dépôt de l'épaisseur du diélectrique de la tranchée n'est pas prise en compte. Ainsi, pour un dopage de la couche P- égale à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur verticale du diélectrique égale à 4,5  $\mu\text{m}$ , la tenue en tension obtenue et qui est égale à 5 778 V est toujours inférieure à la valeur désirée de 6 000 V à 300 K.

Pour le moment, la conception d'une diode TMBS qui supporte 6 000 V nous semble problématique. Pour s'affranchir ce problème, la maîtrise de conditions de croissance des couches P- pour un dopage inférieur à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  est une nécessité pour atteindre la tension souhaitée. Généralement, l'épaisseur de l'oxyde d'Hafnium «  $\text{HfO}_2$  » obtenue pour un cycle de dépôt par ALD est de 50 nm et pour une durée de croissance estimée entre 7 à 8 heures.

Cependant, l'épaisseur désirée par simulations TCAD est 90 fois supérieure à celle obtenue par dépôt ALD. Nous prévoyons alors de réaliser une étude sur un empilement bicouches ou multicouches de diélectrique afin d'atteindre l'épaisseur du diélectrique souhaitée.

## Bibliographie du chapitre 2

- [74] M. Mehrotra and B. J. Baliga, "The trench MOS barrier Schottky (TMBS) rectifier," in *Proceedings of IEEE International Electron Devices Meeting*, Washington, DC, USA, 1993, pp. 675–678, doi: 10.1109/IEDM.1993.347222.
- [75] L. Théolier, "Conception de transistors MOS haute tension (1 200 volts) pour l'électronique de puissance," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2009.
- [76] "Sentaurus™ Device User Guide," Version K-2015.06, Juin 2015 p. 1494.
- [77] H. Ding, K. Isoird, H. Schneider, S. Kone and G. Civrac, "Basic parameters and models in simulation of CVD diamond devices," *Diamond and Related Materials*, vol. 19, no. 5–6, pp. 500–502, May 2010, doi: 10.1016/j.diamond.2009.12.014.
- [78] F. Thion, K. Isoird, D. Planson, M.-L. Locatelli and H. Ding, "Simulation and design of junction termination structures for diamond Schottky diodes," *Diamond and Related Materials*, vol. 20, no. 5–6, pp. 729–732, May 2011, doi: 10.1016/j.diamond.2011.03.011.
- [79] S. J. Rashid *et al.*, "Modelling of single-crystal diamond Schottky diodes for high-voltage applications," *Diamond and Related Materials*, vol. 15, no. 2–3, pp. 317–323, Feb. 2006, doi: 10.1016/j.diamond.2005.06.019.
- [80] A. Hiraiwa and H. Kawarada, "Blocking characteristics of diamond junctions with a punch-through design," *Journal of Applied Physics*, vol. 117, no. 12, p. 124503, Mar. 2015, doi: 10.1063/1.4916240.
- [81] Simon M. Sze; Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 3 nov. 2006, p. 832.
- [82] L. Fontaine, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de composants de puissance MOS sur diamant," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2020.
- [83] L. Fontaine, K. Isoird, J. Tasselli *et al.*, "Développement de briques technologiques pour la fabrication de composants MOS diamant : contacts ohmiques et capacités MIS sur diamant de type P," *SYMPOSIUM DE GENIE ELECTRIQUE (SGE 2020)*, Jul. 2021, <hal-02918490v2>.
- [84] T. Matsumoto *et al.*, "Inversion channel diamond metal-oxide-semiconductor field-effect transistor with normally off characteristics," *Sci Rep*, vol. 6, no. 1, p. 31585, Oct. 2016, doi: 10.1038/srep31585.

- [85] C. Sun, T. Hao, J. Li *et al.*, "The design and performance of hydrogen-terminated diamond metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with high k oxide HfO<sub>2</sub>," *Mirco and Nano Engineering*, vol. 6, Apr. 2020, doi: 10.1016/j.mne.2020.100046.
- [86] S. Bécu, "Etude des non-linéarités de permittivité de diélectriques utilisés en microélectronique. Application aux capacités MIM.," Ph.D, Université de Provence - Aix - Marseille, 2006.
- [87] N. Arie, "Study of single crystal diamond Schottky barrier diodes for power electronics applications," Ph.D. Thesis, Nanyang Technological University, 2014. doi: 10.32657/10356/61611.



## **Chapitre 3 : Conception d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U avec le logiciel SENTAURUS TCAD**

Dans ce chapitre, on présente une méthodologie de conception du transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U (Diam-UpMOSFET) capable de supporter une tension à l'état bloqué entre 600 – 1200 V pour une résistance à l'état passant de  $75 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}^2$  à 300 K.

Tout d'abord, le principe de fonctionnement d'un transistor MOSFET à l'état bloqué et à l'état passant sera rappelé. De même, les composantes de la résistance à l'état passant en régime de fonctionnement linéaire sont présentées.

La première étape de la conception du transistor consiste à déterminer le compromis « dopage / épaisseur » de la couche P qui supporte 1200 V à 300 K. Ensuite, un compromis similaire pour la couche N sera recherché pour éviter le perçage de celle-ci sans pour autant empêcher la formation du canal d'inversion sous la grille. Comme les couches en diamant de type N présentent un taux de compensation très élevé, entre 65 et 80 %, l'effet de la compensation sera effectivement pris en compte dans l'étude.

La deuxième étape de la conception consiste à optimiser les paramètres de la grille en U du transistor pour avoir la résistance spécifique souhaitée de  $75 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}^2$  à 300 K. Ainsi, les caractéristiques de transfert et de sortie sont étudiées en fonction de ces paramètres. Ce chapitre présente donc les différentes étapes de conception et d'optimisation du transistor MOSFET vertical en diamant vertical à canal P et à grille en U.

### **3.1 Principe de fonctionnement d'un transistor MOS de puissance vertical à tranchée**

La Figure 3.1 représente une coupe schématique d'un transistor MOS de puissance vertical à tranchée à canal N. Ce transistor de puissance joue le rôle d'un interrupteur et présente deux états de fonctionnement :

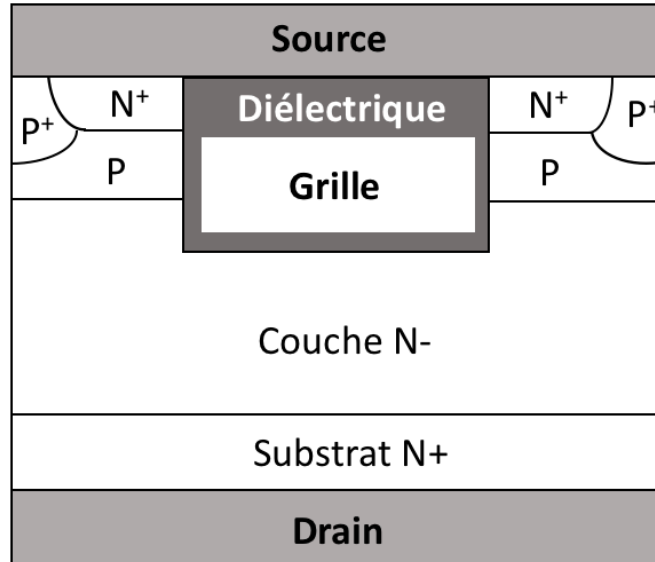


Figure 3.1 - Vue en coupe schématique d'un transistor MOS de puissance à tranchées vertical à canal N [88].

- L'état passant (état ON) :** pour une tension grille-source supérieure ou égale à la tension de seuil, une couche d'inversion se forme sous la grille, c'est le canal, il permet la circulation du courant entre la source et le drain. Le transistor est alors en mode de conduction. Le courant de sortie dépend des paramètres physiques et géométriques de la structure et des tensions appliquées. Dans ce régime, le transistor se comporte comme une résistance notée  $R_{ON}$  dont l'expression est la suivante :

$$R_{ON} = \frac{V_{ds}}{I_d} \quad (3.1)$$

Où  $I_d$  est le courant de sortie au niveau du drain et  $V_{ds}$  est la tension appliquée entre le drain et la source.

Cette résistance de sortie est un paramètre clé à optimiser durant la conception des transistors MOS forte puissance, pour diminuer et limiter les pertes en conduction qui sont données par l'expression suivante :

$$P_d = V_{ds} \cdot I_d = R_{ON} \cdot I_d^2 \quad (3.2)$$

- L'état bloqué (état OFF) :** pour une tension grille-source inférieure à la tension de seuil, le canal ne se forme pas. Seul un courant de fuite circule entre le drain et la



source, et la tension drain-source appliquée est supportée par la couche N- (Figure 3.1) polarisée en inverse. La zone de charge d'espace s'étalera préférentiellement au sein de cette couche, qui est la couche la plus faiblement dopée du transistor et qui déterminera sa tenue en tension. Les effets de bords, issus des « courbures de jonction », restent les problèmes majeurs pour atteindre la tension de claquage idéale. Pour cela, l'utilisation de terminaisons de jonctions adéquates assurent l'obtention d'une tenue en tension proche de celle souhaitée.

La Figure 3.2 montre la caractéristique  $J_d f(V_{ds})$  d'un transistor MOS vertical à tranchée à canal N et pour différentes tensions grille-source ' $V_{gs}$ '. On remarque qu'elle comporte trois régions :

- La région de blocage (état OFF) pour  $V_{gs} < V_{th}$  ;
- La région ohmique (régime de fonctionnement linéaire) correspondant à un fonctionnement avant pincement du canal.
- La région de saturation correspondant à un canal fonctionnement 'pincé'.

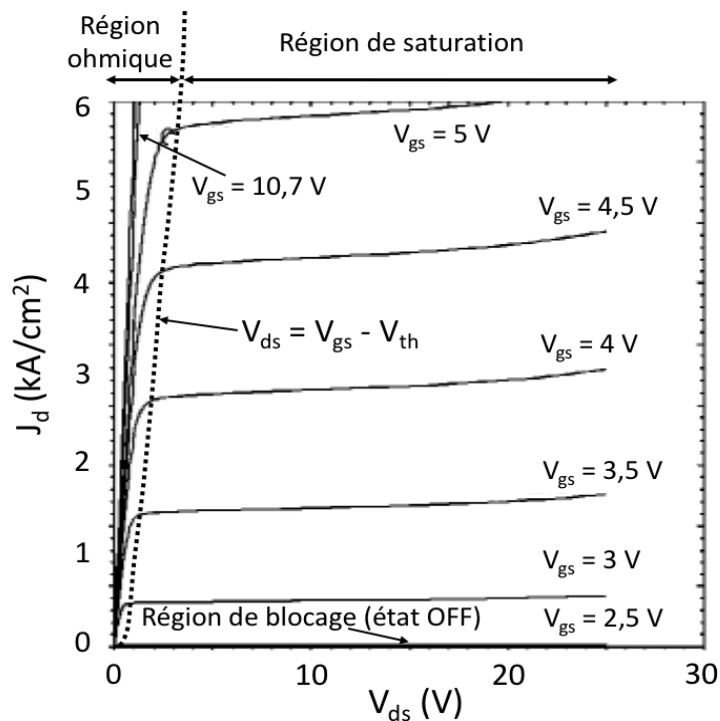


Figure 3.2 - Caractéristiques  $J_d - V_{ds}$  d'un transistor MOS vertical à tranchée à canal N [88].

La tension de pincement «  $V_p$  » est obtenue au moment où la zone de déplétion du côté du drain ferme le canal : il n'y a plus de porteurs, et la résistance entre source et drain tend vers l'infini. Lorsque la tension grille-source  $V_{gs}$  supérieure à la tension de seuil  $V_{th}$ , et la tension drain-source «  $V_{ds}$  » inférieure à la tension de pincement «  $V_p$  », le courant de sortie au niveau du drain a pour expression :

$$I_d = K_p ((V_{gs} - V_{th}) \cdot V_{ds} - \frac{V_{ds}^2}{2}) \quad [88] \quad (3.3)$$

Où  $K_p$  étant le facteur de pente donné par :  $K_p = \frac{\mu_n \cdot W \cdot C_{diélectrique}}{L}$ , est un paramètre dépendant de la géométrie et de la technologie utilisées.

Avec  $W$  représente la largeur de grille,  $L$  la longueur du canal,  $\mu_n$  la mobilité des électrons,  $C_{diélectrique} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{diélectrique}}{t_{diélectrique}}$  la capacité du diélectrique de la grille ;  $\epsilon_{diélectrique}$  la permittivité relative du diélectrique et  $t_{diélectrique}$  l'épaisseur du diélectrique.

L'équation (3.3) présente alors la variation linéaire entre le courant de sortie  $I_d$  et la tension drain-source  $V_{ds}$ . Cette équation montre que le transistor MOS se comporte comme une résistance dont la valeur peut être contrôlée par la tension grille-source ' $V_{gs}$ '.

On appelle tension de seuil «  $V_{th}$  » la tension grille-source à partir de laquelle un canal se forme sous la grille et le transistor conduit le courant électrique entre la source et le drain.

Cette tension dépend de plusieurs paramètres technologiques :

1. La concentration de dopage de la couche P ;
2. L'épaisseur du diélectrique de grille ;
3. La présence de charges à l'interface entre le diélectrique et le diamant.

L'expression de la tension de seuil est de la forme :

$$V_{th} = \frac{Q_{ss}}{C_{diélectrique}} + \phi_{ms} + \phi_F \sqrt{2 \cdot \phi_F \cdot \phi_B} \quad [88] \quad (3.4)$$

Où :  $\phi_B$  : Le potentiel interne de la couche P donné par :  $\phi_B = \frac{2 \cdot q \cdot p \cdot \epsilon_0 \epsilon_{diamant}}{C_{diélectrique}^2}$

$\phi_F$  : Le potentiel de Fermi  $\phi_F = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \left( \frac{p}{n_i} \right)$

$Q_{ss}$  représente les charges totales ramenées à l'interface diamant-diélectrique,  $\phi_{ms}$  la différence des travaux de sortie entre métal et semi-conducteur,  $p$  la concentration des trous dans la couche P,  $C_{diélectrique}$  la capacité du diélectrique par unité de surface,  $t_{diélectrique}$  l'épaisseur du diélectrique de la grille,  $\epsilon_{diélectrique}$  la permittivité du diélectrique,  $k$  la constante de Boltzmann,  $q$  la charge électrique,  $T$  la température appliquée et  $n_i$  la densité des porteurs intrinsèques du semi-conducteur.

## 3.2 Le transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U

Pour le diamant, les valeurs théoriques de la mobilité des électrons et des trous obtenues à très faible champ électrique et faible dopage sont très proches et sont de 2200  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  et 2050  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  respectivement. Cependant, dans la littérature, des valeurs expérimentales proches de 2000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  ont été mesurées pour la mobilité des trous. En revanche, les valeurs expérimentales mesurées pour la mobilité des électrons ne dépassent pas 1000  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ .

De même, les couches en diamant de type P sont les mieux maîtrisées en croissance et présentent aussi de très faibles taux de compensation. C'est pourquoi et contrairement au Silicium, les transistors MOSFET en diamant sont à canal P, pour bénéficier de la forte mobilité des trous et diminuer ainsi la résistance à l'état passant.

La Figure 3.3 est une coupe schématique d'une cellule élémentaire d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U. Généralement la croissance des différents empilements des couches de la structure est réalisée par MOCVD. Les couches P+ permettent de former les contacts ohmiques de la source et du drain. La couche P- est censée de supporter la tension de claquage du transistor, mais influe aussi sur la résistance à l'état passant. Enfin, la couche N permet d'obtenir le canal P sous la grille une fois la grille est polarisée et surtout pour une tension grille-source supérieure à la tension de seuil. Pour former la grille du transistor, une gravure sèche RIE-ICP (Reactive Ion Etching – Inductive Coupled Plasma) est réalisée afin d'ouvrir une tranchée en U et atteindre la couche P-. Ensuite, un diélectrique est déposé sur les flancs et le fond de la tranchée, et par-dessus on dépose le métal de grille. Pour une tension drain-source négative, une tension grille-source négative et lorsque la tension grille-source est

supérieure à la tension de seuil, le canal P vertical est formé sous la grille (Figure 3.3). À travers le canal, une injection de trous aura lieu entre la couche P+ et la zone volumique de la couche P-.

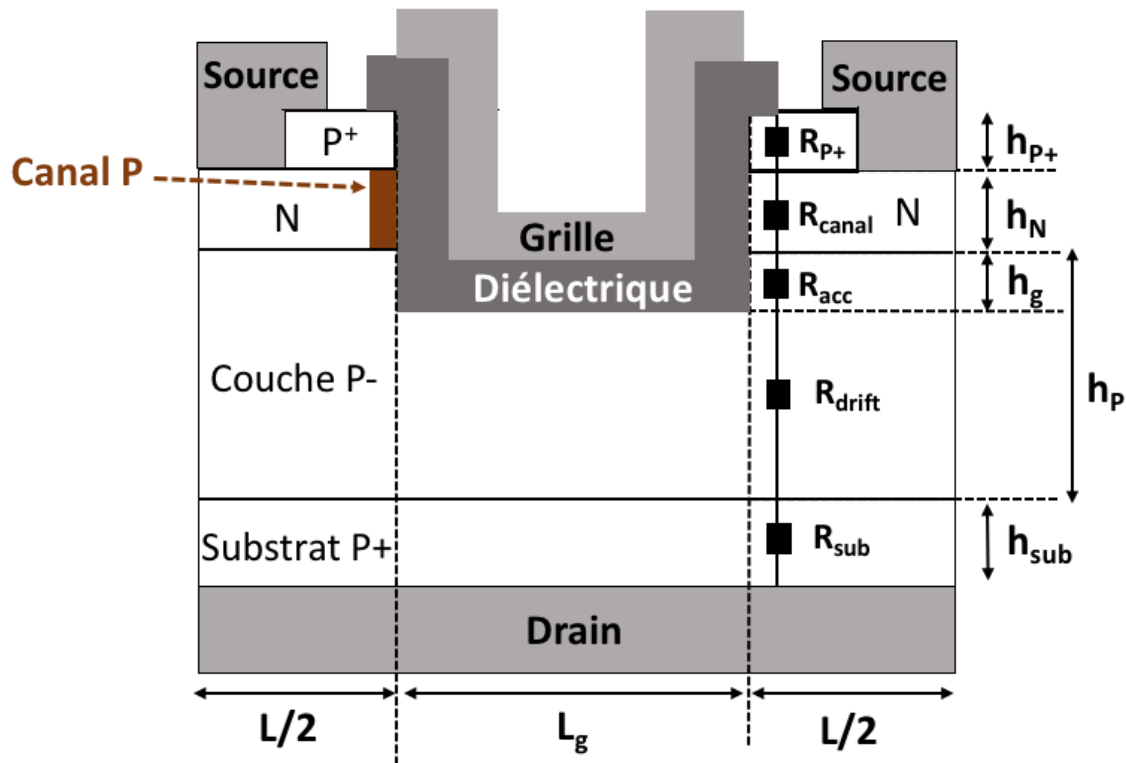


Figure 3.3 - Vue en coupe schématique d'une cellule élémentaire d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U : paramètres géométriques et localisation des principales composantes de sa résistance à l'état passant ( $R_{on}$ ).

### 3.2.1 Composantes internes de la résistance à l'état passant ( $R_{ON}$ )

Comme ce chapitre présente la méthodologie de conception d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U, la détermination et localisation des composantes internes de la résistance à l'état passant est essentielle pour comprendre la contribution et le poids de chaque composante sur la valeur totale de cette résistance. La localisation des principales composantes internes en série de sa résistance à l'état passant est présentée sur la Figure 3.3. Il s'agit alors de cinq composantes [88] :

- La résistance de la couche P+ de source  $R_{P+}$ .
- La résistance du canal d'inversion  $R_{canal}$ .

- La résistance de la couche accumulée  $R_{acc}$ .
- La résistance de drift de la couche épitaxiée P- peu dopée  $R_{drift}$ .
- La résistance du substrat P+ du drain  $R_{sub}$ .

L'expression de chaque composante est exprimée en fonction des paramètres technologiques et géométriques du transistor MOSFET.

- La résistance du canal «  $R_{canal}$  »

Si on suppose que le dopage de la couche N est uniforme et pour une tension grille-source ' $V_{gs}$ ' supérieure à la tension de seuil ' $V_{th}$ ' l'expression de la résistance du canal de sortie en fonction des paramètres technologiques est sous la forme :

$$R_{canal} = \frac{h_n}{W} \cdot \frac{t_{diélectrique}}{\varepsilon_{diélectrique} \cdot \varepsilon_0 \cdot \mu_p \cdot (V_{gs} - V_{th})} \quad [88] \quad (3.5)$$

Où  $h_n$  est la longueur du canal,  $W$  la largeur de la grille,  $t_{diélectrique}$  l'épaisseur du diélectrique,  $\varepsilon_{diélectrique}$  la permittivité du diélectrique,  $\mu_p$  la mobilité des trous dans le canal,  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide.

- La résistance de la couche accumulée «  $R_{acc}$  »

La résistance d'accumulation  $R_{acc}$  est définie comme étant la résistance de la couche accumulée des trous à la surface de la couche P- faiblement dopée située sous la grille et tout au long de «  $h_g$  ». Cette résistance relie la fin du canal jusqu'à la région volumique de la couche P-.

$$R_{acc} = \frac{h_g \cdot t_{diélectrique}}{2 \cdot \mu_p \cdot W \cdot \varepsilon_{diélectrique} \cdot \varepsilon_0 \cdot (V_{gs} - V_{th})} \quad [88] \quad (3.6)$$

Où  $h_g$  est la longueur de la grille dans la couche P-,  $W$  la largeur de la grille,  $t_{diélectrique}$  l'épaisseur du diélectrique,  $\varepsilon_{diélectrique}$  la permittivité du diélectrique,  $\mu_p$  la mobilité des trous dans le canal,  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide.

- La résistance de drift «  $R_{drift}$  »

Cette résistance dite de « drift » traduit la contribution du dopage et de l'épaisseur de la couche P à la résistance à l'état passant. On sait que la couche P- joue un double rôle au sein du transistor MOS. Un dopage élevé et une faible épaisseur favorisent une faible résistance à l'état

passant mais une faible tenue en tension. Par contre, une épaisseur importante et un dopage faible favorisent une haute tension de claquage au détriment d'une résistance élevée.

Pour calculer la résistance de drift, on peut faire une évaluation approximative en considérant tout simplement que la couche P est un barreau semi-conducteur dont la résistance est de la forme :  $R = \frac{\rho \cdot L}{S}$

Où  $\rho = \frac{1}{q \cdot \mu_p \cdot p}$  est la résistivité de la couche P,  $L = h_p - h_g$  la longueur effective de la couche P, S étant la section d'une cellule élémentaire,  $\mu_p$  la mobilité des trous dans la couche P, p la concentration des trous dans la couche P- et q la charge électrique.

L'expression de la résistance drift est :

$$R_{\text{drift}} = \frac{h_p - h_g}{q \cdot \mu_p \cdot p \cdot S} \quad [88-90] \quad (3.7)$$

- Les résistances des couches P+ «  $R_{p+}$  » et «  $R_{\text{sub}}$  »

La résistance du substrat P+ de drain et la résistance de la couche P+ de source ont pour expression :

$$R_{p+} = \frac{h_{p+}}{q \cdot \mu_p \cdot p \cdot S} \quad [88-90] \quad (3.8)$$

$$R_{\text{sub}} = \frac{h_{\text{sub}}}{q \cdot \mu_p \cdot p \cdot S} \quad [88-90] \quad (3.9)$$

Où  $R_{\text{sub}}$  épaisseur du substrat P+,  $h_{p+}$  épaisseur de la couche P+,  $\mu_p$  la mobilité des trous dans la couche P+, p la concentration des trous dans la couche P+, q la charge électrique et S étant la section d'une cellule élémentaire.

Dans cette partie, nous avons rappelé le principe de fonctionnement d'un transistor MOS de puissance vertical à tranchées à l'état passant (état ON) et bloqué (état OFF). De même, la localisation et l'expression des composantes internes de la résistance à l'état passant d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U ont été présentées. Dans la partie suivante, nous présenterons la méthodologie adaptée pour concevoir un transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U qui supporte une tension comprise entre 600 et 1200 V et présente une résistance spécifique de  $5 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K.

### 3.3 Structure simulée du transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U

La Figure 3.4 représente une vue en coupe schématique de la demi-structure du transistor U-MOSFET en diamant à canal P et à grille en U. Le sommet et le pied de l'angle de la tranchée où va être déposé le diélectrique de la grille en U du transistor sont arrondis. Ce profil limite l'accroissement local du champ électrique, et nous rapproche du profil réel de la tranchée obtenu par gravure RIE. En tenant compte de la continuité de la symétrie potentielle, seule la moitié de la structure symétrique a été simulée.

Des paramètres tels que le dopage et l'épaisseur de la couche fortement dopée (P+), présentant une influence très minime sur le comportement électrique de la structure, ont été fixés et sont choisis pour obtenir une faible résistance de cette couche. Nous avons choisi le nitrure de silicium «  $\text{Si}_3\text{N}_4$  » pour former la grille du transistor, du fait que ce diélectrique a été étudié dans le projet MOVEToDiam [91]. Un dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est réalisé par ALD (Atomic Layer Deposition) et une épaisseur d'environ 33 nm a été mesurée [91]. Pour la conception du transistor MOSFET, nous avons fixé alors l'épaisseur minimale du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à 33 nm. Le travail de sortie du métal choisi pour la grille correspond à celui du Nickel. Les contacts métalliques au niveau du drain et de la source sont des contacts ohmiques.

Les simulations numériques TCAD sont réalisées en mode cylindrique [92]. Le mode de calcul choisi est le mode transitoire [92]. Les modèles physiques utilisés sont les mêmes que ceux utilisés pour simuler la diode TMBS dans le chapitre 2 (voir annexe 1). La dépendance de la mobilité par rapport au champ électrique, à la température et à la concentration en impuretés sont bien prises en compte dans le modèle physique de la mobilité (voir annexe 1). Dans un premier temps les simulations à l'état statique sont faites à température ambiante. Les positions (points bleu et vert) du champ électrique maximal dans le diamant et le diélectrique lors du claquage sont bien précisées sur la vue en coupe schématique de la structure (Figure 3.4).

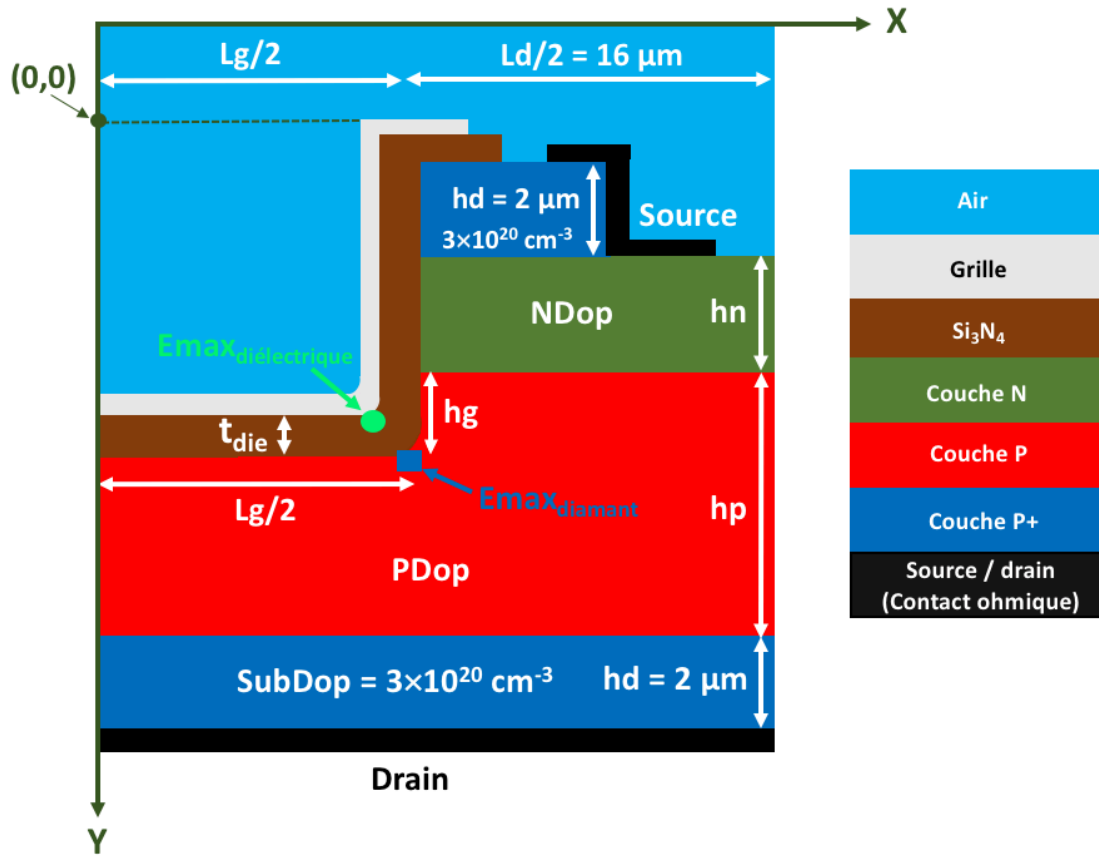


Figure 3.4 - Vue en coupe schématique de la demi-structure du transistor U-MOSFET en diamant vertical à canal P et à grille en U avec les différents paramètres géométriques et technologiques.

La Figure 3.4 est une vue en coupe schématique de la demi-structure simulée du transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U, avec les différents paramètres géométriques et technologiques suivants :

- 1-  $L_g/2$  : Demi-largeur de la grille en  $\mu\text{m}$  ;
- 2-  $h_g$  : Profondeur de gravure dans la couche P- en  $\mu\text{m}$  ;
- 3-  $h_n$  : Épaisseur de la couche N en  $\mu\text{m}$  ;
- 4-  $h_p$  : Épaisseur de la couche P- en  $\mu\text{m}$  ;
- 5-  $h_d$  : Épaisseur de la couche fortement dopée P+ ;
- 6-  $t_{\text{die}}$  : Épaisseur du diélectrique de la grille en  $\mu\text{m}$  ;
- 7-  $N_{\text{Dop}}$  : Concentration de dopage de la couche N en  $\text{cm}^{-3}$  ;



8- PDop : Concentration de dopage de la couche P- en  $\text{cm}^{-3}$  ;

9- SubDop : Concentration de dopage de la couche fortement dopée P+.

### 3.3.1 Compromis « dopage / épaisseur » de la couche P- pour supporter 1200 V à 300 K

Dans le cahier des charges du projet MOVEToDiam, le transistor MOSFET vertical à canal P à grille en U (Diam-UpMOSFET) souhaité doit supporter une tension située entre 600 et 1200 V et présenter une résistance à l'état passant spécifique de 75  $\text{m}\Omega\cdot\text{cm}^2$  à 300 K. Dans un premier temps, des simulations TCAD 2D sont réalisées pour déterminer :

- Le compromis dopage/épaisseur de la couche P- donnant une tension de claquage de 1200 V.
- Le compromis dopage/épaisseur de la couche N évitant son perçage par champ électrique.

On sait d'après la littérature que les couches en diamant type N présentent un taux de compensation très élevé entre 65 à 80 % [93-95]. Ainsi, dans nos simulations TCAD, la compensation est bien prise en compte pour déterminer le compromis dopage/épaisseur de la couche N pour éviter le perçage. Toutefois, nous avons fixé le taux de compensation le plus élevé et qui est égal à 80%.

La Figure 3.5 représente une vue en coupe schématique de la diode Schottky 1D plane parallèle infinie en diamant de type P. Cette diode a été retenue pour simplifier le dimensionnement de la couche P- du transistor MOSFET. Elle est simulée avec les différents paramètres technologiques correspondants. Des simulations 1D ont donc été réalisées pour déterminer le compromis dopage/épaisseur de la couche P nécessaire pour bloquer une tension de 1200 V à 300K.

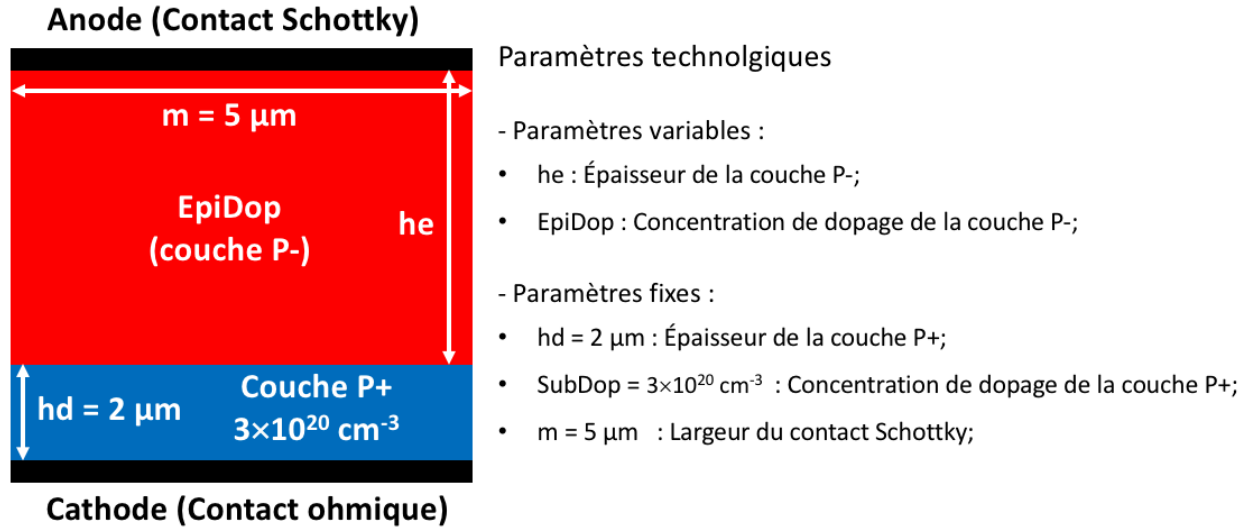


Figure 3.5 - Vue en coupe schématique de la diode Schottky 1D plane parallèle infinie en diamant type P avec les différents paramètres technologiques présentés dans la légende à droite.

La Figure 3.6 représente la variation de la tenue en tension (axe principal) et le champ électrique maximal dans le diamant au moment du claquage (axe secondaire) en fonction de la concentration de dopant à 300 K. Nous rappelons que les conditions de croissance des couches en diamant de type P ne sont pas bien maîtrisées pour un dopage inférieur à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Ainsi, pour une concentration de dopage de la couche P- qui varie entre  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et pour une épaisseur égale à  $2 \mu\text{m}$ , nous obtenons la tenue en tension souhaitée de 1 200 V à 300 K. Le profil de répartition du champ électrique suivant l'épaisseur de la couche P- et pour une concentration de dopage compris  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  est trapézoïdale. Toutefois, la pente de la variation du champ électrique diminue lorsque le dopage augmente de  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  jusqu'à  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

À l'heure actuelle, le champ de rupture du diamant obtenu dans les diodes Schottky pseudo-verticales relevées dans la littérature ne dépasse pas la valeur de 7 MV/cm. En revenant à la Figure 3.6, une concentration de dopage  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , présente un champ de claquage qui est de 6,75 MV/cm. Dans la suite, le compromis « dopage / épaisseur » de la couche P- pris en compte pour continuer l'optimisation des paramètres du transistor est un dopage « PDop =  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  » et une épaisseur «  $h_p = 2 \mu\text{m}$  ».

