



HAL
open science

Etude de la génération d'événements singuliers par excitation laser impulsionnel dans des composants silicium utilisés en environnement radiatif

Maxime Mauguet

► **To cite this version:**

Maxime Mauguet. Etude de la génération d'événements singuliers par excitation laser impulsionnel dans des composants silicium utilisés en environnement radiatif. Optique [physics.optics]. INSA de Toulouse, 2019. Français. NNT : 2019ISAT0012 . tel-02373135

HAL Id: tel-02373135

<https://theses.hal.science/tel-02373135>

Submitted on 20 Nov 2019

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA de Toulouse)

Présentée et soutenue le 21 février 2019 par :

MAXIME MAUGUET

**Étude de la génération d'événements singuliers par excitation laser
impulsionnel dans des composants silicium utilisés en environnement
radiatif**

JURY

LAURENT BECHOU	Professeur, Univ. Bordeaux	Rapporteur
ANTOINE TOUBOUL	MCF-HDR, Univ. Montpellier	Rapporteur
XAVIER MARIE	Professeur, INSA	Directeur de thèse
DELPHINE LAGARDE	Ingénieure, CNRS	Co-directrice de thèse
THIERRY AMAND	Directeur de recherche, CNRS	Examinateur
CÉCILE WEULERSSE	Ingénieure, Airbus DS	Examinatrice
PHILIPPE CALVEL	Ingénieur, Thales AS	Membre invité
NATHALIE CHATRY	Ingénieure, TRAD	Membre invitée
FRANÇOISE BEZERRA	Ingénieure, CNES	Membre invitée

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

Laboratoire de Physique et Chimie des Nano-Objets
(INSA-CNRS-UPS, UMR 5215)

Directeurs de Thèse :

Xavier MARIE et Delphine LAGARDE

Rapporteurs :

Laurent BECHOU et Antoine TOUBOUL



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

Remerciements

J'aimerais avant tout remercier Christian Chatry, CEO de TRAD et Nathalie Chatry, responsable du service Ingénierie Radiations pour avoir rendu cette thèse possible et pour la confiance qu'ils m'ont accordé durant ces trois années.

Je remercie également très chaleureusement Xavier Marie et Delphine Lagarde, qui ont dirigé cette thèse. Merci pour votre encadrement sans faille, votre enthousiasme communicatif et pour les (très) nombreuses discussions techniques qui ont grandement contribué à l'aboutissement de ce travail de thèse. Merci aussi pour le temps passé aux relectures de ce manuscrit !

Je remercie également vivement Philippe Calvel, qui dirigeait l'équipe Radiations à Thales Alenia Space et Ronan Marec, ingénieur Radiations pour avoir permis le cofinancement de cette thèse et pour leur soutien lors de ces travaux.

J'exprime tous mes remerciements à M. Laurent Bechou et M. Antoine Touboul pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et pour leur remarques avisées suite à la lecture du manuscrit. Merci également à l'ensemble des membres du jury.

Je remercie également Mme. Françoise Bezerra, ingénieure radiations au CNES et plus largement l'ensemble des membres de l'équipe Radiations du CNES pour leur intérêt pour ces travaux et pour les échanges techniques très stimulants et instructifs. Tous mes remerciements également à M. Kévin Sanchez et M. Guillaume Bascoul de l'équipe Fiabilité Composants du CNES pour leur disponibilité et leur aide précieuse lors des expérimentations sur les diodes. Je remercie très chaleureusement M. Rémi Gaillard, consultant, pour avoir partagé son expérience, ses connaissances et ses idées foisonnantes lors de nombreux échanges tout au long de ce travail.

Je remercie également très vivement l'ensemble des équipes de TRAD pour leur accueil et leur bonne humeur. Un chaleureux merci en particulier à Nomena pour son aide précieuse, à Laurent pour les nombreuses et délicates décapsulations de composants, à Gaël et Benjamin pour le laser, à Pierre et Fabien pour les campagnes de test en accélérateur et à l'équipe Ingénierie pour ces trois années passées en leur compagnie.

Un grand merci également aux membres de l'équipe Optoélectronique Quantique du LPCNO ainsi qu'aux doctorants du laboratoire, notamment Emmanuel, Shivangi, Marco et Bo.

Enfin, un immense merci à Irène et tous mes amis et famille qui se reconnaîtront pour leur soutien sans faille et leur patience !

Table des matières

Introduction	1
I Environnement radiatif, effets sur les composants électroniques et moyens de test	5
I.1 Environnement radiatif naturel	7
I.1.1 Environnement spatial	7
I.1.1.1 Rayonnement solaire	7
I.1.1.2 Ceintures de radiations	7
I.1.1.3 Rayonnement cosmique	10
I.1.2 Environnement atmosphérique induit par le rayonnement cosmique . . .	10
I.1.3 Environnement radiatif spatial et atmosphérique : synthèse	12
I.2 Mécanismes physiques des interactions particule-matière	13
I.2.1 Interactions particule - matière	13
I.2.1.1 Interactions particules de masse non nulle - matière	14
I.2.1.2 Interaction photon - matière	17
I.2.1.3 Synthèse des interactions particule - matière	21
I.2.2 Dépôt et transport des charges dans le semiconducteur	22
I.2.2.1 Trace de génération de charges	23
I.2.2.2 Recombinaison et transport des charges dans le silicium	25
I.3 Effets des radiations sur les composants électroniques	28
I.3.1 Effet de dose ionisante (TID)	28
I.3.2 Effet de dose non ionisante (TNID)	30
I.3.3 Événements singuliers	31
I.3.3.1 Événements singuliers non destructifs	32
I.3.3.2 Événements singuliers destructifs	33
I.3.3.3 Section efficace	34
I.4 Étude de la sensibilité des composants aux événements singuliers	35
I.4.1 Pourquoi et comment évaluer la sensibilité aux radiations des composants électroniques ?	35
I.4.2 Accélérateur d'ions lourds	36

I.4.2.1	Principe de fonctionnement	36
I.4.2.2	Caractéristiques du <i>Cyclotron de Louvain La Neuve</i> (CY-CLONE) et du <i>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds</i> (GANIL)	37
I.4.3	Les lasers impulsionnels	38
I.4.4	Les sources radioactives	39
I.4.5	Les autres moyens de test	40
I.4.5.1	Microfaisceau d'ions lourds	40
I.4.5.2	Rayons X pulsés	40
I.4.6	Synthèse des moyens de test	40
II	Banc expérimental et outils développés pendant la thèse	45
II.1	Moyens de test laser	48
II.1.1	Banc laser (<i>Nd : YAG</i> , 400 ps)	48
II.1.1.1	Description du banc	48
II.1.1.2	Pistes d'améliorations matérielles pour les études laser	50
II.1.2	Développement d'un nouveau moyen de test laser (<i>Ti : Sa</i> , 3 ps)	52
II.1.2.1	Description générale	52
II.1.2.2	Laser <i>Ti : Sa</i> pour la production d'impulsions	55
II.1.2.3	Production d'impulsions uniques	57
II.1.2.4	Gestion de la puissance optique	63
II.1.2.5	Positionnement du faisceau laser	68
II.1.2.6	Mesure du diamètre de faisceau au point de focalisation	71
II.1.2.7	Pilotage du banc laser et déroulement d'une séquence de test	71
II.2	Modèle analytique	73
II.2.1	Modélisation du faisceau laser	74
II.2.2	Modélisation des processus d'absorption	75
II.2.3	Génération de porteurs et calcul de la charge déposée	76
II.2.4	Paramètres d'entrée du modèle	77
II.2.5	Résultats de simulation	78
III	Événements singuliers dans les diodes de redressement	83
III.1	Diodes de redressement ultrarapides en technologie silicium	86
III.1.1	Les diodes Schottky	86
III.1.1.1	La jonction métal-semiconducteur	87
III.1.1.2	Caractéristiques et structures des diodes Schottky	93

III.1.2	Les diodes ultrarapides à jonction PN	96
III.2	Sensibilité aux événements singuliers	96
III.2.1	Événements singuliers dans les diodes Schottky : état de l'art	96
III.2.1.1	Événements singuliers destructifs	97
III.2.1.2	Événements singuliers non destructifs	103
III.2.2	Simulation par éléments finis	104
III.2.2.1	Présentation de l'outil	104
III.2.2.2	Simulation d'une diode à structure en tranchées	105
III.3	Tests sous ions lourds	107
III.3.1	Synthèse de résultats de test sous faisceau d'ions lourds	107
III.3.1.1	Description des ions et des composants	108
III.3.1.2	Banc électronique et plan de test	111
III.3.1.3	Résultats de test et analyse	114
III.3.2	Etudes des courants transitoires	122
III.3.2.1	Présentation du moyen de mesure	123
III.3.2.2	Courants transitoires générés par des ions lourds	124
III.4	Tests par laser impulsionnel	127
III.4.1	Préparation des composants	128
III.4.2	Préparation des tests laser par simulation	130
III.4.2.1	Évaluation par simulation de l'énergie au seuil de dommage	130
III.4.2.2	Présentation du calcul de la charge déposée	131
III.4.3	Tests sur le banc <i>Laser Irradiation tool for SEE Analysis</i> (LISA) 1064 nm	132
III.4.4	Comparaison des résultats de test laser et ions lourds	140
IV	Étude du SEL dans un ASIC en technologie CMOS	147
IV.1	Phénomène de <i>latchup</i> dans une structure CMOS - état de l'art	150
IV.1.1	Phénomène physique	150
IV.1.2	Étude bibliographie sur la sensibilité au SEL	152
IV.2	Présentation de l'ASIC	155
IV.2.1	Conception du composant et choix technologiques	155
IV.2.2	Contenu final de l'ASIC	156
IV.3	Étude de la sensibilité de l'ASIC sous faisceau d'ions lourds et par simulation	158
IV.3.1	Présentation du banc de test	158
IV.3.2	Résultat des tests sous faisceau d'ions lourds et par simulation	160
IV.3.2.1	Présentation des moyens	160

IV.3.2.2	Résultats de test	160
IV.4	Étude de la sensibilité au SEL au moyen d'impulsions laser	161
IV.4.1	Préparation des composants et adaptation du banc de test	162
IV.4.2	Tests laser	163
IV.4.2.1	Mesure de la section efficace	163
IV.4.2.2	Etude de la sensibilité spatiale	166
IV.4.2.3	Analyse spatiale des courants de <i>latchup</i> dans une cellule . . .	168
IV.4.2.4	Analyse spatiale des courants de <i>latchup</i> dans l'ASIC	171
IV.5	Analyse comparative des résultats de test	173
IV.5.1	Section efficace	173
IV.5.2	Forme des courants de <i>latchup</i>	176
IV.5.3	Distribution des courants	177
Conclusion		183
Références bibliographiques		187
Liste des acronymes		197
Glossaire		201
Liste des symboles		205

Liste des figures

I.1	Cycles solaires (source : Royal Observatory of Belgium)	8
I.2	Représentations schématiques du champ magnétique terrestre, des ceintures de radiations (figure I.2a) et des interactions avec le vent solaire (figure I.2b) [8] . .	9
I.3	Représentation graphique des flux de particules piégées, des faibles flux (en bleu) aux forts flux (en rouge) et anomalies répertoriées sur 10 satellites (disques de différentes couleurs) en orbite basse (<i>Low Earth Orbit</i> (LEO)) [9]	9
I.4	Flux relatif des ions lourds cosmiques d'énergie 2 GeV en fonction de leur numéro atomique Z (le flux est normalisé par 10^6) [12] et indiqué en $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$	11
I.5	Modes de production des particules secondaires dans l'atmosphère [13]	11
I.6	Pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule incidente (d'après [6]) .	16
I.7	Évolution du <i>Linear Energy Transfer</i> (LET) d'un ion Xe d'énergie initiale 6,7 GeV dans du silicium (simulation effectuée à l'aide du logiciel OMERE©) . .	16
I.8	Représentation partielle du diagramme du bande du silicium (énergie en fonction du vecteur d'onde de l'électron) et principaux phénomènes d'absorption	17
I.9	Coefficients d'absorption (SPA et FCA) du silicium pour différents niveaux de dopage N (a) et P (b) mesurés à 300 K [24, 25]	19
I.10	Synthèse des coefficients d'absorption à deux photons (TPA) β_{tpa} mesurés lors de différentes études [26]	20
I.11	Probabilité d'occurrence des différentes interactions photon-matière en fonction de l'énergie du photon incident [18]	21
I.12	Exemple de cascade d'interactions particules - matière issue provoqué par un électron incident [3]	23
I.13	Simulation GEANT4 de la structure de la trace générée par des ions ^{48}Ca , ^{78}Kr et ^{136}Xe dans une structure composée de 2 μm d'oxyde de silicium déposé sur un substrat silicium [27]	24
I.14	Temps de vie moyen des porteurs de charge soumis aux différents processus de recombinaison en fonction du niveau de dopage dans un substrat silicium [32] .	26
I.15	Simulation des lignes équipotentielles d'une jonction PN 0,1 ns (a) et 1 ns (b) après le passage d'un noyau d'hélium 4 (particule α) [34]	28
I.16	Effet des radiations sur les structures microélectroniques (d'après [21])	29

I.17	TID seuils menant à la défaillance de différentes familles de composants. Les valeurs sont issues de données de test présentées en Data Workshop au NSREC entre 2002 et 2009 [37]	30
I.18	Section efficace de latchup mesurée sur un amplificateur opérationnel AD7940. La mesure a été effectuée par la face arrière sur le banc laser LISA décrit en section II.1.1.1	35
I.19	Représentation schématique d'un accélérateur linéaire type <i>Van De Graaf</i> (a) et cyclique (type cyclotron ou synchrotron) (b) [11]	37
II.1	Schéma de principe du banc laser LISA installé à TRAD [87]	48
II.2	Banc laser LISA installé à TRAD	49
II.3	Photo du banc laser <i>Ti : Sa</i> hors chaîne laser	53
II.4	Schéma de principe du banc laser <i>Ti : Sa</i>	54
II.5	Evolution des caractéristiques du laser <i>Ti : Sa</i> en fonction de la longueur d'onde d'émission	55
II.6	Cavité du laser <i>Ti : Sa</i>	56
II.7	Mesure par autocorrélation du profil temporel d'une impulsion du laser <i>Ti : Sa</i> 1010 nm et ajustement par une sécante hyperbolique carrée	57
II.8	Principe de fonctionnement du modulateur acousto-optique	58
II.9	Chronogrammes représentant le fonctionnement de la commande de tir utilisant la carte électronique développée	60
II.10	Principe de fonctionnement du montage utilisant la carte et générateur de fonctions	61
II.11	Modulation théorique du signal en fonction de la tension appliquée pour un montage de modulateur électro-optique sans (a) et avec (b) lame quart d'onde [91]	63
II.12	Chaîne laser intégrant les modules de gestion de la fréquence des impulsions : le modulateur acousto-optique et le modulateur électro-optique	64
II.13	Taux de transmission et puissance transmise par le modulateur électro-optique en fonction de la tension de polarisation appliquée au cristal. La puissance en entrée du modulateur (puissance incidente sur P_1) est de 8,7 mW à une fréquence de 4 MHz	64
II.14	Chronogrammes représentant le fonctionnement du modulateur électro-optique piloté par le générateur de fonction	65
II.15	Montage expérimental utilisé pour la validation de la production d'impulsions uniques sur commande	65
II.16	Modulation de l'énergie avec l'angle de la lame demie-onde	66
II.17	Ajustement de la focalisation par la mesure de la pente formée par le niveau des pixels sur un bord de plage	69

II.18	Visualisation de la structure d'un composant silicium (ASIC) par la caméra <i>Short Wave Infrared</i> (SWIR) au travers du substrat silicium d'une épaisseur de 200 μm	70
II.19	Montages et étapes permettant de déterminer la valeur du <i>beam waist</i>	72
II.20	Face avant du programme LABVIEW	73
II.21	Représentation schématique d'un faisceau Gaussien focalisé par une lentille [62, 1]	74
II.22	Calcul de la charge déposée	77
II.23	Paramètres d'entrée du modèle analytique	78
II.24	Résultats de simulation pour un substrat de silicium d'épaisseur $E_1 + E_2 = 100 \mu\text{m}$ irradié en face arrière (paramètres issus du tableau II.3)	80
III.1	Caractéristiques typiques courant-tension d'une diode classique à jonction PN et d'une diode Schottky	86
III.2	Diagramme de bande d'une jonction Schottky à l'équilibre	89
III.3	Diagramme de bande d'une jonction Schottky polarisée en inverse	90
III.4	Diagramme de bande d'une jonction Schottky polarisée en direct	92
III.5	Présentation d'une diode Schottky planaire	94
III.6	Présentation d'une diode Schottky à structure en tranchées (référence NTST20120CTG)	95
III.7	Image de la zone défailante acquise par un <i>Microscope Electronique à Balayage</i> (MEB) sur une diode Schottky OnSemiconductor MBRC20200 intégrée dans un convertisseur DC-DC [110]	97
III.8	Image MEB du cratère sur une diode Schottky MBRC20200 [97]	99
III.9	Image MEB d'une coupe effectuée au niveau du cratère d'une diode Schottky MBRC20200 [97]	99
III.10	Image MEB d'une coupe effectuée au niveau de la zone de défaillance d'une diode Schottky Microsemi JANTXV1N6843CCU3 [113]	99
III.11	Évolution de la densité de courant après le passage d'un ion ($t_0 = 0$ ps) dans une diode Schottky polarisée en inverse à une tension de 150 V [104]	99
III.12	Évolution de la température après le passage d'un ion ($t_0 = 0$ ps) dans une diode Schottky polarisée en inverse à une tension de 150 V [104]	100
III.13	Diagramme de bande d'une jonction Schottky polarisée en inverse juste après le passage d'un ion	101
III.14	Modèle géométrique représentatif d'une diode à structure en tranchées	105
III.15	Simulation de la distribution du champ électrique dans une diode Schottky à structure en tranchées	106
III.16	Photos acquises sous rayons X et en lumière naturelle d'une diode Schottky encapsulée dans un boîtier TO-220 en résine époxy-céramique	112

III.17	Images de la face avant et vue en coupe du composant (réf. NTST20120CTG) décapsulé	112
III.18	Evolution du LET d'un ion $^{124}\text{Xe}^{35+}$ (énergie 995 MeV) au travers de la structure vue en coupe en figure III.17. Simulation effectuée sous OMERE©	113
III.19	Description du banc de test <i>Single Event Burnout</i> (SEB)	113
III.20	Plan de test	115
III.21	Caractéristique courant-tension obtenue lors d'un <i>Pre/Post Irradiation Stress Test</i> (<i>Pre/Post Irradiation Stress Test</i> (PIST))	115
III.22	Augmentation progressive du courant de fuite dû à la dérive thermique et à la collection des charges mesurée sur une diode non sensible aux ions lourds . . .	116
III.23	Evolution du courant de fuite de diodes polarisées en inverse, observée lors du déclenchement d'événements singuliers survenus pendant ou après l'irradiation sous ions lourds : lors d'un SEB (a), pendant un PIST (b) et lors de dégradations incrémentale (c) ou continue (d)	117
III.24	Présentation des résultats de test obtenus suite à l'irradiation de l'ensemble des références étudiées. Les composants sont triés par VRRM (a), par courant de fuite mesuré à la tension maximale (b) et par structure et matériaux (c) . . .	118
III.25	Courants de fuite mesurés pendant l'irradiation sous des flux de $375 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ puis $2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Entre chaque session (surfaces hachurées), l'irradiation est arrêtée et la polarisation est mise à 0V pour supprimer les contributions liées à la dérive thermique et à la collection de charges	120
III.26	Carte de mesure de courant transitoire et schéma électrique associé. La diode présente sur la carte est une NTST20120CTG boîtier TO-220 décapsulée en face avant en prévision d'une irradiation sous ions lourds	123
III.27	Exemple de transitoire de courant obtenu lors du passage d'une particule au travers d'une diode NTST20120CTG polarisée en inverse (la courbe en pointillé correspond au transitoire le plus court mesuré sous très forte tension à une faible énergie par impulsion)	125
III.28	Forme théorique d'un courant transitoire consécutif au passage d'un ion au travers d'une jonction polarisée en inverse [3]	126
III.29	Exemple de transitoire de courant mesuré lors du passage d'un ion LR2 (voir tableau III.5) au travers d'une diode NTST20120CTG polarisée en inverse . . .	127
III.30	Représentation schématique d'une diode NTST20120CTG préparée pour un test laser : ouverture partielle du contact ohmique et réduction de l'épaisseur du substrat	129

III.31	Calcul de la densité d'énergie induite par une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm et d'énergie $E = 45$ nJ focalisée par la face arrière ($\omega_0 = 1,3$ μm) d'une structure à deux couches (120 μm - $N_d = 5 \times 10^{17}$ cm^{-3} et 10 μm - $N_d = 1 \times 10^{16}$ cm^{-3}). La largeur du faisceau à $1/e^2$ durant sa propagation est représenté par une ligne pointillée blanche. La densité maximale calculée au point de focalisation (zone sensible) est de 702 $\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$	131
III.32	Calcul de la densité de charges générée par une impulsion laser. Caractéristiques de l'impulsion laser : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $E = 5$ nJ, focalisée avec un objectif x50 ($\omega_0 = 1,3$ μm , la largeur du faisceau est délimitée par des pointillés blancs) à une profondeur de 130 μm	132
III.33	Événement singulier déclenché par une impulsion laser ($\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $E = 36,5$ nJ, $\omega_0 = 1,3$ μm) sur une diode NTST20120CTG polarisée à une tension inverse de 120 V (100 % VRRM)	133
III.34	Amplitude (a) et durée (b) des transitoires en fonction de la tension de polarisation d'une diode NTST20120CTG. Caractéristiques du faisceau, focalisé sur le contact Schottky : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $E = 5,6$ nJ, $\omega_0 = 1,3$ μm	134
III.35	Mesure de charges collectées et des durées des courants transitoires en fonction de (a) la profondeur de focalisation et de (b) l'énergie par impulsion (les barres d'erreurs correspondent aux minimum/maximum mesurés). La tension de polarisation est fixée à $V_{ext} = 120$ V	135
III.36	Mesure de courant transitoires à différentes énergies inférieures ($5,6$ nJ et $27,5$ nJ) et supérieur ($36,5$ nJ) au seuil de destruction. Paramètres du faisceau : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $\omega_0 = 1,3$ μm	136
III.37	Mesure et simulation de charges collectées en fonction de l'énergie par impulsion et courbe de tendance du second ordre associées (a). Simulation de la densité de charges générées par l'absorption à deux photons (TPA) avec une énergie par impulsion $E = 27,5$ nJ (b)	138
III.38	Exemples de mesures de courants transitoires dans une diode Schottky NTST20120CTG (a) et de simulation de la densité de charges générées (b). L'énergie par impulsion est fixée à $2,5$ nJ et $4,8$ nJ (seuil de déclenchement). Caractéristique du faisceau laser : $\lambda = 1010$ nm, $\tau = 3$ ps, $\omega_0 = 0,9$ μm	139
III.39	Caractérisation de la sensibilité des deux références d'intérêt	140
III.40	Courants transitoires normalisés sous le seuil de destruction (a) et lors d'un SEB générés par un ion $^{136}\text{Xe}^{54+}$ et deux impulsions laser ($\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $\omega_0 = 1,3$ μm) et ($\lambda = 1010$ nm, $\tau = 3$ ps, $\omega_0 = 0,9$ μm) dans des diodes Schottky NTST20120CTG polarisées	141
III.41	Amplitudes et durées des transitoires mesurés en fonction de la tension inverse appliquée	142
III.42	Évolution temporelle de l'intensité optique normalisée en fonction du temps	144

IV.1 Représentation schématique d'une structure CMOS et des transistors bipolaires parasites Q_1 et Q_2 (d'après [53, 134])	151
IV.2 Caractéristique courant-tension du thyristor parasite et de la résistance équivalente (a) et schéma électrique associé (d'après [53]) (b)	152
IV.3 Cartographie de la sensibilité au SEL mesurée par simulation et par test laser TPA (a) [134, 133] dans une structure type <i>Static Random Access Memory</i> (SRAM) et section efficace de SEL mesurée par ions lourds et par simulation (b), qui montre la localisation des zones sensibles au centre des structures CMOS	154
IV.4 Structure de l'ASIC	157
IV.5 Photos acquises au microscope optique sur un ASIC décapulé en face avant : cellules DFC au sein d'un bloc (a), pistes d'alimentation du bloc 3 (b) et pistes d'alimentation principale entre les blocs (c)	157
IV.6 Position des contacts <i>Metal-Oxide-Semiconductor</i> (MOS) sur une cellule DFC (bascule flip-flop)	158
IV.7 Banc de test SEL de l'ASIC	159
IV.8 Evolution du courant d'alimentation lors d'un SEL suite à l'intervention du delatcher	159
IV.9 Section efficace de SEL mesurée sous faisceau d'ions lourds et calculée par simulation numérique [3]	161
IV.10 ASIC préparé pour les tests laser	162
IV.11 ASIC fixé sur la carte fille et préparé pour un test laser en face arrière	163
IV.12 Zone cartographiée pour la mesure de la section efficace. Les figures (a) et (b) sont des représentations schématiques d'une partie du composant (bloc 4). La figure (c) correspond à une image acquise par la caméra SWIR	164
IV.13 Section efficace mesurée par laser 1010 nm	166
IV.14 Paramétrage de la zone utilisée pour l'analyse de la sensibilité spatiale sur une cellule DFC	167
IV.15 Cartographie des zones sensibles sur une cellule DFC pour différentes énergies par impulsion	169
IV.16 Zones sensibles au SEL sur une cellule DLC pour différentes énergies par impulsion	170
IV.17 Cartographie des courants de SEL déclenchés dans une cellule flip-flop par des impulsions de 0,5 nJ (a) et 1,6 nJ (b).	170
IV.18 Cartographie des courants de SEL déclenchés dans la zone la plus sensible des cellules du composant par des impulsions d'énergie 0,5 nJ	172
IV.19 Cartographie des conductances équivalentes des chemins de conduction des plots d'alimentation aux cellules calculées par TRADCARE©	172
IV.20 Sections efficaces de SEL simulée (pentagones verts) et mesurée par test ions lourds (carrés bleus) et laser (étoiles noires)	175

IV.21	Caractéristique en courant de SEL générés dans les zones de forts courants (en rouge sur la figure IV.17) de différentes cellules de l’ASIC par des ions lourds (en bleu) et des impulsions laser issues des deux bancs laser $Ti : Sa$ (1010 nm ; 3 ps) (en noir) et 1064 (1064 nm ; 400 ps) (en orange)	177
IV.22	Fréquence d’occurrence des différents courants de <i>latchup</i> mesurés lors des tests sous faisceau d’ions lourds en fonction du LET	179
IV.23	Fréquence d’occurrence des courants de SEL déclenchés dans les zones de haute sensibilité (forts courants) par ions lourds et par impulsions laser. Les caractéristiques associées aux distributions de courant sont synthétisées dans le tableau IV.2	179

Liste des tableaux

I.1	Environnement atmosphérique et spatial : bilan des principales particules présentes et de leur caractéristiques (d'après [3, 7, 15, 2])	13
I.2	Bilan des interactions particules massiques - matière	22
I.3	Bilan des interactions photon - matière	22
I.4	Caractéristiques des ions utilisés pour la simulation du profil radial (figure I.13) [27]	24
I.5	Synthèse des avantages et inconvénients de moyens de tests complémentaires aux accélérateurs d'ions lourds	41
II.1	Objectifs de microscope utilisés sur le banc LISA	50
II.2	Évolution de la puissance et de l'énergie par impulsion de la sortie du laser $T_i : S_a$ à la surface du composant testé	68
II.3	Données d'entrée utilisées pour le paramétrage du modèle	79
II.4	Données de sortie calculées	79
III.1	Caractéristiques des ions utilisés à l' <i>Université Catholique de Louvain</i> (UCL)	108
III.2	Caractéristiques de l'ion utilisé au GANIL, comparable au Xe utilisé à l'UCL et utilisé comme point de référence (repéré par * dans le tableau III.1)	108
III.3	Caractéristiques électriques et structurelles des diodes de redressement testées sous ions lourds	110
III.4	Méthodologie utilisée pour la dénomination des événements singuliers rencontrés, par ordre de criticité	119
III.5	Caractéristiques des ions utilisés pour l'étude de l'impact de la profondeur de pénétration	122
III.6	Synthèse des résultats de test sur l'impact de la profondeur de pénétration	122
III.7	Caractéristiques physiques et électriques des diodes Schottky NTST20120CTG préparées pour des tests laser	129
III.8	Synthèse des paramètres utilisés pour le déclenchement d'événements destructifs par laser et ions lourds	144
IV.1	Données issues des mesures de section efficace par laser 1010 nm	166

IV.2	Caractéristiques des distributions de courant de SEL déclenchés par ions lourds et impulsions laser et présentées en figure IV.23	178
IV.3	Variation des conditions de test entre ions lourds et laser	180

Introduction générale

L'environnement radiatif naturel est constitué de particules provenant principalement du soleil ou de sources extérieures à la galaxie. Il s'agit notamment de protons, de neutrons et d'ions lourds potentiellement très énergétiques et susceptibles d'interagir avec la matière. L'atmosphère et le champ magnétique terrestre fournissent une protection efficace aux faibles altitudes mais à mesure que l'altitude augmente, l'efficacité de la protection diminue et l'environnement devient de plus en plus agressif. Dans le domaine spatial, les systèmes ne sont plus protégés et sont soumis à un environnement radiatif particulièrement contraignant.

Lorsque les particules interagissent avec un composant électronique, différents événements peuvent se produire avec des conséquences plus ou moins graves et durables pour les systèmes. Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement aux événements singuliers déclenchés par des ions lourds, qui sont des particules relativement rares dans l'environnement mais particulièrement destructrices. Pour réduire les risques de survenue de défaillances en vol, la sensibilité des composants est évaluée lors de la conception des systèmes. Le seul moyen de test reconnu et certifié est l'accélérateur d'ions lourds, qui fournit un flux d'ions dont l'énergie est ajustable. Des règles d'évaluation établies au fur et à mesure des études menées depuis les années 1960 permettent d'approcher les conditions réelles en vol. Cependant, ce moyen est complexe, coûteux et présente des limitations notamment en terme d'énergie des particules et de résolution spatiale. De plus, l'augmentation constante du nombre de systèmes électroniques embarqués et de leur niveau d'intégration couplée aux tarifs élevés des composants durcis (résistants aux radiations) a contraint la communauté internationale à développer de nouveaux moyens de test.

Cette thèse a été financée par TRAD et cofinancée par Thales Alenia Space. Elle s'inscrit dans le cadre des études sur l'utilisation d'impulsions laser pour l'analyse de la sensibilité des composants aux événements singuliers. Le laser constitue en effet un moyen de test relativement simple à mettre en œuvre et entièrement paramétrable ; la fiabilité de ces tests nécessite cependant de respecter des conditions d'utilisation précises qui dépendent notamment du type de composant à analyser et des caractéristiques des impulsions laser. Nous avons focalisé notre travail sur le déclenchement d'événements singuliers destructifs, particulièrement critiques pour la fiabilité des composants. Notre étude s'est intéressée principalement au phénomène de *burnout* dans les composants redresseur type diode Schottky et au *latchup* dans les composants CMOS. Notons qu'aucune étude n'avait été publiée jusqu'ici sur des tests laser SPA sur des diodes Schottky silicium. L'objectif principal est de définir des conditions d'utilisation pour garantir une évaluation par laser représentative des conditions réelles et fournissant des informations complémentaires aux résultats de test en accélérateur d'ions lourds. Pour atteindre cet objectif, des tests ont été réalisés sur le banc laser LISA à TRAD. Un

second banc laser a été conçu et développé pour des analyses complémentaires. Il permet avant tout de bénéficier d'impulsions picosecondes plutôt que sub-nanosecondes, ce qui s'est avéré être un paramètre clé pour la représentativité des événements obtenus. Ce nouveau moyen intègre de plus le paramétrage optique nécessaire pour l'analyse (longueur d'onde, énergie par impulsion) et permet également une maîtrise complète de la production des impulsions et du positionnement du faisceau sur les zones sensibles des composants.

Un outil de calcul analytique basé sur les connaissances de la littérature et simulant le profil de charges généré par une impulsion laser dans une structure en silicium a également été implémenté. Il permet d'effectuer une analyse paramétrique pour préparer les essais et faciliter l'exploitation des résultats.

Le premier chapitre de ce manuscrit permet de placer l'étude des événements singuliers déclenchés par des ions lourds dans le contexte plus global de l'effet des radiations sur les composants électroniques. Ce chapitre propose une description des environnements radiatifs atmosphérique et spatial. Les particules décrites interagissent avec les matériaux constitutifs des composants électroniques par un ensemble de processus physiques qui seront décrits. On s'intéressera ensuite aux conséquences de ces interactions sur le fonctionnement des composants électroniques et aux moyens utilisés pour évaluer leur sensibilité avant le vol. Seront décrits les classiques accélérateurs de particules mais également les moyens plus innovants, certains n'étant utilisés pour l'instant que dans le cadre de travaux de recherche et développement.

Le second chapitre est centré sur la description des moyens développés pendant ce travail de thèse. La première partie s'intéresse au moyen laser développé pour profiter d'une chaîne laser impulsionnelle de recherche, entièrement paramétrable et instrumentée pour assurer une parfaite maîtrise des caractéristiques des impulsions. Le banc a été conçu et développé pour gérer finement l'énergie et assurer un positionnement précis du faisceau laser par le biais de modules de déplacement et de différentes voies d'imagerie. La seconde partie de ce chapitre s'intéresse à la simulation analytique développée au cours de cette thèse en décrivant le modèle mathématique utilisé, ses paramètres d'entrée et les paramètres de sortie. Un exemple d'utilisation basé sur une diode est proposé pour illustrer les capacités de l'outil.

Les chapitres 3 et 4 présentent les résultats des études expérimentales menées pendant cette thèse sur deux types de composants silicium.

Le chapitre 3 est dédié aux composants redresseurs. On présentera notamment les structures typiques d'une diode Schottky et les phénomènes engendrés par le passage d'une particule pouvant conduire à la destruction de la jonction. Différents résultats issus d'essais en accélérateurs d'ions lourds sont ensuite proposés et mis en relation avec des tests laser effectués sur les deux bancs laser disponibles. On présentera en particulier des résultats de test destructifs menés par laser sur des diodes Schottky silicium, ce qui constitue à notre connaissance une première dans le domaine des tests laser par absorption linéaire. Le comportement des diodes en environnement radiatif est analysé plus en détail au moyen de la mesure de courants

transitoires, ce qui a notamment permis de mettre en évidence le rôle clé de la génération de porteurs dans les zones de fort champ électrique.

Le chapitre 4 présente des résultats de tests SEL laser menés sur un ASIC en technologie CMOS. Ce composant a été conçu par TRAD à des fins de recherche, la connaissance précise de la topologie permettant ainsi une analyse détaillée des résultats en terme d'énergie seuil et de localisation des zones sensibles. Les résultats ont été corrélés avec les tests sous faisceau d'ions lourds et avec des simulations couplées conduisant à une identification précise du phénomène de *latchup* dans ce composant.

Environnement radiatif, effets sur les composants électroniques et moyens de test

Sommaire

I.1	Environnement radiatif naturel	7
I.1.1	Environnement spatial	7
I.1.2	Environnement atmosphérique induit par le rayonnement cosmique	10
I.1.3	Environnement radiatif spatial et atmosphérique : synthèse	12
I.2	Mécanismes physiques des interactions particule-matière	13
I.2.1	Interactions particule - matière	13
I.2.2	Dépôt et transport des charges dans le semiconducteur	22
I.3	Effets des radiations sur les composants électroniques	28
I.3.1	Effet de dose ionisante (TID)	28
I.3.2	Effet de dose non ionisante (TNID)	30
I.3.3	Événements singuliers	31
I.4	Étude de la sensibilité des composants aux événements singuliers	35
I.4.1	Pourquoi et comment évaluer la sensibilité aux radiations des composants électroniques ?	35
I.4.2	Accélérateur d'ions lourds	36
I.4.3	Les lasers impulsionnels	38
I.4.4	Les sources radioactives	39
I.4.5	Les autres moyens de test	40
I.4.6	Synthèse des moyens de test	40

Introduction

Ce chapitre vise à positionner la problématique de la sensibilité aux radiations des composants électroniques par rapport aux contraintes radiatives subies par un système spatial au cours de sa mission. La première partie présente l'environnement radiatif atmosphérique et spatial en rappelant les caractéristiques des différentes particules présentes et en particulier celles susceptibles de générer des charges ou d'induire des dégâts dans la structure des matériaux. On s'intéressera ensuite aux mécanismes physiques permettant de décrire les interactions de ces particules avec les composants, qui peuvent être directes ou indirectes, et impacter les électrons du cortège ou les noyaux atomiques. On décrit en particulier la manière dont des charges sont générées et aboutissent à des flux de courants parasites dans les structures constitutives d'un composant électronique.

Ces charges sont susceptibles de déclencher des phénomènes parasites en réduisant l'efficacité de certaines structures ou en induisant des phénomènes transitoires pouvant avoir des conséquences graves et irréversibles sur le fonctionnement des composants électroniques. Pour limiter les risques que ce type d'événement survienne en vol, l'analyse de la sensibilité aux radiations est intégrée aux études de fiabilité des systèmes électroniques depuis plusieurs décennies. La dernière partie de ce chapitre présente les différents moyens utilisés pour ces tests, des plus classiques et reconnus par la communauté internationale (accélérateurs d'ions lourds) aux plus innovants (laser impulsionnels, rayons X pulsés) qui ont chacun leur degré de maturité, leurs avantages et leurs inconvénients.

I.1 Environnement radiatif naturel

Cette section présente les différentes caractéristiques des flux constituant l'environnement radiatif naturel. On distingue la contribution provenant de l'environnement atmosphérique de celle liée à l'environnement spatial.