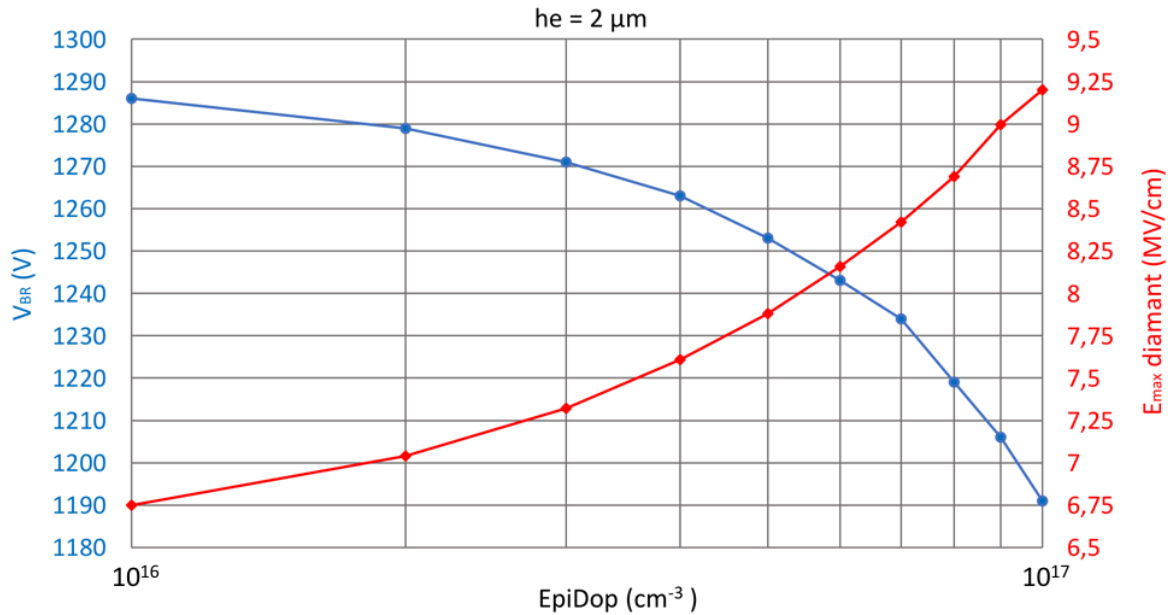


Figure 3.6 - Variation de la tenue en tension (axe principal) et le champ électrique maximal (axe secondaire) en fonction de la concentration du dopage « EpiDop » et pour une épaisseur «  $he = 2 \mu\text{m}$  » à 300 K.

Dans la partie suivante, le compromis « dopage / épaisseur » d'une couche N non compensée et une couche N compensée à 80% sera optimisé pour éviter leur perçage par champ électrique, et pour supporter la tension de 1200 V dans la couche P-.

### 3.3.2 Compromis « dopage/épaisseur » de la couche N pour éviter le perçage

Pour une tension source-grille «  $V_{gs}$  » nulle et une tension drain-source «  $V_{ds}$  » négative, deux zones de charge d'espace s'étalent dans la couche N provenant de la couche P+ et de la couche P-. L'intersection de ces deux zones de charges d'espace dans la couche N, permettra le passage d'un fort courant aidé par un fort champ électrique local. Ainsi, il s'agit du phénomène de perçage qui se produit dans la couche N.

En effet, le dopage de la couche N doit être suffisamment élevé pour former une hauteur de barrière qui va empêcher les porteurs majoritaires (les trous) de franchir des couches P+ et P- vers la couche N, et pour que le phénomène ne se produise pas à 1200 V.

Les conditions de polarisation du transistor MOS à l'état bloqué sont : une tension grille-source «  $V_{gs}$  » qui est nulle et une tension drain-source «  $V_{ds}$  » qui est polarisée en inverse.

D'après nos simulations en régime inverse, le courant de fuite est de l'ordre de  $10^{-9}$  A. Ainsi, les deux critères d'arrêt pour les simulations en régime inverse sont : un courant d'avalanche de  $10^{-6}$  A et/ou un champ critique pour le diamant de 10 MV/cm.

### 3.3.2.1 Couche N non compensée

Dans un premier temps l'épaisseur de la couche N non compensée est fixée à «  $h_n = 2 \mu\text{m}$  » et le dopage varie entre  $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , afin de déterminer le dopage minimal nécessaire pour éviter le perçage de la couche N.

La Figure 3.7 représente la variation du champ électrique au moment du claquage en fonction de Y suivant l'axe  $E_y$  et pour des différentes concentrations de dopage de la couche N. Pour un dopage inférieur à  $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , on peut bien constater que le champ électrique s'étale dans toute la couche N. Le dopage effectif de la couche N est très faible pour former une hauteur de barrière suffisante pour empêcher le perçage de cette couche. Pour un dopage supérieur à  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , le champ électrique qui s'étale dans la couche N ne constitue que 40% de cette couche. Enfin, un dopage supérieur à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  est suffisant pour éviter complètement le perçage de la couche N.

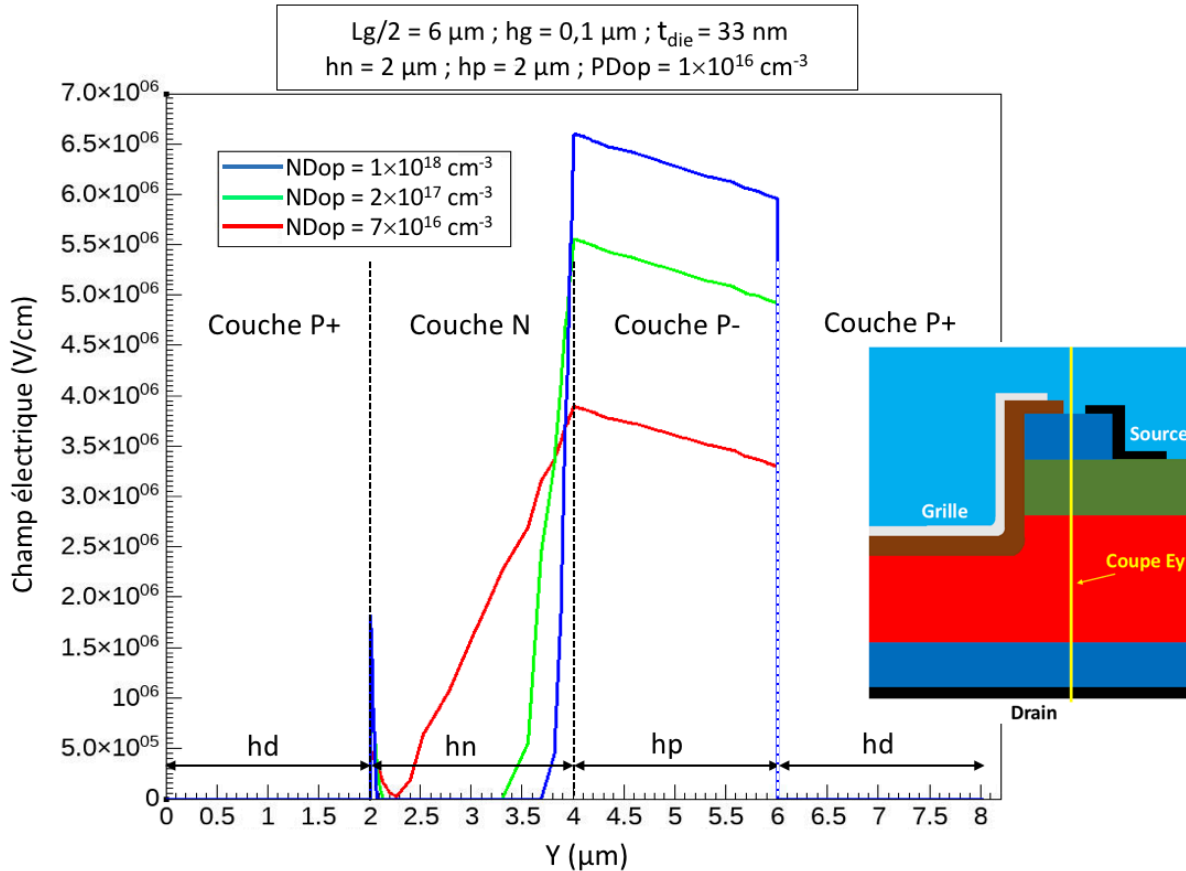


Figure 3.7 - Coupe verticale  $E_y$  du champ électrique au moment du claquage en fonction de  $Y$  pour différentes concentrations de dopage de la couche N « NDop » à 300 K. La position de l'axe  $E_y$  dans la structure est présentée dans le schéma à droite.

La Figure 3.8 représente la distribution des lignes équipotentielles au moment du claquage dans la couche P- et pour différents dopages de la couche N. La ligne blanche représente la limite de l'étalement de la zone de charge d'espace « ZCE » dans la couche N. De même, les lignes noires représentent des lignes équipotentielles dans la structure au moment du claquage. On peut constater que plus le dopage de la couche N est important, plus les lignes équipotentielles sont resserrées et confinées dans la couche P-. Pour cela, une couche N non compensée de dopage de  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nous paraît convenable pour éviter le perçage et obtenir la formation du canal sous la grille. Le champ critique du diamant qui est égal à 10 MV/cm est bien atteint au moment du claquage à l'angle au pied de la tranchée.

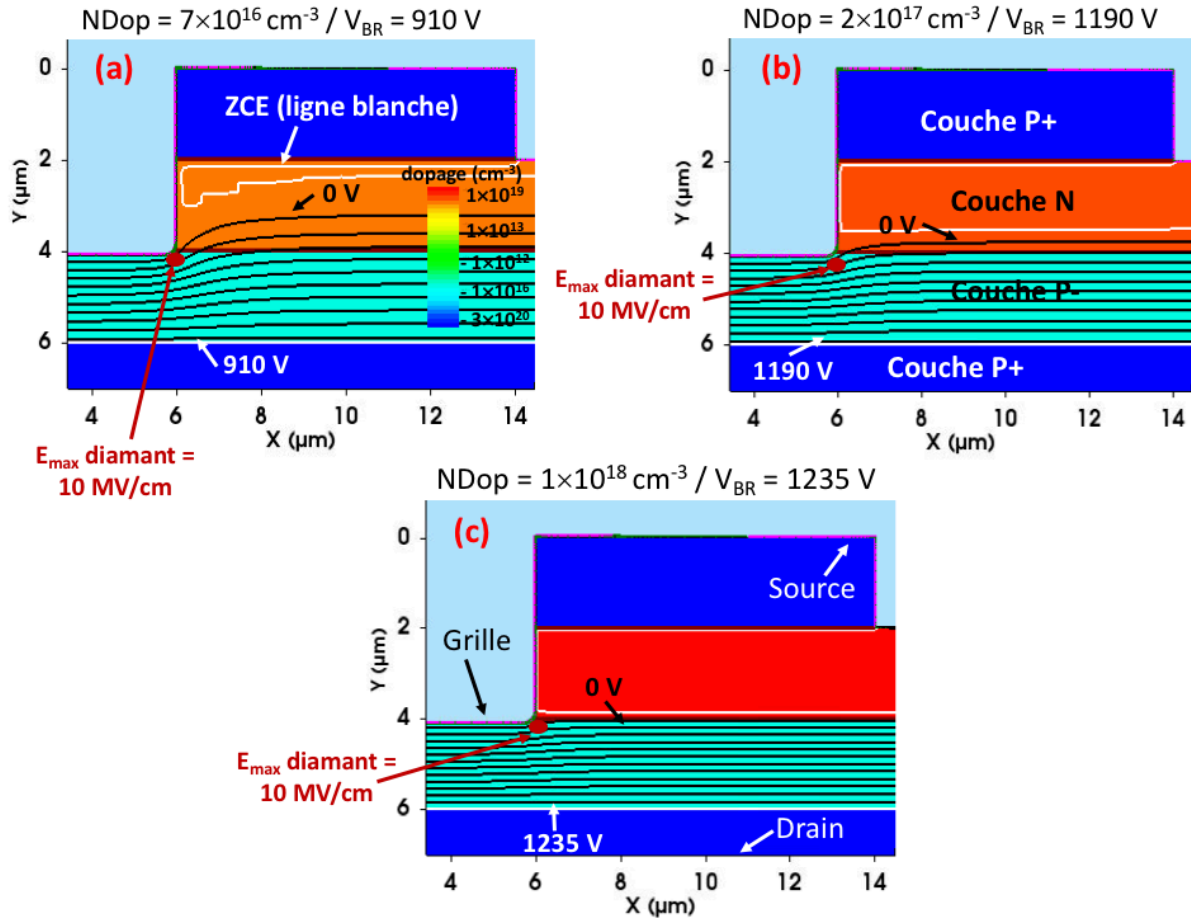


Figure 3.8 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage pour différentes concentrations de dopage de la couche N « NDop » à 300 K. (a)  $NDop = 7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , (b)  $NDop = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , (c)  $NDop = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Enfin, pour un dopage de la couche N supérieur à  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nous avons toujours la tenue en tension maximale souhaitée de 1 200 V, mais le potentiel interne de cette couche est plus élevé. La tension de seuil «  $V_{th}$  » est alors plus importante et la résistance de sortie à l'état passant est plus élevée.

### 3.3.2.2 Couche N compensée

La compensation veut dire que la couche N contient des pièges ou encore « des défauts compensateurs » de type accepteur et/ou de type donneur qui diminuent la concentration chimique de cette couche. Dans la littérature, pour les pièges accepteurs, le Bore est l'un des défauts accepteurs qui compense le Phosphore, l'Hydrogène et l'Azote sont des pièges donneurs [93-94]. Pour évaluer la concentration des pièges dans la couche N, des mesures SIMS

(Secondary Ion Mass Spectrometry) sont réalisées. De même, pour déterminer l'énergie d'ionisation de ces pièges, des mesures DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) sont faites [93-94]. Toutefois, le taux de compensation varie en fonction du dopage de la couche N, et généralement le taux augmente avec le dopage de cette couche [93-95].

Avec le logiciel de simulation SENTAURUS, nous pouvons introduire des pièges dans les couches épitaxiées. Il nous suffit d'indiquer le type des pièges (donneur ou accepteur), leurs énergies d'ionisations, leurs niveaux d'occupations (en-dessous de la bande de conduction, au-dessus de la bande de valence, ou au milieu du gap), leurs distributions (distribution uniforme ou gaussienne dans le volume) et finalement leurs concentrations déterminées par le taux de compensation qu'ils présentent.

A l'heure actuelle, on ne trouve pas beaucoup d'information sur les pièges qui compensent la couche N. Dans un premier temps, nous avons introduit le Bore comme un défaut compensateur dans la couche N [95].

Le Bore étant un piège accepteur, il présente une énergie d'ionisation de 0.37 eV et le niveau qu'il occupe est au-dessus de la bande de valence. Cependant pour le taux de compensation que présente le Bore dans la couche N, et du fait que ce taux varie en fonction du dopage de cette couche, nous avons pris dans nos simulations un taux de compensation K égal à 80 % peu importe le dopage de la couche N.

La Figure 3.9 représente la répartition de la concentration de dopage dans la structure en fonction des différentes couches suivant l'axe  $E_y$ . On peut voir, que pour un dopage de la couche N égal à  $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  avec un taux de compensation de 80 % pris en compte, la concentration d'électrons dans la couche N diminue par rapport à une couche N non compensée. Nous sommes alors passés d'une couche qui présente une concentration d'électrons de  $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  sans compensation à une couche qui présente une concentration d'électrons de  $1,4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour un taux de compensation de 80 %. De cette manière, les pièges introduits dans la couche N sont bien pris en compte dans les simulations numériques.

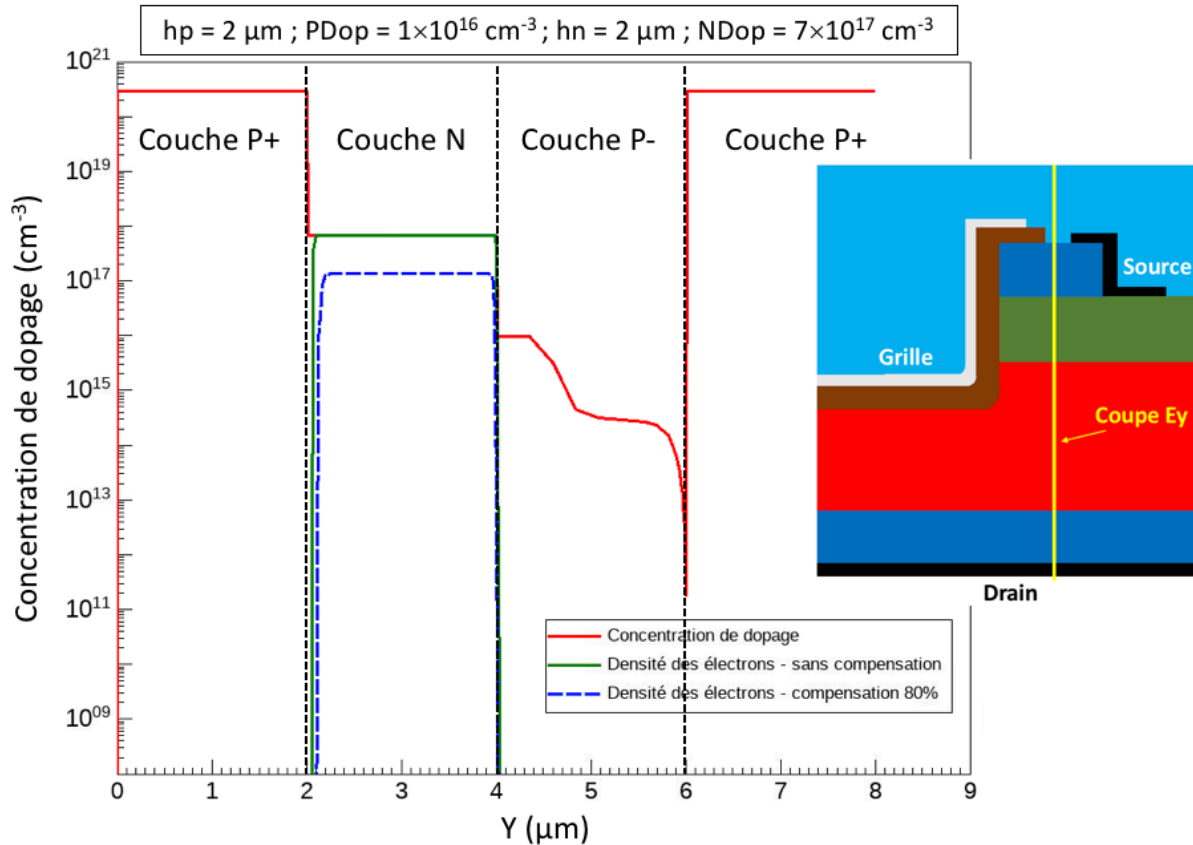


Figure 3.9 - Coupe verticale  $E_y$  de la concentration de dopage en fonction de  $Y$  à l'équilibre thermodynamique et à 300 K. La position de l'axe  $E_y$  dans la structure est présentée dans le schéma à droite.

L'épaisseur de la couche N est fixée pour «  $h_n = 2 \mu\text{m}$  » et le dopage varie entre  $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , afin de déterminer le dopage minimal nécessaire pour éviter le perçage de la couche N compensée, et pour un taux de compensation égal à 80 %.

La Figure 3.10 représente la variation du champ électrique maximal au moment du claquage en fonction de  $Y$  suivant l'axe  $E_y$ . Pour un dopage inférieur à  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , on peut bien constater que le champ électrique s'étale entièrement dans la couche N. Le dopage effectif de la couche N est très faible pour former une hauteur de barrière suffisante pour éviter le perçage de cette couche. Pour un dopage supérieur à  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , le champ électrique qui s'étale dans la couche N ne constitue que 50 % de cette couche. Enfin, un dopage supérieur à  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  est suffisant pour éviter complètement le perçage de la couche N.



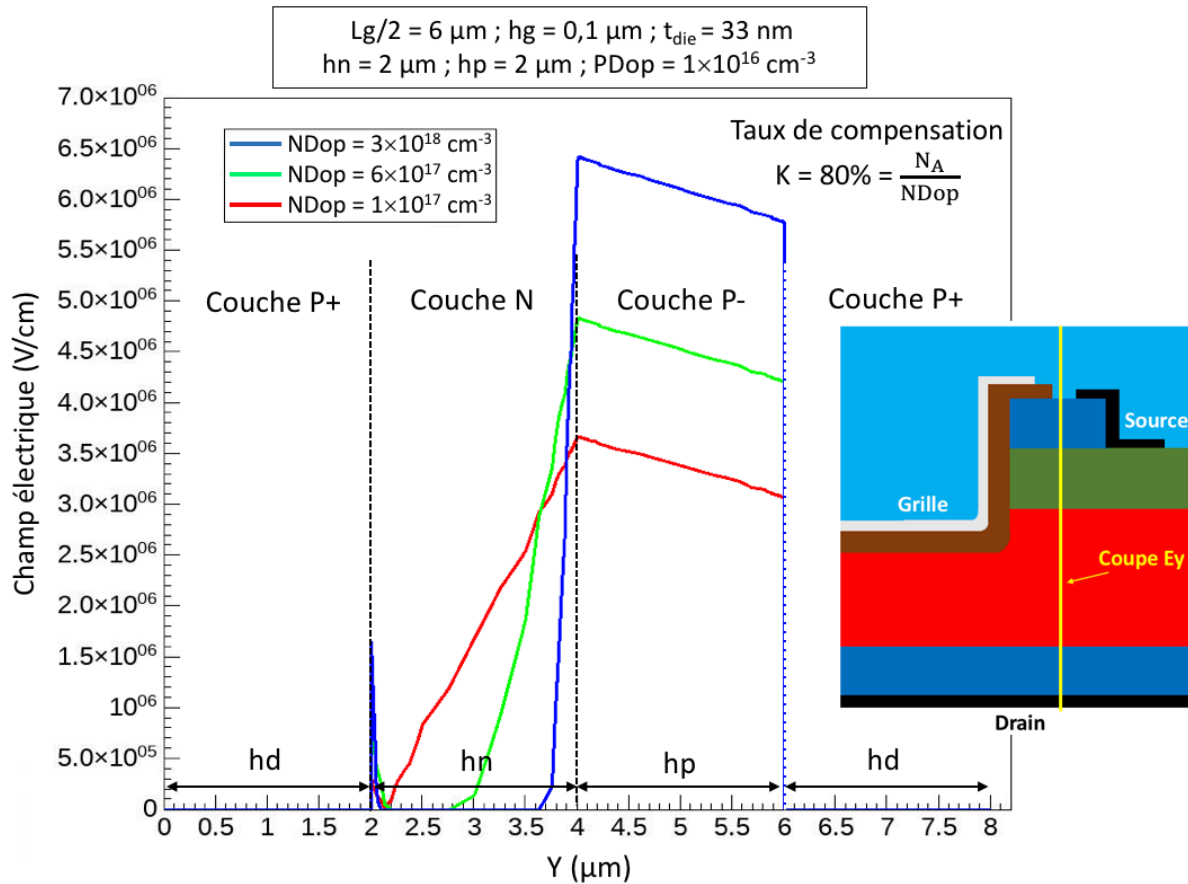


Figure 3.10 - Coupe verticale  $E_y$  du champ électrique au moment du claquage en fonction de  $Y$  pour différentes concentrations de dopage de la couche N «  $N_{dop}$  » compensée à 80 % à 300 K. La position de l'axe  $E_y$  dans la structure est présentée dans le schéma à droite.

La Figure 3.11 représente la distribution des lignes équipotentielles lors du claquage dans la couche P- et pour différents dopages de la couche N. La ligne blanche représente la limite de l'étalement de la ZCE dans la couche N. De même, les lignes noires représentent les lignes équipotentielles dans la structure lors du claquage. On peut constater que plus le dopage de la couche N est important, plus les lignes équipotentielles restent confinées dans la couche P- et ne s'étalent pas dans la couche N. Pour cela, une couche N compensée de dopage  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nous paraît bien convenable pour éviter le perçage et obtenir le canal sous la grille. Le champ critique du diamant qui est égale à  $10 \text{ MV/cm}$  est bien atteint au moment du claquage à l'angle au pied de la tranchée.

Enfin, pour un dopage de la couche N compensée supérieur à  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nous avons toujours la tenue en tension maximale souhaitée de  $1200 \text{ V}$ , mais le potentiel interne de cette

couche est plus élevée. La tension de seuil «  $V_{th}$  » est alors plus importante et la résistance de sortie à l'état passant est plus élevée.

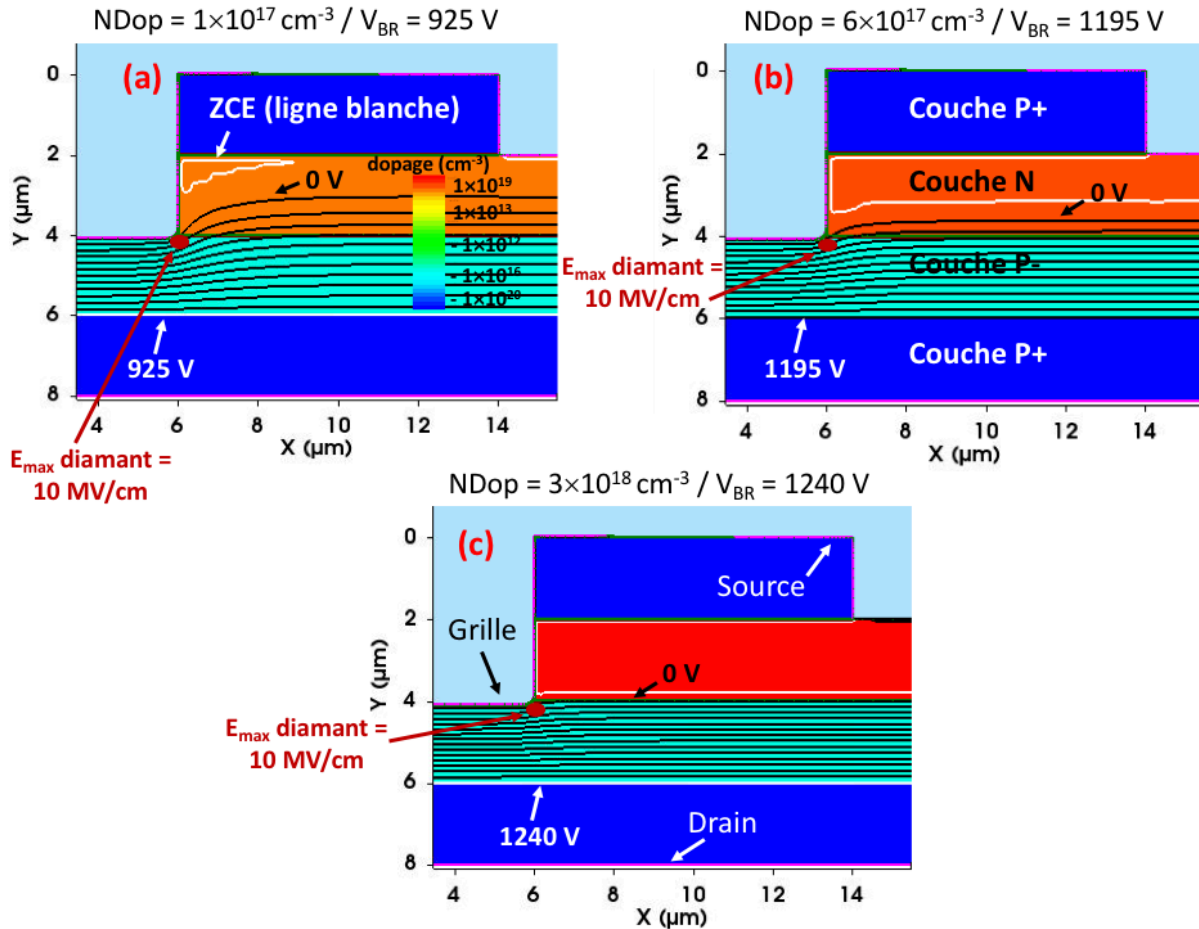
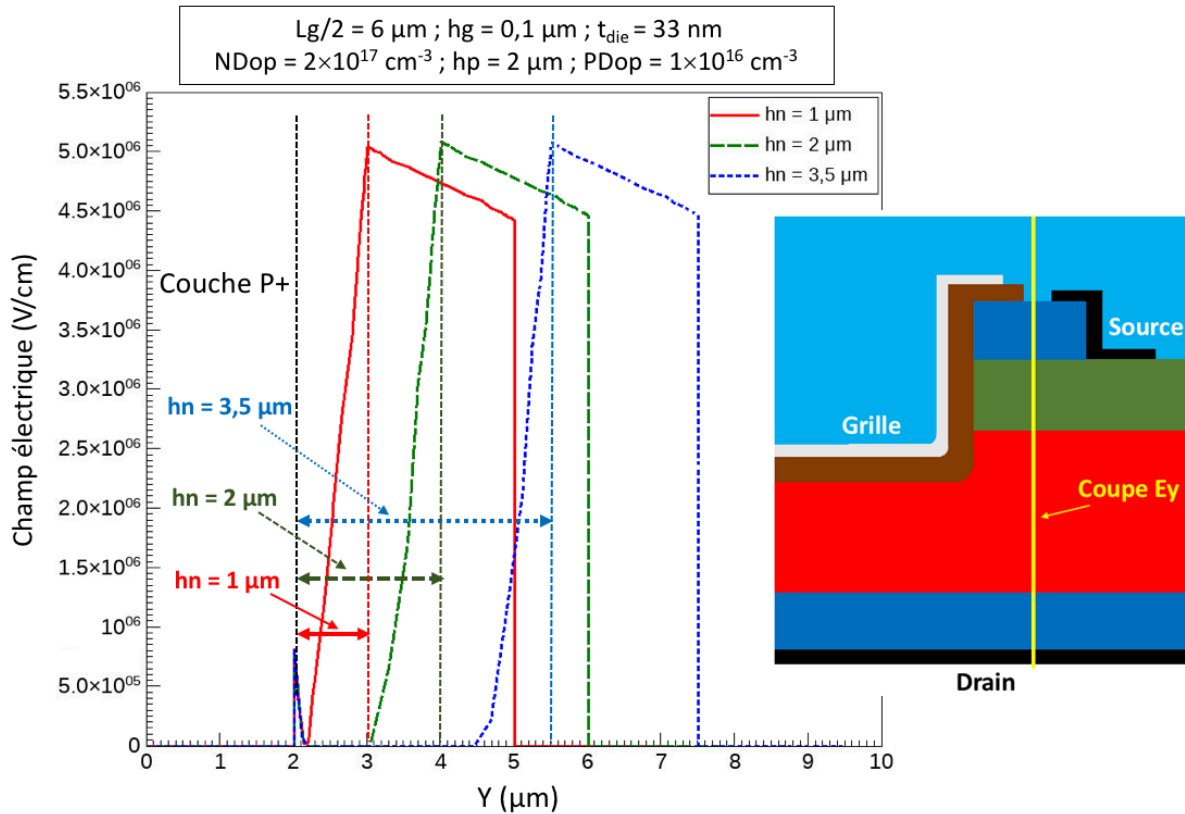


Figure 3.11 - Répartition des lignes équipotentielles lors du claquage pour différentes concentrations de dopage de la couche N «  $N_{dop}$  » et pour un taux de compensation  $K = 80\%$  à 300 K. (a)  $N_{Dop} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; (b)  $N_{Dop} = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ; (c)  $N_{Dop} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

D'après nos simulations, un dopage «  $N_{Dop} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  » sera nécessaire pour éviter le perçage pour une couche N non compensée. En revanche, une couche N qui présente un taux de compensation  $K = 80\%$ , nécessitera un dopage «  $N_{Dop} = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  » pour éviter le perçage. Dans la suite, nous avons décidé de continuer nos simulations, sans tenir compte de l'effet de compensation dans la couche N, pour limiter les problèmes de convergence de nos simulations. Ainsi, le dopage choisi de la couche N non compensée est égal à  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.3.2.3 Épaisseur de la couche N

Dans la partie précédente, l'épaisseur de la couche N est fixée pour «  $h_n = 2 \mu\text{m}$  ». Cependant, l'influence de l'épaisseur de la couche N est importante aussi pour éviter le perçage.



La Figure 3.12 représente la variation du champ électrique maximal au moment du claquage en fonction de  $Y$  pour différentes épaisseurs de la couche N «  $h_n$  » à 300 K et suivant l'axe  $E_y$ . Pour «  $h_n = 1 \mu\text{m}$  », l'épaisseur de la couche N semble très faible, du fait que la répartition du champ électrique peut percer cette couche. D'après nos simulations, une épaisseur «  $h_n = 2 \mu\text{m}$  » nous paraît convenable pour éviter le perçage, du fait que la tenue en tension maximale est atteinte. Une épaisseur supérieure à celle-ci n'amène aucune amélioration au niveau de la tension de claquage. En revanche, cette épaisseur augmente la résistance du canal dans la couche N, impliquant ainsi une résistance à l'état passant plus élevée pour la même tension de claquage maximale supportée.

Dans la partie suivante, l'épaisseur et le dopage de la couche N non compensée sont fixés pour «  $NDop = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  » et «  $hn = 2 \text{ }\mu\text{m}$  » respectivement. Cependant, les paramètres technologiques de la grille «  $t_{die}$  », «  $Lg/2$  » et «  $hg$  » (Figure 3.4) sont optimisés pour obtenir la structure optimale.

### 3.3.3 Optimisation des paramètres technologiques de la grille

Dans un premier temps, nous étudions l'influence des paramètres technologiques de la grille en U «  $t_{die}$  », «  $Lg/2$  » et «  $hg$  » sur le fonctionnement à l'état passant en régime linéaire dit « ohmique ». Ainsi, pour une tension drain-source «  $V_{ds} = -0,5 \text{ V}$  » et pour une tension grille-source qui varie jusqu'à «  $V_{gs} = -12 \text{ V}$  », les variations de la tension de seuil «  $V_{th}$  » et de la densité de courant de sortie au niveau du drain «  $J_d$  » sont étudiées en fonction de ces trois paramètres technologiques.

D'après les résultats de la partie précédente et dans la suite de l'étude, l'épaisseur et le dopage sont choisis et fixés pour «  $PDop = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  » et «  $hp = 2 \text{ }\mu\text{m}$  » pour la couche P-. «  $NDop = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  » et «  $hn = 2 \text{ }\mu\text{m}$  » pour la couche N non compensée (Figure 3.4).

D'après les équations (3.5) et (3.6), une faible épaisseur du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{die}$  » et une faible épaisseur de la couche N «  $hn$  » peuvent contribuer à la diminution de la résistance du canal et la résistance d'accumulation. De même, d'après les équations (3.6) et (3.7), une profondeur de gravure importante dans la couche P- «  $hg$  », assure la diminution de la résistance de drift, mais dégrade aussi la tenue en tension. Ainsi, en tenant compte de ces tendances de variation, le compromis «  $V_{BR}/R_{ON,S}$  » est optimisé pour obtenir la résistance spécifique à l'état passant la plus faible et sans trop dégrader la tenue en tension souhaitée du transistor.

#### 3.3.3.1 Caractéristiques de transfert $I_d f(V_{gs})$ en fonction des paramètres de la grille

La Figure 3.13 est une vue en coupe de la demi-structure simulée du transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U, avec les paramètres technologiques fixes (couleur blanc) et les paramètres technologiques variables de la grille en U à optimiser (couleur jaune).