I.1.1 Environnement spatial

Le domaine spatial est défini par la *Fédération Aéronautique Internationale* (FAI) comme l'espace au delà de la ligne de *Kármán* située à une altitude de 100 km.

I.1.1.1 Rayonnement solaire

La couronne solaire est la fraction supérieure de l'atmosphère du soleil et s'étend sur plusieurs millions de kilomètres. Il s'agit d'un flot peu dense de matière ionisée (plasma) qui se dilue et s'évapore dans l'espace interplanétaire et constitue le vent solaire. Ce flux de particules est principalement constitué de protons, d'électrons et d'hélium de faibles énergies voyageant à une vitesse moyenne d'environ 400 km.s^{-1} au niveau de l'orbite terrestre [1, 2].

A ce vent solaire continu s'ajoutent des phénomènes d'éruptions solaires induisant un fort flux de particules. Ces éruptions sont périodiques mais de courtes durées, typiquement de quelques dizaines d'heures [3] et ne peuvent pas être prédites. Elle se produisent sur la surface du soleil et se caractérisent par une émission soudaine de plasma qui se dilue progressivement dans l'espace, au delà de l'atmosphère solaire. Le flux de particules émis peut être constitué de protons de haute énergie (quelques 10^3 MeV) ou d'ions lourds fortement chargés d'énergie comprise entre 10 MeV et 100 MeV.

L'activité du soleil est périodique avec une période de forte activité d'environ 7 ans et une période de plus faible activité d'environ 4 ans (figure I.1).

I.1.1.2 Ceintures de radiations

Le champ magnétique terrestre est principalement dû aux courants électriques générés par des mouvements de convection dans le noyau externe métallique. Il peut être représenté par un dipôle magnétique dont l'angle est incliné d'environ 11° par rapport à l'axe de rotation de la terre. Le pôle sud du champ est localisé dans l'hémisphère nord, proche du pôle nord géographique et se déplace au gré des mouvements du noyau à la vitesse de quelques dizaines de kilomètres par an [4].

Les lignes du champ magnétique terrestre sont déformées, constituant un bouclier magnétique

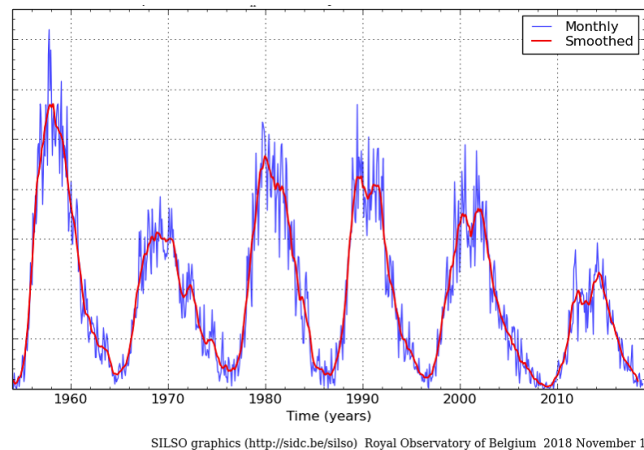


FIGURE I.1 – Cycles solaires (source : Royal Observatory of Belgium)

qui dévie les flux de particules provenant du vent solaire (figure I.2b). Une partie des particules incidentes interagit avec le champ magnétique terrestre et peut être piégée par les lignes de champ dans certaines zones de la magnétosphère, constituant des amas de particules de forme toroïdales appelés ceintures de radiation ou ceintures de Van Allen, en référence à J.A. Van Allen qui est à l'origine des premières observations en 1958 [5]. Elles sont constituées principalement d'électrons, de protons et d'ions lourds en plus faible proportion [6, 2], à des énergies allant de quelques keV à quelques centaines de MeV par nucléon. On note que les flux de particules dans ces ceintures varient avec l'activité du soleil. On distingue deux ceintures d'électrons à des altitudes de 9000 km et 30000 km et une ceinture de protons piégés à une altitude de 12000 km [7]. Le décalage de l'axe du dipôle magnétique par rapport à l'axe géométrique de rotation de la terre couplé à la déformation des lignes de champ magnétique sous l'effet du vent solaire conduit à une dissymétrie des ceintures de radiation (figure I.2a). En particulier, l'un des lobes d'une ceinture pénètre l'atmosphère terrestre jusqu'à des altitudes inférieures à 2000 km [6], là où le champ magnétique est réduit. Ce phénomène conduit à une région à haute concentration en protons piégés appelée l'anomalie de l'Atlantique Sud (*South Atlantic Anomaly (SAA)*).

Pour limiter l'exposition des systèmes spatiaux aux radiations, les orbites classiques sont situées à des altitudes éloignées des ceintures de radiations, typiquement de l'ordre de quelques centaines de kilomètres pour les orbites basses (*LEO*) et 35786 km pour l'orbite géostationnaire (*Geostationary Orbit (GEO)*). Comme présenté sur la figure I.2a, l'orbite basse croise un lobe de la ceinture de radiation proche de la *SAA*, conduisant à la survenue d'un grand nombre d'anomalies (figure I.3).

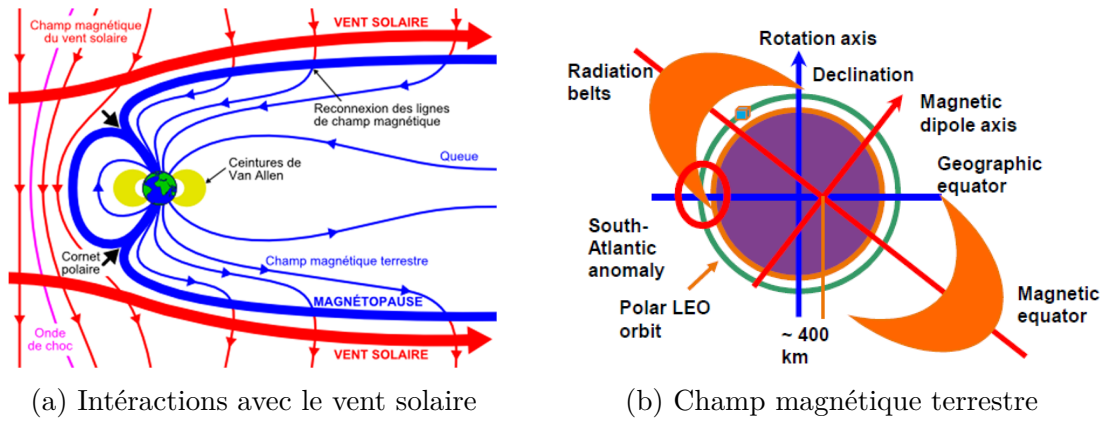


FIGURE I.2 – Représentations schématiques du champ magnétique terrestre, des ceintures de radiations (figure I.2a) et des interactions avec le vent solaire (figure I.2b) [8]

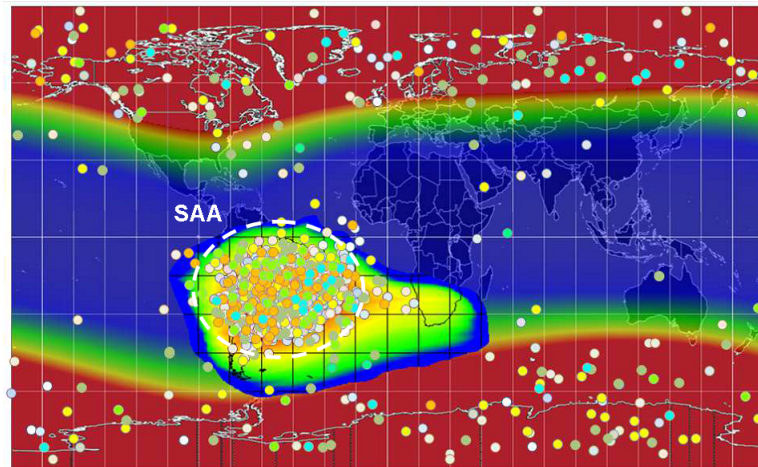


FIGURE I.3 – Représentation graphique des flux de particules piégées, des faibles flux (en bleu) aux forts flux (en rouge) et anomalies répertoriées sur 10 satellites (disques de différentes couleurs) en orbite basse (LEO) [9]

I.1.1.3 Rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique (*Galactic Cosmic Rays (GCR)*) est un flux de particules de hautes énergies voyageant à des vitesses relativistes, découvert par V. F. HESS en 1912 au moyen de feuillets plastiques embarqués dans des ballons-sondes [10]. Si cette découverte a été récompensée par un prix Nobel en 1936, la caractérisation du GCR s'est poursuivie tout au long du XX^{ème} siècle, au fur et à mesure des développements des techniques de mesure dans la gamme des hautes énergies.

Le rayonnement cosmique, provenant de l'extérieur de notre système solaire, est composé de différentes particules, principalement de protons de haute énergie entre 10^2 MeV et 10^6 MeV [11] (à plus de 85 %) et de **particules alpha** (environ 10 %) [10]. Ce rayonnement contient également des électrons et des **positons** ainsi que des particules non chargées (**rayons gamma**, neutrons), mais aussi différents ions lourds. Ces ions constituent moins de 1 % du rayonnement total mais leur énergie peut être très élevée, supérieure à 1 GeV et jusqu'à plus de 10^{10} GeV [10] pour les particules extra-galactiques.

Si la probabilité d'impact avec un satellite est réduite du fait du faible flux, les niveaux d'énergie en jeu confèrent à ces ions un pouvoir d'ionisation très élevé, rendant le rayonnement cosmique particulièrement dangereux pour les systèmes spatiaux notamment dans le cas de missions de longue durée. La figure I.4 représente le flux relatif d'ions lourds cosmiques en fonction de la charge de l'ion. On note un écart de flux relatif d'environ 6 décades entre les ions de faible numéro atomique et les ions de fort Z .

I.1.2 Environnement atmosphérique induit par le rayonnement cosmique

L'environnement terrestre atmosphérique est nettement moins contraignant que l'environnement spatial du point de vue des radiations grâce à la protection du champ magnétique et de l'atmosphère terrestre. La principale source de radiations provient des particules cosmiques (majoritairement des protons et des noyaux d'hélium comme évoqué dans le paragraphe I.1.1.3. Les particules les moins énergétiques (< 1 GeV) n'ont pas une vitesse suffisante pour traverser le champ magnétique terrestre et sont renvoyées dans l'espace.

En revanche, les particules d'énergie supérieure à 1 GeV interagissent dès 50 km d'altitude avec les atomes d'azote (78 %) et d'oxygène (21 %) [2], constituants majoritaires de l'atmosphère terrestre. Par le biais de phénomènes d'ionisation ou par interactions nucléaires, des particules secondaires (neutrons, électrons, protons, **muons**, **pions** et photons) sont créées et sont susceptibles d'interagir ensuite avec les molécules de l'atmosphère, générant de nouvelles particules secondaires (figure I.5) [2]. Ainsi, par le biais de ces interactions, les particules cosmiques perdent peu à peu de l'énergie. Le flux de particules atmosphériques dépend du flux incident et de la densité de la couche atmosphérique, et varie donc avec l'altitude et la position sur la surface de la terre. En pratique, il est environ 4 fois plus faible à l'équateur

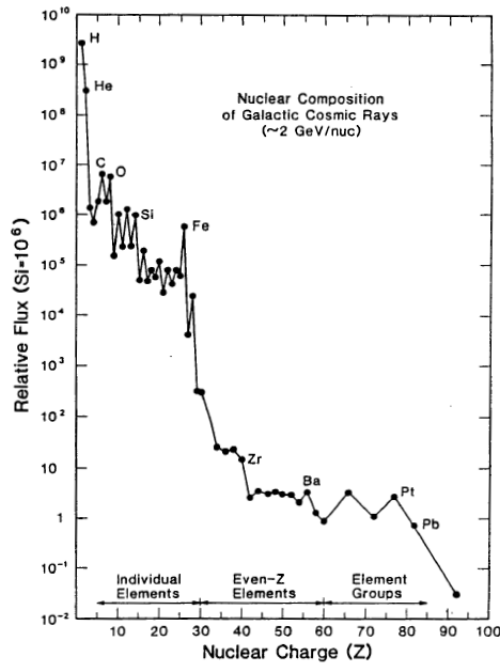


FIGURE I.4 – Flux relatif des ions lourds cosmiques d’énergie 2 GeV en fonction de leur numéro atomique Z (le flux est normalisé par 10^6) [12] et indiqué en $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$

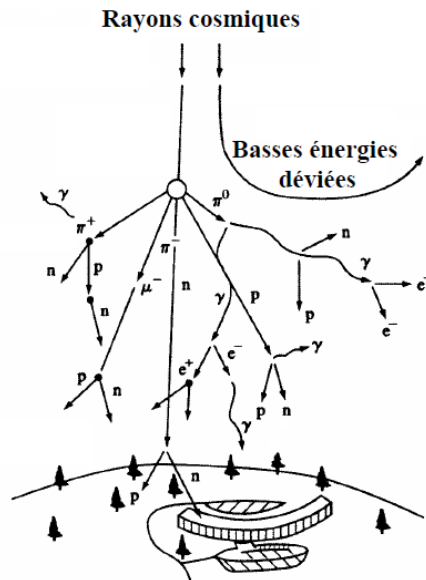


FIGURE I.5 – Modes de production des particules secondaires dans l’atmosphère [13]

qu'aux pôles [7] et 300 fois plus faible au niveau de la mer qu'à l'altitude de vol des avions de ligne (≈ 12 km) où les flux varient de quelques $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les neutrons et les électrons à quelques $10^{-2} \text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les muons, les pions et les protons.

I.1.3 Environnement radiatif spatial et atmosphérique : synthèse

Le tableau I.1 constitue une synthèse des caractéristiques de l'environnement radiatif atmosphérique et spatial. Ces données rendent compte d'une grande variabilité de particules aux énergies variant de 1 MeV à 10^{14} MeV et à des flux non négligeables à l'échelle d'un composant électronique. Dans le domaine spatial, les particules de faible énergie causent peu de dommages et peuvent être facilement arrêtées par les éléments de blindage protégeant le satellite. Les particules très énergétiques sont potentiellement très dangereuses pour les systèmes électroniques mais leur faible flux réduit considérablement la probabilité d'impact. C'est finalement les particules d'énergie intermédiaire qui sont les plus contraignantes [2]. En environnement atmosphérique et terrestre, les neutrons atmosphériques constituent le principal risque de défaillance. Ces particules non chargées interagissent peu avec l'atmosphère et conservent une énergie et un flux importants jusqu'aux très faibles altitudes [2, 14].

TABLEAU I.1 – Environnement atmosphérique et spatial : bilan des principales particules présentes et de leur caractéristiques (d'après [3, 7, 15, 2])

Sources	Particules	Énergies (MeV)	Flux ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
Cosmique	proton (85 %)	$10 - 10^6$	1 à 100 MeV
	part. α (10 %)	Fortes énergies	1×10^{-14} à 1 TeV
	ion (1 %)	$1 - 10^{14}$	1×10^{-4} à 1 TeV
Vent solaire	proton	$< 10^{-1}$	$1 \times 10^8 - 1 \times 10^{10}$
	électron	$< 10^{-3}$	
	part. α (7 %)	$5 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$	
Éruptions solaires	proton	$10 - 10^3$	1×10^{10}
	part. α	$10 - \approx 100$	$\approx 100 - 1 \times 10^3$
	ion		$< 2 \times 10^5$
Ceintures de radiation	proton	99 % < 2	$10 - 1 \times 10^6$
		1 % $< \approx 100$	
	électron	99 % < 2	$10 - 1 \times 10^7$
		1 % < 7	
Atmosphérique	neutron		Dépend de
	proton		l'altitude, de
	électron	$1 \times 10^{-3} - \approx 100$	la position et
	pion		de l'activité
	muon		du soleil

I.2 Mécanismes physiques des interactions particule-matière

Nous allons décrire ici les principaux mécanismes physiques survenant lors des interactions entre les particules décrites précédemment et la matière constituant les composants, ainsi que les métriques associées. Dans une seconde partie, on s'intéressera aux mécanismes de transport des charges générées au sein de structures électroniques polarisées.

I.2.1 Interactions particule - matière

En physique classique, le terme *particule* désigne un objet isolé et ponctuel. Il regroupe les particules élémentaires définies dans le Modèle Standard (muon, photon, électron...) et les particules composites constituées d'un regroupement de particules élémentaires ou composites. Dans le cadre de cette thèse, les particules à l'origine des interactions ont des tailles inférieures à la taille de l'atome (subatomiques, de l'ordre de l'Ångström) à l'exception des ions lourds

($Z > 2$).

Le terme *matière* est un terme générique regroupant ce qui occupe de l'espace et possède une masse. Dans le cadre de ce chapitre, on s'intéressera plus spécifiquement aux solides cristallins semiconducteurs tels que le silicium à la base des composants électroniques.

Ce travail de thèse s'étant focalisé sur l'utilisation d'impulsions laser pour les tests de composants électroniques, on traitera donc séparément le cas particulier des interactions photon-matière.

I.2.1.1 Interactions particules de masse non nulle - matière

I.2.1.1.1 Interaction Coulombienne

Le phénomène d'ionisation directe est le principal processus d'interaction entre les particules chargées (dont les plus courantes sont les ions lourds, les protons, les électrons et les [positons](#)) et les atomes constituant la matière. Lors du passage de la particule chargée aux abords du cortège électronique de l'atome, un échange d'énergie (collision inélastique) induit par la force électrostatique (Coulombienne) qui s'exerce entre la particule et l'électron peut conduire à sa transition sur une couche électronique différente ou à son éjection au-delà du niveau du vide [16]. On note que dans le cas du silicium à 300 K, l'énergie de création d'une paire électron-trou par ionisation est d'environ 3,6 eV. Or l'énergie transmise peut aller jusqu'à plusieurs keV, produisant des électrons secondaires très énergétiques qui pourront à leur tour interagir et ioniser les atomes du réseau, on parle alors de rayons δ . Ces électrons diffusent perpendiculairement à la trajectoire de la particule initiale [17], conduisant à un élargissement progressif de la trace de génération.

Ce phénomène d'ionisation est la principale cause du dépôt de charges par un ion lourd dans les composants et nous reviendrons plus en détail sur ces interactions dans la suite de ce manuscrit.

I.2.1.1.2 Autres interactions

- Annihilation électron-[positon](#)

Ce phénomène correspond à l'interaction entre un électron et son antiparticule le [positon](#), conduisant généralement à la production de deux photons γ , également appelés photons d'annihilation [18]. L'énergie totale mise en jeu est égale à la somme de l'énergie au repos des deux particules annihilées, soit 1,022 MeV [19].

- Diffusion élastique de Rutherford

La diffusion de Rutherford, également appelée diffusion de Coulomb, intervient quand la trajectoire d'une particule chargée est déviée par une interaction électrostatique avec le noyau atomique. Ce phénomène intervient surtout pour des particules de basses énergies et est responsable des nombreuses diffusions des ions lourds en fin de parcours dans la matière.

- Diffusion inélastique

A haute énergie, le phénomène présenté au point précédent peut s'accompagner d'un transfert d'énergie au noyau, qui passe dans un état excité et se désexcite en émettant un photon γ .

- *Bremsstrahlung*

Le *Bremsstrahlung*, ou rayonnement continu de freinage concerne principalement les électrons et [positons](#) de hautes énergies aux vitesses proches de la vitesse de la lumière (vitesses ultrarelativistes) [20]. Il intervient quand ces particules traversent une zone où règne un champ électrique, qui peut être intrinsèque (champ Coulombien du noyau) ou dû à une polarisation externe. Les particules sont alors déviées et freinées, l'énergie perdue étant évacuée sous forme de photons. Ce processus est notamment utilisé pour la production de rayons X dans les accélérateurs cycliques de particules (section I.4.2.1).

- Fission

Une particule incidente peut provoquer la fission du noyau impacté, produisant des particules secondaires (ions de recul, [particule alpha](#), nucléon) potentiellement énergétiques et se comportant comme autant de particules incidentes susceptibles d'interagir à leur tour avec la matière. Cette réaction est le plus souvent induite par des neutrons impactant des noyaux lourds et s'accompagne d'un dégagement de chaleur [18].

I.2.1.1.3 Pouvoir d'arrêt et profondeur de pénétration

La particule incidente perd de l'énergie au fur et à mesure des interactions décrites précédemment. Mathématiquement, ce ralentissement le long du trajet dans la matière est représenté par le pouvoir d'arrêt linéique S défini par l'équation I.1. Le pouvoir d'arrêt total est la somme des pouvoirs d'arrêt liés aux interactions avec les électrons atomiques, aux collisions élastiques coulombiennes avec le noyau et aux pertes par rayonnement de freinage. Dans le domaine des radiations pour l'étude des composants électroniques, on s'intéresse plus spécifiquement à l'énergie transmise au réseau (électrons ou noyaux). On utilise le **LET** quantifiant l'énergie déposée, qui correspond classiquement au pouvoir d'arrêt électronique pondéré par la masse volumique du matériau traversé. Le **LET** s'exprime en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$. On définit de manière analogue la perte d'énergie liée aux interactions non ionisantes (**NIEL**), associée aux interactions nucléaires [21].

La profondeur de pénétration (couramment appelée *range*), notée R , correspond à la distance

parcourue par l'ion jusqu'à son arrêt dans la matière. Elle est définie par l'équation I.2 et dépend directement du pouvoir d'arrêt incluant l'ensemble des interactions causant le ralentissement de la particule. Le nombre d'interactions et leur nature sont des phénomènes gouvernés par la statistique, on ne peut donc pas calculer le *range* de chaque ion mais seulement une valeur moyenne. D'autre part, cette notion suppose une trajectoire rectiligne pour être applicable directement, hypothèse valide pour des particules incidentes massives et énergétiques (ions lourds, protons, neutrons) mais non applicable aux particules légères (électrons) [18, 7].

$$S(E) = - \left(\frac{dE}{dz} \right)_{elec} - \left(\frac{dE}{dz} \right)_{nucl} - \left(\frac{dE}{dz} \right)_{ray} \quad (I.1)$$

$$R = \int_0^E \frac{-dE}{S(E)} \quad (I.2)$$

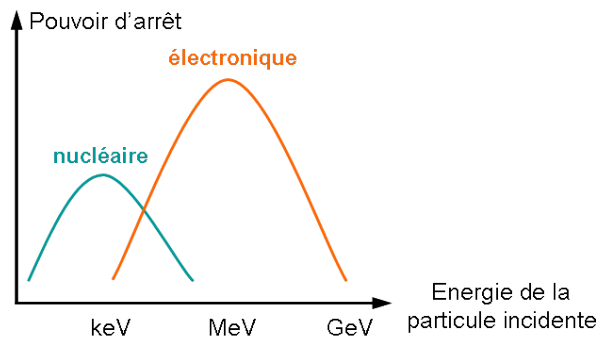


FIGURE I.6 – Pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie de la particule incidente (d'après [6])

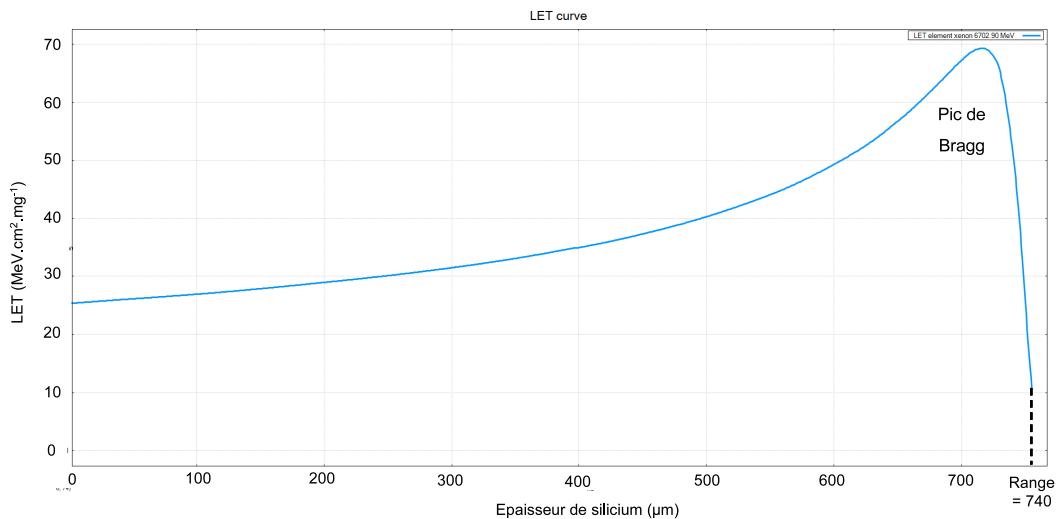


FIGURE I.7 – Évolution du LET d'un ion Xe d'énergie initiale 6,7 GeV dans du silicium (simulation effectuée à l'aide du logiciel OMERE©)

Un exemple de courbe de Bragg présentant l'évolution du LET en fonction de la profondeur de pénétration dans du silicium est présenté en figure I.7 pour un ion incident Xe d'énergie 6,7 GeV. La section efficace d'interaction de la particule avec la matière est inversement proportionnelle à son énergie, conduisant à des interactions beaucoup plus nombreuses en fin de trajectoire et donc à une augmentation du LET [16]. Cette zone de la courbe est appelée pic de Bragg.

I.2.1.2 Interaction photon - matière

Le type d'interaction photon-matière dépend de l'énergie du ou des photons incidents et du matériau impacté. Cette section regroupe les principaux effets mis en jeu lors dans les composants électroniques soumis à une irradiation.

I.2.1.2.1 Effet photoélectrique dans un semiconducteur

L'effet photoélectrique est caractérisé par la transmission de la totalité de l'énergie d'un ou de plusieurs photons incidents à un électron de la bande de valence ou de la bande de conduction. Il intervient majoritairement pour des photons de faible énergie. C'est ce phénomène qui est à l'origine de la génération de charges par impulsion laser. Dans le cadre de cette thèse, nous allons considérer trois cas particuliers de l'effet photoélectrique, représentés dans le diagramme de bande simplifié du silicium sur la figure I.8.

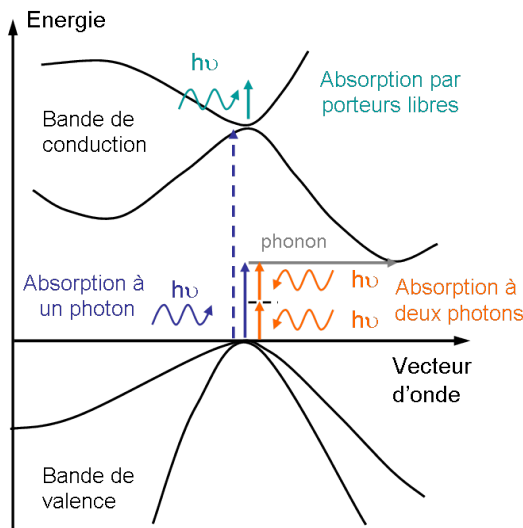


FIGURE I.8 – Représentation partielle du diagramme du bande du silicium (énergie en fonction du vecteur d'onde de l'électron) et principaux phénomènes d'absorption

L'effet le plus courant est l'absorption à un photon (SPA), caractérisée par l'absorption d'un

unique photon. L'énergie absorbée permet la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction si l'énergie du photon est au moins égale à l'énergie du gap (1,12 eV dans le silicium à 300 K). En pratique, des niveaux d'énergie discrets (lié aux impuretés) dans le gap permettent d'abaisser légèrement ce seuil d'absorption. L'absorption à un photon, dont le coefficient est noté α_{spa} , induit une quantité de charges générée proportionnelle à l'intensité optique.

De manière équivalente, il est possible de cumuler l'énergie de plusieurs photons pour permettre une transition. Pour que ce phénomène ait lieu, il est nécessaire de disposer simultanément de photons dont la somme des énergies est supérieure au gap du semiconducteur. On s'intéresse en particulier l'absorption à deux photons (TPA), dont le coefficient est noté β_{tpa} . C'est généralement un processus de second ordre, bien moins probable que la SPA. C'est aussi un processus quadratique, la quantité de charges générées étant proportionnelle au carré de l'intensité optique. En pratique, au delà de deux photons la probabilité d'absorption simultanée est très faible dans les conditions de test de composants électroniques (section II.2.2).

On note que le silicium est un semiconducteur à gap indirect, la transition à 1,12 eV doit donc être assistée par un phonon (quantum d'énergie de vibration du réseau cristallin) permettant de modifier le vecteur d'onde. Cela réduit la probabilité d'absorption mais les phénomènes sont les mêmes que dans un semiconducteur à gap direct. Des transitions en direct sans modification du vecteur d'onde sont également possibles, dans ce cas l'énergie en jeu doit être au moins égale au gap direct soit 3,4 eV [22] (transition en pointillés bleus sur la figure I.11).

Un troisième phénomène doit être considéré bien qu'il ne contribue pas à la génération de porteurs de charge : il s'agit de l'absorption par porteurs libres (FCA) dont le coefficient d'absorption est noté α_{fca} . C'est un phénomène intra-bande se caractérisant par l'absorption d'un photon par un électron ou un trou libre qui transite vers un état inoccupé de plus haute énergie dans la même bande [23]. L'absorption dépend de la section efficace de collision et donc de la densité de porteurs libres. Cette absorption sera donc d'autant plus importante que le dopage sera élevé.

Ces phénomènes ont été modélisés dans le cadre de cette thèse. Le modèle mathématique utilisé est présenté en section II.2.

La probabilité d'absorption pour chacun de ces trois phénomènes dépend du flux de photons incidents (intensité optique, énergie des photons) et du matériau impacté (type et énergie de gap, densité de défauts) ainsi que de la température. Les coefficients d'absorption dans le cas de semiconducteurs fortement dopés (au delà de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) sont présentés en figure I.9. Pour les phénomènes d'absorption à un photon, on note que :

- Quel que soit le dopage et le phénomène (SPA ou FCA), l'absorption augmente avec la

température ;

- Pour des énergies supérieures au gap, l'absorption à un photon est majoritaire et augmente avec le dopage ;
- Pour des énergies inférieures au gap, l'absorption par porteurs libres est souvent majoritaire. Comme présenté précédemment, elle dépend fortement du niveau de dopage. Les valeurs fournies par les différentes sources bibliographiques sont cohérentes.

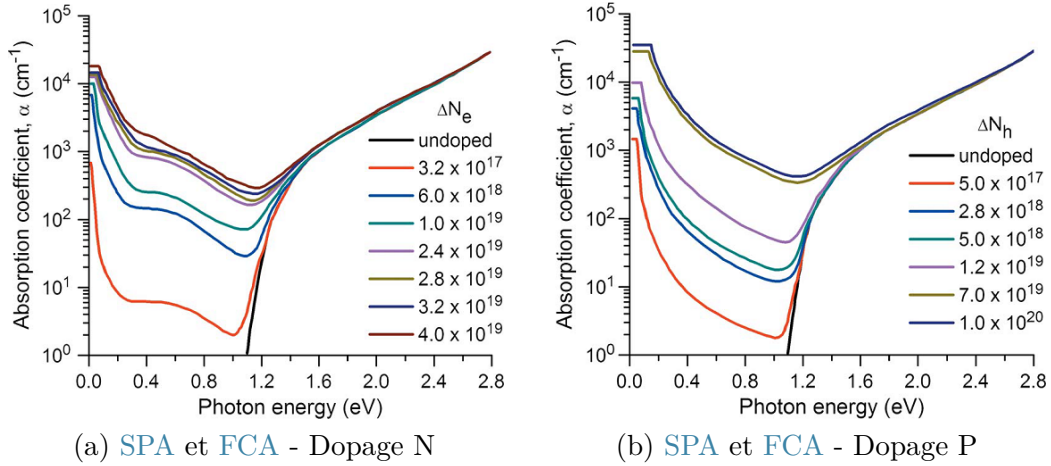


FIGURE I.9 – Coefficients d'absorption (SPA et FCA) du silicium pour différents niveaux de dopage N (a) et P (b) mesurés à 300 K [24, 25]

Pour ces phénomènes, l'équivalent du *range* des particules pour les photons est défini par la profondeur de pénétration. Contrairement à une particule unique, on s'intéresse ici à un flux de photons qui décroît (quasi-)exponentiellement avec la profondeur. Plutôt que de définir une distance pour laquelle l'intensité optique est nulle, la profondeur de pénétration correspond à la profondeur à laquelle l'intensité optique est réduite d'un facteur $1/e$ ($\approx 63\%$) et correspond à l'inverse du coefficient d'absorption α_{spa} et α_{fca} .

Concernant l'absorption non linéaire à deux photons, le calcul de la profondeur de pénétration n'est pas immédiat et nécessite un calcul analytique présenté en section II.2 basé sur les coefficients d'absorption à deux photons β_{tpa} . Il sont délicats à mesurer, notamment du fait de la dépendance quadratique avec l'intensité optique, induisant un fort impact des paramètres optiques (énergie, focalisation...). Une synthèse de résultats issus de différentes études est présentée en figure I.10. On note que les coefficients diminuent progressivement avec l'énergie des photons. Aux forts dopages, ce phénomène est négligeable devant l'absorption par porteurs libres. Aux faibles dopages et pour des photons d'énergie inférieure au gap, ce phénomène est généralement prépondérant notamment aux fortes intensités optiques (impulsions de faible durée et de forte énergie).

Les données bibliographies présentées dans cette section seront utilisées pour paramétrer les

modèles analytiques dans la suite de ce travail.

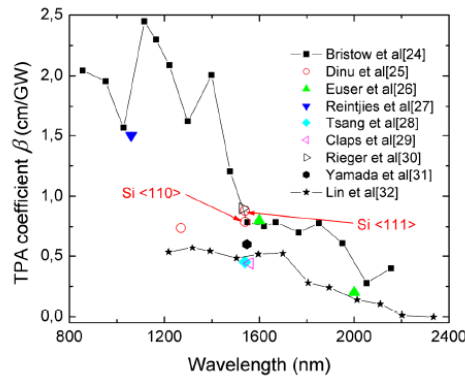


FIGURE I.10 – Synthèse des coefficients d’absorption à deux photons (TPA) β_{tpa} mesurés lors de différentes études [26]

I.2.1.2.2 Autres interactions photon - matière

- Diffusion *Compton*

Lors de sa propagation dans le matériau, un photon incident peut provoquer l’oscillation d’une particule chargée et peu liée du réseau. Il s’agit le plus souvent d’un électron de valence. Il lui cède une partie de son énergie (interaction inélastique), créant ainsi un électron de recul (photoélectron) possédant une certaine énergie cinétique. Le photon est quant à lui diffusé, la quantité d’énergie perdue dépendant de l’énergie initiale.

La diffusion de *Thomson* est un cas particulier de la diffusion *Compton* valable pour des photons de très faible énergie à l’échelle des particules incidentes (quelques 10 keV). Dans ce cas, l’énergie transmise à l’électron est négligeable et l’interaction est élastique. Le photon incident est donc diffusé et induit l’éjection d’un photoélectron peu énergétique.

- Diffusion de *Rayleigh*

La diffusion de *Rayleigh* est un cas particulier de la théorie de *Mie* valable pour une longueur d’onde du rayonnement incident supérieure à la taille des particules diffusantes, c’est à dire dans ce cas les atomes du réseau. Le photon interagit avec l’ensemble des électrons du cortège électronique de l’atome impacté et provoque une oscillation du barycentre des charges négatives par rapport au barycentre des charges positives du noyau. Cette oscillation provoque l’émission d’un photon diffusé ayant les mêmes caractéristiques que le photon incident absorbé, excepté la direction de propagation. C’est une diffusion élastique.

- Création de paires électron - positon

Un photon incident d'énergie supérieure à ≈ 1 MeV est susceptible d'être absorbé par un électron du cortège électronique ou par le noyau, induisant la génération de paires électron - positon. La totalité de l'énergie du photon est transférée, les particules créées ont donc une énergie cinétique importante.

- Réaction photonucléaire

Un photon incident de haute énergie (supérieure à 10 MeV) peut être absorbé par le noyau d'un atome du réseau, conduisant à l'émission d'un ou plusieurs nucléon(s) et d'un photon γ issu de la désexcitation du noyau.

- Synthèse des principales interactions photon-matière

La nature de l'interaction photon - matière dépend de l'énergie du photon et du numéro atomique Z du matériau impacté. La figure I.11 issue de [18] présente les phénomènes majoritaires en fonction de ces deux paramètres. On note que l'effet photoélectrique est très largement dominant aux faibles énergies, en particulier dans le cas de photons émis par un laser.

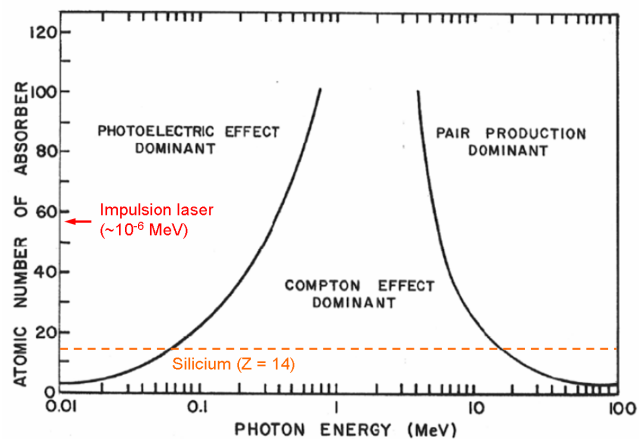


FIGURE I.11 – Probabilité d'occurrence des différentes interactions photon-matière en fonction de l'énergie du photon incident [18]

I.2.1.3 Synthèse des interactions particule - matière

Comme nous venons de le voir, les particules incidentes interagissent avec la matière en fonction de leurs caractéristiques (énergie, taille). Plus précisément, les interactions peuvent avoir lieu avec le noyau atomique ou la charge associée (champ Coulombien) du noyau ou bien avec un ou plusieurs électrons et leur charge associée. On distingue les interactions élastiques, avec un transfert d'énergie négligeable ou nul des interactions inélastiques avec transfert partiel

ou total de l'énergie de la particule incidente. Les tableaux I.2 et I.3 synthétisent les principales interactions particule-matière décrites précédemment.