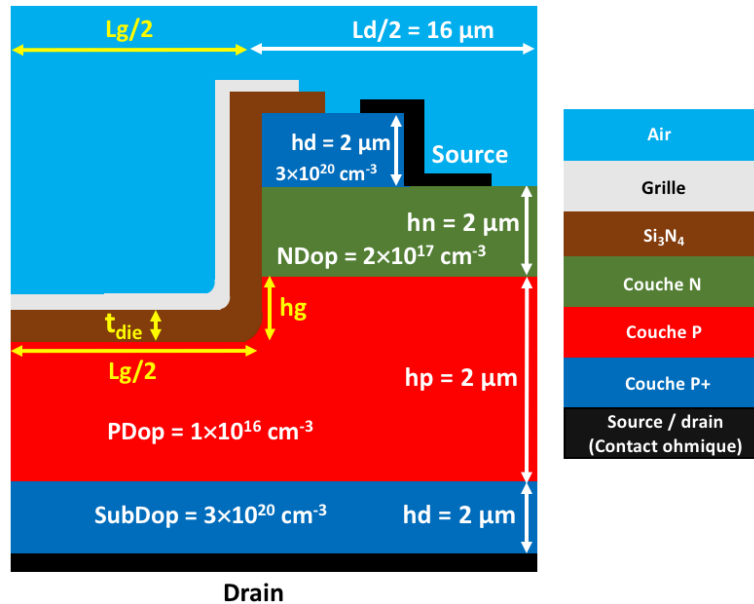


Figure 3.13 - Vue en coupe de la demi-structure du transistor U-MOSFET vertical en diamant vertical à canal P et à grille en U avec les différents paramètres géométriques et technologiques fixes (couleur blanc) et variables (couleur jaune).

En premier lieu, l'influence de ces trois paramètres est étudiée en régime linéaire. La Figure 3.14 représente alors la variation du courant de sortie «  $I_d$  » en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » et pour une tension drain-source «  $V_{ds} = -0,5V$  » à 300 K :

Pour le cas (a), seule l'épaisseur du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> «  $t_{die}$  » varie, on peut constater que la tension de seuil augmente avec l'épaisseur. En effet, d'après l'équation 3.4, une épaisseur plus importante du diélectrique de grille provoque l'augmentation du potentiel interne de la couche N. La tension de seuil augmente de -4 V pour une épaisseur «  $t_{die} = 33 \text{ nm}$  » jusqu'à une tension de -8 V pour une épaisseur «  $t_{die} = 70 \text{ nm}$  ».

Pour le cas (b), seule la profondeur de gravure dans la couche P- «  $hg$  » varie, on peut voir que la tension de seuil diminue avec «  $hg$  ». Une profondeur de gravure plus importante dans la couche P- augmente l'accumulation des trous sous la grille entre la fin du canal et cette couche. La tension de seuil évolue légèrement de -4 V pour «  $hg = 0,05 \mu\text{m}$  » jusqu'à -3,5 V pour «  $hg = 0,2 \mu\text{m}$  ». Au-delà, la tension de seuil ne varie plus.

Pour le cas (c), seule la demi-largeur de la grille «  $L_g/2$  » varie, on peut remarquer que la demi-largeur de la grille ne présente aucune influence majeure sur la tension de seuil. La tension diminue très légèrement en fonction de «  $L_g/2$  ».

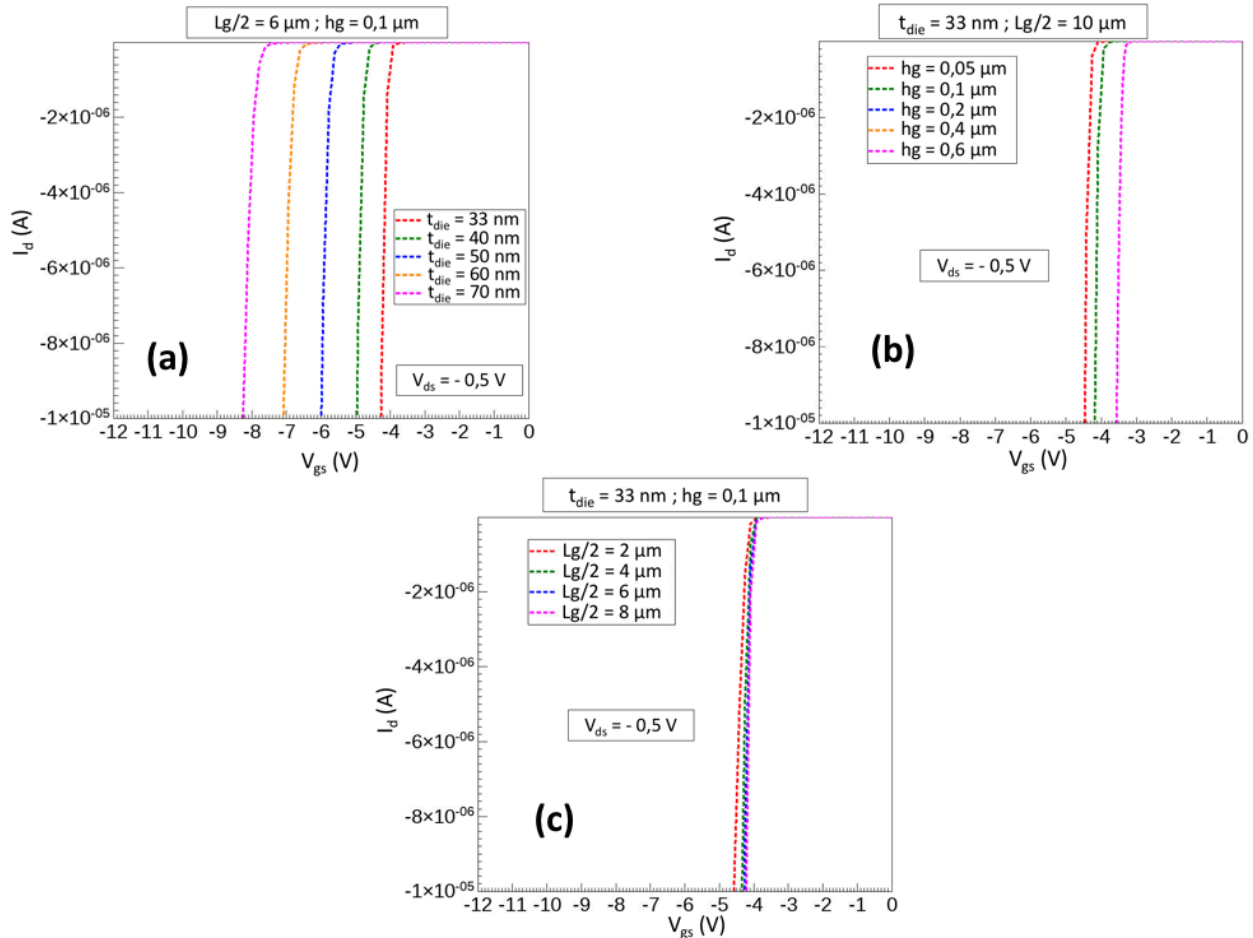


Figure 3.14 - Variation du courant «  $I_d$  » en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » et pour une tension drain-source «  $V_{ds} = -0,5 \text{ V}$  » à 300 K pour différentes (a) épaisseurs du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}}$  », (b) Profondeurs de gravure dans la couche P- «  $hg$  », (c) demi-largeurs de la grille «  $L_g/2$  ».

La Figure 3.15-a représente la concentration des trous dans le canal d'inversion en fonction de  $X$  pour des différentes épaisseurs de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}}$  » à 300 K et suivant la coupe Ex (Figure 3.15 - c). On peut voir que la concentration des trous sous la grille diminue en fonction de l'épaisseur de celui-ci. Une épaisseur plus importante pour le diélectrique de grille provoque une accumulation moins importante des trous sous la grille. Enfin, suivant la distribution de la concentration des trous juste sous la grille, on peut estimer la largeur du canal. Ainsi, pour une

concentration de trous qui diminue jusqu'à  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , la largeur du canal est estimée à environ 4,5 nm pour une épaisseur «  $t_{\text{die}} = 33 \text{ nm}$  ».

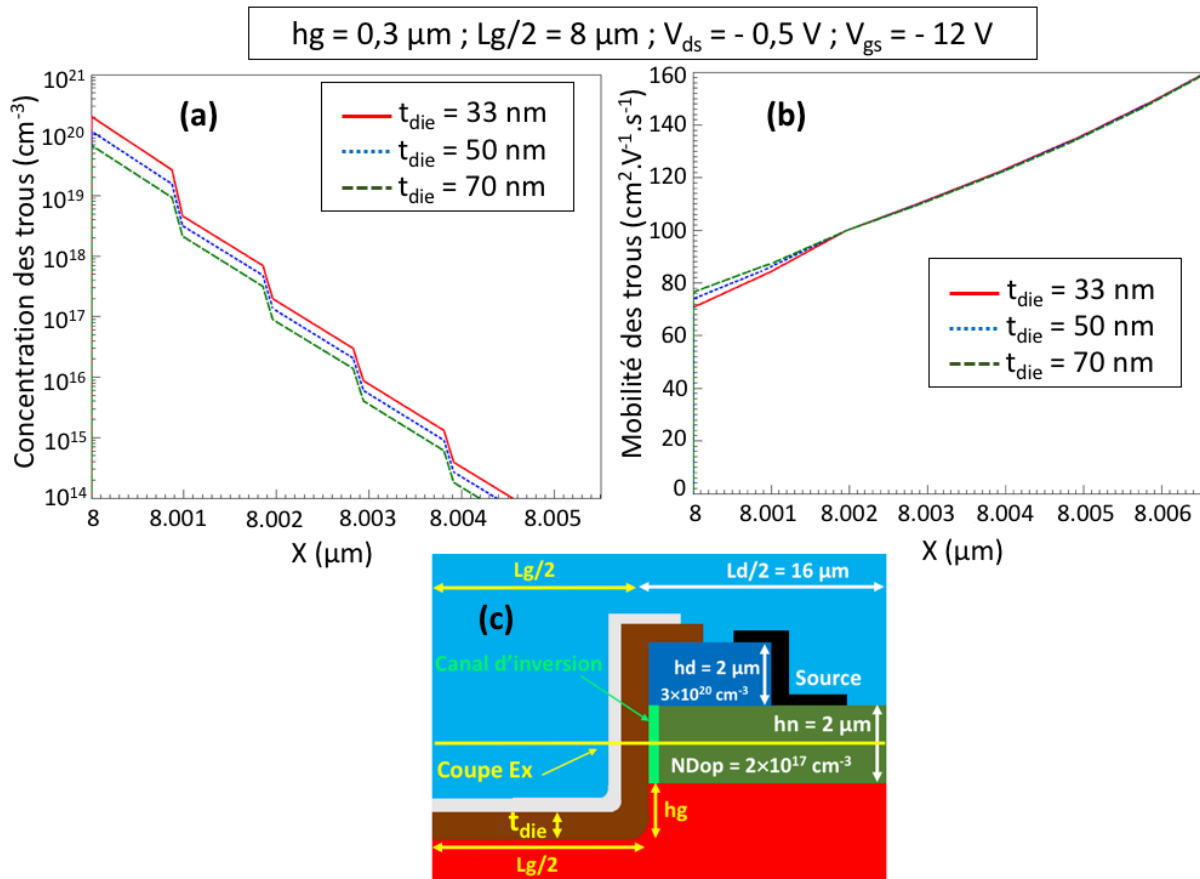


Figure 3.15 - Coupe horizontale Ex en fonction de X pour différentes épaisseurs de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}}$  » à 300 K (a) la concentration des trous, (b) la mobilité des trous, (c) position de l'axe Ex dans la structure.

La Figure 3.15-b représente une coupe horizontale de la mobilité des trous dans le canal d'inversion en fonction de X pour différentes épaisseurs de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}}$  » à 300 K et suivant la coupe Ex (Figure 3.15 - c). En augmentant l'épaisseur du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la composante transverse du champ électrique diminue et la mobilité des trous augmente légèrement dans le canal. Pour une épaisseur «  $t_{\text{die}} = 33 \text{ nm}$  », la mobilité moyenne des trous dans le canal est environ de  $120 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  à 300 K.

Dans cette partie l'influence des trois paramètres technologiques de la grille en U «  $t_{\text{die}}$  », «  $L_g/2$  » et «  $h_g$  » sur la caractéristique  $I_d f(V_{\text{gs}})$  a été étudiée en régime de fonctionnement linéaire et pour une tension drain-source «  $V_{\text{ds}} = -0,5 \text{ V}$  ». Pour une épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  égale à 33

nm, le transistor présente une tension de seuil «  $V_{th} = -4 \text{ V}$  », et la mobilité moyenne des trous dans le canal est environ de  $120 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  à 300 K. Dans la partie suivante, la caractéristique de sortie  $I_d f(V_{ds})$  sera étudiée en fonction des paramètres technologiques de la grille en U, afin de déterminer la structure qui présente une résistance à l'état passant spécifique inférieure ou égale à  $75 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K.

### 3.3.3.2 Caractéristiques de sortie $I_d f(V_{ds})$ en fonction des paramètres de la grille

La caractéristique de sortie  $I_d f(V_{ds})$  est étudiée en fonction des paramètres technologiques de la grille «  $t_{die}$  », «  $hg$  » et «  $Lg/2$  ». Pour éviter le claquage de la couche diélectrique de la grille et limiter les courants de fuite dans le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la tension grille-source est choisie pour «  $V_{gs} = -12 \text{ V}$  » et la tension drain-source pour «  $V_{ds} = -15 \text{ V}$  ».

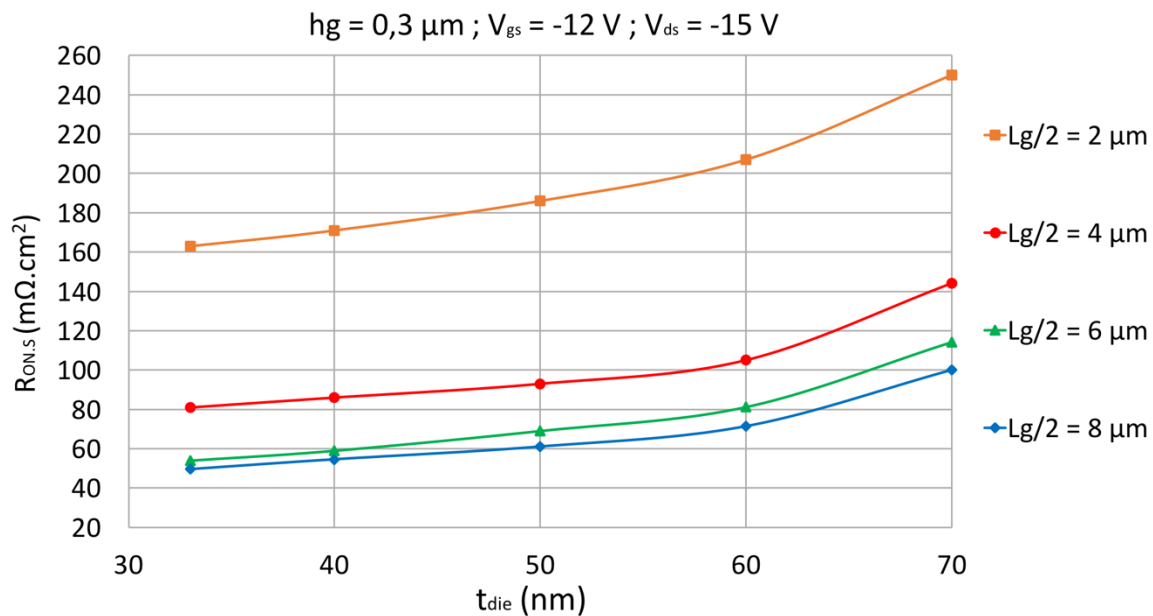


Figure 3.16 - Variation de la résistance à l'état passant spécifique «  $R_{ON,S}$  » en fonction de l'épaisseur du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{die}$  » et pour différentes demi-largeur de la grille «  $Lg/2$  » à 300 K.

La Figure 3.16 représente la variation de la résistance à l'état passant spécifique «  $R_{ON,S}$  » en fonction de l'épaisseur du  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{die}$  » et pour différentes demi-largeur de la grille «  $Lg/2$  » à 300 K. Pour une même demi-largeur de la grille, la résistance spécifique augmente en fonction de «  $t_{die}$  ». La tension de seuil «  $V_{th}$  » augmente et la concentration des trous dans le canal diminue en fonction de «  $t_{die}$  ». Cela entraîne une augmentation de la résistance du canal et la



résistance d'accumulation, et par suite une augmentation de «  $R_{ON,S}$  ». En revanche, pour la même épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}}$  », «  $R_{ON,S}$  » diminue en fonction de la demi-largeur de la grille «  $L_g/2$  ». Une demi-largeur de la grille plus importante, assure une injection plus uniforme du flux du courant en dessous de l'ouverture de la tranchée de la grille, provenant de la fin du canal vers la région volumique de la couche P-.

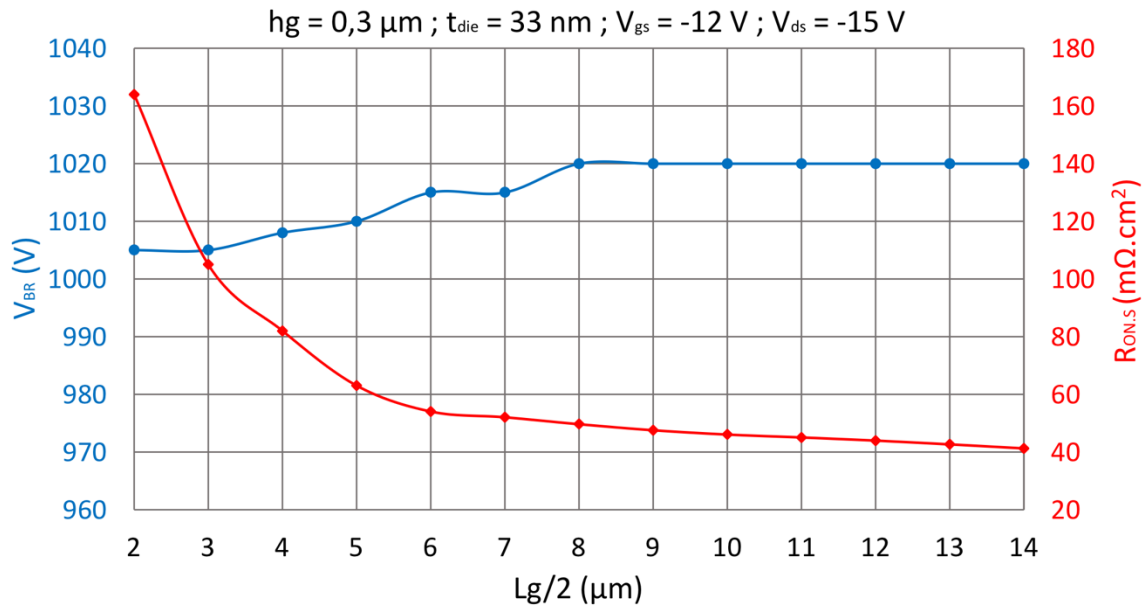


Figure 3.17 - Variation de la tenue en tension (axe principal) et la résistance à l'état passant spécifique «  $R_{ON,S}$  » (axe secondaire) en fonction de la demi-largeur de la grille «  $L_g/2$  » à 300 K.

La Figure 3.17 représente la variation de la tenue en tension (axe principal) et la résistance à l'état passant spécifique (axe secondaire) en fonction de la demi-largeur de la grille «  $L_g/2$  » à 300 K. L'influence de la demi-largeur de la grille «  $L_g/2$  » sur la tenue en tension est presque négligeable. En revanche, «  $R_{ON,S}$  » diminue en fonction de «  $L_g/2$  », et pour «  $L_g/2 > 9 \mu\text{m}$  », elle ne diminue que très légèrement. Ainsi, une demi-largeur de la grille «  $L_g/2 > 9 \mu\text{m}$  », nous semble suffisante pour obtenir une injection homogène du flux du courant de la fin du canal vers la zone volumique de la couche P-. Pour «  $L_g/2 > 9 \mu\text{m}$  » le champ électrique dans la couche diélectrique diminue et la mobilité des trous à l'interface diamant/ $\text{Si}_3\text{N}_4$  sous la grille augmente.

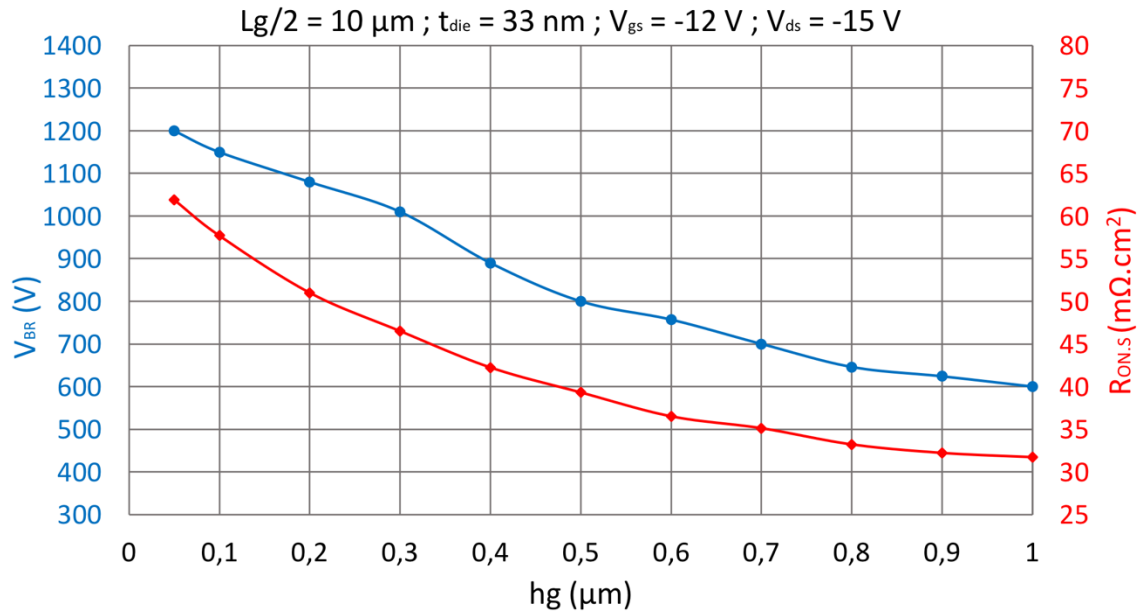


Figure 3.18 - Variation de la tenue en tension (axe principal) et la résistance à l'état passant spécifique «  $R_{\text{ON,S}}$  » (axe secondaire) en fonction de la profondeur de gravure dans la couche P- «  $hg$  » à 300 K.

La Figure 3.18 représente la variation de la tenue en tension (axe principal) et la résistance à l'état passant spécifique (axe secondaire) en fonction de la profondeur de gravure dans la couche P- «  $hg$  » à 300 K. Si «  $hg$  » augmente, la tenue en tension diminue, car l'épaisseur effective «  $hp - hg$  » qui est censé supporter la distribution des lignes équipotentielles dans la couche P- et sous l'ouverture de la tranchée de la grille est moins importante. En revanche, «  $R_{\text{ON,S}}$  » diminue en fonction de «  $hg$  ». Cela aboutit alors à la diminution de la résistance d'accumulation entre la fin du canal et la profondeur de gravure de la couche P-. De même, l'épaisseur effective «  $hp - hg$  » de la couche P- diminue en fonction «  $hg$  », ce qui peut entraîner une diminution de la résistance de drift et contribuer aussi à la diminution de «  $R_{\text{ON,S}}$  ». Ainsi, pour «  $hg$  » qui varie entre 0,05 et 0,2  $\mu\text{m}$ , nous obtenons une résistance spécifique à l'état passant qui varie entre 62  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  et 50  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K, sans trop dégrader la tenue en tension qui est comprise entre 1200 et 1090V à 300 K.

Enfin, avec les paramètres technologiques de grille suivants : une épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  «  $t_{\text{die}} = 33 \text{ nm}$  », une profondeur de gravure dans la couche P- «  $hg = 0,05 \mu\text{m}$  » et une demi-largeur de la grille «  $Lg/2 = 10 \mu\text{m}$  », nous avons conçu un transistor MOSFET vertical à canal P

et à grille en U qui supporte une tenue en tension de 1200 V et qui présente une résistance à l'état passant spécifique de  $62 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K.

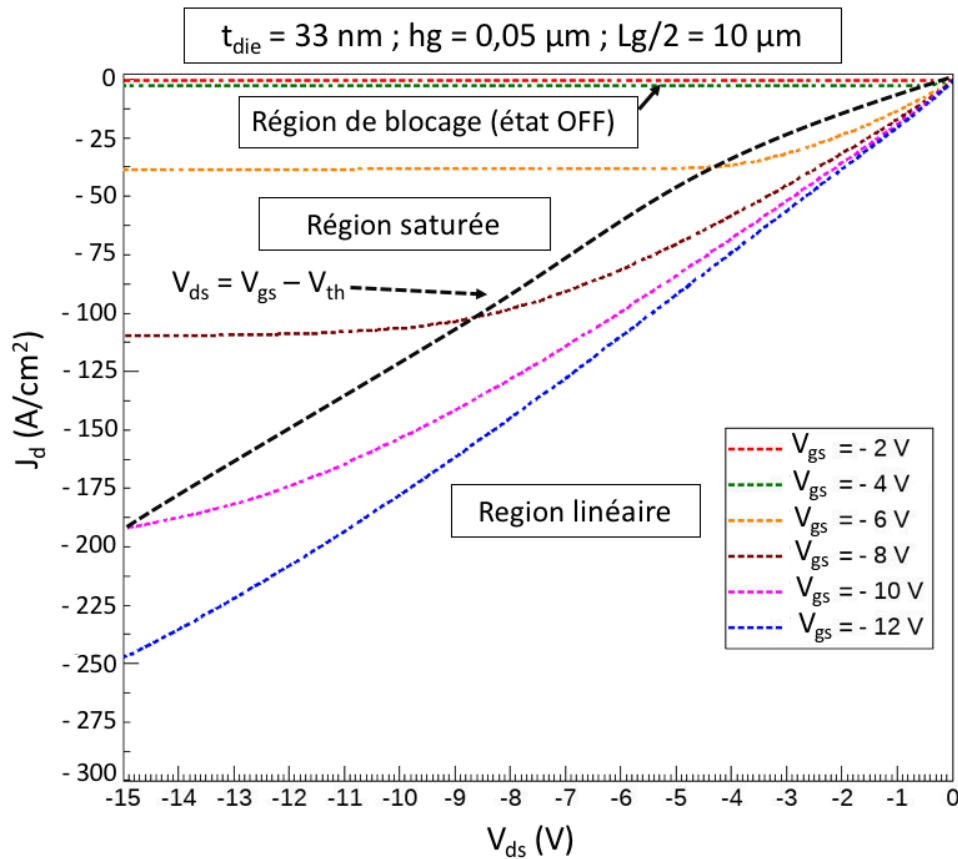


Figure 3.19 - Variation de la densité de courant au niveau du drain en fonction de la tension drain-source «  $V_{ds}$  » et pour différentes tensions grille-source «  $V_{gs}$  » à 300 K.

La Figure 3.19 montre la variation de la densité de courant de sortie au niveau du drain en fonction de la tension drain-source «  $V_{ds}$  » pour différentes tensions grille-source «  $V_{gs}$  » à 300 K. Cette caractéristique de sortie représente bien les paramètres technologiques optimaux de la grille. On peut évidemment voir, la zone limite en noir pointillée «  $V_{ds} = V_{gs} - V_{th}$  » qui présente le passage de la zone ohmique « dite linéaire » à la zone de saturation. Dans la zone ohmique et pour une tension grille-source de -12 V, la densité de courant au niveau du drain est égale à  $245 \text{ A}/\text{cm}^2$  pour une tension drain-source de -15 V. Il s'agit alors d'une résistance à l'état passant spécifique qui est égale à  $61,2 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300K.

Pour tous les résultats présentés précédemment, le diélectrique de grille est considéré comme idéal. Le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est exempt de charges mobiles, de charges fixes et piégées et de charges à l'interface diamant diélectrique. Dans la partie suivante, nous étudierons l'influence des charges à l'interface positives comme négatives sur la tension de seuil «  $V_{th}$  » et les courants de fuites dans le diélectrique de grille.

### 3.3.4 Influence des charges à l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{diamant}$

Une dernière étude envisagée repose sur l'introduction des charges à l'interface positives comme négatives, pour étudier leur influence sur le comportement électrique du transistor MOSFET.

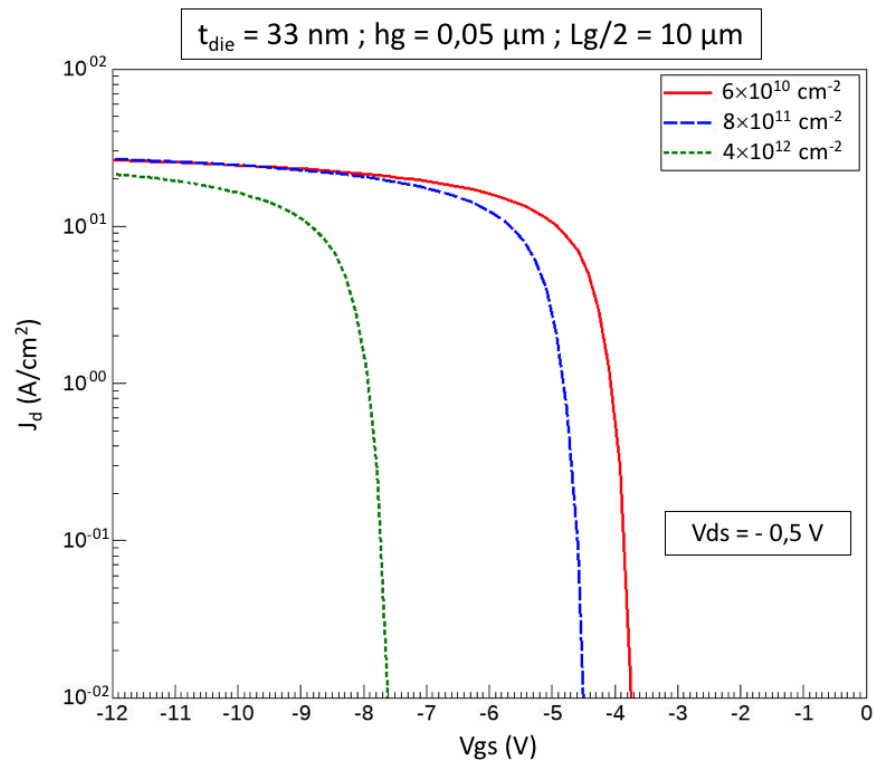


Figure 3.20 - Variation de la densité de courant en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » pour différentes quantités de charges positives à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{diamant}$  à 300 K.

La Figure 3.20 montre la variation de la densité de courant en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » pour différentes densités de charges positives à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{diamant}$  à 300 K. Pour une densité de charges positives qui augmente, on peut voir que la tension de seuil

augmente, et on passe ainsi d'une tension de seuil de -4 V pour une quantité de charge nul, jusqu'à une tension aux alentours de -7,6 V pour une densité de charges en dessus de  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . L'explication de ce phénomène est assez simple : localement sous le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la concentration des trous dans le canal diminue avec la quantité des charges positives. Le canal ainsi formé est moins dopé qu'il ne l'est réellement. D'après l'équation (3.4), la tension de seuil augmente aussi avec la densité de charges positives ramenées à l'interface diamant/ $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

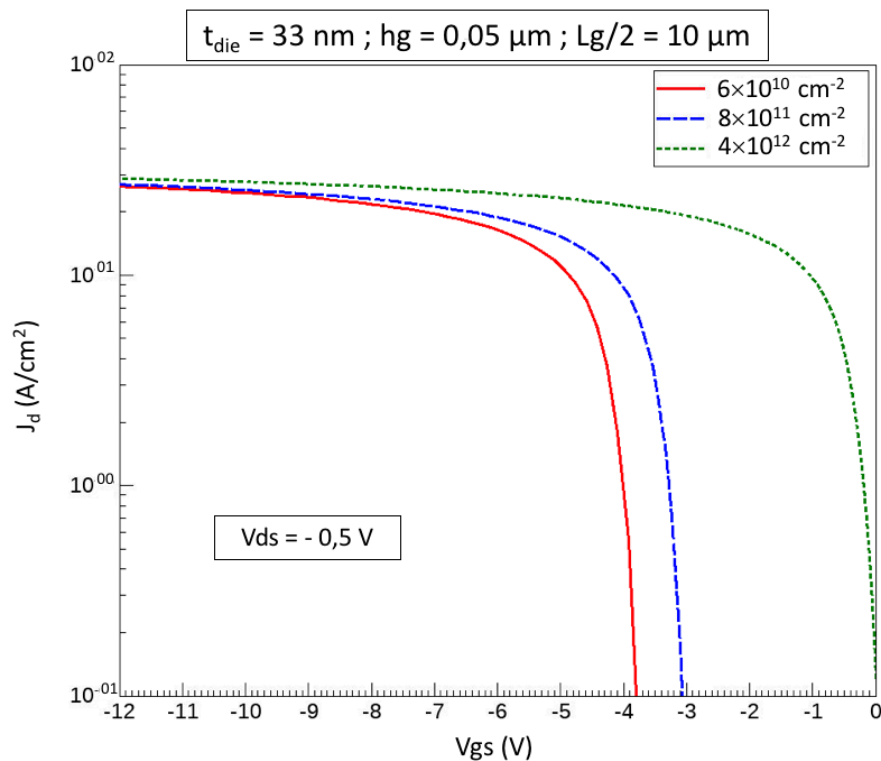


Figure 3.21 - Variation de la densité de courant en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » pour différentes quantités de charges négatives à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{diamant}$  à 300 K.

La Figure 3.21 montre la variation de la densité de courant en fonction de la tension grille-source «  $V_{gs}$  » pour différentes densités de charges négatives à l'interface  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{diamant}$  à 300 K. Pour une densité de charges négatives qui augmente, on peut remarquer que la tension de seuil diminue jusqu'à atteindre une valeur presque nulle. Localement sous le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , la concentration des porteurs majoritaires que sont les trous injectés de la région P+ augmente avec la densité des charges négatives. Le canal ainsi formé est plus dopé qu'il ne l'est réellement et les courants de fuite augmentent dans le diélectrique de grille.

### 3.4 Conclusion

Les simulations TCAD 2D pour concevoir un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U montrent la nécessité d'utiliser une couche P- de dopage compris entre  $1 \times 10^{16}$  et  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de  $2 \text{ }\mu\text{m}$  pour atteindre la tenue en tension souhaitée de 1200 V à 300 K.

Le dopage de la couche N est optimisé afin de limiter l'étalement du champ électrique et éviter le perçage de cette couche. Un dopage  $\geq 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  est nécessaire pour éviter le perçage d'une couche N non compensée.

Généralement les couches en diamant type N présentent un taux de compensation très élevé qui varie entre 65 à 80 %. Ainsi, un dopage  $\geq 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  est primordial pour éviter le perçage d'une couche N qui présente un taux de compensation égal à 80 %. En plus, une épaisseur de la couche N égale à  $2 \text{ }\mu\text{m}$  est suffisante pour limiter le perçage suivant la longueur de cette couche.

Les paramètres technologiques de la grille ont une influence majeure sur la résistance spécifique à l'état passant. Ainsi, pour les paramètres technologiques suivants : «  $h_g = 0,05 \text{ }\mu\text{m}$  », «  $L_g / 2 = 10 \text{ }\mu\text{m}$  » et «  $t_{\text{die}} = 33 \text{ nm}$  » (Figure 3.4), nous avons conçu un transistor MOSFET qui supporte 1200 V, qui présente une résistance spécifique à l'état passant de  $62 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}^2$  et qui présente une tension de seuil qui est égale à -4 V à 300 K.

Enfin, l'influence des charges négatives comme positives à l'interface est prise en compte. Pour une densité de charges positives en dessus de  $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , la tension de seuil augmente de -4 V à -7,6 V. En revanche, la tension de seuil diminue en fonction de la densité de charges négatives. Une densité de charges négatives en dessus de  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  est suffisante pour rendre la tension de seuil nulle et augmenter considérablement les courants de fuites dans le diélectrique de grille.

## Bibliographie du chapitre 3

- [88] B.J. Baliga, "U-MOSFET Structure," in *Springer-Science*. 2010, New York, ch. 3, pp. 63– 117.
- [89] L. Théolier, H. Mafoz Kobt, K. Izoid, and F. Morancho, "Conception de transistors MOS haute tension (1 200 volts) pour l'électronique de puissance," *E.J.E.E*, vol. 13, no. 2, pp. 227–252, Apr. 2010, doi: 10.3166/ejee.13.227-252.
- [90] F. Morancho, "Le transistor MOS de puissance à tranchées : modélisation et limites de performances," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1996.
- [91] L. Fontaine, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de composants de puissance MOS sur diamant," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2020.
- [92] "Sentaurus™ Device User Guide," Version K-2015.06, Juin 2015 p. 1494.
- [93] A. Traoré, S. Koizumi, and J. Pernot, "Effect of n- and p-type doping concentrations and compensation on the electrical properties of semiconducting diamond: Electrical properties of semiconducting diamond," *Phys. Status Solidi A*, vol. 213, no. 8, pp. 2036–2043, Aug. 2016, doi: 10.1002/pssa.201600407.
- [94] H. Kato, S. Yamasaki, and H. Okushi, "Carrier compensation in (001) n-type diamond by phosphorus doping," *Diamond and Related Materials*, vol. 16, no. 4–7, pp. 796–799, Apr. 2007, doi: 10.1016/j.diamond.2006.11.085.
- [95] T. Kociniewski, "Homoépitaxie et dopage de type n du diamant," Ph.D. Thesis, Université de Versailles Saint-Quentin-En Yvelines, 2006.





## Chapitre 4 : Développement de briques technologiques sur diamant

Dans ce chapitre nous présentons les deux briques technologiques développées afin de réaliser la diode TMBS et le transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U qui sont les objectifs du projet MOVEToDIAM. Cela concerne la réalisation des contacts ohmiques sur des couches en diamant type P et le développement d'un procédé de gravure sèche RIE-ICP pour former la structure mesa de la diode TMBS et pour l'ouverture de la grille du transistor MOSFET.

La première partie de ce chapitre présente l'optimisation d'un procédé de microfabrication de TLM (Transmission Line Method) droits sur diamant. Dans un premier temps, des contacts ohmiques sont réalisés et caractérisés électriquement sur quatre échantillons en diamant de type P. Les résultats de la caractérisation électrique en fonction du dopage et avec la température seront discutés.

Ensuite, la deuxième partie de ce chapitre est consacrée au développement d'un procédé de gravure sèche RIE-ICP sur du diamant. Ce procédé repose sur l'optimisation des paramètres de contrôle du plasma qui favorisent la gravure chimique et limitent la gravure physique (le bombardement). Ainsi, la recette optimale visant un bon profil de gravure, un bon état de surface et limitant l'effet de « trenching » après gravure sera présentée.

### 4.1 Réalisation technologique des contacts ohmiques

Pour les composants visés, il est utile de déterminer la résistance de contact, afin d'avoir une idée sur sa valeur et la façon dont elle peut affecter les performances électriques de ces composants. Dans cette partie un procédé de micro fabrication de TLM (Transmission Line Method) droit sur diamant est développé afin de réaliser des caractérisations électriques des contacts sur des échantillons en diamant. Un motif TLM est constitué de contacts électriques de dimensions identiques (même largeur et longueur) et qui présentent des espacements croissants entre eux. La résistance du contact ohmique est extraite de mesures courant tension sur chaque motif TLM.

### 4.1.1 Caractéristiques d'un motif TLM droit réalisé sur diamant

D'après les travaux de thèse de Lya Fontaine, les dimensions des TLM droits et le design des plots de reprise de contact ont été optimisées [96]. Le motif TLM a également été adapté afin de permettre de réaliser des mesures 4 points [96]. La Figure 4.1 présente un schéma du motif TLM étudié avec les dimensions surfaciques correspondantes. Un motif est constitué de cinq barres métalliques avec un espacement croissant. Une barre TLM présente une largeur  $L_c$  de  $5 \mu\text{m}$  et une longueur  $W$  de  $200 \mu\text{m}$ .

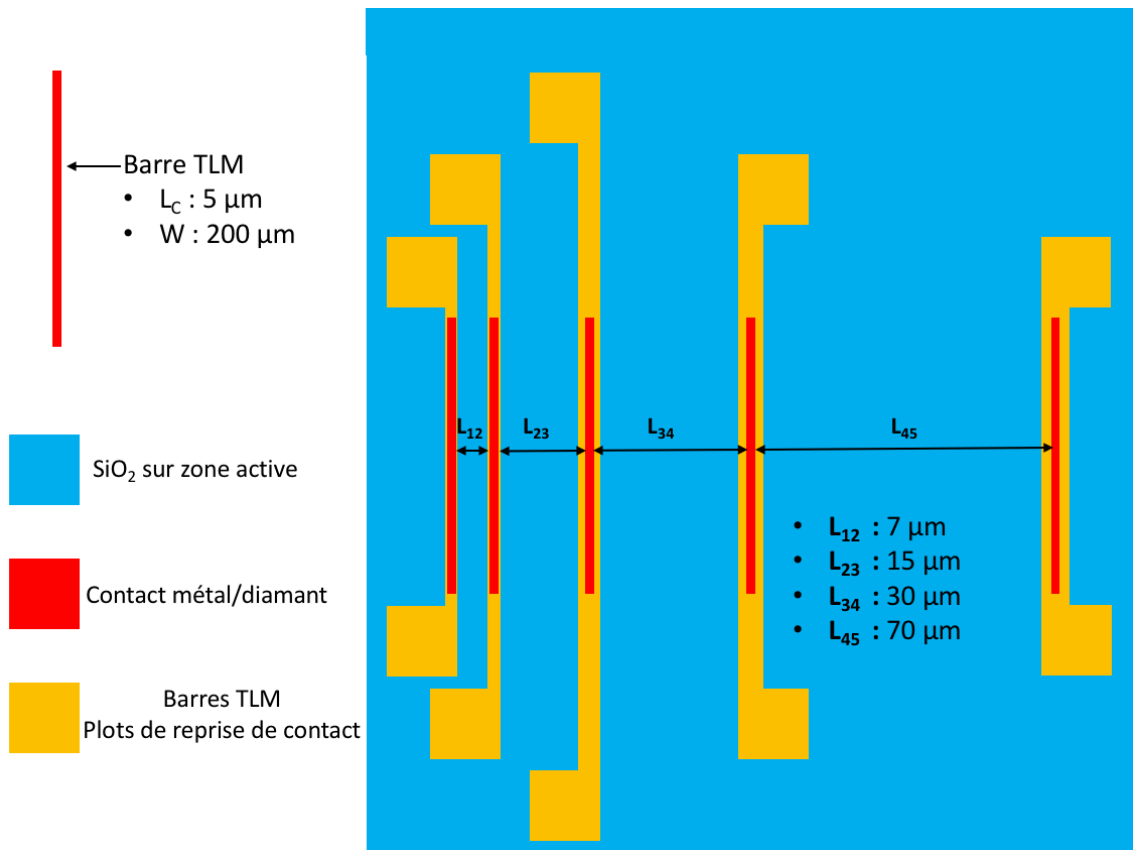


Figure 4.1 - Schéma et dimensions des motifs de TLM droits réalisés sur les échantillons en diamant.

### 4.1.2 Procédé de micro fabrication de TLM droit sur diamant.

Les différentes étapes technologiques du procédé de microfabrication des motifs TLM droits sur diamant sont présentées sur la Figure 4.2.

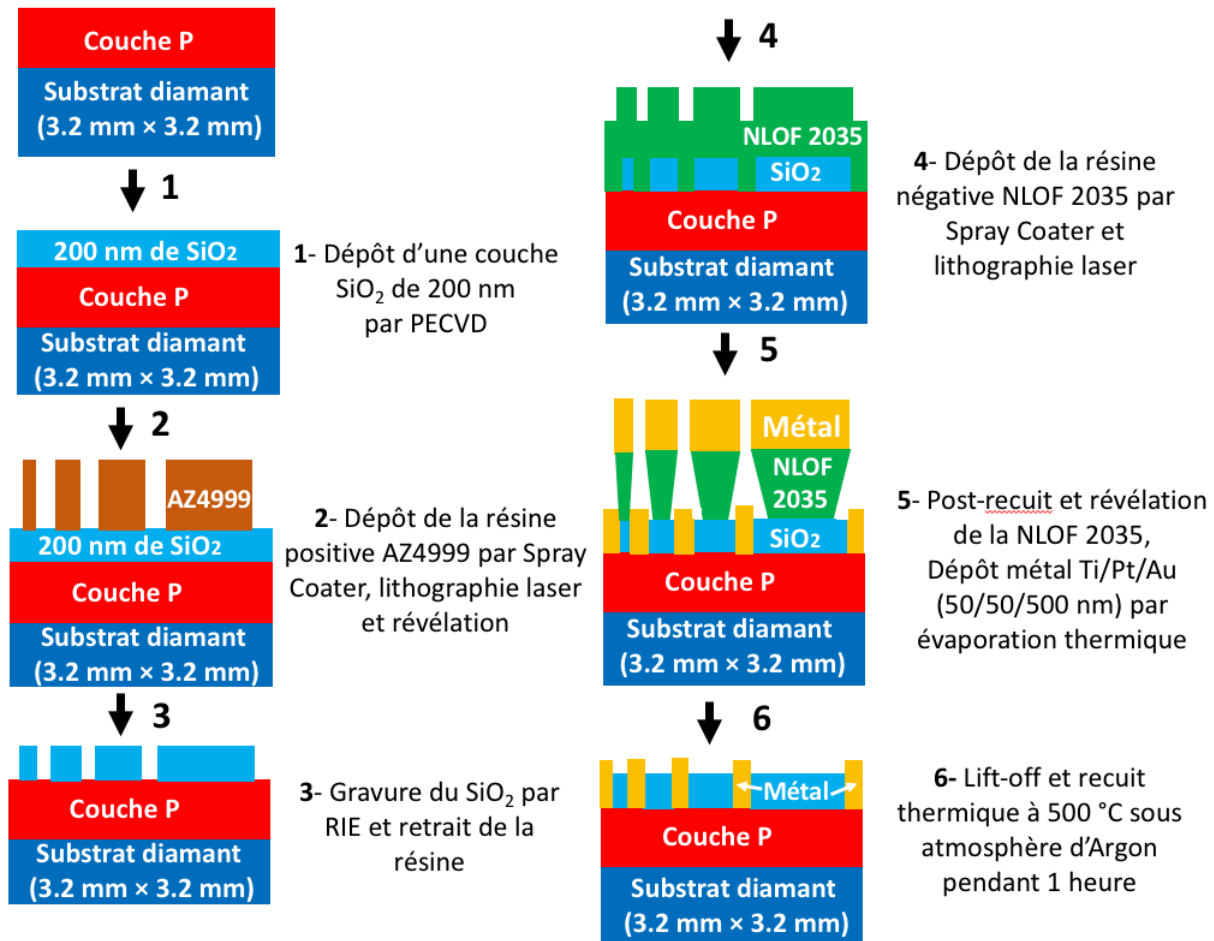


Figure 4.2 - Procédé simplifié de microfabrication des motifs TLM droits.

Au début, l'échantillon en diamant subit un nettoyage chimique afin d'éliminer les éléments contaminants en surface. Un dépôt d'une couche de SiO<sub>2</sub> de 200 nm par « Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition » (PECVD) est alors réalisé sur toute la surface de l'échantillon suivi d'une lithographie laser avec la résine positive AZ4999 afin d'ouvrir le diélectrique aux dimensions des barres TLM (Figure 4.2 - étapes 1,2 et 3). Ensuite, une lithographie laser avec la résine négative NLOF 2035 est faite afin de définir par lift-off (voir annexe 2) à la fois les barres TLM et les plots de reprise de contact avec un dépôt de Ti/Pt/Au de 50/50/500 nm par évaporation thermique (Figure 4.2 - étapes 4 et 5). Enfin, après élimination de la résine, l'échantillon en diamant subit un recuit thermique à 500 °C pendant une heure sous atmosphère azote pour former les contacts ohmiques (Figure 4.2 - étape 6).

### 4.1.3 Optimisation de l'étape de lithographie sur les échantillons en diamant

La photolithographie est une étape essentielle pour réaliser des masques de gravure ou déposer des pistes métalliques. De nos jours, les étapes de photolithographie classique ne sont pas bien adaptées pour les échantillons en diamant de taille millimétrique (3 x 3 mm<sup>2</sup>).

Dans les travaux de thèse de Lya Fontaine [96], plusieurs techniques de dépôt de résine sur les échantillons en diamant ont été développées (voir annexe 3). Cependant, la technique de dépôt choisie est le dépôt par Spray Coater (voir annexe 4), car elle permet d'obtenir un dépôt homogène sur toute la surface de l'échantillon et diminue l'effet de bord. Ainsi, la surface utile de l'échantillon est calculée entre 95% et 100%.

La technique adaptée pour l'insolation de la résine photosensible déposée sur les échantillons est l'écriture directe par faisceau laser. Cette technique permet d'insoler directement la surface de la résine sans l'utilisation d'un masque physique et d'atteindre une résolution d'insolation de 1 µm et des alignements de plusieurs motifs de l'ordre nanométrique.

Les masques sont réalisés à l'aide d'un logiciel, où les trajectoires d'insolation sont définies sur des motifs bien déterminés. Puis le laser va imprimer directement ses trajectoires sur la résine par mouvement du plateau portant l'échantillon sous le laser. Pour une insolation laser, plusieurs paramètres influent sur la qualité de lithographie, la dimension des motifs et la dose d'insolation que va recevoir la résine. Les caractéristiques de cette technique, décrites dans les travaux de thèse de Lya Fontaine [96], sont reportées en annexe 5.

Dans cette partie nous présentons l'optimisation des étapes de lithographie laser avec la résine positive AZ4999 afin d'ouvrir le diélectrique aux dimensions souhaitées des barres TLM (Figure 4.2 - étape 2) et la résine négative NLOF 2035 afin de réaliser la technique de lift-off (Figure 4.2 - étape 4). Ces deux étapes sont essentielles pour le procédé de micro fabrication de TLM droits sur diamant (Figure 4.2).

#### **4.1.3.1 Optimisation de l'étape de lithographie laser avec la résine positive AZ4999**

Il s'agit ici de l'étape 2 du procédé de fabrication des TLM droits (Figure 4.2). La résine AZ4999 est déposée sur la couche isolante de SiO<sub>2</sub> et elle sert de masque pour la gravure sèche par plasma des ouvertures définissant les barres de TLM (Figure 4.2 - étape 2).

Pour la résine positive AZ4999, la longueur d'onde choisie est de 405 nm. Une étude d'optimisation sur la résine AZ4999 a déjà été faite auparavant avec le filtre à 10% [96]. L'utilisation de ce filtre génère une dose d'insolation qui est déjà élevée, ce qui implique une augmentation de la vitesse d'écriture du laser et une diminution du nombre de passages du laser pour obtenir une insolation correcte des barres TLM. L'inconvénient d'une vitesse d'écriture trop élevée est que la résolution du laser est moins précise et risque de dépasser ou de gommer certaines formes du motif au niveau des bords et des flancs des barres. Pour cela, suite à l'ajout du filtre à 1% sur l'équipement d'écriture directe par laser, la Dilase 750, nous avons mené une nouvelle étude pour optimiser les paramètres d'insolation de la résine AZ4999 dans le but d'obtenir des ouvertures de barres TLM avec les dimensions souhaitées, et présentant des flancs de résine verticaux et des bords de motifs linéaires.

Pour l'étude, les paramètres d'insolation fixés sont :

- La longueur d'onde du laser : 405 nm ;
- Le filtre du laser : 1% ;
- Le diamètre du faisceau laser : 1 µm.

Les paramètres d'insolation qui entrent en jeu et ont un impact sur la qualité de la lithographie sont (voir annexe 5) :

- Le nombre de passages du laser : suivant la taille des motifs, la distribution de la dose d'insolation est contrôlée par le nombre de passages du laser qui est lié au taux de recouvrement attribué ;
- La modulation électrique du laser (puissance électrique du laser) ;

- La vitesse de déplacement du laser (vitesse d'écriture) ;
- Le réglage de la hauteur du laser (mise au point du laser/focus) ;
- Le temps de révélation de la résine après insolation.

Après plusieurs écritures laser et affinement des variations des paramètres d'insolation, on a constaté que la mise au point sur la surface de la résine a un effet majeur sur la qualité de l'insolation. Une fois la mise au point du laser réalisée sur la surface de la résine (focus de valeur Z, Figure 4.3 cas (b)), nous avons fait varier ce focus de «  $\pm 10 \mu\text{m}$  » pour voir l'influence de cette variation sur l'insolation de la résine (Figure 4.3 cas (a) et (c)). De même, suivant le nombre de motifs sur la surface de l'échantillon, le focus est réalisé devant chaque motif et non pas à un seul endroit de l'échantillon.

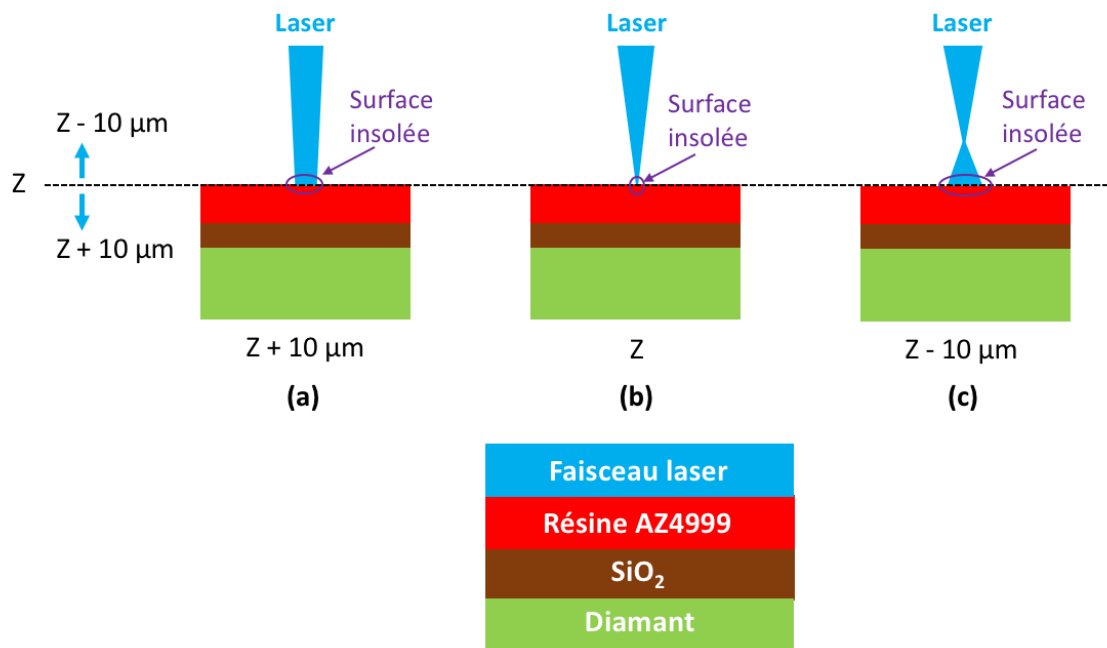


Figure 4.3 - Influence du focus du laser. a) focus  $+ 10 \mu\text{m}$  de la surface de la résine ; b) focus à la surface de la résine ; c) focus  $- 10 \mu\text{m}$  de la surface de la résine.

Comme l'épaisseur de la résine AZ4999 vaut  $5 \mu\text{m}$ , on a remarqué d'après l'étude qu'on obtient une meilleure insolation des motifs TLM pour un focus de  $Z + 10 \mu\text{m}$ , comme on peut le voir sur la Figure 4.4.

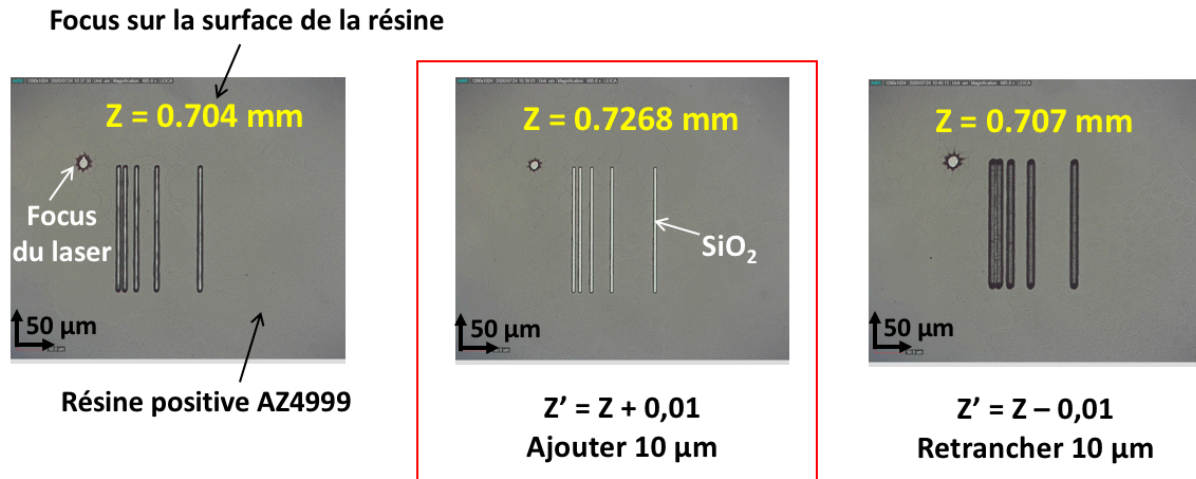


Figure 4.4 - Influence de la variation du focus sur l'insolation des ouvertures des barres TLM (images microscope optique).

Après plusieurs écritures lasers et affinement des variations des paramètres d'insolation, l'insolation optimale des ouvertures des barres TLM avec les dimensions souhaitées est obtenue pour les paramètres suivants :

- Nombre de passages du laser : 2
  - Diamètre du spot : 10 µm (par défaut)
  - Pas de remplissage : 5 µm (par défaut)
  - Taux de recouvrement : 78%
- Modulation du laser : 60 %
- Vitesse d'écriture : 0,025 mm/s
- Réglage de la hauteur du laser (focus) : Faire la mise au point à la surface de la résine et devant chaque motif puis ajouter les 10 µm manuellement
- Temps de révélation de la résine après insolation : 100 s en statique.

L'analyse MEB réalisée après l'étape de gravure de l'oxyde (Figure 4.2 - étape 3) est primordiale pour s'assurer de la gravure complète de cet oxyde sur les bords et les flancs des

barres TLM. Ceci est important pour favoriser la formation, par la suite, de la couche de carbure de titane sur toute la surface de chaque barre TLM.

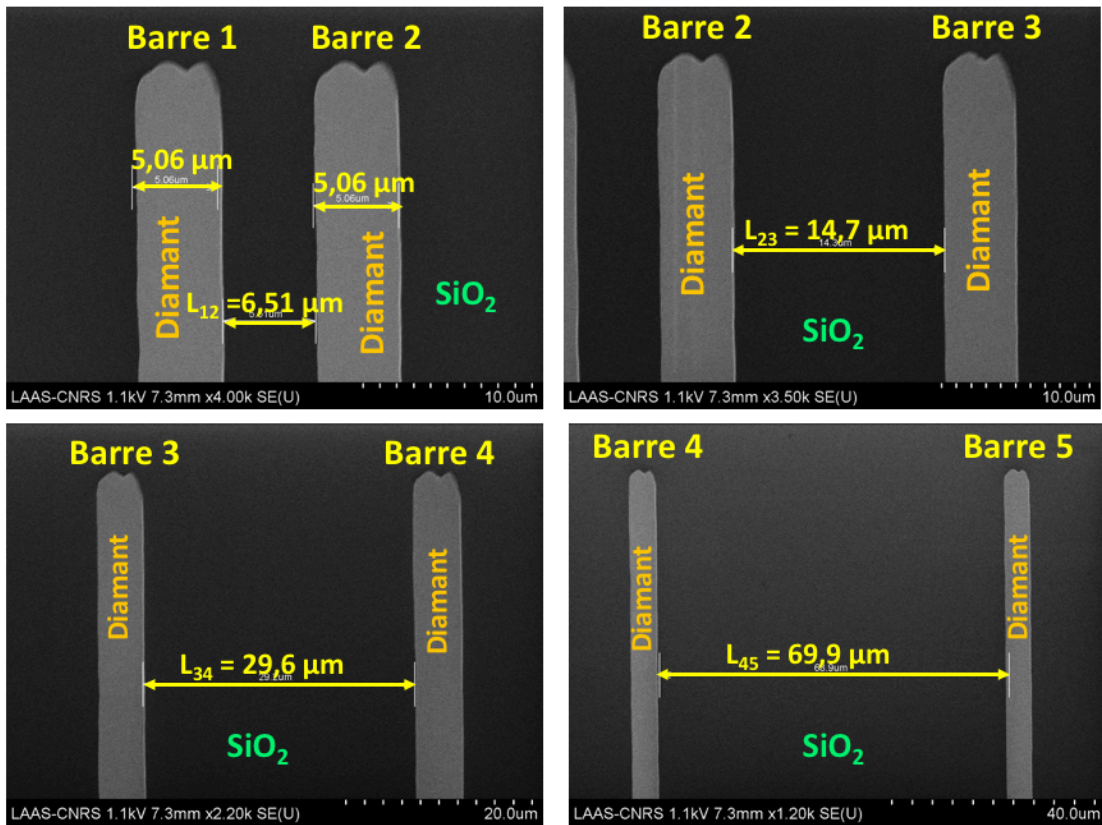


Figure 4.5 - Mesures de la longueur, de largeur et l'espacement entre les ouvertures des barres d'un motif TLM (images MEB).

Les mesures de la longueur et de la largeur des barres sont faites avec le MEB pour les différents motifs de chaque échantillon, ainsi que les espacements entre barres. Comme on peut voir sur la Figure 4.5, les largeurs des barres font 5 μm et les distances entre les barres sont plutôt conformes avec le schéma et les dimensions d'un motif TLM présentés sur la Figure 4.1. Cela va nous permettre de faire les mesures électriques avec les dimensions exactes des barres et de leurs espacements.

#### 4.1.3.2 Optimisation de l'étape de lithographie laser avec la résine négative NLOF 2035

Il s'agit ici de l'étape 4 du procédé de fabrication de TLM droits (Figure 4.2 - étape 4). La résine utilisée pour obtenir les barres métalliques par la technique du lift-off est la résine



négative NLOF 2035. L'insolation laser de cette résine est optimisée pour garantir l'obtention de flancs inversés satisfaisants. En effet ces flancs inversés, aussi appelés « casquettes », sont primordiaux afin de pouvoir réaliser la technique du lift-off et donc de pouvoir déposer les contacts métalliques sur le diamant.

Deux types de casquette peuvent être formés en fonction des paramètres, comme le montre la Figure 4.6. Ils sont compatibles avec la technique du lift-off, tant que la distance « d » d'écart entre le haut et le bas du flanc de la résine n'est ni trop faible, pour que le solvant puisse dissoudre la résine après métallisation, ni trop grande pour ne pas fragiliser la structure de la casquette et éviter son effondrement. Une valeur d'environ 1 à 2  $\mu\text{m}$  est optimale [96].

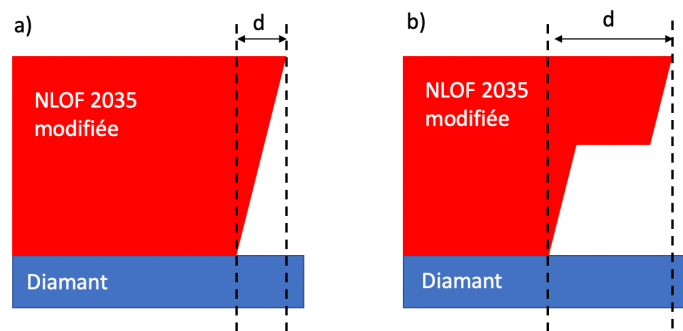


Figure 4.6 - Deux types de « casquettes » pouvant être obtenus avec de la résine NLOF 2035 [96].

Pour l'insolation de la résine NLOF 2035, la longueur d'onde du laser utilisé est 375 nm. On sait que plus la longueur d'onde diminue, plus l'impact de l'insolation de la résine en profondeur diminue aussi. Cela est primordial pour ne pas trop insoler le bas du flanc de la résine et assurer l'obtention de flancs inversés après développement de la résine.

Ainsi, pour l'étude, les paramètres d'insolation fixés sont :

- La longueur d'onde du laser : 375 nm ;
- Le filtre du laser : 1% ;
- Le diamètre du faisceau laser : 1  $\mu\text{m}$ .

Deux autres paramètres aussi importants pour l'obtention de flancs inversés sont le temps et la température du post recuit de la résine NLOF 2035 après insolation. Dans les

travaux de thèse de Lyà Fontaine [96], une étude a été réalisée sur leur influence sur le profil de la résine. Après plusieurs essais et affinement des variations des deux paramètres, un recuit de la résine après insolation pendant 2 minutes à 110 °C donne les meilleurs résultats avec une largeur de casquette entre 1 et 2  $\mu\text{m}$ . Ces conditions de recuit seront utilisées par la suite.

Parmi les paramètres d'insolation à optimiser, le temps de révélation de la résine après insolation et la modulation du laser ont l'impact le plus important sur la largeur de la casquette et l'obtention de flancs inversés de la résine. Une modulation très élevée risque d'insoler la résine en profondeur. En revanche, une révélation trop importante de la résine risque d'effondrer la résine après développement.

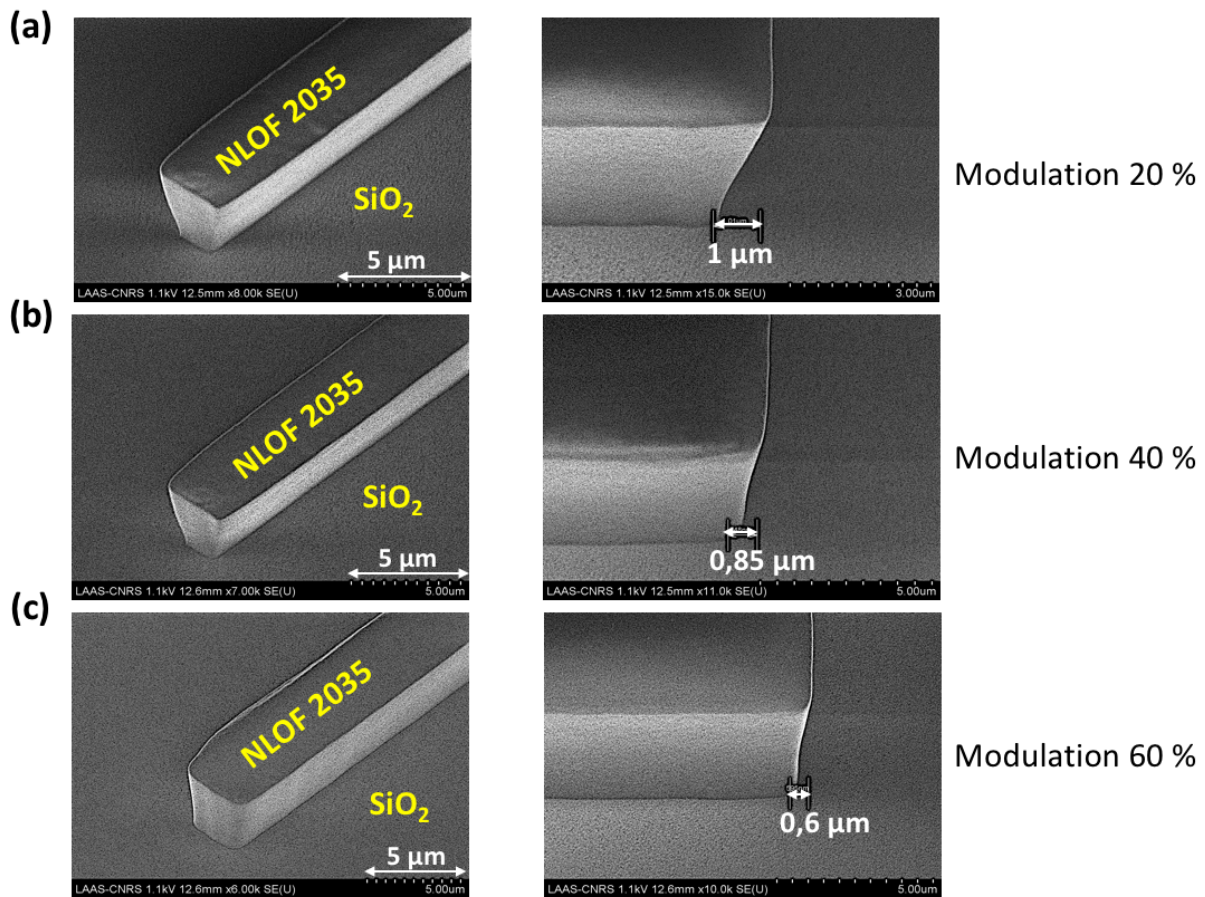


Figure 4.7 - Variation du profil de la résine en fonction de la modulation du laser a) Modulation 20% b) Modulation 40% c) Modulation 60% (images MEB).

La Figure 4.7 montre la variation du profil de la résine NLOF 2035 en fonction de la modulation et pour un temps de révélation de 40 secondes. On peut constater qu'on a bien une casquette de l'ordre du micron pour une modulation inférieure ou égale à 30 %.

Après plusieurs écritures laser et affinement des variations des paramètres d'insolation, les paramètres optimisés qui en résultent sont les suivants (voir annexe 5) :

- Nombre de passages du laser : 13 passages pour une largeur de 5  $\mu\text{m}$  ;
  - Diamètre du spot : 1  $\mu\text{m}$
  - Pas de remplissage : 1  $\mu\text{m}$
  - Taux de recouvrement : 62%
- Modulation du laser : 30 % ;
- Vitesse d'écriture : 3 mm/s ;
- Réglage de la hauteur du laser (focus) : faire la mise au point à la surface de la résine et devant chaque motif ;
- Temps de révélation de la résine après insolation : 45 s en statique.

Le Tableau 4.1 montre une synthèse des paramètres optimisés pour la réalisation des TLM droits. Dans le tableau, la procédure de nettoyage chimique des échantillons en diamant et le retrait de la résine ont été optimisés par Lya Fontaine [1]. Cependant, pour le nettoyage des résidus de résine après lithographie laser, nous avons développé cette étape pour l'AZ4999 et la NLOF 2035. Suite à des observations au MEB, nous avons bien vérifié l'efficacité du plasma  $\text{O}_2$ , 20W pendant 60 s sur le retrait des résidus de résine pour l'AZ4999 après lithographie laser, sans et avec le plasma  $\text{O}_2$  (Figure 4.8 - a et b). Le même plan d'expérience est réalisé pour le plasma  $\text{O}_2$ , 50W pendant 90 s utilisé pour la NLOF 2035. Le plasma utilisé est bien efficace pour le retrait des résidus de NLOF 2035 après lithographie laser.