TABLEAU I.2 – Bilan des interactions particules massiques - matière

	Élastique	Inélastique
Avec un/des électron(s)		Coulombienne
Avec le noyau atomique	Rutherford	Fission <i>Bremsstrahlung</i>

TABLEAU I.3 – Bilan des interactions photon - matière

	Élastique	Inélastique
Avec un/des électron(s)	Rayleigh Création de paires	Photoélectrique Compton
Avec le noyau atomique		Photonucléaire

Les particules secondaires générées par ces phénomènes peuvent être très énergétiques et interagissent à leur tour avec les atomes du réseau, formant ainsi une réaction en chaîne. Un exemple de cascade d'interactions provoquées par un électron incident est présenté sur la figure I.12 [3]. Dans cet exemple, un électron incident (particule légère) de faible énergie (quelques MeV) est tout d'abord dévié et freiné par interaction avec le champ Coulombien des noyaux du réseau (*Bremsstrahlung*), générant des photons γ qui peuvent diffuser avec les électrons atomiques par effet *Compton* pour générer des électrons de recul ou être absorbés pour générer des paires électron - positon. Ces particules libres créées interagissent à leur tour pour produire de nouveaux photons γ , électrons ou noyaux de reculs et ainsi de suite jusqu'à ce que l'intégralité de l'énergie soit dissipée.

I.2.2 Dépôt et transport des charges dans le semiconducteur

Les porteurs générés dans le semiconducteur sont soumis à différents mécanismes de transport. Ces processus sont également à l'origine des mécanismes de collection de charges aux abords des contacts. Cette section présente les principaux phénomènes mis en jeu. Ces notions seront utilisées dans la suite de ce travail, notamment dans le cadre d'une étude sur les diodes Schottky (chapitre III).

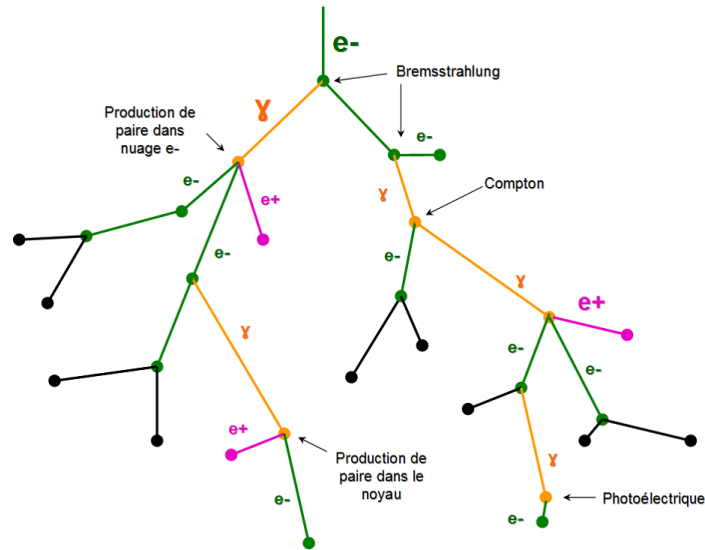


FIGURE I.12 – Exemple de cascade d’interactions particules - matière issue provoqué par un électron incident [3]

I.2.2.1 Trace de génération de charges

Lors du passage d’un ion lourd énergétique dans la matière, les électrons et les trous sont générés en quantité égale par ionisation directe et forment une colonne le long de la trajectoire de l’ion. Ce phénomène est rapide (quelques ps) et lié à la vitesse de propagation de l’ion. Le taux de génération associé est présenté dans l’équation I.3 avec E_p l’énergie d’ionisation (3,6 eV en moyenne dans le silicium) et d la distance parcourue par l’ion incident dans le substrat.

$$N_n = N_p = \rho d \frac{LET}{E_p} \quad (\text{I.3})$$

On assiste ensuite, comme présenté précédemment dans le cas de l’électron, à une cascade d’interactions conduisant à un élargissement de la trace dû notamment aux électrons δ issus de la première ionisation [1]. La figure I.13 présente une simulation du profil radial de charges générées par différents ions dont les caractéristiques sont synthétisées dans le tableau I.4 [27]. L’énergie des ions est adaptée pour disposer d’un LET équivalent dans le silicium. La simulation Monte-Carlo est effectuée avec GEANT4 sur une structure composée d’un substrat de silicium surmonté d’une couche de 2 μm d’oxyde de silicium (SiO_2). La densité de charges au centre de la trace atteint plus de 10^{23} cm^{-3} et reste supérieure à 10^{14} cm^{-3} (soit 10^4 fois supérieure à la concentration intrinsèque du silicium $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) jusqu’à une distance radiale de plusieurs centaines de nm pour les ions les plus légers et jusqu’à près de 10 μm dans le cas du Xe, qui est l’ion le plus massif. Dans le cas de particules plus légères, les photons γ sont moins

énergétiques, conduisant à un élargissement nettement plus faible (à titre d'exemple, 20 nm pour des particules α 1,5 MeV [28]). La durée caractéristique de ce phénomène est liée au temps de vie des électrons δ , de l'ordre de la picoseconde. Les porteurs générés se thermalisent progressivement au gré des interactions en quelques centaines de femtosecondes [29]. La durée totale d'interaction de l'ion avec la matière est de l'ordre de 2 ps [1].

Ainsi, la trace de génération des ions lourds peut être considérée en deux dimensions lors du passage de l'ion induisant la première ionisation mais doit ensuite être considérée comme une structure cylindrique dont le rayon évolue au fur et à mesure de l'émission des rayons δ et de leurs interactions.

TABLEAU I.4 – Caractéristiques des ions utilisés pour la simulation du profil radial (figure I.13) [27]

Ion	Énergie	LET
^{48}Ca	2 MeV	21,7 MeV.cm ² .mg ⁻¹
^{78}Kr	15 MeV	23,1 MeV.cm ² .mg ⁻¹
^{136}Xe	45,5 MeV	23,5 MeV.cm ² .mg ⁻¹

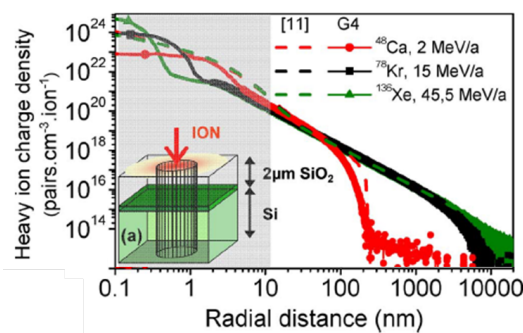


FIGURE I.13 – Simulation GEANT4 de la structure de la trace générée par des ions ^{48}Ca , ^{78}Kr et ^{136}Xe dans une structure composée de 2 μm d'oxyde de silicium déposé sur un substrat silicium [27]

Dans le cas des photons de basse énergie (quelques eV) émis par un laser impulsif, le phénomène est très différent. L'effet photoélectrique est dominant et conduit à la génération de charges d'énergie cinétique insuffisante pour avoir une influence sur les atomes environnants. La trace de génération correspond au profil de l'intensité optique du faisceau laser et aux phénomènes d'absorption mis en jeu. Le calcul de la quantité de charges générées est complexe et sera explicité en détail en section II.2 à l'aide notamment d'un outil de simulation analytique. La durée caractéristique d'établissement de la trace est du même ordre de grandeur que la durée de l'impulsion. Ces charges sont ensuite soumises aux phénomènes de transport décrits dans la section suivante mais ne disposent pas d'assez d'énergie pour interagir avec les atomes environnants.

I.2.2.2 Recombinaison et transport des charges dans le silicium

Les électrons et les trous sont générés en quantités équivalentes par la particule incidente (équation I.3). En l'absence de perturbation, ces charges mobiles subissent l'agitation thermique induisant un mouvement erratique à vitesse de groupe nulle (mouvement brownien). Différents phénomènes peuvent alors avoir lieu, simultanément ou successivement suivant la densité de défauts, la distribution éventuelle de champs électriques et la distribution des porteurs.

I.2.2.2.1 Recombinaison des porteurs

Les densités de trous δ_n et d'électrons δ_p générées sont très supérieures aux densités à l'équilibre thermodynamique n_0 et p_0 (régime de forte injection). Une fraction de ces porteurs se recombine très rapidement après génération (la durée de vie est proportionnelle à $1/\delta_{n,p}$).

Plus précisément, on distingue trois types de processus de recombinaison [30, 1] :

- La recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH)

Également appelée recombinaison assistée par pièges, ce phénomène désigne les recombinaisons par des niveaux discrets dans le gap, dues à des impuretés ou des défauts [31]. Elle ne dépend que de la densité de centres de recombinaison et est par conséquent indépendante du niveau de dopage.

- La recombinaison Auger

Ce processus est basé sur un échange d'énergie entre deux charges libres. L'un des deux porteurs accède à un niveau d'énergie supérieur, l'autre se recombine. Pour avoir lieu, deux porteurs de charge doivent être présents simultanément, ce qui le rend majoritaire dans les zones de forte densité de charge en particulier au delà de $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ce phénomène joue un rôle clé dans le taux de recombinaison au centre de la trace de génération aux courts instants après la génération.

- La recombinaison radiative

Également appelée recombinaison bande à bande, elle désigne la recombinaison d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence. Elle est particulièrement efficace dans les matériaux à gap direct qui permettent une transition à vecteur d'onde constant sans l'assistance d'un phonon.

La figure I.14 présente le temps de vie moyen des charges générées dans un substrat de silicium sans champ électrique en fonction des différents processus de recombinaisons. Comme précisé

précédemment, la recombinaison SRH est majoritaire pour des concentrations de porteurs inférieures à $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Au delà, la recombinaison Auger conduit à une diminution brutale de la durée de vie. La recombinaison bande à bande est négligeable devant ces deux phénomènes.

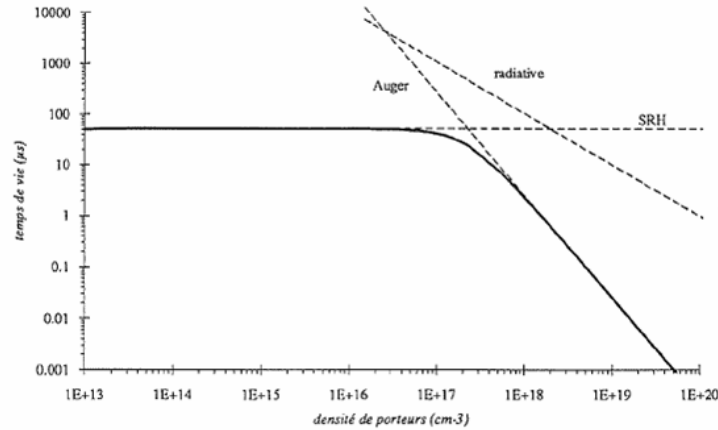


FIGURE I.14 – Temps de vie moyen des porteurs de charge soumis aux différents processus de recombinaison en fonction du niveau de dopage dans un substrat silicium [32]

I.2.2.2.2 Diffusion ambipolaire

Dans cette section, les porteurs du substrat avant excitation extérieure sont supposés à l'équilibre thermodynamique et le champ électrique est nul. On ne s'intéresse ainsi qu'aux phénomènes de diffusion. Les gradients de porteurs de charges sont très importants aux abords de la trace de génération de l'ion. Des courants de diffusion apparaissent pour réduire ces gradients et retrouver un état d'équilibre avec une concentration de charge homogène. En règle générale, ces densités de courant sont directement proportionnelles aux gradients de concentration et sont décrits par la loi de *Fick* dont la forme à une dimension est présentée dans l'équation I.4, le coefficient de proportionnalité étant nommé coefficient de diffusion ($D_{n,p}$).

$$J_{n,p} = qD_{n,p} \frac{\partial n,p}{\partial x} \quad (\text{I.4})$$

Dans le silicium, la mobilité des trous ($\mu_p \approx 450 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$) est nettement plus faible que celle des électrons ($\mu_p \approx 1400 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$) [22]. Or d'après la relation d'Einstein le coefficient de diffusion est directement proportionnel à la mobilité ($D = \mu k_B T$). Les trous diffusent donc moins vite que les électrons, induisant un champ électrique local qui crée une force de rappel électrostatique qui s'oppose à la séparation des paires électrons-trous. Ce mode de diffusion est appelé **diffusion ambipolaire** ou diffusion thermique (car elle tend à thermaliser le substrat en homogénéisant la densité de charges) et permet de respecter l'électroneutralité en tous points du milieu. Le coefficient de **diffusion ambipolaire** est commun aux deux types de porteurs qui diffusent ensemble et s'exprime en fonction des mobilités comme présenté en

équation I.5.

$$D_a = \frac{(n+p)D_n D_p}{nD_n + pD_p} \quad (\text{I.5})$$

Ces processus de diffusion sont lents, la durée de vie des porteurs pouvant atteindre plusieurs microsecondes [22].

I.2.2.2.3 Dérive

Les courants de dérive, également appelés courants de conduction, sont liés à la génération de porteurs chargés dans une zone où règne un champ électrique, notamment au niveau de la zone de déplétion d'une jonction ou aux abords d'un contact. La force électrostatique induite par le champ électrique accélère rapidement les porteurs de charges dans le sens du champ électrique pour les trous chargés positivement et dans le sens opposé pour les électrons chargés négativement (équation I.6). Ce phénomène est très rapide, de l'ordre de la ps [33] et provoque donc une séparation quasi-instantanée des paires électron-trous générées dans une zone de fort champ simultanément à l'initiation des phénomènes de recombinaison et bien avant la mise en place de courants de diffusion.

$$J_{n,p} = q(n,p)\mu_{n,p}E \quad (\text{I.6})$$

I.2.2.2.4 Phénomène d'aspiration de charges (*funneling*)

Lors du passage d'une particule à travers la zone de déplétion d'une jonction, la forte densité de charges générées au centre de la trace peut perturber le champ électrique. Une déformation des lignes de champ provoque l'extension du champ électrique le long de la trace, au delà de la zone de déplétion I.15. Les porteurs générés dans cette extension subissent l'effet du champ électrique et sont rapidement aspirés par le contact par les courants de dérive, nettement plus efficaces et rapides que les courants de diffusion [34, 35]. Ce phénomène, appelé aspiration de charges ou *funneling* engendre une augmentation de la charge collectée par le contact d'un facteur 2 à 5 [35]. Il se résorbe au fur et à mesure de l'évacuation des charges excédentaires en quelques nanosecondes. L'importance de l'extension et du champ électrique associé dépend du dopage du substrat et de la concentration et de la distribution des charges au sein de la trace. Il peut facilement être induit par une particule lourde (particule α , ion lourd) mais nécessite des impulsions laser énergétiques de courte durée (<100 ps) pour disposer d'une densité de charges suffisante [36].

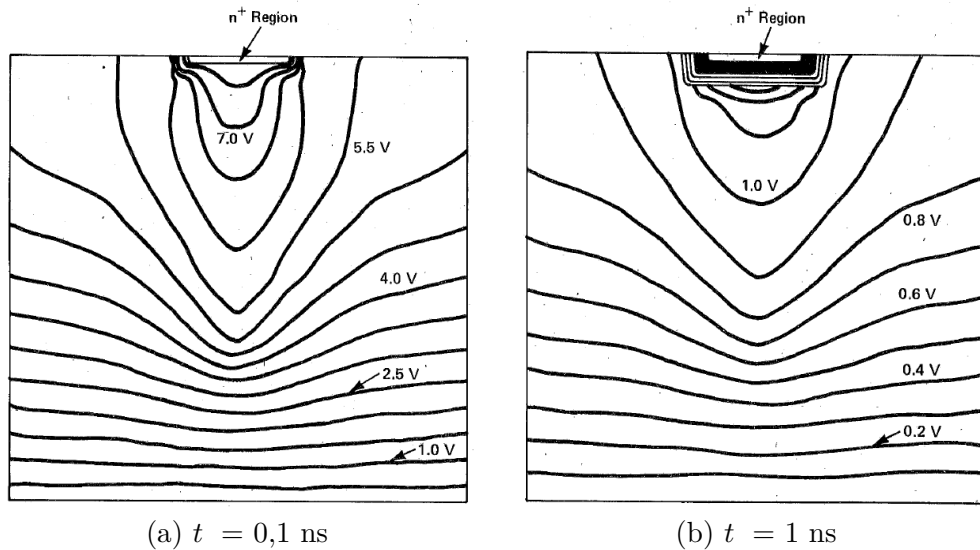


FIGURE I.15 – Simulation des lignes équipotentielles d’une jonction PN 0,1 ns (a) et 1 ns (b) après le passage d’un noyau d’hélium 4 (particule α) [34]

I.3 Effets des radiations sur les composants électroniques

Maintenant que nous avons vu les processus d’interactions particules - matière, nous allons décrire les effets qu’ils peuvent provoquer sur le fonctionnement des composants électroniques. On distingue deux principaux types de phénomènes pouvant dégrader les performances ou causer des défaillances :

- Les effets de dose ionisante (**TID**) ou non ionisante (**TNID**), qui sont des phénomènes cumulatifs (figures I.16b et I.16a) ;
- Les événements singuliers (**SEE**), qui ne sont dûs qu’à une unique particule incidente (figures I.16c).

Les événements singuliers sont au cœur de ce travail et constituent l’un des effets les plus préoccupants : une unique particule peut être suffisante pour rendre un composant inopérant. Les effets de dose ne seront pas étudiés dans le cadre de cette thèse mais constituent une part importante des analyses radiation, justifiant leur description dans les paragraphes suivants.