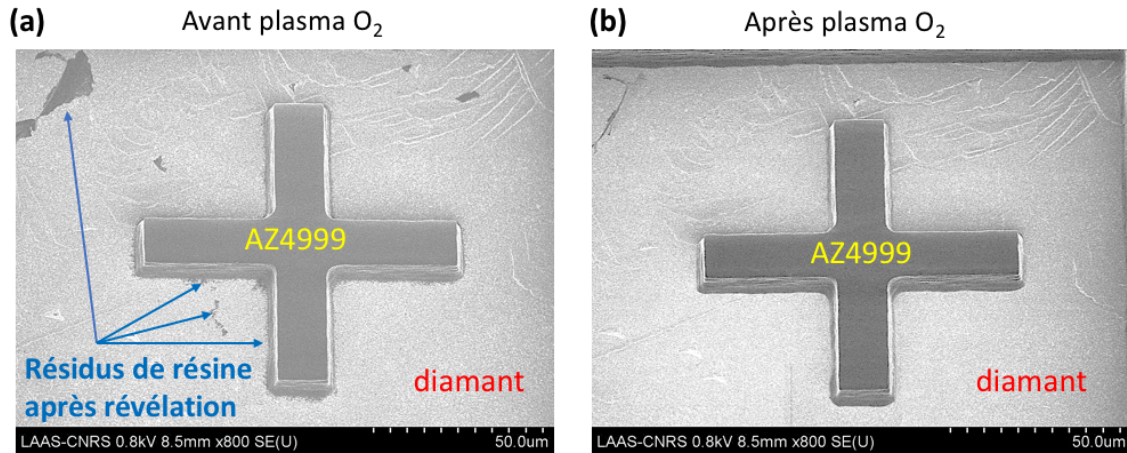


Figure 4.8 – Comparaison d’un motif de résine AZ4999. a) avant nettoyage b) après nettoyage avec un plasma O<sub>2</sub>, 1min, 20W (images MEB).

Tableau 4.1 - Synthèse des paramètres des procédés optimisés pour les résines AZ4999 et NLOF 2035.

Résine		AZ4999 déposée par Spray coater épaisseur 5 µm	NLOF 2035 déposée par Spray coater épaisseur 5 µm
<b>1<sup>er</sup> recuit (pré-recuit)</b>		90°C , 2 min	110 °C , 2 min
<b>Lithographie laser</b>	<b>Longueur d’onde du laser</b>	405 nm	375 nm
	<b>Diamètre du faisceau laser</b>	1 µm	1 µm
	<b>Filtre</b>	1 %	10 %
	<b>Taux de recouvrement</b>	78 % (équivalent à 2 passages du laser pour une résine de largeur de 5 µm)	62 % (équivalent à 13 passages du laser pour une résine de largeur de 5 µm)
	<b>Modulation</b>	60 %	30 %
<b>2<sup>ème</sup> recuit (post-recuit)</b>		pas de recuit	110 °C , 2 min
<b>Révélation en mode statique</b>		100 s	45 s
<b>Nettoyage des résidus après lithographie</b>		Plasma O <sub>2</sub> , 60 s, 20 W	Plasma O <sub>2</sub> , 90 s , 50 W
<b>Retrait de la résine</b>		Bain à ultrason (Acétone / eau 5min / 5min) suivi d’un nettoyage plasma O <sub>2</sub> , 5 min , 800 W , sans cage de faraday	Bain à ultrason (Acétone / eau 5min / 5min) suivi d’un nettoyage plasma O <sub>2</sub> , 5 min , 800 W , sans cage de faraday

Dans cette partie nous avons développé un procédé de microfabrication de TLM droits sur diamant. Deux étapes essentielles du procédé ont été optimisées : la lithographie laser de la

résine positive AZ4999 (Figure 4.2 - étape 2) pour obtenir les ouvertures des barres TLM avec les dimensions souhaitées, et la lithographie laser de la résine négative NLOF 2035 (Figure 4.2 - étape 4) pour garantir l'obtention de flancs inversés et réaliser la technique de lift-off. Ainsi, avec la procédure complète développée, nous allons étudier la réalisation de motifs TLM droits sur des échantillons en diamant de type P.

#### 4.1.4 Réalisation des TLM droits sur échantillons en diamant de type P

La Figure 4.9 présente tous les contacts ohmiques réalisés sur du diamant type P et qui sont rapportés dans la littérature. On peut évidemment voir qu'il n'y a pas de contacts ohmiques rapportés dans la littérature pour une plage de concentration de Bore entre  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

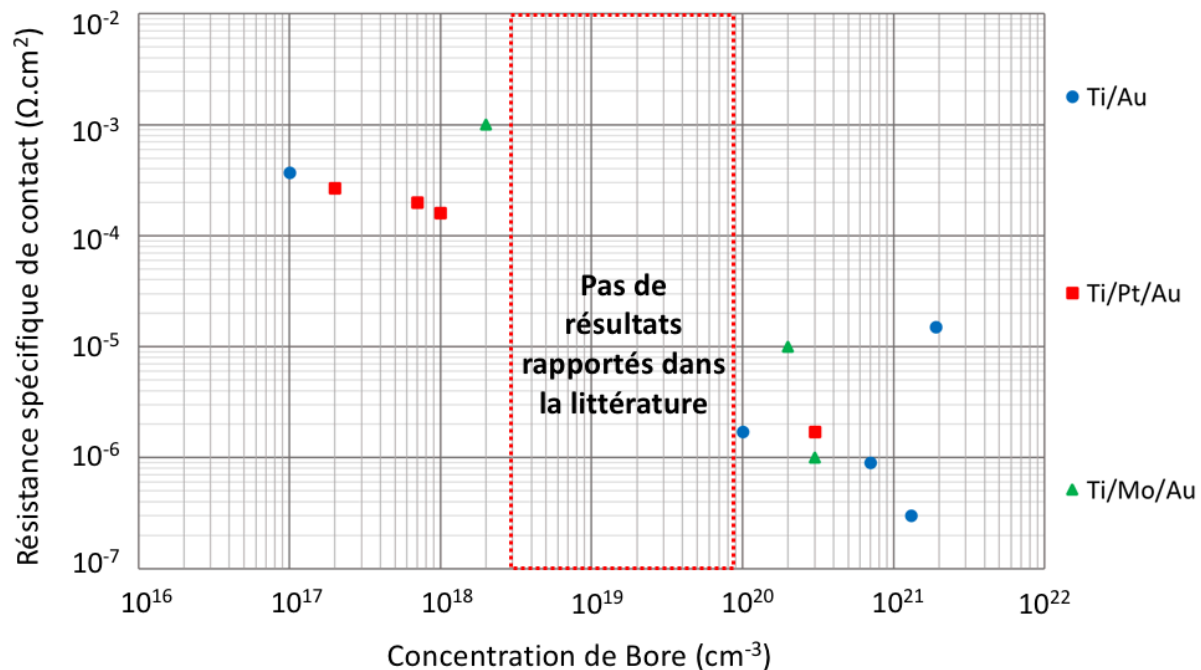


Figure 4.9 - État de l'art des mesures de résistances spécifiques de contact en fonction de la concentration en bore dans le diamant pour plusieurs alliages métalliques [96].

Pour cela, nous avons choisi d'étudier la réalisation de contacts ohmiques sur diamant de type p dans cette gamme de dopage. Les échantillons utilisés, nommés P1, P2, P3 et P4 sont des empilements de type IIb/P, d'orientation cristalline (100). Les caractéristiques des couches (épaisseur et dopage) sont reportées dans le Tableau 4.2. Les épitaxies ont été faites par le

laboratoire LSPM-CNRS. Les profils de dopage bore des quatre échantillons sont obtenus par mesures SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy).

Tableau 4.2 - Caractéristiques des couches épitaxiées dopées Bore (LSPM).

Référence d'épitaxie	Nom de l'échantillon	Taille et orientation cristalline	Type	Épaisseur	Dopage	Laboratoire
RI201925	P1	(3 x 3 mm <sup>2</sup> ) (100)	P	18 μm	[B] = 8,2 x 10 <sup>19</sup> at.cm <sup>-3</sup>	LSPM
RI201723	P2	(3 x 3 mm <sup>2</sup> ) (100)	P	69 μm	[B] = 6,2 x 10 <sup>19</sup> at.cm <sup>-3</sup>	LSPM
LW1708B	P3	(3 x 3 mm <sup>2</sup> ) (100)	P	37 μm	[B] = 5,7 x 10 <sup>19</sup> at.cm <sup>-3</sup>	LSPM
RI201924	P4	(3 x 3 mm <sup>2</sup> ) (100)	P	19 μm	[B] = 1,4 x 10 <sup>19</sup> at.cm <sup>-3</sup>	LSPM

Nous avons réalisé des motifs TLM droits sur ces quatre échantillons cités selon le procédé décrit précédemment (Figure 4.2 et tableau 4.1). Chaque étape est réalisée simultanément sur les quatre échantillons, à savoir le nettoyage chimique, le dépôt de SiO<sub>2</sub>, les lithographies laser, la métallisation et le recuit thermique.

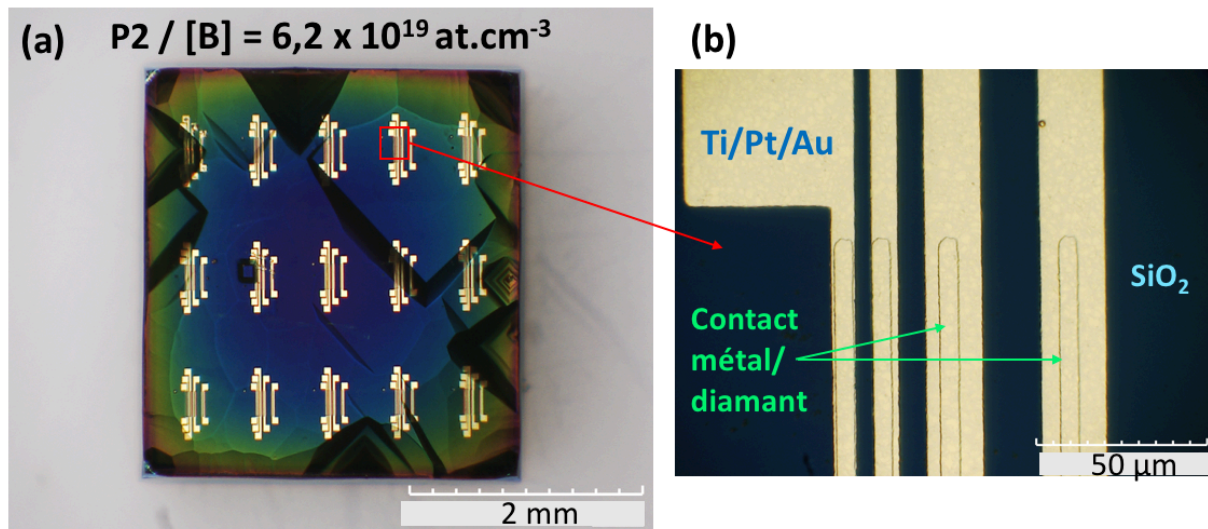


Figure 4.10 - Photo d'un échantillon en fin de procédé de microfabrication des TLM droits. (a) échantillon P2 (b) un motif TLM de l'échantillon P2.

La Figure 4.10 montre une vue au microscope optique de l'échantillon P2 ainsi obtenu. On peut voir que les quinze motifs TLM sont bien répartis sur toute la surface de l'échantillon.

On peut aussi remarquer que les deux niveaux de lithographie, ouverture des barres TLM et plots de reprise de contact (Figure 4.10 - b), sont bien alignés confirmant les potentialités de la lithographie laser.

Nous rappelons que les mesures de la longueur et de la largeur des barres sont faites au MEB pour les différents motifs de chaque échantillon, ainsi que les espacements entre barres. Cela va nous permettre de faire les mesures électriques avec les dimensions exactes des barres et de leurs espacements.

### 4.1.5 Caractérisation électrique des contacts ohmiques réalisés sur diamant de type P

#### 4.1.5.1 Équations et résolution pour le cas du motif TLM droit

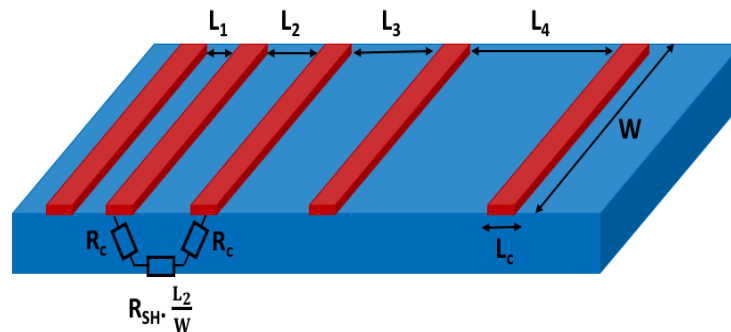


Figure 4.11 - Schéma d'un motif TLM droit.

La Figure 4.11 montre des contacts électriques de dimensions identiques (de largeur  $W$  et de longueur  $L_c$ ) et qui présentent des espacements croissants entre eux.

L'injection d'un courant entre deux contacts électriques successifs et la mesure de la tension qui en résulte permettent de connaître la résistance entre ces deux contacts. Ainsi, l'équation 4.1 représente la résistance correspondante, qui va être la somme des deux résistances de contact ( $R_c$ ) et de la résistance de la couche semi-conductrice  $R_{sc}$  :

$$R_T(L) = 2 \times R_c + R_{SH} \times \frac{L_i}{W} \quad (\text{avec } R_{sc} = R_{SH} \times \frac{L_i}{W}) \quad (4.1)$$

Il est alors possible de tracer la courbe de la résistance totale  $R_T$  en fonction de la distance  $L$ , comme on peut voir sur la Figure 4.12. Les mesures de TLM droit vont nous

permettre d'évaluer la résistance par carré des couches épitaxiées en diamant (notée  $R_{SH}$ ) et la résistance spécifique des contacts métalliques ( $\rho_C$ ) qui sont déposés [97-98].

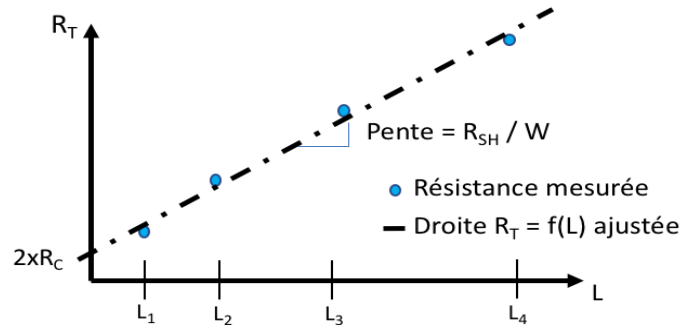


Figure 4.12 - Caractéristique  $R_T(L)$  classique extraite à partir des mesures  $I(V)$  pour un motif de TLM droit.

L'équation 4.2 représente la résistance de fin de contact  $R_E$  :

$$R_E = \frac{R_{12} + R_{23} - R_{13}}{2} \quad (4.2)$$

La détermination de  $R_C$  et  $R_E$  permet de trouver :

- La résistance spécifique de contact :

$$\rho_C = \frac{L_C \cdot W \cdot \sqrt{R_C^2 - R_E^2}}{\operatorname{argch}\left(\frac{R_C}{R_E}\right)} \quad (\Omega \cdot \text{cm}^2) \quad (4.3)$$

- La résistance par carré de la couche modifiée sous le contact :

$$R_{SK} = (R_C \cdot L_C \cdot W) \cdot \operatorname{argch}\left(\frac{R_C}{R_E}\right) \quad (\Omega / \square) \quad (4.4)$$

Dans le cas idéal, le semi-conducteur sous le contact n'est pas modifié par la fabrication du contact et on a donc :

$$R_{SK} = R_{SH} \quad (4.5)$$

- La longueur de transfert :



$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{SK}}} \text{ (cm)} \quad (4.6)$$

#### 4.1.5.2 Caractéristiques I(V)

Après la fabrication des échantillons, des caractérisations électriques par mesures I(V) sont réalisées sur ces échantillons à l'aide d'une source HP4142 et d'un testeur sous pointes.

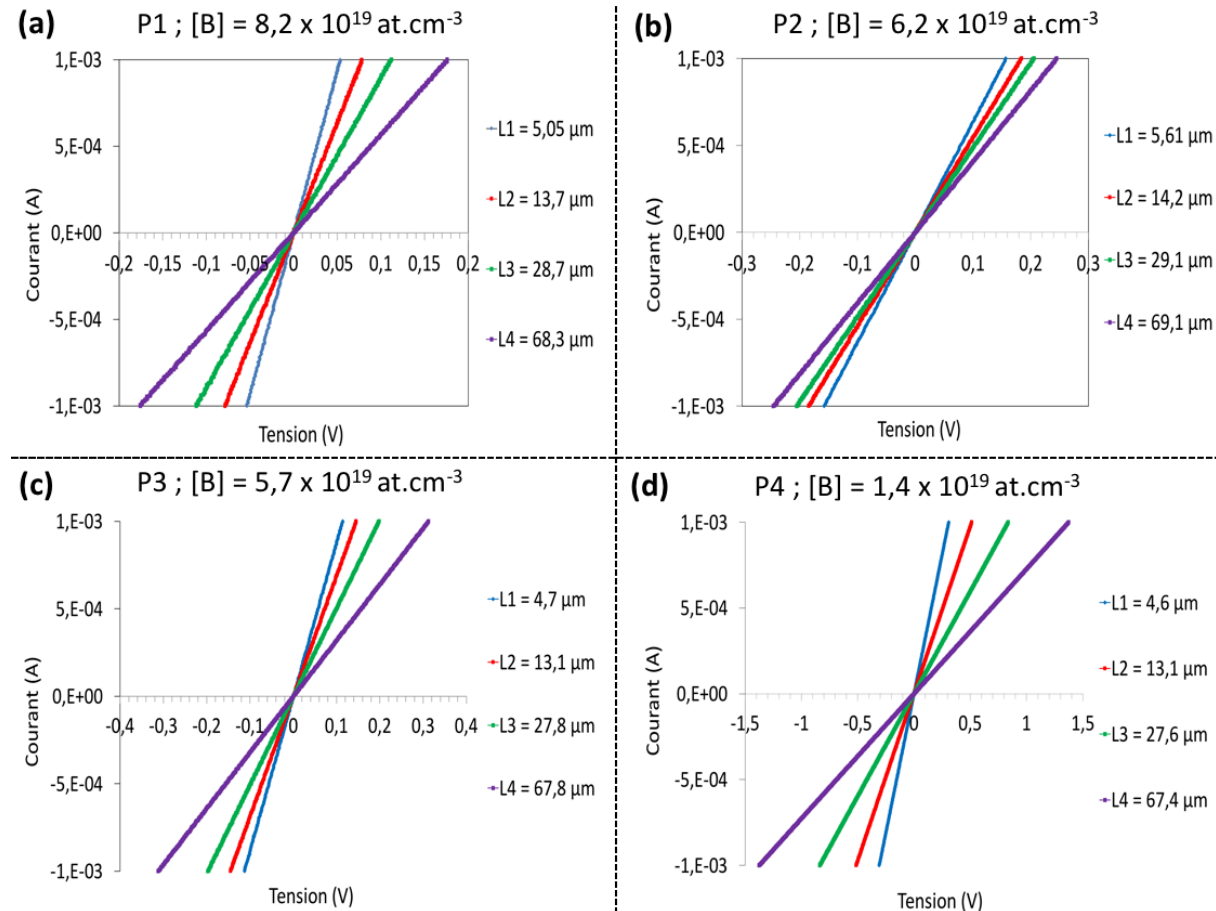


Figure 4.13 - Caractéristiques I(V) des motifs de TLM droits des échantillons a) P1, b) P2, c) P3 et d) P4.

La Figure 4.13 montre les caractéristiques I(V) obtenues sur les 4 échantillons P1, P2, P3 et P4 à 300 K. On peut voir que les quatre courbes sont linéaires, ce qui signifie qu'on a bien des contacts ohmiques.

La Figure 4.14 présente la variation de la résistance entre deux contacts consécutifs en fonction de l'espacement L. On peut voir que la résistance totale diminue en fonction du

dopage, en passant de  $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$  pour l'échantillon P4 à  $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$  pour l'échantillon P1. De même les variations sont linéaires pour les quatre échantillons.

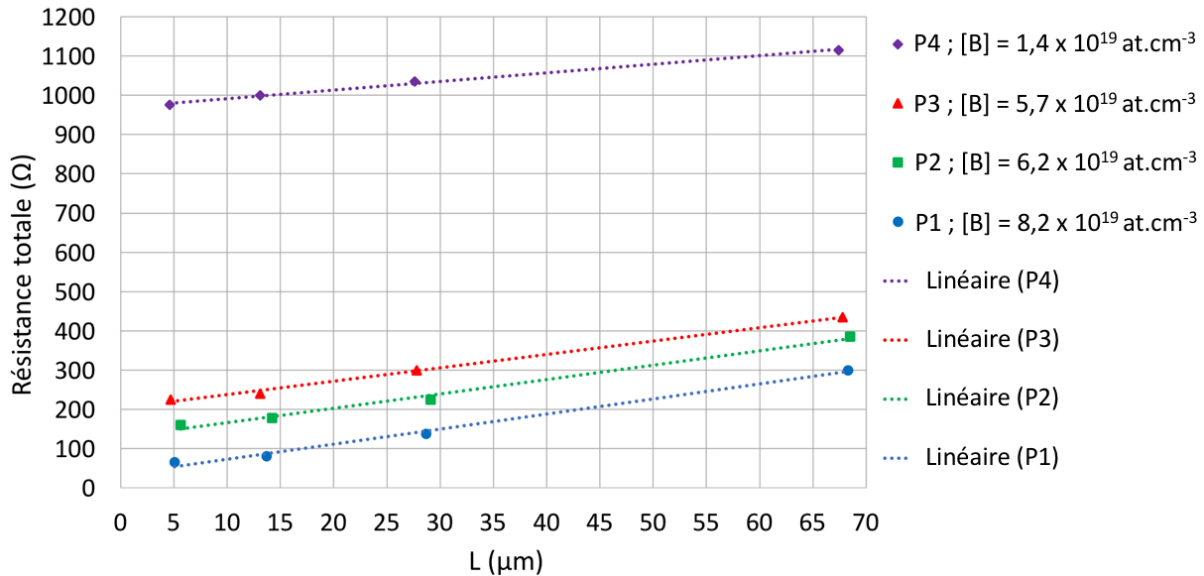


Figure 4.14 - Résistance totale entre deux contacts consécutifs en fonction de l'espacement  $L$  pour les quatre échantillons diamant de type P à 300 K.

La résistance spécifique de contact de l'équation 4.3, la résistance par carré de la couche modifiée de l'équation 4.4 et la longueur de transfert de l'équation 4.6 sont calculées pour chaque motif des quatre échantillons.

Le Tableau 4.3 présente les valeurs et l'écart type des mesures TLM effectuées sur les quatre échantillons à température ambiante. La résistance spécifique de contact diminue d'une décade en passant de  $10^{-3} \Omega.\text{cm}^2$  à  $10^{-4} \Omega.\text{cm}^2$  pour une concentration de bore qui augmente de  $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$  jusqu'à  $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ . Cependant, ces valeurs sont encore plus élevées que les valeurs rapportées dans la littérature en fonction de la concentration de Bore, qui est typiquement entre  $10^{-5} \Omega.\text{cm}^2$  et  $10^{-7} \Omega.\text{cm}^2$ .

Les valeurs des résistances par carré de la couche modifiée sous le contact  $R_{SK}$  pour les échantillons P1, P2 et P3 montrent que cette couche est bien moins résistive. De même, ces résultats indiquent la présence de l'alliage de carbure de titane, responsable de la formation du contact ohmique.

Tableau 4.3 – Résultats des valeurs moyennes et de l'écart type des mesures TLM des motifs sur les quatre échantillons diamant de type P à 300 K.

	Échantillon / dopage	Valeur moyenne	Écart type
<b><math>\rho_c</math> : Résistance spécifique de contact (<math>\Omega \cdot \text{cm}^2</math>)</b>	P1 / [B] = $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	$2,75 \times 10^{-4}$	$5,25 \times 10^{-5}$
	P2 / [B] = $6,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	$7,23 \times 10^{-4}$	$1,72 \times 10^{-4}$
	P3 / [B] = $5,7 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$	$3,54 \times 10^{-4}$
	P4 / [B] = $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	$2,24 \times 10^{-3}$	$5,18 \times 10^{-4}$
<b>Lt : Longueur de transfert (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	P1 / [B] = $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	6,33	0,92
	P2 / [B] = $6,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	7,55	1,39
	P3 / [B] = $5,7 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	10,9	1,86
	P4 / [B] = $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	6,81	1,19
<b><math>R_{SH}</math> : Résistance par carré de la couche semi-conductrice (<math>\Omega/\square</math>)</b>	P1 / [B] = $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	427	42
	P2 / [B] = $6,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	631	90
	P3 / [B] = $5,7 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	548	92
	P4 / [B] = $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	2780	370
<b><math>R_{SK}</math> : Résistance par carré couche modifiée sous le contact (<math>\Omega/\square</math>)</b>	P1 / [B] = $8,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	20	4,7
	P2 / [B] = $6,2 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	27	4,8
	P3 / [B] = $5,7 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	24	4,4
	P4 / [B] = $1,4 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$	146	29

Les valeurs minimales et maximales de la résistance spécifique de contact et de la résistance par carré de la couche modifiée sous le contact pour chaque échantillon, en fonction de la concentration de Bore, sont reportées sur la Figure 4.15. On peut voir que  $\rho_c$  diminue bien quand la concentration de Bore augmente (Figure 4.15 - a). Ainsi, une concentration de dopant plus élevée nous donne un meilleur contact ohmique. On observe la même tendance pour la variation de  $R_{SK}$  (Figure 4.15 - b). Toutefois, on peut constater que pour les dopages élevés, la valeur de la résistance par carré de la couche modifiée sous le contact est aux alentours de  $20 \Omega/\square$ . Cela indique que cette couche est bien moins résistive, grâce à la formation de l'alliage de carbure de titane après recuit. Pour l'échantillon P4 qui est le moins dopé, la résistance  $R_{SK}$  est plutôt élevée et supérieure à  $116 \Omega/\square$  et la couche modifiée sous le contact est résistive.

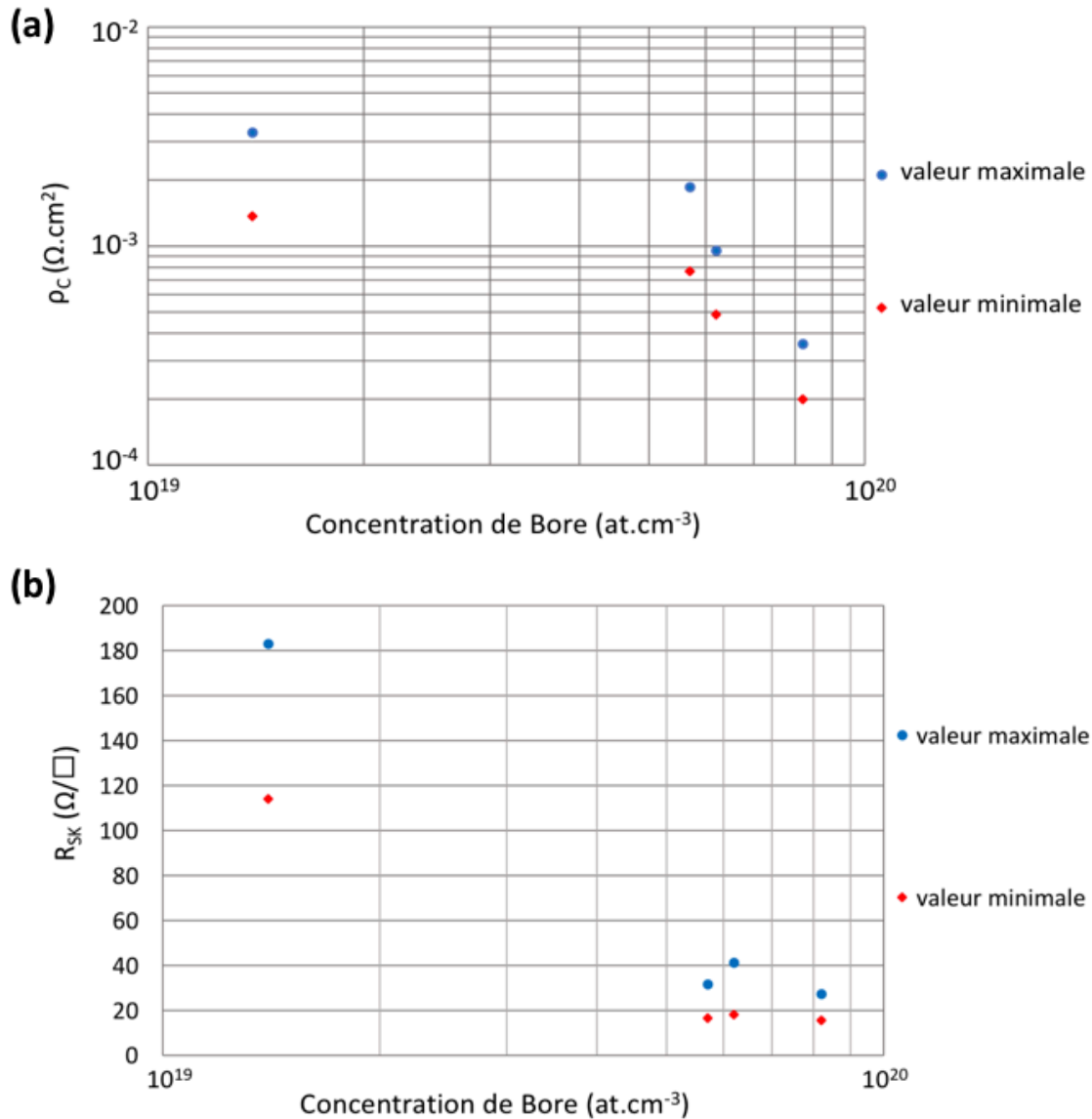


Figure 4.15 - Variation de la résistance spécifique de contact  $\rho_c$  (a) et de la résistance par carré de la couche modifiée sous le contact  $R_{SK}$  (b) en fonction de la concentration de Bore à 300 K.

Nous avons également analysé l'influence de la température sur les valeurs mesurées. On peut voir que la résistance spécifique de contact diminue au moins d'une décade en passant de 25°C à 200 °C (Figure 4.16 - a). En effet, l'augmentation de la température va ioniser de plus en plus de dopants, la concentration des porteurs majoritaires que sont les trous va augmenter, ce qui va permettre une diminution de la résistance spécifique et une amélioration du contact ohmique. Ainsi, pour l'échantillon P1, qui est le plus dopé et le P4, qui est le moins dopé, on

calcule  $\rho_c = 2,65 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $\rho_c = 1,15 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$  respectivement à 200 °C (Figure 4.16 - a).

De même, on remarque que les résistances par carré de la couche semi-conductrice et de la couche modifiée sous le contact diminuent avec la température (Figure 4.16 - b et c). La résistance  $R_{SH}$  des échantillons P1 et P4 diminue jusqu'à atteindre 165  $\Omega/\square$  et 61  $\Omega/\square$  respectivement à 200 °C, tandis que la résistance  $R_{SK}$  des échantillons P1 et P4 diminue jusqu'à atteindre 1,82  $\Omega/\square$  et 7,17  $\Omega/\square$  respectivement à 200 °C.

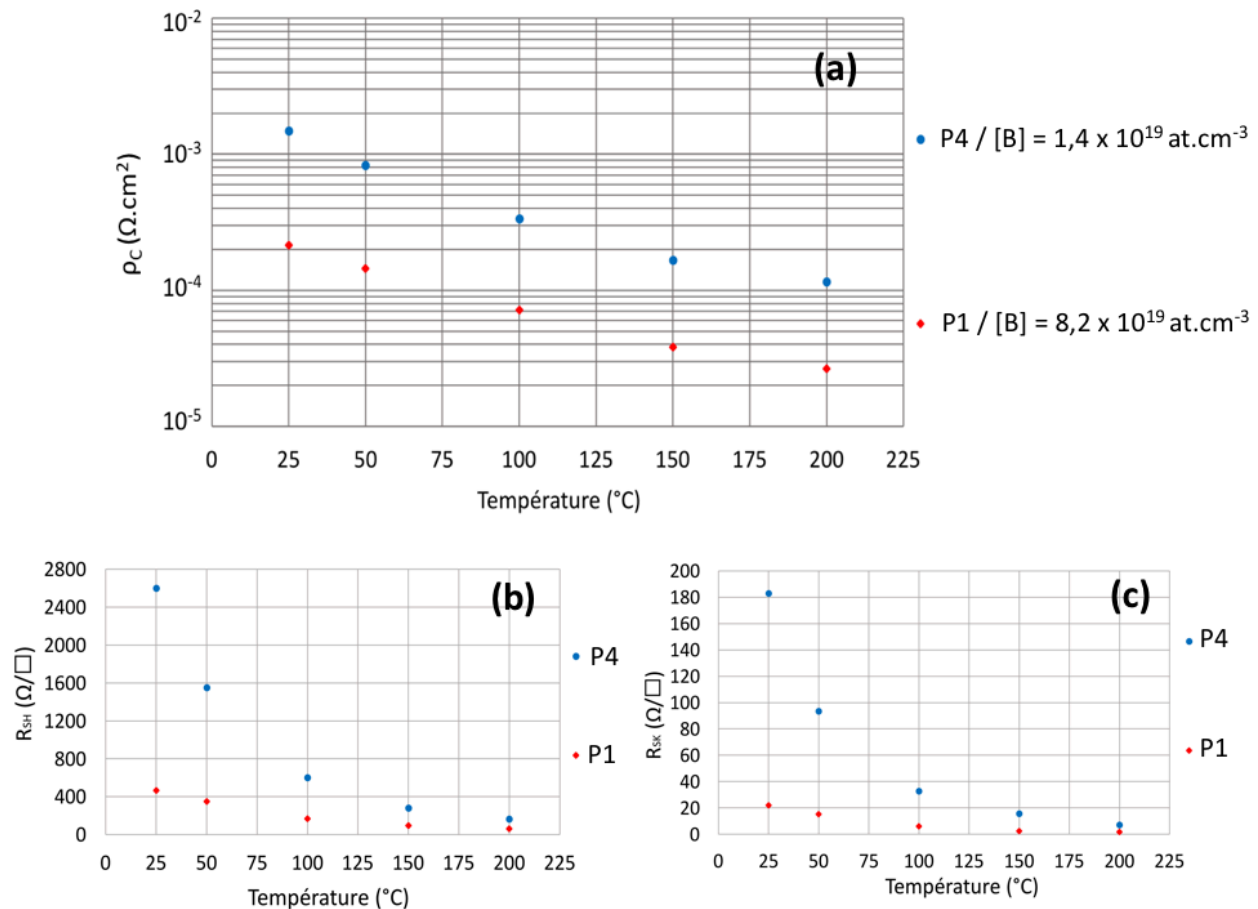


Figure 4.16 - Variation de la résistance spécifique de contact  $\rho_c$  (a), la résistance par carré de la couche semi-conductrice  $R_{SH}$  (b) et la résistance par carré de la couche modifiée sous le contact  $R_{SK}$  (c) avec la température pour les deux échantillons P1 et P4.

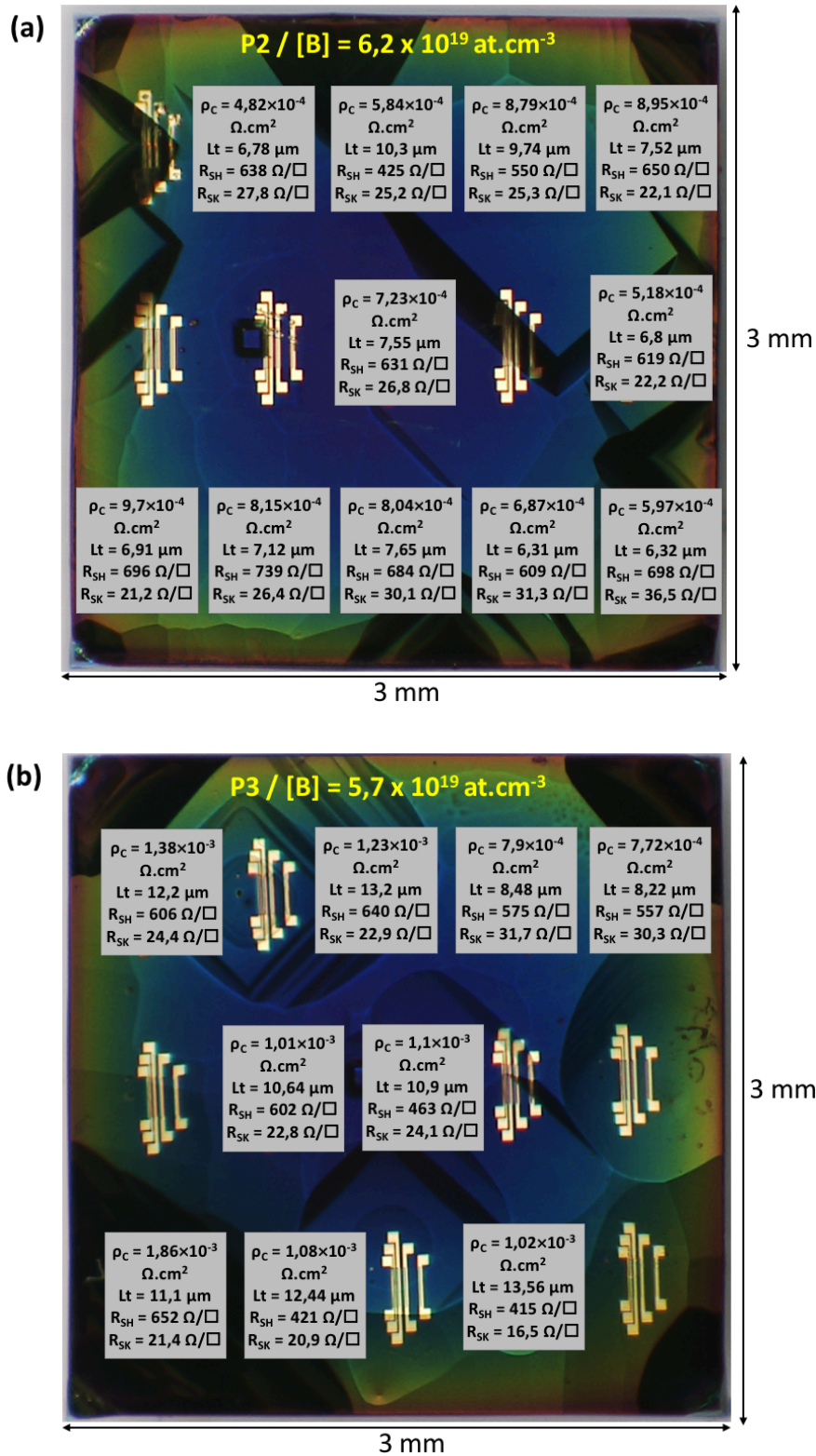


Figure 4.17 - Résultats des mesures TLM droits sur les échantillons a) P2 et b) P3 à température ambiante en fonction de leur position sur l'échantillon.

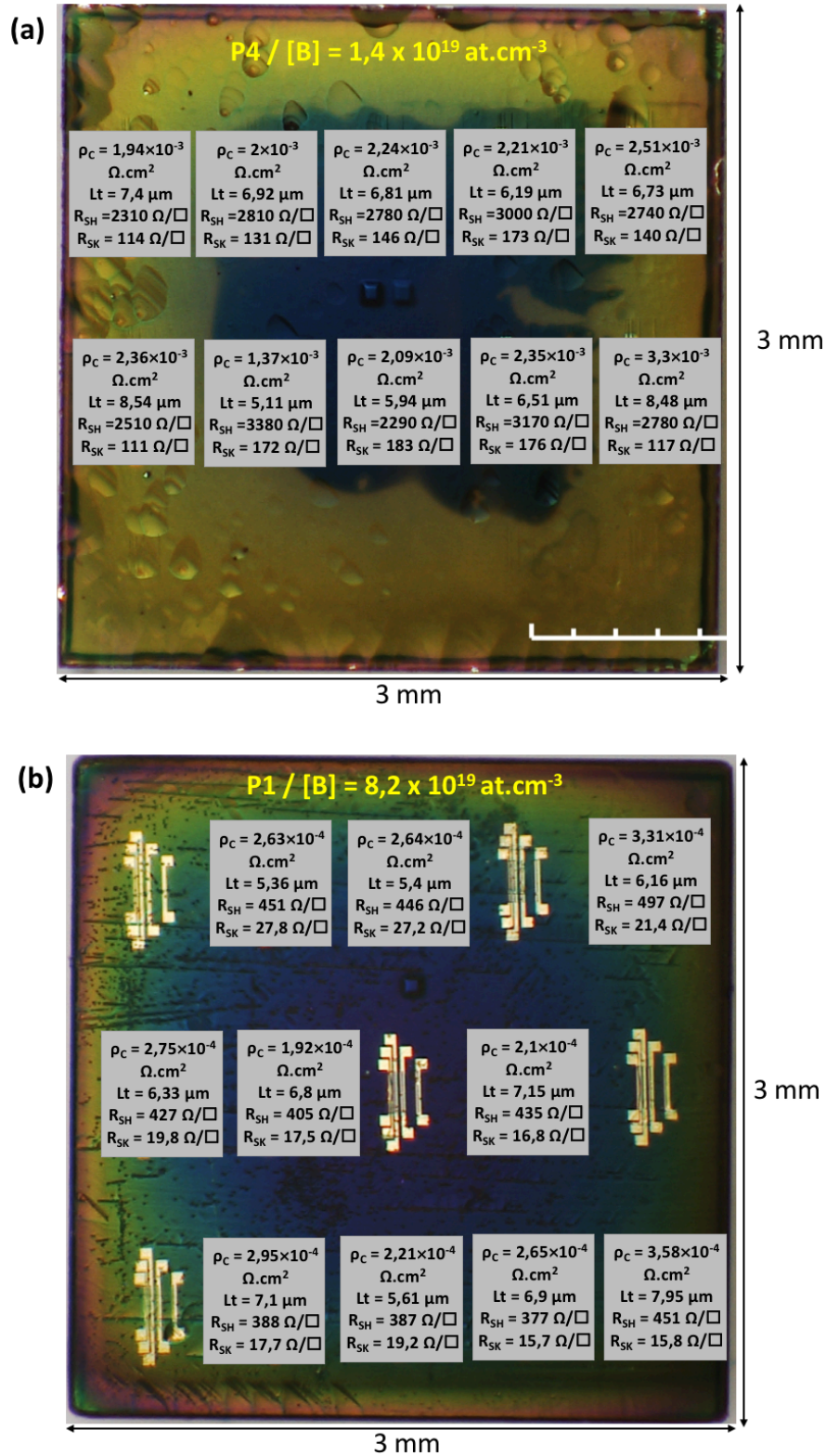


Figure 4.18 - Résultats des mesures TLM droits sur les échantillons a) P4 et b) P1 à température ambiante en fonction de leur position sur l'échantillon.

Les Figures 4.17 et 4.18 représentent tous les résultats mesurés sur les différents motifs TLM droits des quatre échantillons en diamant type p à température ambiante. Pour les échantillons P1 et P4 (Figure 4.18 - a et b), il n'y a pas une dispersion importante, les résultats présentés pour chaque motif sont du même ordre de grandeur. En revanche, pour les échantillons P2 et P3, la dispersion des résultats est plutôt importante. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer la cause de cette dispersion. Il est possible que le dopage sur cet échantillon ne soit pas homogène sur l'ensemble de la surface. Toutefois, les défauts cristallins présents à la surface (Figure 4.17 - a et b) après croissance MOCVD peuvent aussi être à l'origine de l'hétérogénéité des résultats.

La Figure 4.19 représente les mesures de résistances spécifiques de contact relevées de la littérature [96] et les mesures des quatre échantillons en diamant type P en fonction de la concentration en bore dans le diamant pour plusieurs alliages métalliques à 300 K. La valeur minimale de la résistance spécifique a été choisie pour chaque échantillon (voir Figures 4.17 et 4.18).

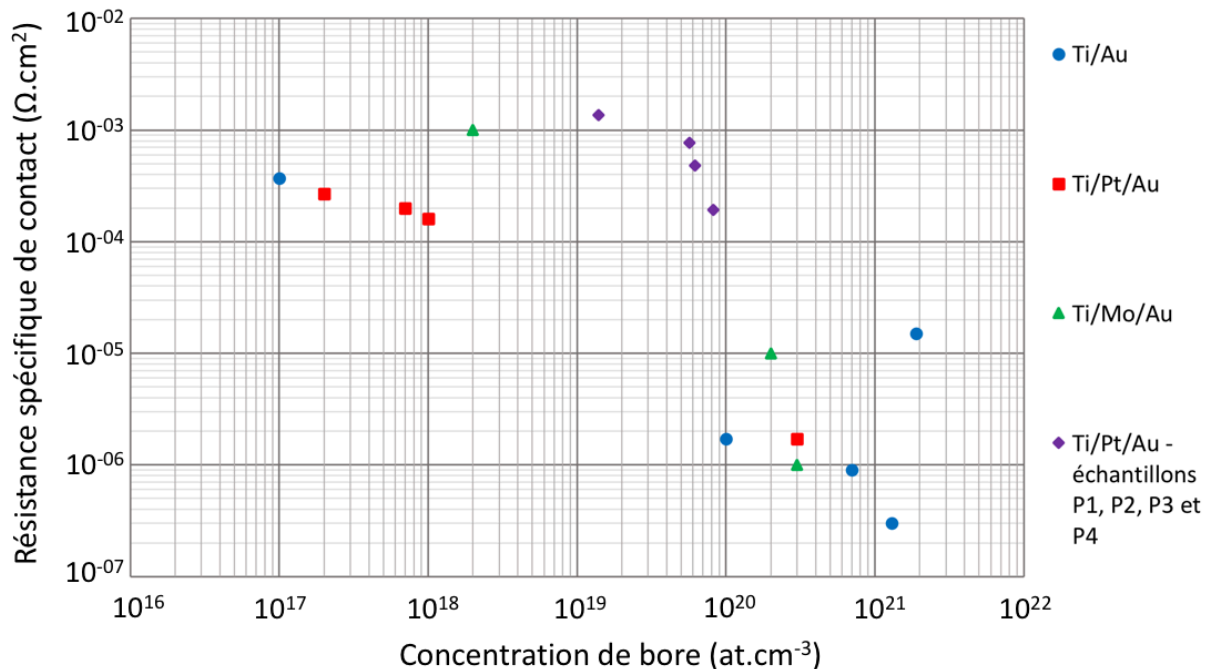


Figure 4.19 - Mesures de résistances spécifiques de contact relevées de la littérature [96] et les mesures des quatre échantillons en diamant type P en fonction de la concentration en bore dans le diamant pour plusieurs alliages métalliques à 300 K.



La résistance spécifique de contact obtenue pour ces quatre échantillons diminue de  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour l'échantillon le moins dopé jusqu'à  $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour l'échantillon P4 le plus dopé. Cependant, ces mesures restent plutôt élevées d'une décade avec la tendance de la variation des valeurs relevées dans la littérature, qui est typiquement entre  $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour une concentration de bore qui varie entre  $10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$  et  $10^{20} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ .

#### 4.1.6 Conclusion sur le procédé de microfabrication de TLM droit

Deux étapes essentielles de lithographie laser ont été développées (Figure 4.2 - étapes 2 et 4) pour la micro fabrication de TLM droits sur diamant. Des vérifications au MEB sont faites pour s'assurer de la gravure complète de l'oxyde suivant les dimensions des barres TLM (Figure 4.2 - étape 3). De même, les mesures des dimensions surfaciques des différents motifs sont faites au MEB pour gagner en précision et limiter les erreurs dans l'extraction des différentes résistances de contact  $\rho_c$ , de résistance de la couche modifiée sous le contact  $R_{SK}$  et de la couche semi-conductrice  $R_{SH}$ .

Le procédé de microfabrication des barres TLM développé (Figure 4.2), nous a permis de réaliser des barres TLM sur quatre échantillons en diamant type P. Le dopage des échantillons est choisi pour cibler une concentration de Bore comprise entre  $3 \times 10^{18} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$  et  $9 \times 10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ , plage non étudiée dans la littérature.

Pour une concentration de dopants qui augmente de  $1,4 \times 10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$  jusqu'à  $8,2 \times 10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ , les mesures électriques  $I(V)$  réalisées révèlent une amélioration de la résistance spécifique du contact de  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$  à 300 K et de la résistance par carré de la couche modifiée des contacts  $114 \Omega/\square$  à  $16 \Omega/\square$  à 300 K. Nous avons également montré une amélioration des contacts ohmiques avec la température en passant de 25°C à 200 °C. Pour les mesures électriques  $I(V)$  présentés, je ne peux que remercier infiniment Gabin Samazan et Mathieu Arribat pour leur aide précieuse en caractérisation.

Pour les composants qu'on vise à fabriquer, il est nécessaire d'obtenir une résistance spécifique de contact qui varie typiquement entre  $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Cela est indispensable pour ne pas dégrader les performances électriques de ces composants en

augmentant la résistance à l'état passant. Plusieurs pistes d'investigation doivent être menées pour expliquer ces résultats élevés et déterminer les erreurs induites dans les étapes de microfabrication et de caractérisation. Normalement, suite à nos vérifications au MEB, toutes les barres TLM sont bien ouvertes. Cependant, un surplus de  $\text{SiO}_2$  de quelques nanomètres sous les barres et qui est difficile à observer au MEB, empêche la formation uniforme de l'alliage de carbure de titane sur toute la surface de ces barres, et pourrait expliquer les résistances spécifiques de contact élevées. Une étude des lames TEM sera prochainement réalisée sur ces échantillons afin de confirmer cette hypothèse. De même, pour vérifier l'obtention de l'alliage de carbure de titane sous les barres, une analyse par spectroscopie Raman sera effectuée. Une dernière hypothèse pour expliquer ces résultats élevés, est la répartition non homogène des lignes de courant entre les contacts métalliques. Ainsi, un procédé de microfabrication de TLM droit avec méso, permet de séparer chaque motif TLM et d'assurer une meilleure répartition des lignes de courant entre les barres de chaque motif.

Enfin, le procédé de microfabrication de TLM droit peut être encore amélioré pour assurer des résistances de contact plus faibles. Au lieu d'ouvrir le  $\text{SiO}_2$  aux dimensions souhaitées des barres TLM par gravure RIE (Figure 4.2 - étapes 2 et 3), les ouvertures de ces barres seront réalisées par la technique de lift-off avec la résine négative NLOF 2035. Ainsi, par un dépôt de  $\text{SiO}_2$  à faible température par ICPECVD (Inductively-Coupled Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), nous pourrions garantir par la technique de lift-off, l'ouverture et l'insolation optimales de toutes les barres TLM sur toute la surface.

## 4.2 Gravure RIE ICP

L'inertie chimique extrême du diamant le rend pratiquement imperméable aux solutions standards de gravure humide. La gravure par voie sèche au moyen d'un plasma ou un faisceau d'ions est primordiale pour la gravure des couches en diamant. L'objectif de ce chapitre est le développement d'un procédé de gravure sèche RIE-ICP visant un flanc de gravure vertical, un bon état de surface et limitant l'effet de « surgravure » communément appelé « trenching » au pied de la gravure. Limiter l'effet « trenching » après gravure sèche est primordial pour éviter l'accroissement local du champ électrique et par suite le claquage prématuré de nos

composants. L'épaisseur de gravure souhaitée pour former la Mesa de la diode TMBS et pour l'ouverture de la grille du transistor MOSFET varie entre 4 et 6  $\mu\text{m}$ .

Dans un premier temps, nous rappellerons les paramètres qui caractérisent une gravure sèche par plasma et les conditions expérimentales employées au cours de nos travaux. Ensuite, ces résultats seront discutés en fonction des paramètres importants qui caractérisent un procédé de gravure favorisant la gravure chimique plutôt que le bombardement ionique. Enfin, nous présenterons la procédure de gravure optimale qui présente une bonne vitesse, une bonne sélectivité, un bon état de surface et pas de « trenching » après gravure.

### 4.2.1 Principe de fonctionnement

La technique de gravure sèche RIE-ICP repose sur les mécanismes d'interaction entre le matériau à graver et les particules issues d'un plasma. Généralement, il existe trois mécanismes d'interaction :

- La gravure chimique qui repose sur la réaction chimique entre les radicaux générés par le plasma et la surface du matériau.
- La gravure physique qui consiste à pulvériser le matériau sous l'effet d'un bombardement ionique.

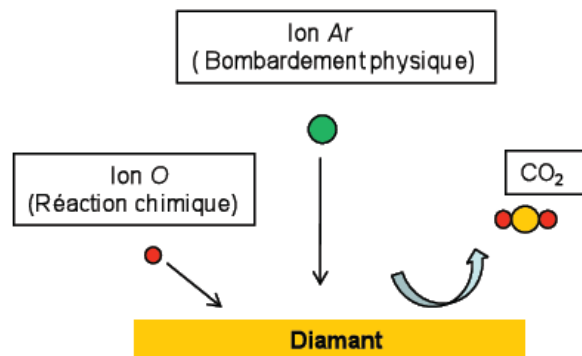


Figure 4.20 - Principe de la gravure RIE-ICP du diamant.

- La gravure ionique réactive qui est une combinaison des deux mécanismes précédents (physique et chimique) à savoir un couplage du bombardement ionique joint à une attaque chimique pour réaliser la gravure de la surface du matériau. La gravure RIE-ICP

présente à la fois la réaction chimique de l'O<sub>2</sub> avec le Carbone pour former le monoxyde de carbone (CO) et le bombardement physique grâce aux ions d'Argon (Figure 4.20).

Dans la partie suivante les paramètres de contrôle du plasma de gravure RIE-ICP sont présentés. Ces paramètres sont optimisés afin d'atteindre les critères de gravure souhaités.

#### 4.2.1.1 Paramètres de contrôle du plasma de gravure RIE-ICP

Les différents paramètres de contrôle du plasma sont les suivants :

- Les espèces chimiques dans le plasma : il s'agit des espèces réactives comme l'oxygène qui favorisent la gravure chimique. De même, il s'agit aussi des espèces neutres comme les ions d'argon qui favorisent la gravure physique liée au bombardement ionique de la surface.
- Deux générateurs de signaux RF : le premier générateur qui est contrôlé grâce à une puissance ICP (Inductively Coupled Plasma), permet de générer le plasma et d'augmenter la densité des espèces réactives dans le plasma. Le deuxième générateur contrôlé par une puissance de polarisation, permet de générer un champ électrique perpendiculaire au substrat et d'accélérer les espèces ioniques vers le substrat. Généralement la puissance ICP « P<sub>ICP</sub> » favorise la gravure chimique à la différence de la puissance de polarisation « P<sub>Polarisation</sub> » qui favorise la gravure physique.
- La pression dans le bâti de gravure : cette pression est régulée par le débit des gaz injectés et des gaz évacués par le système de pompage. Généralement, les faibles pressions favorisent le bombardement ionique. En revanche, les hautes pressions diminuent l'énergie des ions et favorisent la gravure chimique.
- La température du substrat : la température du substrat est mesurée grâce à une électrode thermique contrôlée.

#### 4.2.1.2 Caractérisation d'une gravure plasma

Plusieurs critères entrent en jeu pour bien caractériser un procédé de gravure RIE-ICP :

- La vitesse de gravure  $V_g$

Elle représente le rapport de la profondeur du matériau gravé sur la durée de la gravure (équation 4.7)

$$V_g = \frac{\text{Profondeur de gravure } (\mu\text{m})}{\text{temps de gravures (heures)}} \quad (4.7)$$

- La sélectivité de gravure  $S$

La gravure localisée du diamant nécessite le masquage par un autre matériau (résine, métal ou diélectrique) des parties à protéger. Ainsi, la sélectivité représente le rapport de la vitesse de gravure du diamant sur celle du matériau de protection utilisé (Figure 4.21).

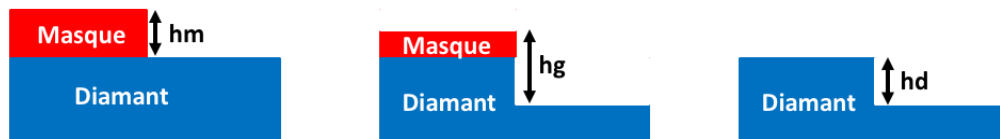


Figure 4.21 - Méthode de calcul de la sélectivité de gravure.

$$S = \frac{hd}{hm - (hg - hd)} \quad (4.8)$$

Où  $hm$  est l'épaisseur du masque déposé,  $hg$  est l'épaisseur totale après gravure et  $hd$  est l'épaisseur du diamant gravé. Généralement, on cherche à obtenir une forte sélectivité entre le diamant et le masque utilisé. D'après les essais de gravure déjà réalisés sur des couches en diamant, un masque en aluminium présente une forte sélectivité du fait de sa bonne résistance aux gaz de gravure. Il permet également de limiter l'effet de charge durant la gravure. De même, la présence de radicaux d'oxygène durant la gravure permet d'oxyder les premières couches d'aluminium du masque en formant de l'alumine en surface ( $Al_2O_3$ ), ce qui rend le masque plus résistif. Nous avons donc fait le choix d'un masque de gravure en aluminium.

- Le profil de gravure

La pente des flancs des ouvertures d'une gravure détermine le caractère isotrope ou anisotrope du procédé de gravure utilisé. Pour juger de la verticalité des flancs des ouvertures

d'une gravure, on a recours à un paramètre important qui est le degré d'anisotropie « A ». Ce paramètre est déterminé par :

$$A = 1 - \frac{V_l}{V_v} \quad (4.9)$$

Où  $V_l$  est la composante latérale de la vitesse de gravure et  $V_v$  est la composante verticale de la vitesse de gravure.

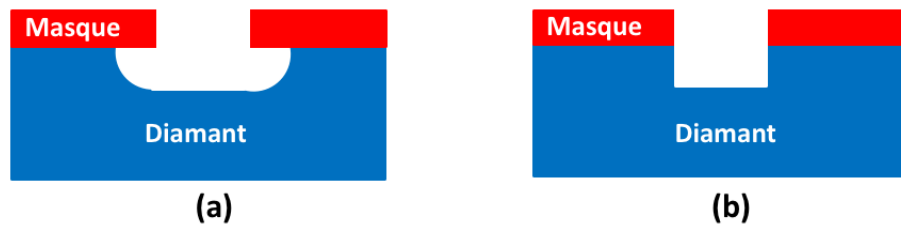


Figure 4.22 - Profil d'une gravure (a) isotrope et (b) anisotrope à travers un masque.

Normalement, si la vitesse de gravure verticale  $V_v$  du diamant est équivalente à la vitesse latérale de la gravure  $V_l$ , le degré d'anisotropie est égal à zéro. Le procédé de gravure est alors isotrope (Figure 4.22 - a). Par contre, si la composante latérale de la gravure est nulle, le degré d'anisotropie est égal à 1. Les flancs des ouvertures de gravure sont verticaux, il s'agit d'une gravure anisotrope (Figure 4.22 - b).

- La rugosité de surface

La gravure RIE-ICP attaque le diamant préférentiellement selon les faiblesses mécaniques présentes en surface comme les dislocations, les défauts ponctuels et les joints de grains. Normalement l'aspect physique de la gravure RIE-ICP représenté par le bombardement ionique accentue la révélation des dislocations en surface. En revanche, en utilisant seulement l'aspect chimique de la gravure RIE-ICP et en limitant le bombardement ionique, on limite l'apparition des irrégularités géométriques de surface. La qualité de l'état de surface est quantifiée par les paramètres type de la rugosité moyenne arithmétique ( $R_a$ ) ou la rugosité quadratique moyenne ( $R_q$ ).

## 4.2.2 Procédés de gravure plasma du diamant déjà réalisés

Des procédés de gravure du diamant ont été déjà développés au sein du LAAS pour des couches d'épaisseur supérieures à 10  $\mu\text{m}$ . Dans les travaux de thèse de Sodjan Koné [99], le procédé de gravure développé avec un mélange « Ar/O<sub>2</sub> » présente une bonne vitesse de gravure de 8,3  $\mu\text{m}/\text{h}$  et une bonne sélectivité de 28 avec le masque en aluminium. Avec cette recette, des diodes Schottky pseudo-verticales ont été réalisées : la couche P- faiblement dopée d'épaisseur 7  $\mu\text{m}$  est gravée entièrement pour atteindre la couche P+ fortement dopée afin de réaliser les contacts ohmiques. Malgré ses avantages, la recette dégrade la rugosité de surface du diamant (Figure 4.23 - a), et pulvérise le masque en aluminium ce qui aboutit à la formation de micro-colonnes d'aluminium dans les zones gravées (Figure 4.23 - b).

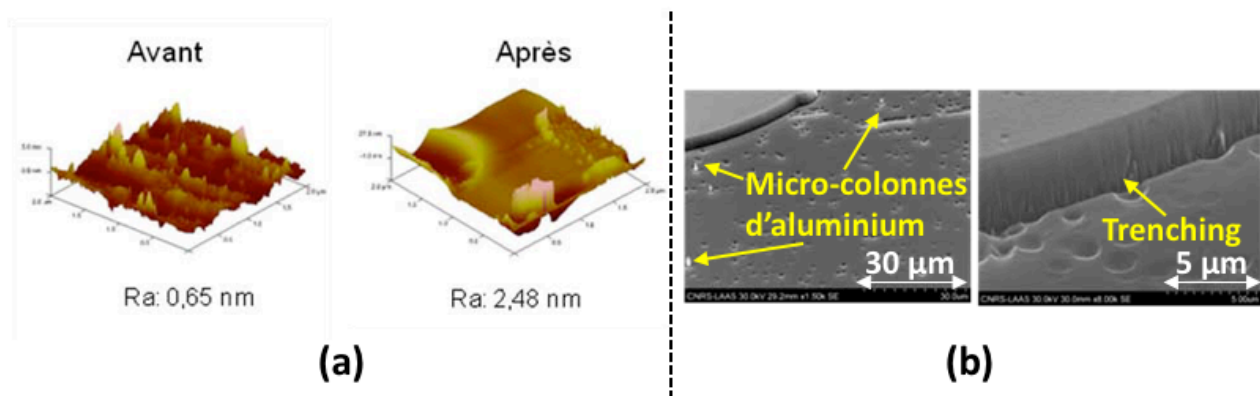


Figure 4.23 - Gravure Ar/O<sub>2</sub> : a) Rugosité avant gravure et après gravure (Mesures AFM), b) Imagerie MEB du fond et du flanc de gravure [99].

De même, cette recette présente un problème majeur qui est l'effet de « trenching » obtenu au pied des flancs des zones gravées (Figure 4.23 - b). Pour rappel, ce phénomène, caractérisé par un surgravure au pied des flancs de gravure, peut mener à un claquage prématuré du composant par concentration des lignes de champ électrique (« crowding » effect).

Les travaux de thèse de Fabien Thion [100] ont visé à améliorer le procédé de gravure précédemment développé. D'après la littérature, l'ajout de gaz fluorés permet d'obtenir une meilleure qualité de la surface après gravure. Le gaz fluoré assure la passivation des flancs et du

fond de gravure. Ainsi, le procédé développé par Fabien Thion repose sur une gravure par paliers successifs (cycle Bosch) d'une étape de gravure avec le mélange gazeux « Ar/O<sub>2</sub> » suivie par une étape de passivation avec le mélange gazeux « CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> ». Avec ce procédé on peut bénéficier d'une bonne vitesse de gravure, d'une bonne sélectivité, et d'un profil anisotrope en utilisant le mélange Ar/O<sub>2</sub> et d'un excellent état de surface en utilisant le mélange CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>. Il a ainsi été obtenu une vitesse de gravure de 7,3 μm/h, une sélectivité de 27 pour le masque en aluminium et une rugosité de surface Ra qui diminue de moitié en passant de 0,94 nm avant gravure jusqu'à 0,41 nm après la gravure (Figure 4.24 - a). Malgré l'amélioration du procédé de gravure en termes de rugosité de surface, l'effet « trenching » est toujours présent au pied des flancs de gravure (Figure 4.24 - b).

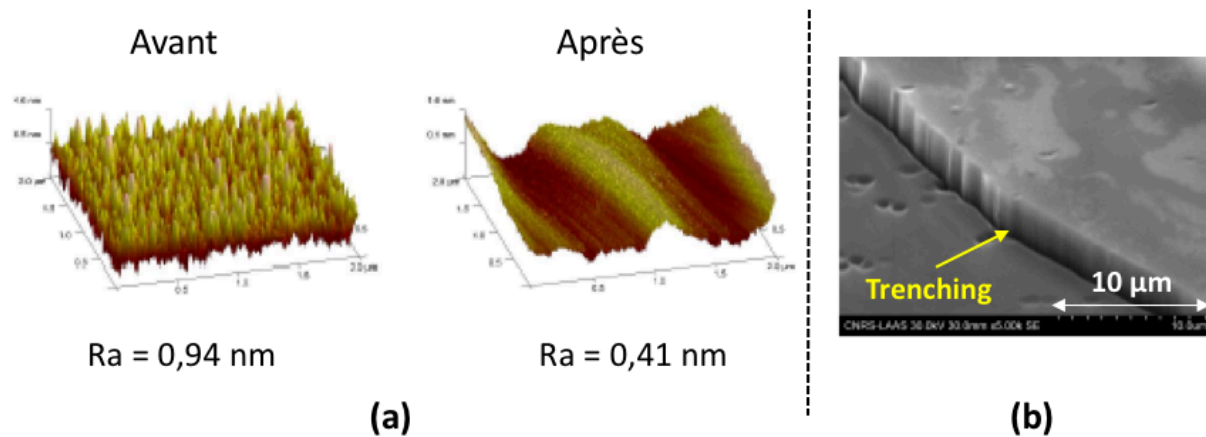


Figure 4.24 - Gravure Ar/O<sub>2</sub> + CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> : a) Rugosité avant gravure et après gravure (Mesures AFM), b) Imagerie MEB du flanc de gravure [100].

Dans la partie suivante, nous expliquons la démarche adaptée pour limiter le « trenching » au fond des zones gravées, puis nous présentons le procédé de gravure optimisé pour graver des épaisseurs en diamant comprises entre 4 et 6 μm.

### 4.2.3 Mise en place d'un procédé de gravure plasma du diamant

Pour former la structure MESA de la diode TMBS et pour l'ouverture de la grille du transistor MOSFET vertical, limiter le « trenching » au pied du mesa est primordial. En effet, cette surgravure augmente l'accroissement local du champ électrique, ce qui provoque un claquage prématuré de ces structures. Nous visons alors de développer un procédé de gravure



qui limite le « trenching », tout en préservant une bonne vitesse de gravure, une bonne sélectivité et un bon état de surface.

Récemment, la plateforme RENATECH du LAAS s'est dotée d'un nouveau réacteur de gravure RIE/ICP de type SENTECH SI500-DRIE. Cette nouvelle machine à source plasma inductive planaire, est équipée de lignes de différents gaz (Ar, O<sub>2</sub> et gaz fluorés) pour graver des profondeurs inférieures à 1µm. De même, cette machine a l'option DRIE « Deep Reactive Ion Etching » afin d'effectuer des gravures profondes dans les matériaux. Pour contrôler la gravure en temps réel, la machine dispose d'un interféromètre laser. A noter que les essais de gravure réalisés par Sodjan Koné et Fabien Thion ont été faits dans un ancien réacteur de gravure RIE-ICP de type Aviza Technology Omega 201. Pour la suite de nos travaux, nous avons utilisé le nouveau réacteur SENTECH.

En se basant sur les études précédentes, nous avons décidé de privilégier l'aspect chimique de la gravure RIE-ICP et de limiter l'aspect physique lié au bombardement ionique de la surface à graver. Nous visons alors de limiter le « trenching » en favorisant la gravure chimique douce par plasma O<sub>2</sub>.

#### **4.2.3.1 Nettoyage et préparation des échantillons en diamant**

Dans les travaux de thèse de Lya Fontaine [96], une recette de nettoyage chimique a été développée pour obtenir une surface la moins contaminée possible. Ainsi, les échantillons en diamant subissent la procédure du nettoyage chimique représentée par la succession d'étapes suivantes :

- Solvants à température ambiante (sous ultrasons 5 min) :
  - Xylène
  - Acétone
  - Eau déminéralisée (EDI)
- Mélange d'acides :
  - Piranha (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> 30%) (2 min)
  - HF 5% (30 s) + rinçage EDI (2 min)
  - HF 50% /HNO<sub>3</sub> 69.5% (1/1) (2 min)

- HNO<sub>3</sub> 69.5% /HCl 37% (1/3) (2 min)
- HCl dilué (1/5) (2min)
- Rinçage EDI
- Plasma O<sub>2</sub> 800 W pendant 5 min sans Cage Faraday

Les échantillons utilisés pour les essais de gravure RIE-ICP sont de type CVD monocristallin d'orientation (100) et de dimension (3 x 3 mm<sup>2</sup>) de la société Element Six.

Le masque de protection utilisé est un masque en aluminium d'épaisseur de 700 nm déposé par évaporation thermique. Différents plots circulaires et rectangulaires en aluminium sont réalisés à la surface des échantillons par lithographie laser en utilisant la technique de lift-off (Figure 4.25 - a). La lithographie laser développée nous permet d'avoir une résolution très importante de quelques micromètres (Figure 4.25 - b). Nous pouvons observer sur la Figure 4.25 - c que les motifs en aluminium ont bien des flancs verticaux après lift-off.

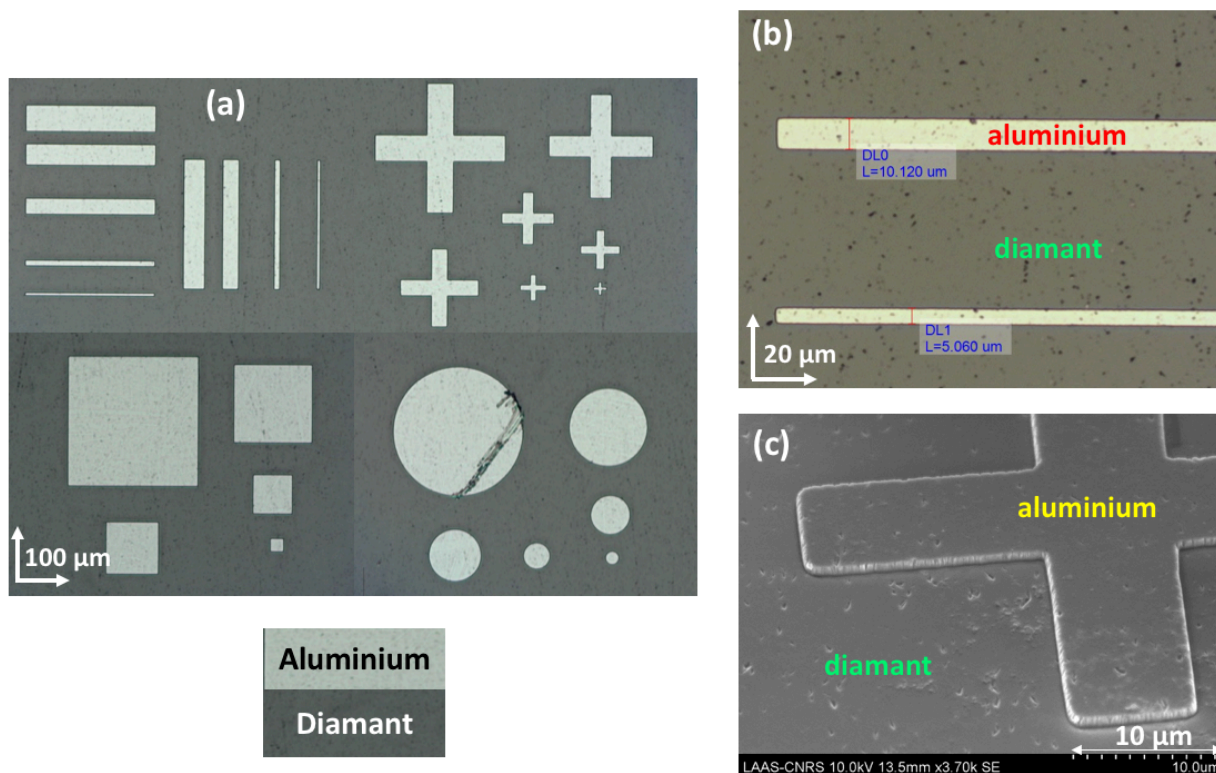


Figure 4.25 - a) Descriptions des différents motifs de test en aluminium (Image microscope optique) ; b) Barres rectangulaires en aluminium de largeur de 5 et 10 µm (Image microscope optique) ; c) Croix en aluminium (Image MEB).