I.3.1 Effet de dose ionisante (**TID**)

Les matériaux isolants jouent un rôle fondamental dans le fonctionnement des composants électroniques. Il s’agit de matériaux à très grand gap (>10 eV) dont la bande de conduction est vide. Ils ne conduisent pas de courant et la génération thermique de porteurs est impossible. Ils sont notamment utilisés pour isoler les parties actives du circuit ou réduire les courants de

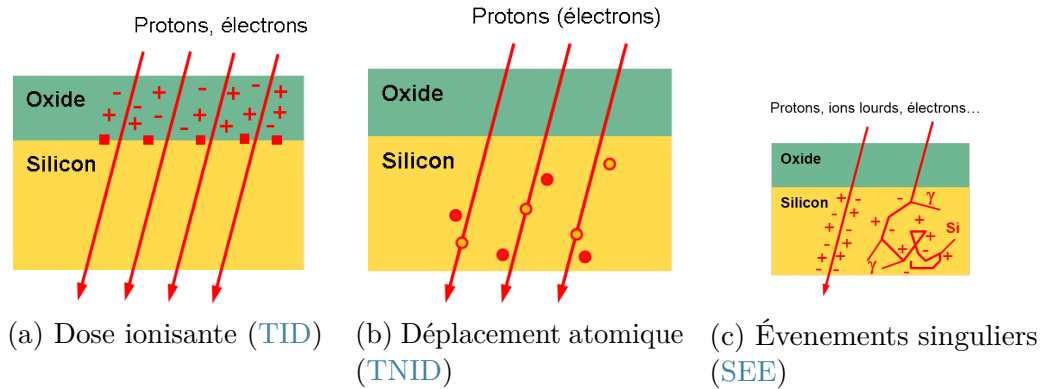


FIGURE I.16 – Effet des radiations sur les structures microélectroniques (d'après [21])

fuite mais peuvent également avoir un rôle dans le fonctionnement électrique d'un composant, comme l'oxyde isolant la grille des MOSFET et permettant d'établir le canal de conduction. Les principaux isolants utilisés proviennent de la famille des nitrures et des oxydes, notamment l'oxyde de silicium (SiO_2) particulièrement facile à intégrer dans les technologies silicium. Lors du passage d'une particule, les phénomènes d'ionisation génèrent des charges au sein des oxydes. L'énergie de création de paire est 5 fois plus élevée dans le SiO_2 que dans le Si mais reste inférieure de plusieurs ordres de grandeur à l'énergie de la particule incidente. Ces charges ne peuvent pas être évacuées et restent donc piégées dans l'oxyde ou dans les pièges formés à l'interface oxyde-semiconducteur (figure I.16a). La dose ionisante (TID) est définie par la quantité l'énergie déposée par unité de masse. Soit Φ le flux de particules incidentes et S la section impactée, on peut alors définir la dose ionisante comme :

$$TID = \frac{\overbrace{\Phi S \cdot dE_{ionisant}}^{\text{Énergie}}}{\underbrace{\rho S \cdot dx}_{\text{Masse}}} = \Phi \cdot LET \quad (I.7)$$

La dose totale absorbée dépend ainsi du LET et donc, par extension, du type et de l'énergie de la particule incidente ainsi que de la composition du matériau impacté. Elle s'exprime en $J \cdot kg^{-1}$, analogue au *Gray* (noté *Gy*). Dans le domaine des radiations, l'unité utilisée est le krad avec l'équivalence $1 \text{ krad} = 10 \text{ Gy}$.

Les effets sur les composants électroniques varient suivant le débit de dose (dose par unité de temps), de l'état de polarisation et de la température [21]. Ils dépendent du composant impacté, on peut citer parmi les effets les plus courants :

- La diminution / l'augmentation de la tension $V_{GS,seuil}$ dans les MOSFET à canal N / P , conduisant à terme dans les deux cas à une perte de l'effet transistor ;
- Une diminution du gain et une augmentation du courant de fuite dans les transistors

bipolaires.

La figure I.17 présente le niveau de dose ionisante nécessaire pour induire une défaillance dans différentes familles de composants. On retiendra un ordre de grandeur de quelques krad à quelques centaines de krad pour les composants les plus résistants.

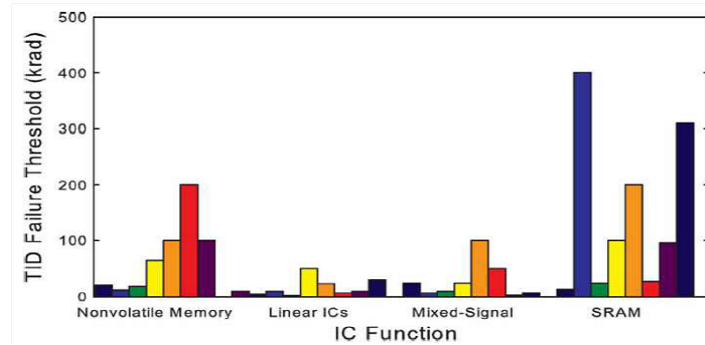


FIGURE I.17 – TID seuils menant à la défaillance de différentes familles de composants. Les valeurs sont issues de données de test présentées en Data Workshop au NSREC entre 2002 et 2009 [37]

I.3.2 Effet de dose non ionisante (TNID)

La dose non ionisante ou déplacement atomique (TNID) est un phénomène cumulatif causé par les interactions nucléaires et les diffusions élastiques des particules avec le réseau cristallin du matériau impacté. Il s’agit notamment de création de lacunes, de substitution d’atomes ou d’ajout d’atomes dans les sites interstitiels du réseau cristallin, comme présenté sur la figure I.16b. La TNID se calcule de manière analogue à la TID, comme présenté dans l’équation I.8. Ces défauts peuvent constituer des centres de recombinaison ou des centres de diffusion, impactant le temps de vie des porteurs et leur mobilité. L’effet est particulièrement important dans les composants de puissance mettant en jeu de fortes densités de courant, notamment les diodes Schottky (section III.2.2.2) et les systèmes optoélectroniques dans lesquels le déplacement atomique provoque notamment une hausse du courant d’obscurité [21].

$$TNID = \frac{\overbrace{\Phi S \cdot dE_{nucléaire}}^{\text{Énergie}}}{\underbrace{\rho S \cdot dx}_{\text{Masse}}} = \Phi \cdot NIEL \quad (\text{I.8})$$

Les dysfonctionnements liés à la dose impactent la fiabilité des systèmes et dégradent les performances, mais ces phénomènes cumulatifs sont relativement bien connus et peuvent être réduits en limitant la dose déposée par des méthodes de blindage. D’autre part, des outils de calculs performants (FASTRAD©, MULASSIS) permettent de prédire efficacement les effets de dose pour anticiper les défaillances.

On note que si le laser peut induire un certain niveau de dose ionisante, il ne peut pas générer de déplacement atomique. En revanche, le laser est un outil performant pour la génération d'événements singuliers.

I.3.3 Événements singuliers

Les événements singuliers (**SEE**) sont des défaillances induites par le passage d'une unique particule, généralement un ion lourd ou un proton. Il a été montré récemment que les électrons peuvent aussi déclencher des événements singuliers dans des cas particuliers [38, 39]. Contrairement aux effets de dose, c'est un phénomène ponctuel non cumulatif.

Dans un composant électronique, un nœud sensible est défini comme un nœud électrique dont le potentiel peut être modifié lors de l'injection ou la collecte de charges [40]. Un événement singulier est déclenché par un courant parasite et survient quand la quantité de charge collectée aux abords d'un nœud sensible est suffisante pour perturber le système ou induire un phénomène physique particulier. Ces événements limitent grandement la fiabilité des systèmes spatiaux en vol et font l'objet de nombreuses études et recherches menées par la communauté spatiale internationale, académique comme industrielle. Ces événements peuvent être particulièrement destructeurs en rendant inopérant une fonction du satellite suite au passage d'une seule particule. De plus, si des outils de prédiction existent, ils sont pour l'instant à l'état de prototype et nécessitent de longs temps de calcul et la connaissance précise de la structure des composants.

Au fur et à mesure de l'augmentation des performances des composants (puissances mises en jeu, fréquence de fonctionnement), du niveau d'intégration en constante évolution¹ et de l'utilisation de nouveaux matériaux (**SiC**, **GaN**), les niveaux de sensibilité aux événements singuliers évoluent et de nouveaux événements jusqu'alors inconnus apparaissent, nécessitant une vigilance constante et des tests approfondis pour garantir la fiabilité des systèmes. L'allongement de la durée des missions spatiales, notamment dans le cadre des voyages interplanétaires augmentent les risques de la survenue d'événements alors que les contraintes budgétaires limitent le recours aux technologies durcies (*Radiation Hardening By Design (RHBD)*). D'autre part, le niveau d'intégration et le nombre croissant de modules électroniques embarqués impacte la sensibilité globale des systèmes. Ainsi les problématiques liées aux radiations, qui ne concernaient auparavant que les systèmes spatiaux, doivent de plus en plus être considérées pour les applications atmosphériques et terrestres nécessitant de hauts niveaux de fiabilité (aéronautique, automobile autonome...).

Classiquement, ces événements sont regroupés en deux catégories : les événements non destructifs et les événements destructifs. Si ce travail de thèse a porté majoritairement sur les événements destructifs type **SEB** et **SEL**, il nous semble cependant important d'évoquer dans

1. il y a actuellement davantage de transistors dans un **ASIC** qu'il n'y en avait dans un système spatial complet en 1980 [9]

cette section les principaux phénomènes répertoriés au fur et à mesure des études depuis les années 1960-1970 afin d'apporter des éléments de contexte permettant de rendre compte de la criticité de certains phénomènes par rapport à d'autres.

I.3.3.1 Événements singuliers non destructifs

Les événements non destructifs sont des phénomènes survenant dans les circuits analogiques ou numériques et dont les effets se résorbent naturellement au bout d'un certain laps de temps ou suite à un cyclage de l'alimentation ou à une réécriture de l'information. Ils peuvent induire temporairement un dysfonctionnement partiel ou total de la fonctionnalité.

I.3.3.1.1 Single Event Transient (SET)

Des courants parasites se propagent dans le circuit et sont modifiés suivant les fonctions électriques traversées pour finalement induire une perturbation dans les courants ou tensions de sortie du composant incriminé. Une fois les charges parasites évacuées, le composant retrouve un fonctionnement nominal. Les SET sont caractérisés par la forme, l'amplitude et la durée de la perturbation.

On distingue les *Analog Single Event Transient (ASET)* dans les circuits analogiques tels que des amplificateurs opérationnels ou des comparateurs et les *Digital Single Event Transient (DSET)* dans les circuits numériques type multiplexeurs notamment.

I.3.3.1.2 Les basculements d'état logique

Les basculements non transitoires d'état logique forment une famille d'événements singuliers survenant dans les composants de stockage d'information. Le passage d'une particule induit une ou plusieurs modification(s) de la donnée stockée en modifiant l'état logique associé à un bit. Les premières études concernant ce type de défaillance dans des mémoires *Dynamic Random Access Memory (DRAM)* datent de la fin des années 1970 [41]. Cette problématique a depuis fait l'objet de très nombreuses publications, les niveaux de sensibilité évoluant avec les technologies utilisées [42, 43].

On distingue différentes perturbations :

- Les *Single Event Upset (SEU)*, causés par le basculement d'un unique bit. Une réécriture permet généralement de retrouver un fonctionnement normal ;
- Les *Same word Multiple Bit Upset (SMBU)*, causés par le basculement de plusieurs bits dans un même mot ;
- Les *Multiple Cell Upset (MCU)*, causés par le basculement de plusieurs bits dans différents mots.

Pour limiter la survenue de ce type d'événements ou limiter leur impact sur le fonctionnement des systèmes, outre un durcissement des circuits aux radiations (RHBD) il est possible de mettre en place des codes de correction d'erreur.

I.3.3.1.3 Single Event Functionnal Interrupt (SEFI)

Les SEFI correspondent à des erreurs plus globales survenant lorsque la particule impacte des fonctions de plus haut niveau. Ils conduisent à une perte de fonctionnalité du système. Ce terme est utilisé depuis la fin des années 1990 [44] pour notamment caractériser les erreurs dans les mémoires ou dans les microprocesseurs [45].

I.3.3.1.4 High Current Event (HCE)

Les HCE sont des phénomènes de surconsommation de courant d'alimentation transitoire ou permanente survenant dans différents types de mémoires (*Magnetic Random Access Memory* (MRAM) [46], Flash [47]). Ces surconsommations sont plus ou moins importantes suivant les cas, leur signature dépendant du type de composant incriminé et de son état de fonctionnement au moment de la défaillance. Les HCE peuvent s'accompagner dans certains cas de pertes de fonctionnalités (SEFI) [48].

I.3.3.1.5 Phénomène de bit collé (*stuck bit*)

Ce phénomène appartient à la famille des *Single Hard Error* (SHE). Il a été décrit pour la première fois en 1991 par KOGA et al. [49] comme un phénomène analogue au SEU présenté précédemment, à l'exception près que lors de la survenue d'un *stuck bit*, la valeur du bit est figée et la donnée ne peut être ni réécrite ni corrigée. Si le taux d'occurrence des SHE en orbite est inférieur de plusieurs ordres de grandeurs à celui des SEU, ce type de défaillance reste problématique en particulier pour les systèmes embarquant un volume de stockage important [50].

I.3.3.2 Événements singuliers destructifs

Ces événements sont critiques pour la fiabilité des systèmes. Dans la majorité des cas, ces phénomènes sont trop rapides pour pouvoir être désamorçés à temps et conduisent à la destruction du composant. Les principaux événements destructifs sont présentés ci-après, en fonction des technologies incriminées.

I.3.3.2.1 Single Event Latchup (SEL)

Ce phénomène se caractérise par la mise en conduction d’une structure thyristor parasite dans les composants en technologie CMOS et IGBT [11, 51], provoquant un court-circuit [52]. C’est un phénomène permanent qui peut être destructif si le courant de court-circuit est suffisant pour induire des dégâts. L’impact peut être réduit si le phénomène est détecté rapidement et si le chemin de court-circuit est déverrouillé par un cyclage de l’alimentation. Ce phénomène a été étudié avec différents moyens de tests dans le cadre de ce travail de thèse. Il est présenté en détail dans la section IV.1.1.

I.3.3.2.2 Single Event Burnout (SEB)

Ce phénomène intervient dans les composants de puissance type CMOS et IGBT. La mise en conduction d’une structure parasite entraîne une augmentation du courant par avalanche pouvant aboutir à un emballement thermique. Les fortes densités de courant entraînent des températures élevées causant des dommages irréversibles dans les structures. Les événements destructifs survenant dans les diodes Schottky sont également appelés SEB, bien que le phénomène soit légèrement différent. Les phénomènes responsables de la dégradation des jonctions métal-semiconducteur sont décrits en détail dans la section III.2.1.1.1 et illustrés par de nombreux résultats expérimentaux et par simulation dans le chapitre III.

I.3.3.2.3 Single Event Gate Rupture (SEGR)

Ce phénomène appartient à la famille des *Single Event Dielectric Rupture (SEDR)* et correspond au claquage de l’oxyde de grille des transistors MOS de puissance, rendant le composant inopérant et les gains nuls. Le mode de déclenchement de cet événement fait encore actuellement l’objet d’études. Ce phénomène semble causé par l’accumulation de charges sous l’oxyde de grille suite au passage de la particule. Une charge miroir équivalente apparaît alors au niveau de la grille, pouvant mener à un champ électrique local très élevé conduisant au claquage de l’oxyde [53, 1].

I.3.3.3 Section efficace

La sensibilité d’un composant à un événement singulier se mesure classiquement par une grandeur appelée section efficace et notée σ . Elle correspond à l’image de la surface sensible du composant et se calcule en fonction du nombre d’événements N_{SEE} et de la fluence totale de particules Φ en utilisant l’équation I.9. Les sections efficaces sous ions lourds calculées pour différents LET sont représentées sur une courbe de section efficace globale comme présenté en figure I.18. Plus le LET augmente, plus la quantité de charges générée augmente

proportionnellement, impliquant généralement une augmentation du nombre d'événement. Dans le cas de mesures utilisant d'autres moyens de test et en particulier des impulsions laser, la section efficace peut être calculée en fonction d'une grandeur dépendant directement de la charge déposée dans le composant (LET équivalent, énergie par impulsion...) et la méthode de calcul doit être adaptée, comme discuté en section IV.4.2.1.

Une courbe de section efficace complète présente généralement deux points remarquables :

- Le LET seuil, qui correspond au déclenchement des premiers événements singuliers ;
- La section efficace à saturation, au delà de laquelle le nombre d'événements n'évolue plus et ne dépend plus du LET.

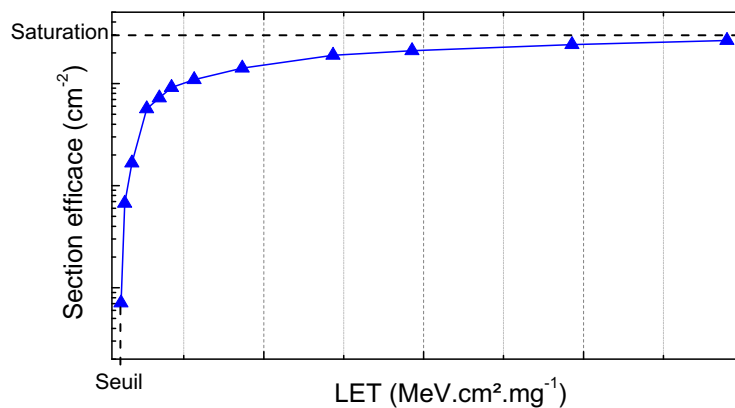


FIGURE I.18 – Section efficace de latchup mesurée sur un amplificateur opérationnel AD7940. La mesure a été effectuée par la face arrière sur le banc laser LISA décrit en section II.1.1.1

$$\sigma = \frac{N_{SEE}}{\Phi} \quad (\text{I.9})$$

I.4 Étude de la sensibilité des composants aux événements singuliers

I.4.1 Pourquoi et comment évaluer la sensibilité aux radiations des composants électroniques ?

Le 9 juillet 1962 a eu lieu *Starfish Prime*, un essai nucléaire à 400 km d'altitude planifié par la commission à l'énergie atomique américaine. Cette explosion a créé une ceinture d'électrons piégés dans le champ magnétique terrestre. La première défaillance causée par les radiations a eu lieu sur des transistors bipolaires intégrés à un module du satellite *Telstar*, lancé le 10 juillet

1962 soit 24 h après l'explosion nucléaire [54]. Cet événement a contribué au développement des études de sensibilité des systèmes électroniques aux radiations ionisantes et au développement des technologies durcies.

On s'intéresse ici plus particulièrement aux effets des événements singuliers induits par des ions lourds, dont les conséquences vont de la perte temporaire ou permanente d'une fonctionnalité à la perte totale du système. A titre d'exemple, le satellite ERS-1 (*European Space Agency (ESA) Remote Sensing Satellite*), a connu une défaillance sur le système de pointage après seulement 5 jours en orbite suite à un HCE transitoire [55]. On peut également citer la survenue d'un SEL aux abords de la SAA comme l'une des explications avancées pour expliquer la perte du nanosatellite² français *Picsat* le 20 mars 2018, moins de 3 mois après son lancement [56].

L'analyse de la sensibilité des composants aux radiations constitue une partie de l'analyse de fiabilité globale des systèmes. Sa criticité dépend des technologies embarquées (niveau d'intégration, nouveaux matériaux), du type de mission et de la durée de vie prévue du système (altitude de l'orbite ou voyage interplanétaire...). Pour évaluer cette sensibilité, le seul moyen de test reconnu et certifié par la communauté internationale est l'accélérateur de particules. Ce moyen présente de nombreux avantages pour les tests au sol mais aussi certaines limitations : on peut notamment citer son coût (généralement de l'ordre de 1000 euros par heure), la complexité de sa mise en œuvre et l'absence de maîtrise précise de la zone impactée. La communauté internationale a donc cherché depuis plusieurs décennies à développer de nouveaux moyens de tests pour répondre à différents besoins. En particulier, l'utilisation de laser impulsions initiée par les travaux de RICHTER et al. dès 1987 [29] permet d'accéder à de nouvelles conditions de test particulièrement utiles pour la caractérisation des composants. Les sections suivantes présentent les principaux moyens de test, leur principe de fonctionnement et leurs principaux avantages et inconvénients.