### 4.2.3.2 Étude de la gravure RIE-ICP du diamant par plasma O<sub>2</sub>

Afin de répondre aux critères de vitesse de gravure, sélectivité et état de surface, nous avons étudié l'influence des paramètres de contrôle du plasma O<sub>2</sub> sur la gravure chimique ou physique du diamant. En augmentant la puissance du plasma et le débit du gaz « O<sub>2</sub> », on augmente la densité d'oxygène dans le plasma. En revanche, pour limiter la composante physique de la gravure RIE-ICP, on diminue la puissance de polarisation et le débit du gaz « Ar », ce qui va nous permettre de diminuer la densité et l'énergie des ions dans le plasma. Toutefois, l'augmentation de la pression dans le bâti de gravure va diminuer l'énergie des ions et améliorer la composante chimique de la gravure. Un compromis est donc à trouver.

#### 4.2.3.2.1 Influence de la puissance du plasma P<sub>ICP</sub>

Les premiers essais de gravure reposent sur une recette développée par Gabriel Civrac [101] et qui favorise la composante chimique de la gravure O<sub>2</sub> avec une faible puissance de polarisation et un débit du gaz Ar négligeable. Les paramètres de contrôle du plasma sont les suivants :

- Débit O<sub>2</sub> : 25 sccm
- Puissance du plasma (P<sub>ICP</sub>) : 500 W
- Puissance de polarisation (P<sub>Polarisation</sub>) : 5 W
- Pression : 5 mTorr
- Température : 18°C
- Masque de protection : masque en aluminium (700 nm)

Le bâti de gravure est décontaminé par pompage O<sub>2</sub> avant chaque essai de gravure. Un cycle de gravure a une durée maximum de trente minutes afin d'éviter l'auto-échauffement créé par le plasma à la surface de l'échantillon. Il est donc nécessaire de procéder par étapes successives pour atteindre le temps de gravure voulu. Nous avons reporté sur la Figure 4.26 les images MEB du fond et du flanc de gravure obtenus pour deux temps de gravure de 1 h et 2h. On peut constater que les flancs de gravure sont bien verticaux et qu'il n'y a pas de micromasquages liés à la présence de redépôt d'aluminium. La vitesse de gravure mesurée est de 0,5 μm/h avec une très bonne sélectivité, sans gravure du masque en aluminium. En effet,

l'utilisation du gaz d'oxygène, sans bombardement ionique, permet d'oxyder les premières couches en aluminium du masque en formant de l'alumine ( $Al_2O_3$ ) en surface. Cette couche d'oxyde ainsi formée rend le masque plus résistant au plasma.

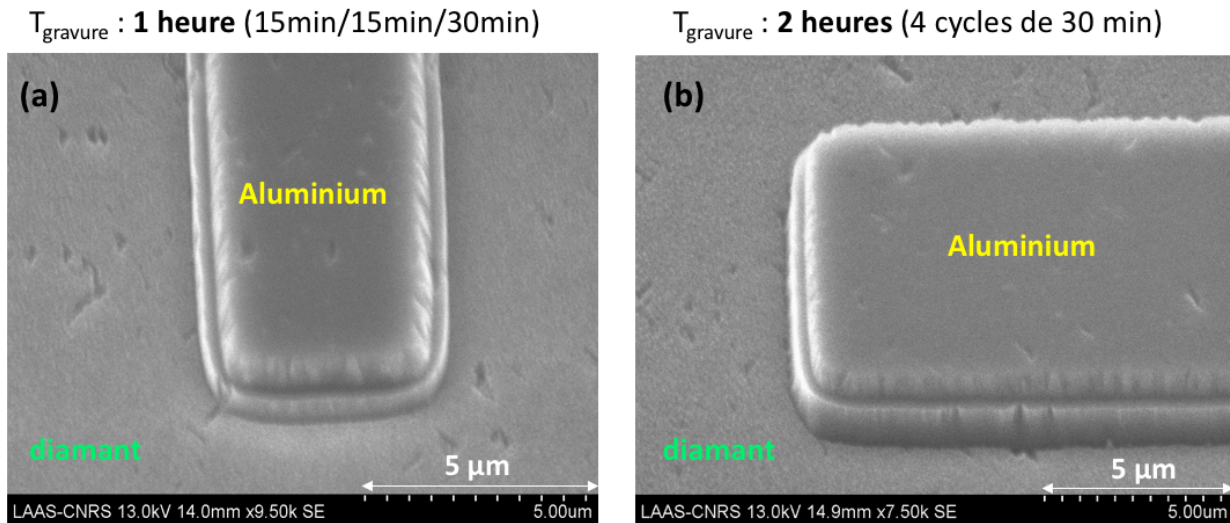


Figure 4.26 - Imagerie MEB du fond et du flanc de gravure pour différents temps de gravure à  $P_{ICP} = 500$  W et  $P_{Polarisation} = 5$  W a) 1 heure pour 3 cycles successifs (15min/15min/30min) et b) 2 heures pour 4 cycles successifs de 30 min.

Nous pouvons remarquer sur la Figure 4.26 l'absence de « trenching » au pied de gravure, ce qui est conforme au fait de diminuer la composante physique de la gravure. Nous avons utilisé cette recette pour des temps de gravure inférieurs à 30 min. On peut constater sur la Figure 4.27 qu'au-delà d'une durée de 17,5 min, la vitesse de gravure a tendance à saturer. On mesure alors une vitesse de gravure qui est de l'ordre de 10 nm/min.

Les résultats obtenus avec cette recette de gravure  $O_2$  montrent que l'on peut graver des épaisseurs de diamant nanométriques, ce qui est un avantage pour graver précisément des couches minces.

Malgré tous les avantages de cette recette, la vitesse de gravure reste trop lente pour atteindre la profondeur souhaitée entre 4 et 6  $\mu m$ , en vue de la réalisation de la structure MESA de la diode TMBS et pour l'ouverture de la grille en U du transistor MOSFET. Dans un premier temps, nous avons augmenté  $P_{ICP}$  jusqu'à 750 W pour favoriser la composante chimique de la gravure. Nous constatons que la vitesse de gravure diminue de 10

nm/min jusqu'à 2 nm/min. En effet, pour une puissance du plasma trop élevée, la densité des ions et de radicaux d'oxygène dissociés augmente dans le plasma. Ainsi, le libre parcours moyen des ions diminue et leur énergie n'est plus suffisante pour atteindre la surface à graver.

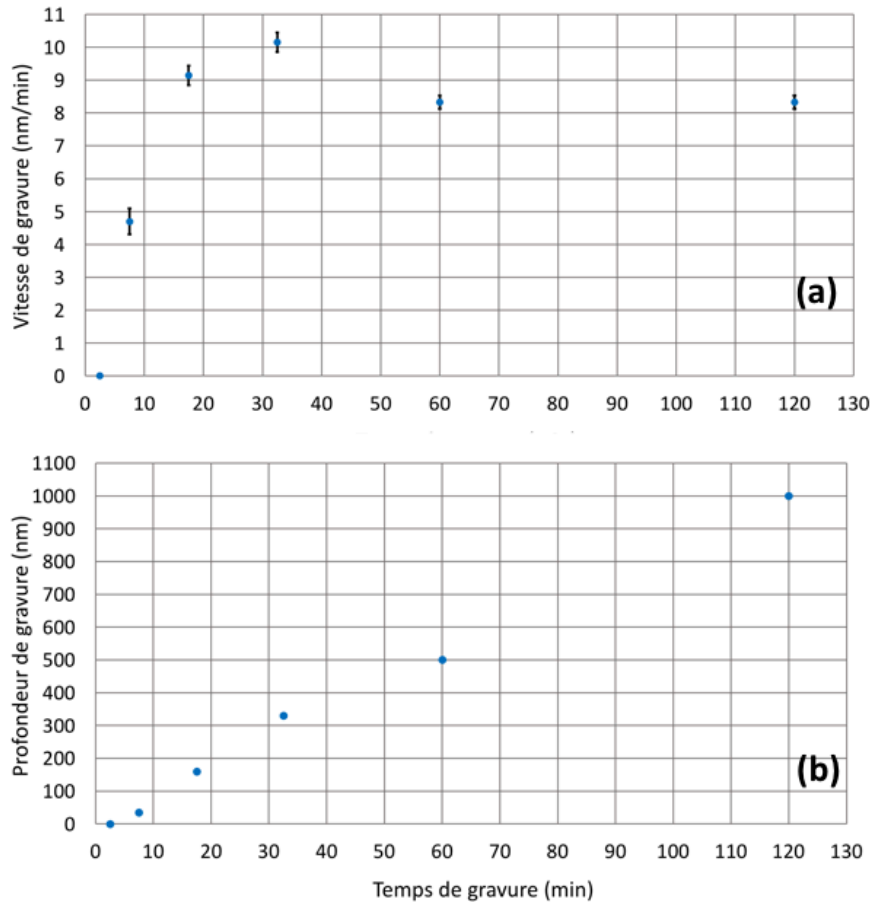


Figure 4.27 - Variation de la profondeur de gravure (a) et de la vitesse de gravure (b) pour différents temps de gravure inférieurs à 30 min à  $P_{ICP} = 500$  W et  $P_{Polarisation} = 5$  W.

#### 4.2.3.2.2 Influence de la puissance de polarisation $P_{Polarisation}$

Un équilibre doit donc être établi entre les deux composantes chimique et physique de la gravure. Dans un second temps, nous avons fait varier la puissance de polarisation pour augmenter la composante physique de la gravure et déterminer la valeur pour laquelle on commence à voir apparaître le « trenching » au pied des zones gravées. Le temps de gravure a été fixé à 15 minutes et la puissance de polarisation augmentée jusqu'à 50 W, pour une puissance de plasma de 500 W.

La Figure 4.28 présente les images MEB du fond et du flanc de gravure d'une barre d'aluminium de largeur de 5  $\mu\text{m}$  avant et après gravure. La profondeur du diamant gravé augmente de 0,625  $\mu\text{m}$  jusqu'à 1,22  $\mu\text{m}$  comme on peut le voir en passant d'une puissance de polarisation de 20 W (Figure 4.28 - d) à 50 W (Figure 4.28 - f). En revanche, des micromasquages sont reportés au fond des zones gravées, liés à la pulvérisation du masque et la présence de re-dépôt d'aluminium.

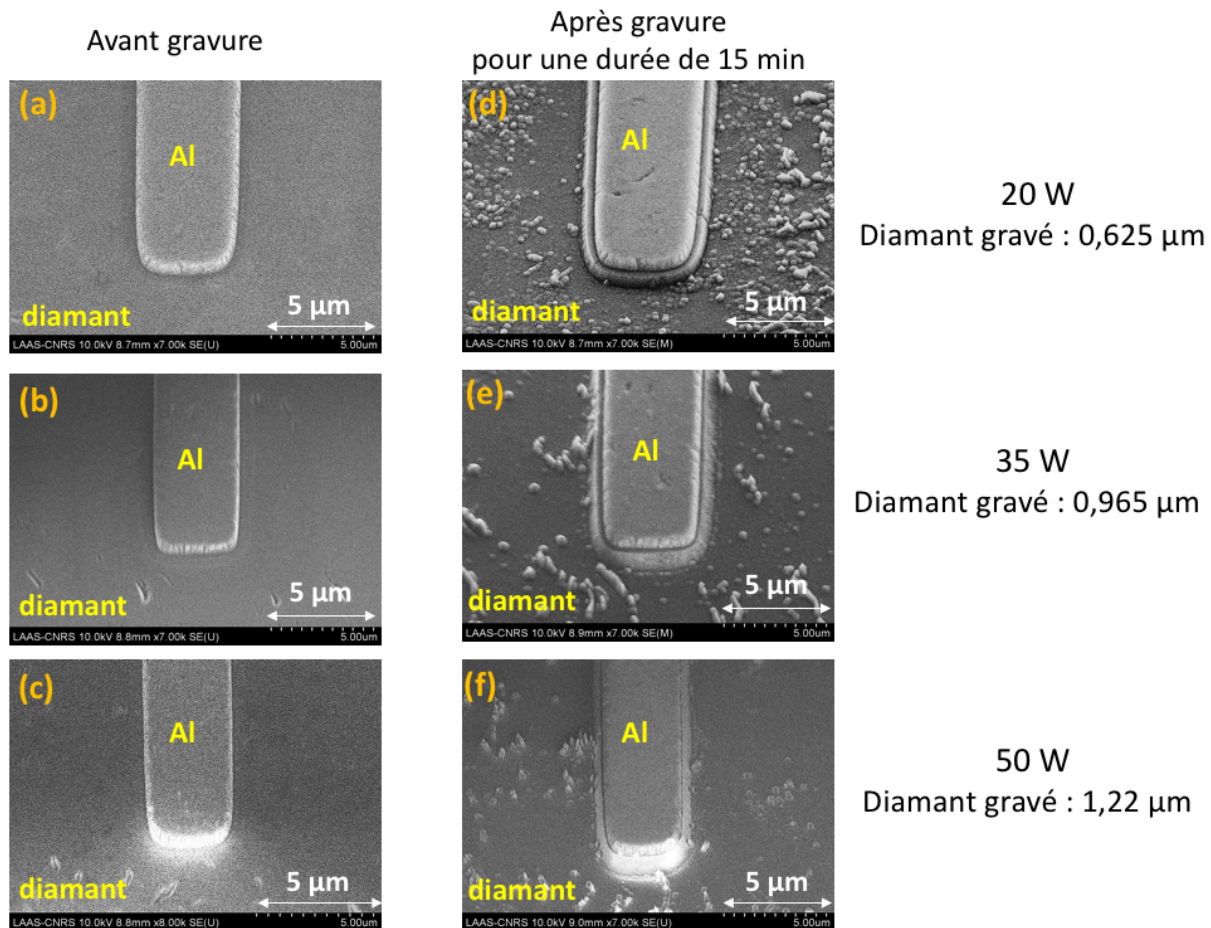


Figure 4.28 - Imagerie MEB du fond et du flanc de gravure avant et après gravure pour un temps de gravure de 15 minutes à  $P_{ICP} = 500$  W et pour différentes puissances de polarisation a et d) 20 W ; b et e) 35 W ; c et f) 50 W.

Pour les puissances de polarisation de 20 W et 35 W nous n'observons pas de « trenching » au pied de la gravure, contrairement à 50 W comme le montre la Figure 4.29.

Nous avons reporté sur le tableau 4.4 les résultats de caractérisation de la gravure  $\text{O}_2$  pour les différentes puissances de polarisation à  $P_{ICP} = 500$  W et pour une durée de gravure de

15 minutes. La tension de polarisation résulte de la différence de potentiel mesurée entre le plasma et la surface du substrat, et on remarque qu'elle augmente avec la puissance de polarisation. Pour une puissance de polarisation de 35 W, nous obtenons une vitesse de gravure de 3,86  $\mu\text{m}/\text{h}$  et une sélectivité de 21 pour le masque en aluminium. En passant d'une puissance de polarisation de 5 W à 35 W, la vitesse de gravure est donc augmentée d'un facteur 8.

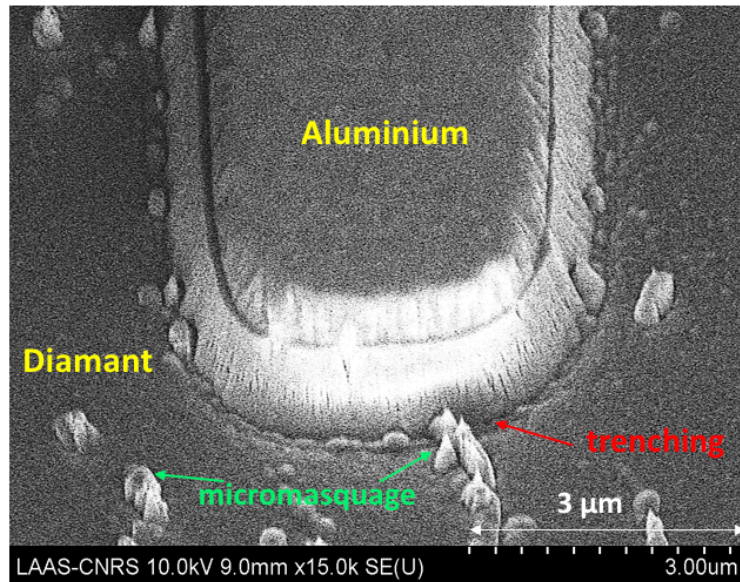


Figure 4.29 - Imagerie MEB du fond et du flanc de gravure pour gravure  $\text{O}_2$  avec une puissance de polarisation de 50 W,  $P_{\text{ICP}} = 500\text{W}$  et pour une durée de gravure de 15 minutes.

Tableau 4.4 – Paramètres de la gravure  $\text{O}_2$  en fonction de la puissance de polarisation et pour  $P_{\text{ICP}} = 500\text{ W}$ .

Puissance de polarisation (W)	20	35	50
Tension de polarisation (V)	-30	-56	-80
Épaisseur d'aluminium avant gravure ( $\mu\text{m}$ )	0,714	0,71	0,732
Épaisseur du diamant après gravure ( $\mu\text{m}$ )	0,625	0,965	1,22
Vitesse de gravure ( $\mu\text{m}/\text{h}$ )	2,5	3,86	4,88
Sélectivité	32,9	21,44	10,9
Rugosité 'Ra' avant gravure (nm)	3,31	1,77	1,48
Rugosité 'Ra' après gravure (nm)	7,92	3,44	5,8

On constate également que pour 35 W il n’y a pas d’effet de « trenching » au pied de la marche et que les flancs sont plutôt abrupts, ce qui signifie que la composante physique de la gravure est plus importante (Figure 4.30 - a). Bien que l’on note la présence de micromasquages, l’état de surface n’est pas dégradé, avec une rugosité de surface qui n’augmente que d’un facteur 2 (Figure 4.30 - b et c).

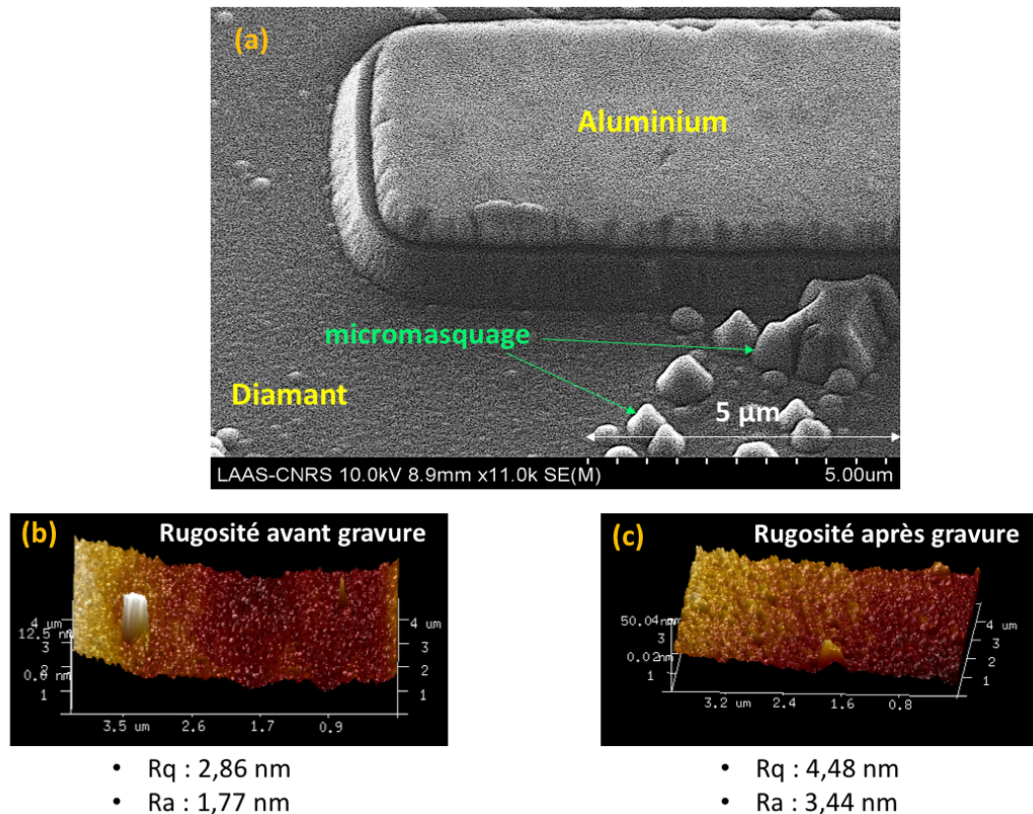


Figure 4.30 - Imagerie MEB du fond et du flanc de gravure (a) et mesures AFM de la rugosité avant gravure et après gravure (b et c) pour une puissance de polarisation de 35 W et une durée de gravure de 15 min.

#### 4.2.4 Perspectives pour l’étude de gravure

Afin de poursuivre l’étude, nous allons, pour une puissance du plasma de 500 W et une puissance de polarisation de 35 W, déterminer le temps de gravure nécessaire afin d’atteindre une profondeur de gravure de 6 µm adaptée à la structure que nous développons. Afin d’éviter l’auto-échauffement créé par le plasma à la surface de l’échantillon, un temps de gravure de 90 minutes pour six cycles successifs de 15 minutes sera choisi.



D'après l'étude récente de Hicks et Jackman sur la gravure RIE des couches en diamant supérieure à 10  $\mu\text{m}$  avec un micromasquage quasi nul [102], l'utilisation du chlore «  $\text{Cl}_2$  » permet d'enlever le re-dépôt d'aluminium après gravure. Ainsi, nous prévoyons d'utiliser un flash de «  $\text{Cl}_2$  » pour nettoyer le re-dépôt d'aluminium au fond des zones gravées après gravure. Les paramètres de contrôle du plasma  $\text{Cl}_2$  (débit de  $\text{Cl}_2$ , puissance de polarisation, puissance ICP et durée du flash  $\text{Cl}_2$ ) seront optimisés, afin de déterminer le procédé de nettoyage qui assure un micromasquage quasi nul en surface.

Le procédé de gravure ainsi à développer sera composé de deux étapes :

Une étape de gravure  $\text{O}_2$  avec les paramètres suivants :

- Débit  $\text{O}_2$  : 25 sccm
- Puissance du plasma ( $P_{\text{ICP}}$ ) : 500 W
- Puissance de polarisation ( $P_{\text{Polarisation}}$ ) : 35 W
- Pression : 5 mTorr
- Température : 18°C
- Masque de protection : masque en aluminium (700 nm)

Une étape de nettoyage avec un flash  $\text{Cl}_2$ , dont les paramètres du plasma  $\text{Cl}_2$  seront optimisés.

Avec le procédé de gravure  $\text{O}_2$  suivi d'un flash  $\text{Cl}_2$ , nous souhaitons obtenir une recette qui présente une bonne vitesse de gravure, une bonne sélectivité pour le masque en aluminium, un bon état de surface après gravure, l'absence de « trenching » au pied de gravure et un micromasquage quasi nul en surface.

### 4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les briques technologiques développées en vue de la réalisation de la diode TMBS et du transistor MOSFET. Dans un premier temps, nous avons réalisé un procédé de microfabrication de TLM droits sur diamant, dont deux étapes technologiques ont été optimisées. La première repose sur l'optimisation de l'écriture directe par faisceau laser avec la résine positive AZ4999 afin d'ouvrir le diélectrique aux dimensions des

barres TLM. La seconde repose, quant à elle, sur l'optimisation de l'écriture directe par faisceau laser pour la résine négative NLOF 2035 afin de définir par lift-off les plots de prise de contact électrique.

Des motifs TLM droits ont été réalisés sur des échantillons en diamant de type P, ciblant une gamme de dopage Bore non étudiée dans la littérature, comprise entre  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Les mesures électriques révèlent une amélioration de la résistance spécifique du contact de  $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$  et de la résistance par carré de la couche modifiée sous les contacts de  $114 \Omega/\square$  à  $16 \Omega/\square$  à 300 K, pour une concentration de dopants qui augmente de  $1,4 \times 10^{19}$  jusqu'à  $8,2 \times 10^{19} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Nous avons également montré une amélioration des contacts ohmiques avec la température en passant de  $25^\circ\text{C}$  à  $200^\circ\text{C}$ .

Ensuite, nous avons développé un procédé de gravure sèche RIE-ICP pour obtenir la réalisation de la structure MESA de la diode TMBS et pour l'ouverture de la grille en U du transistor MOSFET. Dans un premier temps, nous avons choisi un procédé de gravure à base de gaz oxygène  $\text{O}_2$  qui favorise la composante chimique de la gravure RIE et limite la composante physique (le bombardement ionique) pour diminuer l'effet de « surgravure » communément appelé « trenching » au pied des zones gravées.

Les paramètres de contrôle de la gravure  $\text{O}_2$  sont les suivants :

- Débit  $\text{O}_2$  : 25 sccm
- Puissance du plasma ( $P_{\text{ICP}}$ ) : 500 W
- Puissance de polarisation ( $P_{\text{Polarisation}}$ ) : 5 W
- Pression : 5 mTorr
- Température :  $18^\circ\text{C}$
- Masque de protection : masque en aluminium (700 nm)

Une vitesse de gravure de  $0,5 \mu\text{m}/\text{h}$ , une bonne sélectivité du masque en aluminium, l'absence de micromasquage en surface et l'absence de « trenching » au pied des zones gravées ont été constatées. Cependant, la vitesse reste trop lente pour graver des épaisseurs en

diamant comprises entre 4 et 6  $\mu\text{m}$ . Un compromis a donc été établi entre la composante chimique et physique de la gravure RIE : pour une puissance de polarisation augmentée à 35 W et une puissance du plasma égale à 500 W, la vitesse de gravure obtenue est de 3,86  $\mu\text{m}/\text{h}$  et a été augmentée d'un facteur 8. Une sélectivité de gravure de 21 a été atteinte entre le masque d'aluminium et le diamant, et l'absence de trenching a pu être constatée. Cependant, on note la présence de micromasquages en surface causés par des redépôts d'aluminium. Pour pallier ce problème, nous prévoyons d'utiliser un flash de Chlore et d'optimiser les paramètres de contrôle du plasma «  $\text{Cl}_2$  » afin de déterminer le procédé qui assure un micromasquage quasi nul en surface.

## Bibliographie du chapitre 4

- [96] L. Fontaine, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de composants de puissance MOS sur diamant," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2020.
- [97] H. H. Berger *et al.*, "Models for contacts to planar devices," *Solid-State Electronics.*, vol. 15, no 2, p. 145-158, Feb. 1972.
- [98] G. K. Reeves et H. B. Harrison, "Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements," *IEEE Electron Device Letters.*, vol. 3, no 5, p. 111-113, May. 1982.
- [99] S. Koné, "Développement de briques technologiques pour la réalisation des composants de puissance en diamant monocristallin," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2011.
- [100] F. Thion, "Conception de protections périphériques applicables aux diodes Schottky réalisées sur diamant monocristallin," Ph.D. Thesis, INSA de Lyon, 2012.
- [101] G. Civrac, "Vers la réalisation de composants haute tension, forte puissance sur diamant CVD. Développement des technologies associées," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2009.
- [102] M.-L. Hicks, A. C. Pakpour, Tabrizi and R. B. Jackman, "Diamond Etching Beyond 10  $\mu\text{m}$  with Near-Zero Micromasking," *Sci Rep*, vol. 9, no. 1, p. 15619, Dec. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-51970-8.



---

## Conclusion générale

L'amélioration de la chaîne de conversion de puissance est un impératif pour répondre aux besoins de la consommation électrique mondiale qui ne cessent d'augmenter aux cours des années. Depuis 2005, plusieurs projets ont été coordonnés par les laboratoires Ampère et LAAS-CNRS pour l'amélioration de la conversion de l'énergie électrique par le développement de composants de puissance plus efficaces que ceux en silicium. Les travaux menés s'intéressent ainsi aux matériaux semi-conducteurs à grand gap (SiC et GaN) et ultra grand gap (diamant) pour la fabrication des composants de puissance. Les deux premiers sont maintenant disponibles commercialement tandis que le dernier est encore en phase d'étude dans les laboratoires.

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire se concentrent sur la conception et la réalisation de composants de puissance MOS verticaux sur diamant. Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR MOVEToDiam, coordonné par le LAAS-CNRS. L'objectif principal du projet repose sur la conception et la réalisation d'une diode TMBS de type P et d'un transistor MOSFET vertical à canal P et à grille en U supportant 6 000 V et 1 200 V respectivement. Cinq partenaires sont impliqués dans ce projet, les laboratoires LSPM et GEMaC pour la croissance des couches de diamant de type P et N respectivement, l'entreprise IBS pour les implantations ioniques, les laboratoires Ampère et LAAS-CNRS pour la conception et les caractérisations électriques des structures, ainsi que la plateforme RENATECH de micro et nanotechnologies du LAAS-CNRS pour la fabrication des composants MOS en diamant. L'objectif de cette thèse est la conception, la fabrication et les caractérisations électriques de la diode TMBS et du transistor MOSFET. Les travaux ont été conjointement menés par les laboratoires Ampère et LAAS-CNRS.

Comme on a pu le voir dans le premier chapitre du manuscrit, les propriétés électriques et thermiques du diamant en font un candidat idéal pour la réalisation des composants de puissance. Cependant, la taille des échantillons monocristallins ( $< 3 \times 3 \text{ mm}^2$ ), les difficultés de maîtrise des conditions de croissance des couches de type P pour un dopage inférieur à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , la difficulté de doper de manière significative le diamant type N et la réalisation de contacts ohmiques de bonne qualité sur de diamant de type N sont encore des verrous

---

technologiques à surmonter. De même, l'amélioration des propriétés de l'interface diélectrique/diamant et la qualité du dépôt des couches diélectriques est indispensable pour la réalisation des composants MOS performants et surtout pour fabriquer le transistor MOSFET vertical.

La dernière partie du premier chapitre présente un état de l'art sur les composants de puissance en diamant déjà réalisés. À l'heure actuelle, la réalisation des composants MOS et composants bipolaires reste un grand défi en raison de l'absence de dopant de type N peu profond dans le diamant et la difficulté de fabriquer des contacts ohmiques performants sur des couches en diamant de type N.

Le deuxième chapitre du manuscrit concerne la conception d'une diode TMBS qui supporte 6 000 V à 300 K. Jusqu'à présent, aucune diode TMBS en diamant n'a été relevée dans la littérature. Une méthodologie de conception a été appliquée pour concevoir cette diode. Dans un premier temps, une étude analytique, réalisée sur cette structure, a montré que le choix du diélectrique est crucial pour optimiser les paramètres technologiques de la TMBS et favoriser le claquage dans le diamant. Par ailleurs, les paramètres technologiques primaires de la structure ont également été judicieusement choisis : l'auto-blindage est atteint dans la région méso au moment du claquage. Cela a permis de mettre en avant les paramètres technologiques essentiels de la structure à optimiser par simulations TCAD.

D'après les simulations TCAD 2D, un diélectrique de permittivité supérieure à 10,2 est nécessaire pour obtenir le claquage dans le diamant et limiter l'impact du champ électrique dans le diélectrique. L'oxyde d'Hafnium «  $\epsilon \text{HfO}_2 = 22$  » a été ainsi retenu pour former le contact MOS de la diode TMBS. Plusieurs itérations de simulations ont permis d'obtenir une diode TMBS qui supporte 5 800 V à 300 K. La concentration de dopants de la couche P a été augmentée de  $6 \times 10^{15}$  à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pour une même tenue en tension de 5 800 V, ce qui a permis de réduire la résistance spécifique à l'état passant de 68 à 35  $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}^2$ . Une densité de charge à l'interface diamant/ $\text{HfO}_2$  supérieure à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  dégrade considérablement les performances électriques de la diode TMBS en augmentant le courant de fuite dans le diélectrique. En effet, les résultats de qualification de dépôt des diélectriques en salle blanche

---

au LAAS sur le SiC et le GaN, et sur le diamant dans le projet MOVEToDiam, vont systématiquement vers des densités de charges à l'interface qui sont supérieures à  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Ainsi, l'amélioration de la qualité de dépôt de diélectrique et les propriétés de l'interface diélectrique/diamant est une nécessité pour limiter les courants de fuite et atteindre les performances électriques optimales obtenues en simulation pour la TMBS. Enfin, en tenant compte d'une protection périphérique par une simple plaque de champ, une efficacité de 87 % a été obtenue par simulation. Afin d'améliorer l'efficacité de la terminaison, une nouvelle architecture de protection peut être envisagée. Il s'agit alors d'une plaque de champ qui couvre un diélectrique qui remplit complètement la tranchée de la diode TMBS.

En tenant compte de la limitation technologique du dopage des couches en diamant de type P, pour l'instant la conception d'une diode TMBS qui supporte 6 000 V nous semble problématique. La maîtrise de conditions de croissance des couches de type P pour un dopage en dessous de  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  est une nécessité pour atteindre la tension souhaitée. Pour le dépôt de l'oxyde d'hafnium, l'épaisseur désirée par simulations TCAD est 90 fois supérieure à celle obtenue par dépôt ALD. Afin de pallier ce problème et d'atteindre l'épaisseur souhaitée, un empilement bicouche ou multicouche de diélectrique peut être envisagé. Une étude pour déterminer les caractéristiques de ces empilements est actuellement en cours.

Le troisième chapitre concerne la conception d'un transistor MOSFET vertical en diamant à canal P et à grille en U qui supporte 1 200 V à 300 K. Le diélectrique choisi pour former la grille du transistor est le nitrure de silicium «  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ». Notre choix repose sur des travaux précédents menés dans le cadre du projet MOVEToDiam pour fabriquer des capacités MIS sur des échantillons en diamant de type P et N dont l'épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est égale à 33 nm. Les simulations TCAD 2D montrent qu'un niveau de dopage de la couche P compris entre  $1 \times 10^{16}$  et  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  sont nécessaires pour obtenir une tenue en tension de 1 200 V à 300 K. Cependant, une couche N non compensée de concentration de dopage supérieure ou égale à  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  et d'épaisseur de 2  $\mu\text{m}$  nous semble suffisant pour éviter le perçage de cette couche par le champ électrique et former le canal de conduction sous la grille. En revanche, pour une couche N compensée à 80 %, le dopage doit être supérieur ou égal à  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour éviter le perçage.



---

Après l'optimisation des paramètres technologiques de la grille en U, le transistor MOSFET ainsi conçu, à température ambiante, est capable de supporter une tenue en tension de 1 200 V pour une résistance spécifique à l'état passant de  $62 \text{ m}\Omega\cdot\text{cm}^2$ . La tension seuil  $V_{th}$  est égale à -4 V.