I.4.2 Accélérateur d'ions lourds

I.4.2.1 Principe de fonctionnement

La majorité des accélérateurs sont de type électrostatique. Le principe est d'accélérer des particules chargées par l'action d'un champ électrique.

Les accélérateurs linéaires (*linac*) accélèrent les particules avec un générateur de *Van De Graaf* permettant d'appliquer entre les deux électrodes une différence de potentiel de plusieurs MV à plusieurs dizaines de MV. Des ions chargés négativement sont injectés dans une enceinte et accélérés par le champ électrique entre les deux électrodes. Ils traversent ensuite un *stripper* composé d'une très faible quantité de matière (gaz ou feuille mince de matière) chargé de retenir les électrons des couches de valence induisant un changement de la charge des ions. Les ions positifs ainsi créés sont ensuite accélérés une nouvelle fois entre deux électrodes puis

2. gamme de satellites modulaires de faible masse et de faible encombrement

injectés dans la chambre d'analyse (figure I.19a). L'accélérateur de l'Institut de Physique Nucléaire situé à Orsay (France) est basé sur cette technologie.

Il existe également des accélérateurs cycliques (cyclotrons ou synchrotrons). L'anneau est en réalité constitué d'un certain nombre de segments rectilignes reliés par des aimants de courbure induisant un champ magnétique de plusieurs Tesla. Les particules sont déviées et fortement accélérées au niveau de ces aimants, émettant un rayonnement polychromatique appelé rayonnement synchrotron produit par le phénomène de *Bremsstrahlung* décrit précédemment. Ce type d'accélérateur permet d'accélérer progressivement les particules en effectuant plusieurs tours (figure I.19b), pour atteindre des énergies nettement plus élevées que dans les accélérateurs linéaires. La majorité des accélérateurs d'ions lourds utilisés pour l'analyse des événements singuliers sont de type circulaires. On citera en particulier ceux du **GANIL** (Caen, France), le **CYCLONE** (UCL, Belgique) et le *Texas A and M's University cyclotron* (**TAMU**) (Texas, USA).

Dans la majorité des cas, le faisceau accéléré est conduit dans une enceinte sous vide pour préserver l'énergie des particules. Seuls les accélérateurs les plus puissants permettent de travailler sous air. Les ions lourds restent globalement moins énergétiques que ceux rencontrés dans l'environnement avec des énergies maximales de l'ordre quelques GeV (excepté pour les accélérateurs cycliques les plus performants type *Large Hadron Collider* (**LHC**)).

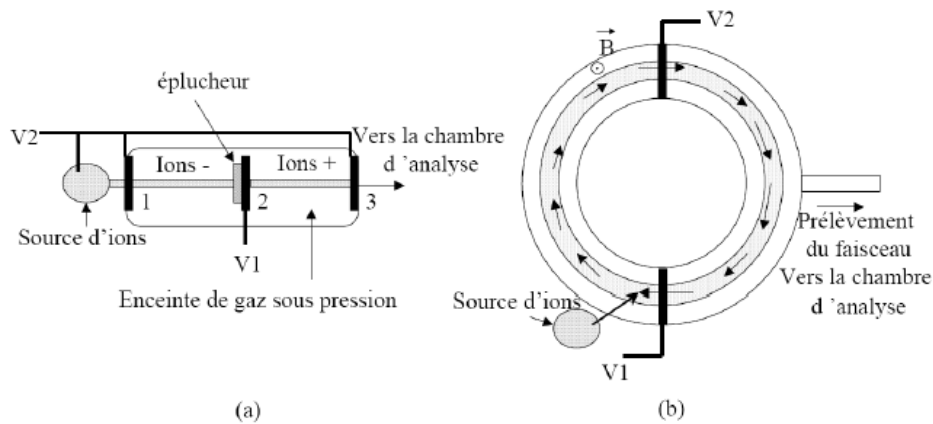


FIGURE I.19 – Représentation schématique d'un accélérateur linéaire type *Van De Graaf* (a) et cyclique (type cyclotron ou synchrotron) (b) [11]

I.4.2.2 Caractéristiques du **CYCLONE** et du **GANIL**

Les tests sous faisceau d'ions lourds menés lors de cette thèse ont été effectués au **CYCLONE** de l'**UCL** ainsi qu'au **GANIL**. Cette section vise à décrire les caractéristiques principales de ces moyens, les caractéristiques des ions utilisés (type d'ion, *range*, énergie, **LET**) étant renseignés dans les sections concernées des chapitres III et IV.

Huit ions différents sont disponibles au **CYCLONE** de l'**UCL**. Ils permettent de disposer de

valeurs discrètes de LET de $1,3 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ à $62,5 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$. Le flux d'ions peut être adapté sur demande de quelques $\text{particules.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à quelques dizaines de milliers de $\text{particules.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les composants sont disposés dans une enceinte sous vide. L'uniformité du faisceau ($\pm 10 \%$ sur un disque de diamètre 25 mm) est mesurée avec un détecteur dédié, placé sur une monture motorisée. Deux détecteurs additionnels sont placés dans la chambre de mesure, sous vide. Pendant l'irradiation, le flux est mesuré en continu et intégré pour évaluer en temps réel la fluence (exprimée en $\text{particules.cm}^{-2}$) délivrée au composant.

Au GANIL, seul l'ion Xenon ($^{136}\text{Xe}^{54+}$) d'énergie 6709,2 MeV était disponible lors de nos campagnes de test. L'irradiation a lieu à l'air libre à pression atmosphérique. Le faisceau est homogène sur un diamètre de 3 cm et balaye en continu une zone de $42 \times 4 \text{ cm}^2$. Le flux d'ions peut également être adapté, dans les mêmes proportions qu'à l'UCL. L'ajustement de l'épaisseur de la colonne d'air entre la sortie de l'accélérateur et le composant testé ainsi que l'ajout de feuilles d'aluminium d'épaisseur calibrée permet de dégrader le faisceau d'ions, modifiant ainsi de manière continue le LET et la profondeur de pénétration [57]. Les LET accessibles varient de quelques $\text{MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ à $98,5 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$.

I.4.3 Les lasers impulsionnels

La première utilisation du laser impulsionnel pour la simulation de l'effet des radiations sur des composants électroniques a été publiée par HABING en 1965 [58]. Cette étude démontre pour la première fois l'intérêt du laser pour la phase de conception du composant ou des pré-qualifications afin de réduire le nombre de tests en dose. Quelques années plus tard, en 1987, RICHTER et al. [29] présentent un ensemble de résultats de test effectués par laser impulsionnel Nd : YAG $1,064 \mu\text{m}$ à commutation de gain (impulsions 5 ns) sur des photodiodes PIN, des diodes PN, des mémoires et des MOSFET de puissance, démontrant les capacités du laser à déclencher des événements singuliers. Cette étude présente le laser comme un moyen bas coût particulièrement intéressant pour les qualifications de composants en complément des tests en accélérateur et pour l'analyse spatiale mais suggère de privilégier des laser à verrouillage de mode pour disposer d'impulsions plus courtes temporellement (typiquement quelques picosecondes) [59].

De nombreux travaux ont depuis été menés pour comprendre l'impact des caractéristiques optiques et déterminer la nature de la trace de charges générées [60, 61, 62]. En particulier, la taille du spot laser est présenté comme un paramètre clé et doit être adapté au nœud technologique du composant évalué [29, 61]. Des méthodes de compensations ont été développées dans le cas de composants fortement intégrés [1]. La durée de l'impulsion est également un paramètre critique et doit être nettement inférieure au temps de réponse du circuit [63, 61] mais également cohérente avec le temps caractéristique de déclenchement de l'événement singulier évalué, comme nous le verrons dans la suite de ce travail de thèse. Dans certains cas, il est possible de corriger mathématiquement l'impact de la durée de l'impulsion comme le

propose DOUIN et al. pour l'étude des SEU dans une SRAM [63]. Enfin, la longueur d'onde a été fixée initialement à 1,064 μm pour profiter de laser industriels ou semi-industriels efficaces basés sur un cristal de *Nd : YAG* et par chance parfaitement adaptée à l'étude des composants silicium. Le développement des sources laser a permis de faire varier ce paramètre pour exploiter les différents phénomènes d'absorption en modifiant également la durée d'impulsion. Des études ont ainsi été menées en irradiant le composant en face avant à une longueur d'onde très inférieure au gap pour générer un grand nombre de porteurs de charge par absorption linéaire sur une faible épaisseur et profiter d'un *spot* laser suffisamment petit pour être transmis entre les métallisations de la face avant [64, 65, 66]. Cependant, dans de nombreux cas les métallisations restreignent considérablement l'accès du faisceau aux zones sensibles, induisant des biais importants dans les résultats de test. Au début des années 2000 [67], la méthode de test par la face arrière s'est généralisée et permet de palier ce problème moyennant une étape supplémentaire de préparation du composant et une profondeur de pénétration suffisante du faisceau laser à travers le substrat.

D'autres études ont été menées à des longueurs d'ondes supérieures au gap en utilisant des laser fournissant des impulsions femtosecondes. Proposée initialement par MCMORROW et al. en 2002 [68], ce type de configuration favorise la génération non linéaire de porteurs (absorption à deux photons : TPA), permettant ainsi de cartographier la sensibilité suivant les 3 dimensions et de tester des composants à grande bande interdite [69, 70, 71].

Ces différentes méthodes de test ont permis de déclencher par laser un large panel d'événements singuliers (SEL, SEGR, SEB, SEU, SET...) obtenus pour différents composants (mémoires flash et SRAM, MOSFET de puissance, diodes Schottky, amplificateurs opérationnels, *High Electron Mobility Transistor* (HEMT)...) basés sur différentes technologies (Si, GaN et SiC) [64, 71, 67, 66, 70, 72]. Ces analyses confortent l'intérêt du laser pour des études lors des phases de *design* du composant, de pré-caractérisation ou de pré-sélection de références mais également pour des analyses complémentaires nécessitant par exemple une bonne résolution spatio-temporelle.

De nombreux bancs de test laser ont été développés par différentes équipes académiques et industrielles de par le monde et sont utilisés de manière plus ou moins systématique dans le cadre de l'évaluation de composants pour des applications aéronautiques ou spatiales.

I.4.4 Les sources radioactives

Les sources radioactives peuvent être utilisées dans le cadre de l'étude des défaillances. En particulier, le Cobalt60 (^{60}Co) est utilisé pour les tests en dose ionisante uniquement car elle n'émet pas de particules lourdes pouvant induire des événements singuliers. D'autre part, le Californium (^{252}Cf) émet différents types de particules (neutrons, particules α ...) mais également des produits de fission (3 % du rayonnement [11]) qui sont des ions lourds. Le Californium est ainsi utilisé pour des tests préliminaires aux essais en accélérateur.

I.4.5 Les autres moyens de test

I.4.5.1 Microfaisceau d'ions lourds

Un microfaisceau d'ions lourds est un faisceau d'ions focalisé sur une surface de quelques μm^2 . La localisation du faisceau est déterminée par l'utilisateur, ce qui présente un intérêt pour l'analyse spatiale de la sensibilité aux événements singuliers. Ce moyen présente cependant certaines limitations, avec une énergie par particule relativement faible de l'ordre de quelques dizaines de MeV [73, 74] induisant des profondeurs de pénétration très faibles ne permettant que d'évaluer la sensibilité surfacique des composants. De plus, les installations disposant d'un faisceau focalisé restent rares dans le monde (on pourra citer l'accélérateur Heavy Ion-13 de l'institut atomique national de Chine à Beijing, le microfaisceau du laboratoire national de Legnaro (Italie) et le moyen *Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)* du *Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI)* (Allemagne) [75]). De plus, la mise en œuvre est complexe.

Ce moyen de test fait actuellement l'objet de nombreuses publications basées sur des composants de technologies variées [76, 77].

I.4.5.2 Rayons X pulsés

Les rayons X pulsés sont produits par un accélérateur cyclique, notamment par le biais du rayonnement continu de freinage. La mise en œuvre est complexe et coûteuse d'autant plus que ces installations sont pour l'instant peu répandues à travers le monde (on pourra citer l'*European Synchrotron Radiation Facility (ESRF)* à Grenoble).

Les faisceaux obtenus se composent d'impulsions de quelques centaines de ps, qu'il est possible de réduire à environ 100 ps par l'utilisation de commutateurs optiques type cellule de Bragg [78] à des fréquences allant de la fréquence de répétition de l'accélérateur (typiquement quelques MHz [79]) aux impulsions uniques [80]. L'énergie des photons X est modulable de quelques keV à quelques dizaines de keV et le faisceau est focalisé par un objectif adapté sur un spot de quelques micromètres de diamètre. Les deux principaux avantages de ce type de moyen sont d'une part la capacité des photons X à traverser les couches métalliques, permettant de tester des composants en face avant ou en face arrière avec un minimum de préparation et d'autre part la résolution spatio-temporelle semblable à celle du laser.

I.4.6 Synthèse des moyens de test

Comme nous venons de le voir, de nombreux moyens de test complémentaires aux accélérateurs d'ions lourds sont disponibles, chacun avec leurs avantages et leurs inconvénients. Des travaux sont menés depuis la fin des années 1980 pour corrélérer quantitativement les

résultats de test par laser et en accélérateur d'ions lourds, en se basant notamment sur la charge collectée [81]. Les résultats sont encourageants et des métriques équivalentes ont pu être définies pour relier le LET à l'énergie des impulsions laser. Les résultats restent cependant très dépendants des conditions de test, notamment du taux d'absorption non linéaire lors des tests laser imposant d'adapter la méthode de corrélation au fur et à mesure de l'augmentation de l'énergie par impulsion, ce qui complexifie considérablement les corrélations quantitatives entre laser et ions lourds [60, 1]. CARDOZA et al. propose notamment une étude comparative entre un faisceau impulsionnel de photons X, des impulsions laser de différentes énergies correspondant à une absorption à un photon et des ions lourds [82]. L'étude se base sur l'analyse des courants transitoires et des charges collectées dans une photodiode PIN³ en silicium et le calcul d'un LET équivalent à partir de la charge déposée dans un volume défini par un parallélépipède rectangle (modèle *Rectangular Parallelepiped model (RPP)*) classiquement utilisé pour modéliser le volume sensible [83]. La méthode proposée fournit une corrélation laser - ion cohérente et indépendante des paramètres optiques du laser (énergie, focalisation) [84, 85]. Les corrélations rayons X pulsés - ions, basées sur une méthode similaire, nécessitent de prendre en compte l'énergie fournie aux porteurs générés. Les premiers résultats établis par CARDOZA et al. sur des photodiodes PIN montrent une bonne corrélation [82]. Ce type de corrélations pourraient à terme ouvrir la voie à une évaluation de la sensibilité des composants effectuée uniquement par laser ou par rayons X pulsés.

Le tableau I.5 synthétise les principales caractéristiques de ces différents moyens alternatifs aux ions lourds.

TABLEAU I.5 – Synthèse des avantages et inconvénients de moyens de tests complémentaires aux accélérateurs d'ions lourds

Moyen	Maturité des corrélations	Coût, facilité d'accès	Préparation composant	Résolution spatiale / temporelle
Laser	+	++	-	++ / ++
Microfaisceau ions lourds	++	-	-	+ / -
Rayons X pulsés	-	-	++	++ / +

Ces moyens sont donc complémentaires, le choix devant être dicté par le type de composant à évaluer (matériau, facilité de préparation, couches métalliques...) et les résultats attendus (analyse spatiale ou spatio-temporelle, pré-sélection ou qualification...).

On note que le moyen laser présente de nombreux avantages : peu cher, fiable et facile à mettre en œuvre, il permet de disposer d'une résolution spatiale micrométrique et d'une maîtrise temporelle des impulsions. Utilisé depuis plusieurs décennies, ses conditions d'utilisation

3. Composant optoélectronique basé sur une zone intrinsèque intercalée entre deux régions P et N permettant l'extension de la ZCE optimisant la collection des photons

semblent mieux établies que celles des rayons X pulsés et il est possible d'étudier de manière approfondie une grande partie des composants commerciaux à l'exception des composants multicouches, moyennant la mise en place de plusieurs bancs dédiés pour adapter la longueur d'onde, la durée d'impulsion et l'énergie à différents matériaux (Si, GaN, SiC...).

Conclusion

Ce chapitre a rappelé les contraintes radiatives auxquelles sont soumis les composants électroniques embarqués dans les systèmes atmosphériques et spatiaux. Les effets des flux de particules peuvent avoir des conséquences immédiates avec le déclenchement d'événements singuliers menant à une dégradation transitoire ou permanente des fonctionnalités du composant. Des effets à plus long terme sont également possibles et, si leur conséquences semblent moins critiques, ils peuvent s'avérer très pénalisants pour des missions interplanétaires de longues durées.

Pour disposer d'une fiabilité suffisante tout au long de la mission, l'analyse de la sensibilité des composants aux radiations est intégrée à l'analyse globale de la fiabilité. Dans le cas particulier des événements singuliers induits par des ions lourds qui sont au coeur de ce travail de thèse, seuls les tests en accélérateur de particules sont reconnus par la communauté internationale. Pour rendre les analyses moins coûteuses, plus rapides et faciles ou pour disposer de nouvelles fonctionnalités, des moyens de tests alternatifs sont développés depuis plusieurs décennies. On retiendra en particulier les microfaisceaux d'ions lourds, les laser impulsionnels et les rayons X pulsés, chacun ayant des avantages et des inconvénients propres. De nombreuses études ont été menées pour adapter ces moyens aux tests radiation et valider la cohérence des résultats avec les résultats en accélérateurs d'ions lourds. Le laser impulsionnel sur lequel est basé ce travail de thèse semble être le moyen le plus mature avec des corrélations qualitatives laser - ions établies et des modèles permettant des analyses quantitatives dans des conditions définies. D'autre part, ce moyen présente de nombreux avantages, comme un coût faible grâce à un entretien réduit et une simplicité de mise en oeuvre. Il permet également de disposer d'une résolution spatiale et temporelle permettant d'analyser la localisation des noeuds sensibles d'un circuit.

Banc expérimental et outils développés pendant la thèse

Sommaire

II.1	Moyens de test laser	48
II.1.1	Banc laser (<i>Nd : YAG</i> , 400 ps)	48
II.1.2	Développement d'un nouveau moyen de test laser (<i>Ti : Sa</i> , 3 ps)	52
II.2	Modèle analytique	73
II.2.1	Modélisation du faisceau laser	74
II.2.2	Modélisation des processus d'absorption	75
II.2.3	Génération de porteurs et calcul de la charge déposée	76
II.2.4	Paramètres d'entrée du modèle	77
II.2.5	Résultats de simulation	78

Introduction

Ce chapitre présente les deux principaux outils de mesure et de simulation conçus et développés pendant cette thèse. La première partie est dédiée aux moyens de test laser. Le principe de fonctionnement des différents systèmes optiques est détaillé au fur et à mesure de la présentation des moyens pour tenir compte des connaissances des divers lecteurs provenant de domaines scientifiques variés.