Le dernier chapitre présente les briques technologiques essentielles développées en vue de la réalisation de la diode TMBS et du transistor MOSFET. Dans un premier temps, nous avons réalisé un procédé de microfabrication de TLM droits sur diamant. Deux étapes technologiques du procédé ont été optimisées par écriture directe par faisceau laser. Avec ce procédé, des motifs TLM droits ont été réalisés sur des échantillons en diamant de type P, ciblant une gamme de dopage Bore non étudiée dans la littérature, comprise entre  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Les mesures électriques révèlent une amélioration de la résistance spécifique de contact de  $10^{-3} \Omega\cdot\text{cm}^2$  à  $10^{-4} \Omega\cdot\text{cm}^2$  et de la résistance par carré de la couche modifiée sous les contacts de  $114 \Omega/\square$  à  $16 \Omega/\square$  à température ambiante, pour une concentration de dopants allant de  $1,4 \times 10^{19} \text{ at}\cdot\text{cm}^{-3}$  jusqu'à  $8,2 \times 10^{19} \text{ at}\cdot\text{cm}^{-3}$ . Nous avons également montré une amélioration des contacts ohmiques avec la température en passant de  $25^\circ\text{C}$  à  $200^\circ\text{C}$ .

Les résistances de contact mesurées sont plutôt élevées par rapport aux valeurs relevées dans la littérature. Pour cela plusieurs pistes seront explorées pour expliquer ces résultats et déterminer les erreurs induites par les étapes de microfabrication et de caractérisation. Une amélioration du procédé de microfabrication de TLM droit sera aussi évaluée, en remplaçant l'étape de la gravure RIE du  $\text{SiO}_2$  pour ouvrir les barres TLM aux dimensions souhaitées par la technique de lift-off avec la résine négative NLOF 2035.

Ensuite, nous avons développé un procédé de gravure sèche RIE-ICP pour obtenir la réalisation de la structure MESA de la diode TMBS et aussi pour l'ouverture de la grille en U du transistor MOSFET. Dans un premier temps, nous avons choisi un procédé de gravure à base de gaz oxygène  $\text{O}_2$  qui favorise la composante chimique de la gravure RIE et limite la composante physique (le bombardement ionique) dans le but de diminuer l'effet de « surgravure » communément appelé « trenching » au pied des zones gravées.

Les paramètres de contrôle de la gravure  $\text{O}_2$  sont les suivants :

- 
- Débit O<sub>2</sub> : 25 sccm
  - Puissance du plasma (P<sub>ICP</sub>) : 500 W
  - Puissance de polarisation (P<sub>Polarisation</sub>) : 5 W
  - Pression : 5 mTorr
  - Température : 18°C
  - Masque de protection : masque en aluminium (700 nm)

Une vitesse de gravure de 0,5 µm/h, une bonne sélectivité du masque en aluminium, l'absence de micromasquages en surface et l'absence de « trenching » au pied des zones gravées ont été constatées. Cependant, la vitesse reste trop lente pour graver des épaisseurs en diamant comprises entre 4 et 6 µm, profondeurs de gravure optimales obtenues par simulation pour former la MESA de la diode TMBS et l'ouverture de la grille du transistor MOSFET. Un compromis a donc été établi entre la composante chimique et physique de la gravure RIE : pour une puissance de polarisation augmentée à 35 W et une puissance du plasma égale à 500 W, la vitesse de gravure obtenue est de 3,86 µm/h et a été augmentée d'un facteur 8. Une sélectivité de gravure de 21 a été atteinte entre le masque d'aluminium et le diamant, et l'absence de « trenching » a pu être constatée après une durée de gravure de 15 minutes. Des essais seront prochainement réalisés pour atteindre les épaisseurs de gravure souhaitées, et surtout pour bien vérifier si on conserve toujours les mêmes résultats de la gravure O<sub>2</sub>. Enfin, on note la présence de micromasquages en surface causés par des redépôts d'aluminium. Pour pallier ce problème, nous prévoyons d'utiliser un flash de Chlore et d'optimiser les paramètres de contrôle du plasma « Cl<sub>2</sub> » afin de déterminer le procédé qui assure un micromasquage quasi nul en surface.

Les perspectives technologiques de travail sont nombreuses. Il faut tout d'abord mettre en place les dessins des masques pour fabriquer la diode TMBS et le transistor MOSFET.

Il faut aussi réaliser des capacités MIS sur des échantillons en diamant de type P et N. L'oxyde d'aluminium « Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> » et l'oxyde d'hafnium « HfO<sub>2</sub> » seront choisis comme couche diélectrique. Des caractérisations électriques et des mesures C(V) seront réalisées, afin

---

d'étudier les propriétés de l'interface diélectrique/diamant mais aussi pour évaluer la qualité de la couche diélectrique utilisée. Cette étape technologique est indispensable afin de réaliser la grille du transistor MOSFET. De même, des empilements bicouches ou multicouches de plusieurs dépôts successifs de diélectrique ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et  $\text{HfO}_2$ ) seront réalisés pour atteindre l'épaisseur souhaitée du diélectrique de la tranchée de la diode TMBS. Les caractéristiques de ces empilements seront bien choisies grâce aux résultats de simulations obtenus en amont.

Il faut aussi travailler sur l'amélioration des conditions de croissance des couches en diamant de type P, pour obtenir un dopage contrôlé pour des valeurs en dessous de  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Cela est primordial pour la conception et puis la fabrication d'une diode TMBS qui supporte la tenue en tension souhaitée de 6 000 V. De même, il faut améliorer aussi les conditions de croissance et la qualité des couches en diamant de type N, pour obtenir des couches fortement dopées et avec des faibles taux de compensation. Cela est nécessaire pour réaliser le contact ohmique sur la couche N du transistor MOSFET vertical, et pour obtenir le canal sous la grille.

Les avancées technologiques effectuées durant cette thèse et dans le projet MOVEToDiam sont très encourageantes. Avec les briques technologiques développées dans les travaux de cette thèse au niveau de la réalisation des contacts ohmiques sur des échantillons de type P et de la gravure RIE, et la bonne maîtrise des conditions de croissance des couches en diamant de type P avec un dopage supérieur à  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , nous pourrions fabriquer une diode TMBS verticale de type P, mais qui supporte une tension inférieure à 6 000 V. Cependant, il reste des défis technologiques à surmonter, afin de réaliser la diode TMBS qui supporte 6 000 V et le transistor MOSFET vertical.



---

## Annexes

### Annexe 1. Principaux modèles basiques utilisés

#### Annexe 1.1 Modèle de la largeur de la bande interdite

La largeur de la bande interdite du diamant varie et diminue avec la température. Le modèle de la largeur de la bande suit l'équation semi-empirique [103] :

$$E_g(T) = E_g(300 \text{ K}) + \alpha \cdot \frac{300^2}{\beta + 300} - \alpha \cdot \frac{T^2}{\beta + T} \quad (\text{Équation annexe 1})$$

Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont estimés en utilisant des données expérimentales. Le tableau annexe 1 représente les paramètres utilisés pour calculer la variation de la largeur de la bande interdite du diamant avec la température.

Tableau annexe 1 - Paramètres utilisés pour calculer la variation de la largeur de la bande interdite du diamant avec la température.

$E_g(T = 300 \text{ K})$	$\alpha$	$\beta$
5,46 eV	1,00297 eV.K <sup>-1</sup>	3,922915×10 <sup>6</sup> K

La figure annexe 1 représente la variation de la largeur de la bande interdite avec la température.

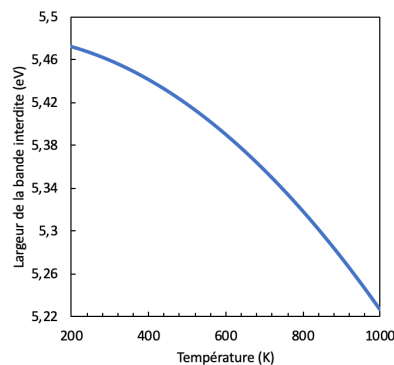


Figure annexe 1- Largeur de la bande interdite  $E_g$  en fonction de la température [104].

---

## Annexe 1.2 Modèle de densités d'états du diamant et concentration intrinsèque de porteurs

Les densités d'état de la bande de conduction et de la bande de valence sont représentées par les équations (Équation annexe 2 et Équation annexe 3) respectivement :

$$N_c = \frac{2(2\pi K T m_e^*)^{3/2}}{h^3} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 2})$$

$$N_v = \frac{2(2\pi K T m_h^*)^{3/2}}{h^3} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 3})$$

Avec  $K$  la constante de Boltzmann,  $h$  la constante de Planck,  $m_e^*$  la masse effective d'un électron et  $m_h^*$  la masse effective d'un trou.

Les masses effectives d'un électron et d'un trou sont exprimées dans les équations (Équation annexe 4 et Équation annexe 5) respectivement :

$$m_e^* = [M_c (m_{//} m_0)^{1/2} (m_{\perp} m_0)^{1/2}]^{2/3} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 4})$$

$$m_h^* = [(m_{hh} m_0)^{3/2} + (m_{lh} m_0)^{3/2} + (m_{so} m_0)^{3/2}]^{2/3} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 5})$$

Où  $M_c = 6$  correspond au nombre de minimums sur la bande de conduction,  $m_0$  est la masse d'un électron libre,  $m_{//} m_0$  la masse effective longitudinale d'un électron,  $m_{\perp} m_0$  la masse effective transversale d'un électron,  $m_{hh} m_0$  la masse effective d'un trou lourd et  $m_{lh} m_0$  la masse effective d'un trou léger.

Les valeurs expérimentales des coefficients sont présentées dans le tableau annexe 2.

Tableau annexe 2 – Masses effectives des électrons et des trous.

Électrons (Phosphore)		Trous (Bore)		
$m_{\perp}$	$m_{//}$	$m_{hh}^*$	$m_{lh}^*$	$m_{so}^*$
0,28	1,56	0,642	0,266	0,375

La concentration intrinsèque de porteurs ni est calculée en utilisant l'équation (Équation annexe 6) :

$$N_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2KT}} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 6})$$

Généralement, la densité de porteurs intrinsèques diminue avec la largeur de la bande interdite. À 300K, la concentration intrinsèque de porteurs vaut  $2 \times 10^{-27} \text{cm}^{-3}$  pour le diamant, contre  $3 \times 10^{-10} \text{cm}^{-3}$  dans le GaN,  $3 \times 10^{-8} \text{cm}^{-3}$  dans le SiC et  $1 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  dans le silicium.

L'évolution de la concentration intrinsèque de porteurs dans le diamant avec la température est représentée sur la figure annexe 2.

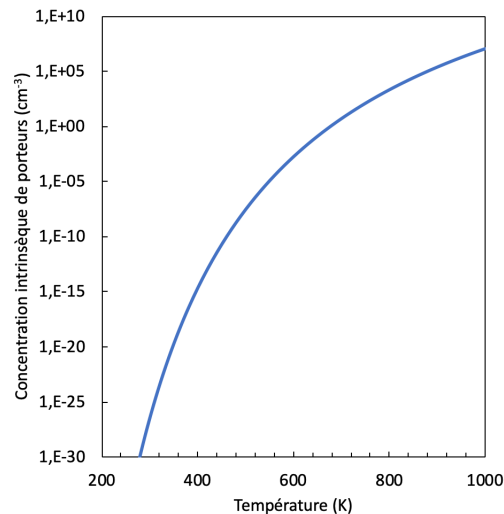


Figure annexe 2 - Évolution de la concentration intrinsèque de porteurs dans le diamant avec la température [104].

## Annexe 1.3 Modèles de mobilités

### Modèle de Masetti

Le modèle par défaut utilisé par Sentaurus Device pour simuler la mobilité en fonction du dopage a été proposé par Masetti. Ce modèle est indépendant de la température et les paramètres sont donnés pour 300 K. Il n'est donc valable que pour 300 K. La concentration totale des impuretés ionisées est donnée par «  $N_{A,0} + N_{D,0}$  ».

$$\mu_{\text{dopage}} = \mu_{\text{min1}} \times \exp\left(\frac{P_c}{N_{A,0} + N_{D,0}}\right) + \frac{\mu_{\text{constante}} - \mu_{\text{min2}}}{1 + \left(\frac{N_{A,0} + N_{D,0}}{C_r}\right)^\alpha}$$

$$- \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{N_{A,0} + N_{D,0}}\right)^\beta} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 7})$$

$$\text{avec } \mu_{\text{constante}}(T) = \mu_{\text{max}} \times \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{-\gamma} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 8})$$

Les coefficients du modèle de mobilité de Masetti sont présentés dans le tableau annexe 3

Tableau annexe 3 – Paramètres du modèle de mobilité de Masetti.

Paramètre	Électrons (Phosphore)	Trous (Bore)
$\mu_{\text{max}}$	2000 cm <sup>2</sup> /V.s	2000 cm <sup>2</sup> /V.s
$\gamma$	1,5	1,5
$\mu_{\text{min1}}$	20 cm <sup>2</sup> /V.s	0 cm <sup>2</sup> /V.s
$\mu_{\text{min2}}$	0 cm <sup>2</sup> /V.s	0 cm <sup>2</sup> /V.s
$\mu_1$	0 cm <sup>2</sup> /V.s	0 cm <sup>2</sup> /V.s
$P_c$	0 cm <sup>-3</sup>	0 cm <sup>-3</sup>
$C_r$	$2,79 \times 10^{16}$ cm <sup>-3</sup>	$8,9 \times 10^{14}$ cm <sup>-3</sup>
$C_s$	$3,43 \times 10^{20}$ cm <sup>-3</sup>	$6,1 \times 10^{20}$ cm <sup>-3</sup>
$\alpha$	0,39	0,39
$\beta$	2	2



---

## Modèle de Baccarani (University of Bologna Mobility Model)

Le modèle de l'université de Bologne (modèle développé par Baccarani) décrit avec précision la mobilité des porteurs en fonction de la température (jusqu'à 700 K) du dopage (ou concentration d'impureté).

Le modèle de la mobilité constante est défini par :

$$\mu_{\text{constante}}(T) = \mu_{\text{max}} \times \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{-\gamma + c \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)} \quad [1] \quad (\text{Équation annexe 9})$$

Où  $\mu_{\text{max}}$  la mobilité des porteurs à 300K,  $c$  la correction de la mobilité à des températures plus élevées.  $\mu_{\text{max}}$  la mobilité maximale des porteurs.

$$\mu_{\text{dop}}(T) = \mu_0(T) + \frac{\mu_L(T) - \mu_0(T)}{1 + \left(\frac{N_{D,0}}{C_{r1}(T)}\right)^\alpha + \left(\frac{N_{A,0}}{C_{r2}(T)}\right)^\beta} - \frac{\mu_1(N_{D,0}, N_{A,0}, T)}{1 + \left(\frac{N_{D,0}}{C_{s1}(T)} + \frac{N_{A,0}}{C_{s2}(T)}\right)^2} \quad [1] \quad (\text{Équation annexe 10})$$

Où  $\mu_0$  et  $\mu_1$  sont exprimées sous forme de moyennes des valeurs limites correspondantes pour les densités de dopage-accepteur et dopage-donneur :

$$\mu_0(T) = \frac{\mu_{0d}N_{D,0} + \mu_{0a}N_{A,0}}{N_{A,0} + N_{D,0}} \quad [1] \quad (\text{Équation annexe 11})$$

$$\mu_1(T) = \frac{\mu_{1d}N_{D,0} + \mu_{1a}N_{A,0}}{N_{A,0} + N_{D,0}} \quad [1] \quad (\text{Équation annexe 12})$$

Les coefficients du modèle de mobilité de l'université de Bologne sont présentés dans le tableau annexe 4

Tableau annexe 4 – Paramètres du modèle de mobilité de l'université de Bologne.

Paramètre	Électrons (Phosphore)	Trous (Bore)	Paramètre	Électrons (Phosphore)	Trous (Bore)
$\mu_{\max}$	2000 cm <sup>2</sup> /V.s	2000cm <sup>2</sup> /V.s	$C_{r1}$	8,29×10 <sup>26</sup> cm <sup>-3</sup>	1,3×10 <sup>28</sup> cm <sup>-3</sup>
c	-2,529	-2,529	$\gamma_{r1}$	3,65	2,22
$\gamma$	-2,95	-2,95	$C_{r2}$	3×10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup>	3×10 <sup>14</sup> cm <sup>-3</sup>
$\mu_{0d}$	0 cm <sup>2</sup> /V.s	0 cm <sup>2</sup> /V.s	$\gamma_{r2}$	-6	-6
$\gamma_{0d}$	0,6	1,3	$C_{s1}$	2,9×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	1,1×10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>
$\mu_{0a}$	20 cm <sup>2</sup> /V.s	20 cm <sup>2</sup> /V.s	$\gamma_{s1}$	0	6,2
$\gamma_{0a}$	1,1	1,1	$C_{s2}$	7×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	6,1×10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>
$\mu_{1a}$	0 cm <sup>2</sup> /V.s	0 cm <sup>2</sup> /V.s	$\alpha$	0,68	0,77
$\gamma_{1a}$	1,25	0,8	$\beta$	0,3146	0,3146

Le modèle de l'université de Bologne nous montre que le dopage en augmentant fait chuter drastiquement la mobilité des trous et des électrons.

### Modèle de Canali (Caughey-Thomas)

Le modèle de Caughey-Thomas décrit la dépendance de la mobilité des porteurs en fonction de la température et du champ électrique. Ce modèle tient compte aussi de la saturation de la mobilité pour de forts champ électriques « High Field Dependance ».

$$\mu \text{ (High Field)} = \frac{(\alpha+1) \cdot \mu_{\text{low}}}{\alpha + \left[ 1 + \left( \frac{(\alpha+1) \cdot \mu_{\text{low}} \cdot E_{\text{hfs}}}{v_{\text{sat}}} \right)^\beta \right]^{\frac{1}{\beta}}} \quad [103] \quad \text{(Équation annexe 13)}$$

$$\beta = \beta_0 \cdot \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^\beta \exp \quad [103] \quad \text{(Équation annexe 14)}$$

$$V_{\text{sat}} = V_{\text{sat}0} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{-V_{\text{satexp}}} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 15})$$

Les coefficients du modèle de Caughey-Thomas sont présentés dans le tableau annexe 5

*Tableau annexe 5 – Paramètres du modèle de mobilité de Caughey-Thomas.*

Paramètre	Électrons (Phosphore)	Trous (Bore)
$\beta_0$	1,109	1,213
$\beta_{\text{exp}}$	0,66	0,17
$\alpha$	0	0
$V_{\text{sat}0}$	$2,7 \times 10^7$	$1,0755 \times 10^7$
$V_{\text{satexp}}$	0,0731	0,0731

Le modèle Caughey-Thomas nous montre que lorsque le champ électrique devient trop important, la mobilité des charges chute fortement.

## **Annexe 1.4 Modèle d'ionisation incomplète des dopants**

La totalité des atomes dopants dans le diamant présent en site de conduction et site de valence ne sont pas ionisés. Il s'agit alors du phénomène d'ionisation incomplète qui doit être pris en compte

La densité totale d'accepteurs et de donneurs sont représentées dans les équations (Équation annexe 16 et Équation annexe 17) respectivement :

$$N_A = N_A^0 + N_A^- \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 16})$$

$$N_D = N_D^0 + N_D^+ \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 17})$$

Avec  $N_A^0$  la densité totale d'accepteurs neutres,  $N_D^0$  la densité totale de donneurs neutres,  $N_A^-$  la densité d'accepteurs activés et  $N_D^+$  la densité de donneurs activés.

En considérant la probabilité d'occupation des niveaux  $N_A$  avec l'énergie  $E_A$  et  $N_D$  avec l'énergie  $E_D$  la densité de donneurs et d'accepteurs neutre sont déterminées par les équations (Équation annexe 18 et Équation annexe 19) respectivement :

$$N_A^0 = \int_{E_V}^{E_C} N_A (E - E_A) f_F(E) dE = N_A f_F(E_A) \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 18})$$

$$N_D^0 = \int_{E_C}^{E_V} N_D (E_D - E) f_F(E) dE = N_D f_F(E_D) \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 19})$$

Avec  $f_F(E_A)$  et  $f_F(E_D)$  exprimés dans par les équations (Équation annexe 14 et Équation annexe 15) respectivement représentent la fonction de distribution de Fermi-Dirac pour les états localisés

$$f_F(E_A) = \frac{1}{1 + g_A e^{-\frac{E_A - E_F}{KT}}} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 20})$$

$$f_F(E_D) = \frac{1}{1 + g_D e^{-\frac{E_F - E_D}{KT}}} \quad [103] \quad (\text{Équation annexe 21})$$

Où  $g_A = 4$  est le facteur dégénérescence pour les trous,  $g_D = 2$  est le facteur dégénérescence pour les électrons,  $E_A$  l'énergie d'activation des accepteurs et  $E_D$  l'énergie d'activation des donneurs.

## Annexe 2. La technique du lift-off

La technique du lift-off permet de créer des plots métalliques à la surface d'un échantillon à l'aide d'une résine photosensible. Généralement, les paramètres d'insolation de la lithographie classique ou laser sont bien optimisés pour obtenir une résine dite « à flancs inversés ». Cette particularité permet à un solvant (acétone ou DMSO) d'attaquer la résine et de pouvoir la dissoudre. Les schémas en coupe de chaque étape sont présentés à la figure annexe 3 [104].

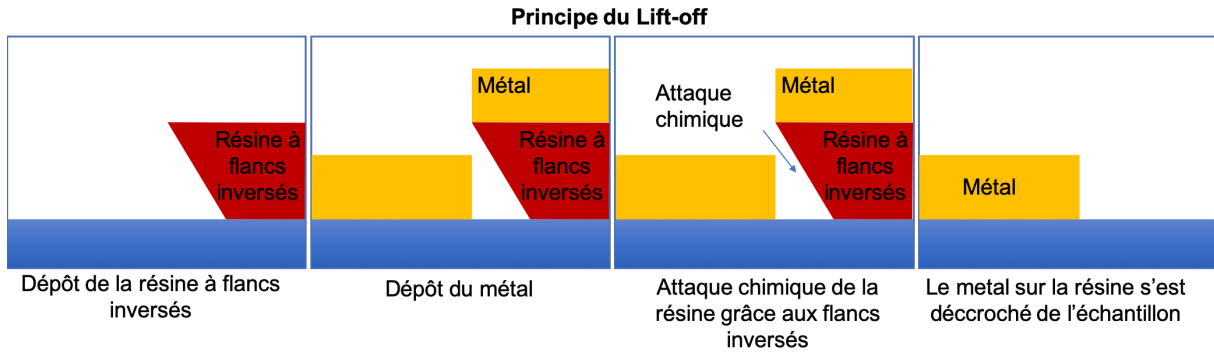


Figure annexe 3 - Principe de la technique du lift-off [104].

### Annexe 3. Les limites de la photolithographie classique sur diamant

La photolithographie est une étape essentielle pour réaliser des masques de gravure ou de déposer des pistes métalliques. Elle consiste à déposer une résine photosensible (résine positive ou résine négative) par centrifugation ou « spincoating ». Ensuite, au travers d'un masque physique (chrome sur verre), on insole la résine par de la lumière UV. Puis, on dissout la résine insolée dans un produit chimique adapté.

Généralement ces étapes de photolithographie classique sont bien adaptées et maîtrisées sur des substrats en Si de grandes tailles entre 4 et 6 pouces, et non pas à des échantillons en diamant de taille millimétrique (3 x 3 mm<sup>2</sup>). Dans les travaux de thèse de Lya Fontaine [104], plusieurs techniques de dépôt de résine sur les échantillons en diamant ont été développées :

- La technique de dépôt de résine par films secs est très homogène, avec un effet de bord minime, la largeur du bourrelet étant de l'ordre de 10 µm. Cependant, cette technique ne permet que de déposer de la résine positive et l'épaisseur de la résine obtenue est supérieure à 20 µm, ce qui va nous limiter au niveau de la résolution.
- La technique de dépôt de résine par Spin Coating avec moule epoxy présente un effet de bord très minime de la résine déposée sur les échantillons en diamant. Cette technique permet de déposer une résine positive ou négative, et permet d'avoir des épaisseurs de résine bien contrôlées. Cependant, la fabrication d'un moule est nécessaire pour chaque échantillon, les substrats diamant ayant des dimensions différentes.

## Annexe 4. Dépôt de résine par Spray Coater

La technique adoptée pour le dépôt de résine est le dépôt par Spray Coater. Le spray-coating consiste à vaporiser de microgouttelettes de résine sur la surface de l'échantillon par vagues successives (Figure annexe 4). Cette technique permet de bien contrôler l'épaisseur de résine déposée. Toutefois, cette technique assure un dépôt homogène et minimise la présence d'effet de bord après dépôt.

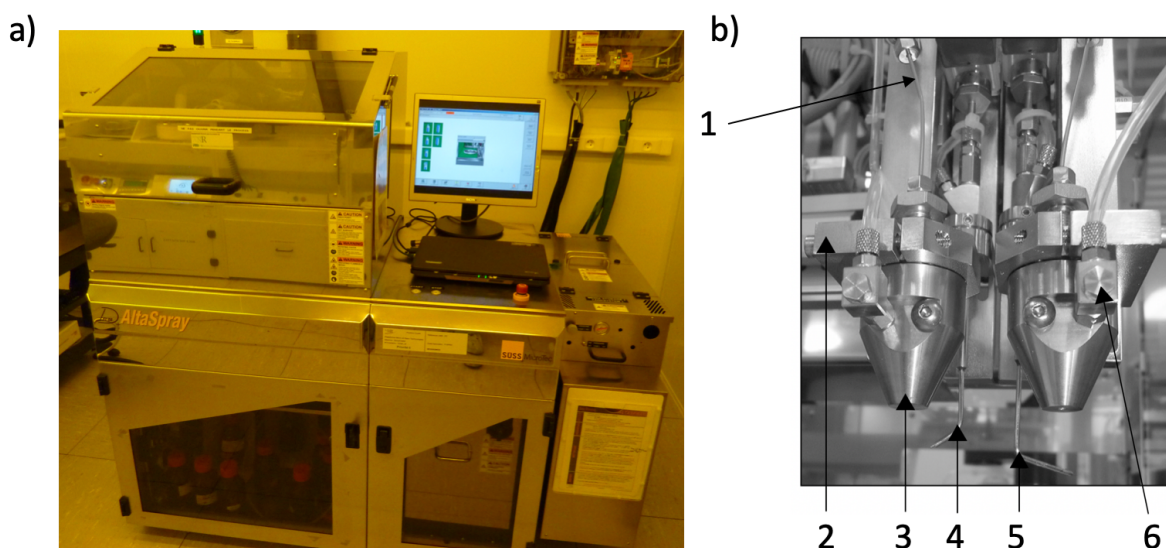


Figure annexe 4 - a) Photo du Spray-Coater Altaspray Süss Microtec et b) Photo zoomée d'un module de deux buses 1- Capillaire 2- Porte buse 3- Buse de pulvérisation de résine 4- Buse de rinçage de la face arrière 5- Buse de rinçage du chuck 6- Tube d'apport de solvant (acétone) pour nettoyage de la buse [104].

Les résines utilisées pour le dépôt par Spray Coater sont plus fluides que celles utilisées classiquement car elles sont diluées dans un solvant. La résine positive AZ4999 et la résine négative NLOF 2035 sont les deux résines utilisées pour le développement des briques technologiques sur du diamant. L'AZ4999 est utilisée pour faire des masques de gravure. En revanche, la NLOF 2035 est utilisée pour obtenir des flancs inversés et déposer les pistes métalliques. L'épaisseur de ces deux résines après insolation est de 5  $\mu\text{m}$ . De même le dépôt est homogène et l'effet de bord observé est minime (quelques microns de large) et la surface utile de l'échantillon est calculée entre 95% et 100%.

## Annexe 5. Insolation de la résine photosensible par écriture laser

La salle blanche est équipée de la Dilase 750 de chez Kloé (figure annexe 5). La figure annexe 6 présente un schéma descriptif du principe de fonctionnement de l'insolation laser. Tout d'abord, les masques sont réalisés à l'aide d'un logiciel, où les trajectoires d'insolation sont définies sur des motifs bien déterminés. Puis le laser va imprimer directement ces trajectoires sur la résine par mouvement du plateau portant l'échantillon sous le laser. Cette technique nous permet d'atteindre une résolution d'insolation de  $1\ \mu\text{m}$  et d'aligner plusieurs masques avec précision.

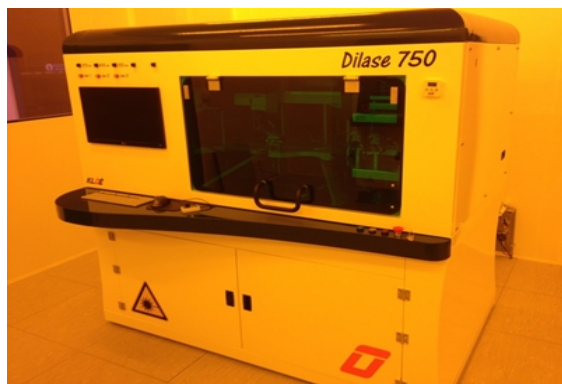


Figure annexe 5 - Photo de la Dilase 750 de chez Kloé ([www.kloe-france.com](http://www.kloe-france.com)).

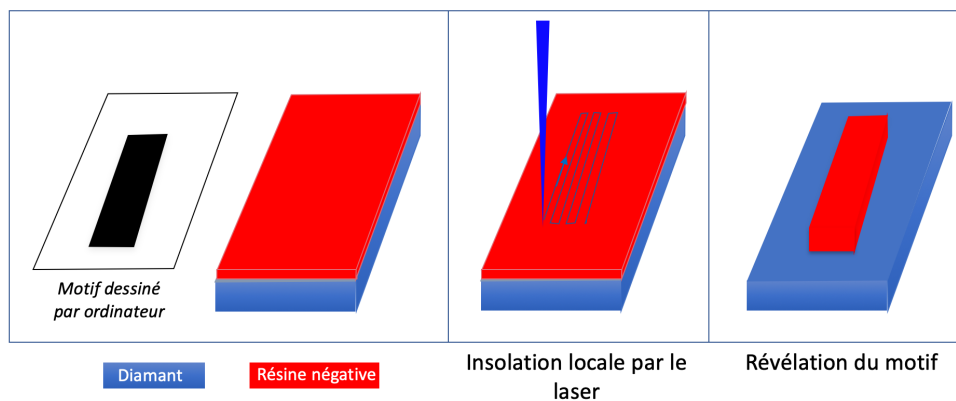


Figure annexe 6 - Schéma de principe de l'écriture directe par faisceau laser pour une résine négative [104].

---

Pour une insolation laser, plusieurs paramètres influent sur la qualité de la lithographie, la dimension des motifs et la dose d'insolation que va recevoir la résine. Ces paramètres d'insolation sont explicités ci-dessous :

- Le diamètre du faisceau laser :

La Dilase 750 dispose de trois lasers de diamètres différents :  $1\mu\text{m}$ ,  $2\mu\text{m}$  et  $10\mu\text{m}$  [Chan98]. Le diamètre choisi dépend de la résolution souhaitée des motifs qui varie de  $1\mu\text{m}$  à environ  $1\text{mm}$  pour les plus gros motifs.

- Les filtres :

La Dilase 750 dispose de deux filtres (une lentille optique interchangeable sur le chemin du laser) : 1% et 10 %. Ils permettent de réduire la puissance optique émise par le laser et donc de réduire directement la dose d'insolation.

- La modulation électrique du laser :

La puissance électrique du laser peut être variée entre 10 à 100 %. La modulation joue également directement sur la dose d'insolation reçue par la résine.

- Longueur d'onde du laser :

La longueur d'onde du laser est choisie en fonction de la résine utilisée. Généralement plus la longueur d'onde augmente, plus l'énergie du laser pénètre plus profondément la résine. Pour notre étude, le laser 405 nm est utilisé pour la résine positive AZ4999, et le laser 375 nm est utilisé pour la résine négative modifiée NLOF 2035.

- Le taux de recouvrement :

Suivant les trajectoires d'insolation précisées sur la surface de chaque motif de résine, un taux de recouvrement est introduit. Il est directement lié au diamètre du faisceau de laser et il définit la distance entre chaque passage de laser sur les motifs de résine. Normalement pour une surface bien déterminée, si le taux de recouvrement augmente, le nombre de passages augmente aussi. Ainsi, ce paramètre influe directement sur la dose d'insolation et la durée de la lithographie.



- 
- La vitesse de déplacement du laser :

Durant l'insolation laser, c'est le plateau portant l'échantillon sous le laser qui se déplace et le laser reste fixe. La vitesse d'écriture du laser peut être réglée entre 0,1mm/s et 5mm/s. Ce paramètre influence directement la dose d'insolation reçue par la résine, le temps d'insolation et la résolution.

- Réglage de la hauteur du laser (mise au point du laser) :

Une étape primordiale à faire avant de commencer l'insolation est de régler la hauteur du laser pour focaliser le point laser sur la surface de la résine. Ainsi, une mauvaise mise au point du laser sur la surface de la résine provoque une mauvaise insolation avec une mauvaise définition des motifs.

## **Bibliographie des annexes**

[103] "Sentaurus™ Device User Guide," Version K-2015.06, Juin 2015 p. 1494.

[104] L. Fontaine, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de composants de puissance MOS sur diamant," Ph.D. Thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, 2020.





## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : MAKHOUL

DATE de SOUTENANCE : 17/02/2022

Prénom : Ralph

TITRE : Conception et caractérisations électriques de diodes de type TMBS et de transistors de type MOSFET en diamant pour la microélectronique de puissance.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2022LYSEI010

Ecole doctorale : EEA - ED160

Spécialité : Génie Électrique

RESUME : L'augmentation de la consommation électrique mondiale nécessite l'amélioration des composants de puissance. Jusqu'à présent, la majorité de ces composants, principalement réalisés en Silicium, ont atteint un point de saturation en termes de compromis entre la tenue en tension et la résistance à l'état passant. Ainsi, les propriétés physiques intrinsèques prometteuses des semi-conducteurs à large bande interdite (SiC, GaN, Diamant) ouvrent la voie vers la réalisation des composants électroniques de puissance plus performants.

Dans ce contexte, nos travaux portent sur la conception et la réalisation d'une diode TMBS (Trench MOS Barrier Schottky) verticale et d'un transistor MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) vertical à canal P et à grille en U en diamant qui supportent 6000 V et 1200 V respectivement à température ambiante. Ces deux structures ont été conçues dans le cadre du projet ANR MOVeToDIAM (MOS Vertical Tout DIAMant), coordonné par le LAAS-CNRS, dans la continuité des travaux sur diamant effectués au laboratoire depuis 2005.

La conception de la diode TMBS et du transistor MOSFET est réalisée avec le logiciel SENTAURUS TCAD (Technology Computer Aided Design). Une méthodologie de conception est adaptée pour ces deux structures pour bien atteindre les critères de fonctionnement souhaités.

Pour terminer, des briques technologiques essentielles ont été développées afin de réaliser la diode TMBS et le transistor MOSFET. Dans un premier temps, des contacts ohmiques sur des échantillons en diamant type P ont été réalisés, puis caractérisés électriquement à l'aide des motifs TLM (Transmission Line Method) droit.

Ensuite, un procédé de gravure sèche RIE-ICP (Reactive Ion Etching – Inductive Coupled Plasma) a été développé pour obtenir la réalisation de la structure MESA de la diode TMBS et aussi pour l'ouverture de la grille en U du transistor MOSFET. Enfin, un dépôt de différents diélectriques (SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) sur des échantillons en diamant a été réalisé afin d'évaluer la qualité du dépôt du diélectrique.

MOTS-CLÉS : Composants de puissance, diode TMBS, transistor MOSFET, méthodologie de conception, briques technologiques, contact ohmique, gravure RIE-ICP.

Laboratoire (s) de recherche : Ampère (Site : INSA Lyon)



# INSA

Directeur de thèse : Dominique PLANSON

Président de jury :

Composition du jury :

Mr. Philippe GODIGNON - Rapporteur

Mr. Bilal BEYDOUN - Rapporteur

Mr. Jocelyn ACHARD - Examineur

Mme. Josiane TASSELLI - Examinatrice