Les premiers essais ont été effectués sur le moyen [LISA](#) présent à TRAD et développé en partenariat avec le *Laboratoire de Physique et Chimie des Nano-Objets (LPCNO)*. Ce banc, basé sur un laser industriel $Nd : YAG$ (1,064 μm) à commutation de gain (*gain switching*), est dédié à l'étude des événements singuliers. Performant, il présente cependant des limitations techniques ne permettant pas de profiter pleinement des avantages de l'outil laser pour l'étude des [SEE](#). Un second banc laser a donc été développé. L'objectif est de disposer d'un outil d'analyse performant aux caractéristiques modulables, adaptées à des activités de recherche et nécessitant de nouveaux développements pour à terme améliorer les performances du banc [LISA](#). En particulier, les différents paramètres optiques (énergie par impulsion, fréquence, longueur d'onde) doivent pouvoir être fixés indépendamment par l'utilisateur dans le cadre d'études paramétriques. Le positionnement du faisceau laser sur le composant doit être réalisé avec précision et l'ensemble des paramètres doit être mesuré en continu pour assurer une parfaite maîtrise des conditions de test.

Ce banc de test est basé sur un laser titane-saphir ($Ti : Sa$) à verrouillage de mode (*mode-locking*) accordable sur une large gamme de longueur d'onde et produisant des impulsions picoseconde plus courtes (≈ 3 ps) d'énergie constante à très haute fréquence. La première partie de cette section s'intéresse au fonctionnement de ce type de laser impulsif, très éloigné de celui du laser à commutation de gain utilisé dans le banc [LISA](#). Une étude préliminaire a été menée sur la chaîne laser pour fixer la longueur d'onde en fonction des caractéristiques recherchées (taux d'absorption, niveau de puissance) et réduire la fréquence de répétition jusqu'à disposer d'impulsions uniques déclenchées par une commande externe. On présente ensuite les étapes de conception, de réalisation et d'étalonnage des différents modules du banc de test assurant la gestion de l'énergie, le positionnement du faisceau et la visualisation de la zone à tester.

A l'issue de ces développements, deux moyens de test laser aux caractéristiques différentes sont maintenant disponibles. Nous verrons que pour une énergie donnée la nature des impulsions utilisées induit un profil de charges différent, impacté par le paramétrage du banc et les caractéristiques du substrat. De ce fait, il s'est avéré nécessaire de disposer d'un outil permettant de simuler la propagation d'une impulsion laser et le profil de la densité de charge photogénérée dans un matériau semiconducteur en fonction de paramètres optiques et physiques renseignés par l'utilisateur. Ce modèle est basé initialement sur un modèle numérique analytique proposé dans la littérature. Des développements complémentaires ont été apportés tout au long de ce

travail de recherche pour adapter l'outil aux besoins et faciliter la mise en place et l'exploitation des mesures. La structure mathématique de ce moyen de simulation est présentée dans la seconde section de ce chapitre, suivi d'un exemple d'utilisation basé sur la structure d'une diode.

II.1 Moyens de test laser

II.1.1 Banc laser (Nd : YAG, 400 ps)

II.1.1.1 Description du banc

Dans le cadre du développement de moyens de test complémentaires aux accélérateurs d'ions lourds, le premier banc laser **LISA** a été développé par le **LPCNO** et livré à **TRAD** en 2014. Il est localisé dans une pièce sécurisée et stabilisée en température intégrée au laboratoire d'électronique. Une représentation schématique des différents éléments le constituant est présentée en figure **II.1**. Il est basé sur le laser à solide pompé par diode (**DPSS**) **Helios 1064-2.5-50** produit par **Coherent**. C'est un laser impulsionnel basé sur la commutation de gain à déclenchement actif (*active Q-switch*) et dont le milieu amplificateur est un cristal de **YAG** dopé néodyme (Nd :YAG). La modulation du taux de pertes de la cavité en fonction de l'état d'excitation du barreau Nd :YAG permet de générer les impulsions [86]. Ce laser produit des impulsions de 400 ps à la longueur d'onde de 1064 nm et à des fréquences allant de l'impulsion unique à 50 kHz. L'énergie par impulsion est égale à $50 \mu\text{J} \pm 5 \%$ et constante quelle que soit la fréquence.

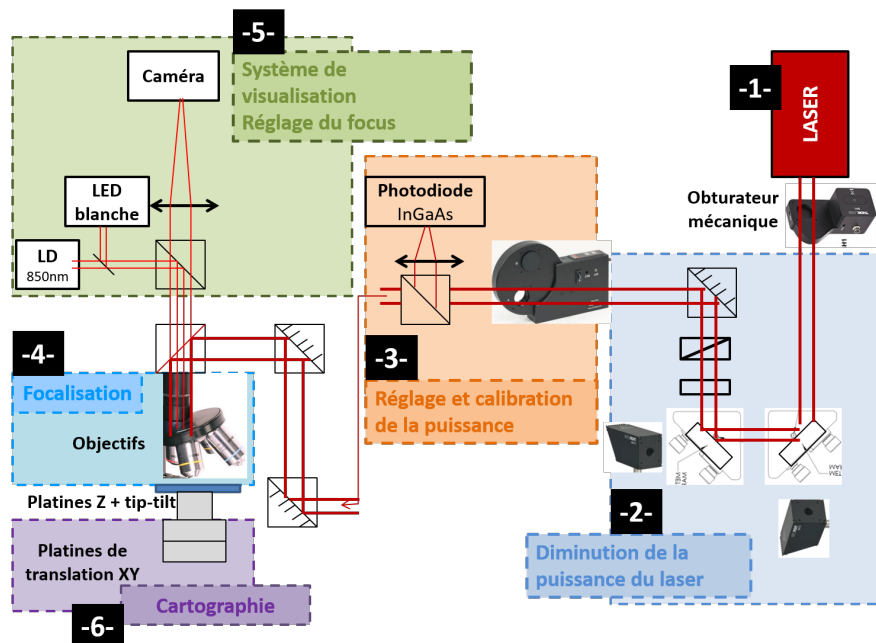


FIGURE II.1 – Schéma de principe du banc laser **LISA** installé à **TRAD** [87]

Comme présenté en figure **II.1**, à la sortie du laser deux atténuateurs fixes permettent ensuite de réduire l'énergie par impulsion de $50 \mu\text{J}$ à $0,20 \mu\text{J}$. Deux roues motorisées intégrant chacune 6 filtres à densité permettent de moduler l'énergie à des valeurs discrètes sur 5 ordres de

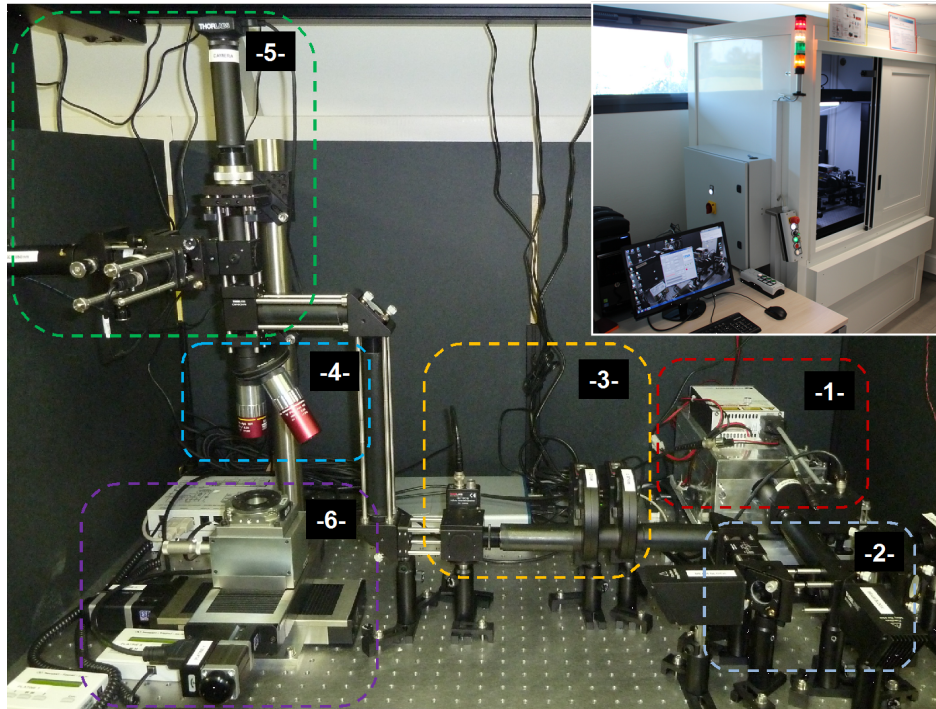


FIGURE II.2 – Banc laser LISA installé à TRAD

grandeur. En tenant compte des pertes aux différentes interfaces (miroirs) et dans les objectifs (jusqu'à 40 % pour l'objectif x100), les énergies délivrées au composant varient de 0,08 nJ par impulsion à 184 nJ par impulsion. La calibration de l'énergie en sortie des atténuateurs peut être vérifiée automatiquement en fonction de la position des roues porte-filtres au moyen d'une photodiode **InGaAs**. Un ensemble de miroirs dirige ensuite les impulsions vers l'un des trois objectifs x10, x50 ou x100 (voir tableau II.1) **apochromatiques** à grande **distance de travail** adaptés au proche infrarouge, permettant de focaliser le faisceau laser sur un disque de rayon $\omega_0 = 8 \mu\text{m}$, $1,3 \mu\text{m}$ ou $0,9 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ de l'énergie respectivement. Un laser continu 850 nm de faible puissance et dont l'axe optique est aligné sur le faisceau laser impulsionnel couplé à un système d'imagerie visible (éclairage par LED blanche et caméra silicium) permettent de visualiser en temps réel la position du spot laser sur la surface du composant testé.

Le composant et sa carte de test sont placés sur une platine permettant de régler manuellement l'orientation de la surface du composant (*tilt*). Cet ensemble est ensuite fixé à trois platines motorisées permettant de déplacer le composant suivant les 3 axes X, Y et Z. Les platines choisies ont une course importante de 100 mm et permettent d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de quelques micromètres (**précision dans l'axe** de $\pm 3,5 \mu\text{m}$, **répétabilité uni / bidirectionnelle** de $\pm 0,5 \mu\text{m} / \pm 3,5 \mu\text{m}$ pour un pas minimal de $0,3 \mu\text{m}$). Suivant l'axe Z, la course n'est que de 50 mm, entraînant une démultiplication de la course de moteur et donc une augmentation des performances en positionnement selon cet axe d'un facteur 2. L'incidence normale du faisceau laser sur le composant est ajustée grâce à la platine de *tilt* en recherchant

TABLEAU II.1 – Objectifs de microscope utilisés sur le banc [LISA](#)

Grossissement	Ouverture numérique	Distance de travail	Distance focale	Profondeur de champ	Coef. de transmission à 1064 nm
x10	0.26	30,5 mm	20,0 mm	0,26 μm	75 %
x50	0.42	17,0 mm	4,0 mm	1,6 μm	65 %
x100	0.50	12 mm	2 mm	1,1 μm	63 %

une position pour laquelle la focalisation est ajustée simultanément en différents points de la surface. La focalisation sur la zone sensible nécessite de connaître l'épaisseur d du substrat. Une fois le faisceau laser focalisé à la surface, la distance h à parcourir suivant l'axe Z pour focaliser sur la zone sensible à une profondeur d est déterminée par la relation II.1 et dépend de l'ouverture numérique NA de l'objectif utilisé (comprise ici entre 0.26 et 0.50) et de l'indice optique n du matériau (silicium) à la longueur d'onde d'intérêt ($n \approx 3.55$ @ 1064 nm).

$$h = d \times \frac{\tan(\text{asin}(NA/n))}{\tan(\text{asin}(NA))} \quad (\text{II.1})$$

Le banc laser repose sur une table optique antivibration isolée par coussins d'air et placée dans une enceinte sécurisée pour les expositions laser (voir insert figure II.2). Le laser, les roues porte-filtres et les platines sont pilotées via une carte d'acquisition par un programme LABVIEW dédié.

II.1.1.2 Pistes d'améliorations matérielles pour les études laser

Ce banc laser a été utilisé dans différentes études préliminaires et s'est notamment révélé performant pour la génération d'événements singuliers transitoires dans des amplificateurs opérationnels et des mémoires [SRAM](#). Cependant, certaines caractéristiques techniques que nous allons voir peuvent s'avérer limitantes pour mener un travail de recherche approfondi et établir des corrélations avec d'autres moyens d'évaluation (ions lourds, simulation numérique).

II.1.1.2.1 Source laser

La source laser à commutation de gain a été sélectionnée pour son coût modéré, sa fiabilité et sa facilité d'utilisation. Cette technologie limite cependant la durée de l'impulsion à quelques centaines de picosecondes, durée potentiellement trop longue pour le déclenchement maîtrisé de tous les types d'événements singuliers. D'autre part, sa longueur d'onde est fixe. Or, comme nous le verrons par la suite, ce paramètre peut s'avérer intéressant s'il est ajustable pour

trouver le meilleur compromis entre accessibilité aux zones sensibles à travers un substrat épais et/ou dopé et génération de charges dans le volume sensible. Ces points seront étudiés quantitativement dans les chapitres suivants.

Enfin, la commutation de gain ne permet pas de disposer d'un fonctionnement parfaitement stable, induisant une variation de l'énergie impulsion à impulsion de l'ordre de 5 % pour cette source laser. Ces variations sont négligeables pour des applications industrielles ou de recherche et développement.

II.1.1.2.2 Gestion de l'énergie

L'utilisation des filtres à densité montés sur deux roues motorisées permet de moduler l'énergie par impulsion de manière discrète. Ce système est peu coûteux, simple à étalonner et particulièrement fiable mais ne permet pas d'ajuster finement l'énergie à la valeur désirée pour rechercher un seuil de déclenchement par exemple. D'autre part, à forte focalisation la gamme d'énergie est limitée pour ne pas dépasser le seuil de dommage optique du silicium, réduisant d'autant le nombre de niveaux d'énergies accessibles. Lors des campagnes de test présentées dans les chapitres suivants, un filtre à densité variable fixé à une monture rotative manuelle couplé à un puissance-mètre ont été utilisés pour moduler plus finement l'énergie, les mesures de puissance s'effectuant à haute fréquence pour garantir une bonne fiabilité.

II.1.1.2.3 Positionnement

L'un des avantages du laser par rapport à l'accélérateur d'ions lourds est sa résolution spatiale et temporelle. La localisation du faisceau par rapport au *layout* du composant se fait ici par analogie entre le substrat face arrière et une photo du composant décapulé en face avant, en se basant par exemple sur les bords de la puce. Si cette méthode suffit pour valider le fonctionnement d'un banc de test, visualiser des événements ou mesurer des sections efficaces sur des zones étendues, elle peut montrer ses limites dans le cas d'analyse fine de la sensibilité spatiale nécessitant d'une part la localisation précise des zones impactées et d'autre part une bonne répétabilité pour des évaluations à différentes énergies, comme présenté en section IV.4.2.2. De plus, les tests étant menés le plus souvent par la face arrière, l'information de positionnement du faisceau sur la photo de la face avant du composant peut induire des erreurs, certaines zones accessibles au laser étant masquées par des métallisations. Ce phénomène est amplifié dans les composants multicouches.

D'autre part, la précision de positionnement des platines peut être insuffisante pour une étude spatiale, notamment la répétabilité bi-directionnelle qui entraîne un décalage micrométrique à chaque changement de ligne lors des cartographies. Enfin, la précision en Z impacte la focalisation et conduit à des variations de la densité d'énergie parfois importantes, notamment avec les objectifs de forte ouverture numérique où la largeur ω du faisceau varie fortement en fonction de la profondeur (section II.2). En effet, nous verrons dans le chapitre III que

l'impact de la focalisation sur le déclenchement des [SEE](#) est critique.

II.1.1.2.4 Bilan

Les performances et capacités du banc sont suffisantes pour une utilisation courante dans le cadre de validations de banc de test, d'analyse de la sensibilité à un événement singulier particulier en complément d'autres moyens de test ou encore de comparaisons qualitatives. Dans le cadre d'un travail de recherche visant notamment à développer les conditions d'utilisation du laser, il est nécessaire d'établir des analyses quantitatives en maîtrisant parfaitement l'ensemble des grandeurs physiques mises en jeu. C'est sur ce constat qu'un nouveau banc de test laser aux caractéristiques nouvelles a été développé.

II.1.2 Développement d'un nouveau moyen de test laser ($Ti : Sa$, 3 ps)

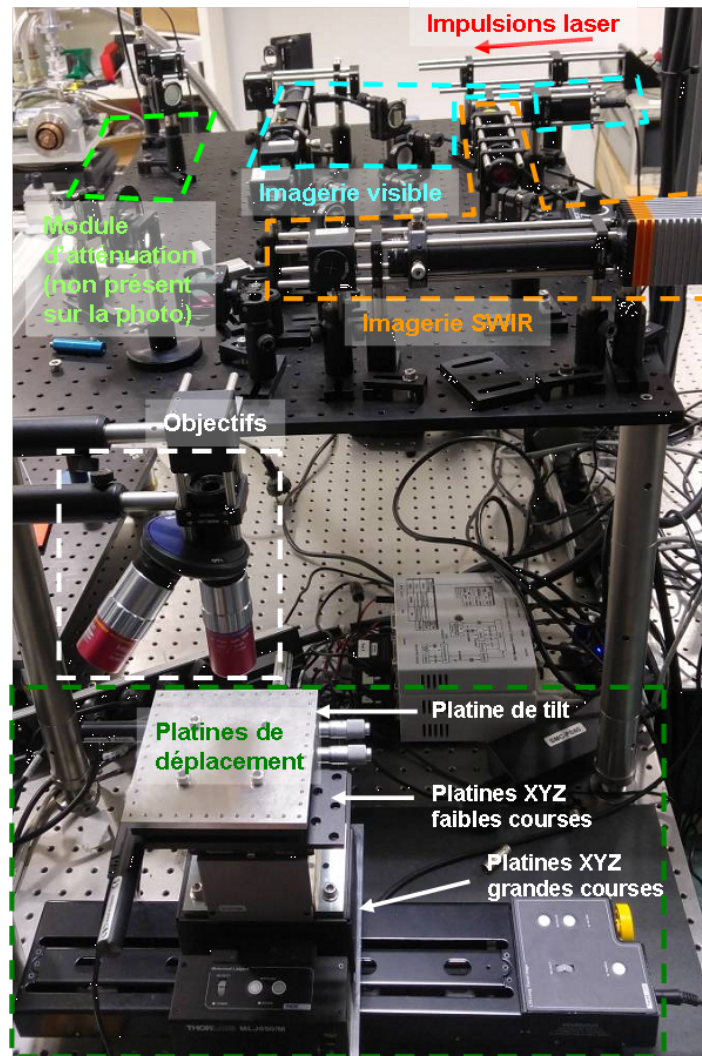
Cette section présente une description détaillée du banc laser $Ti : Sa$ développé dans le cadre de cette thèse.

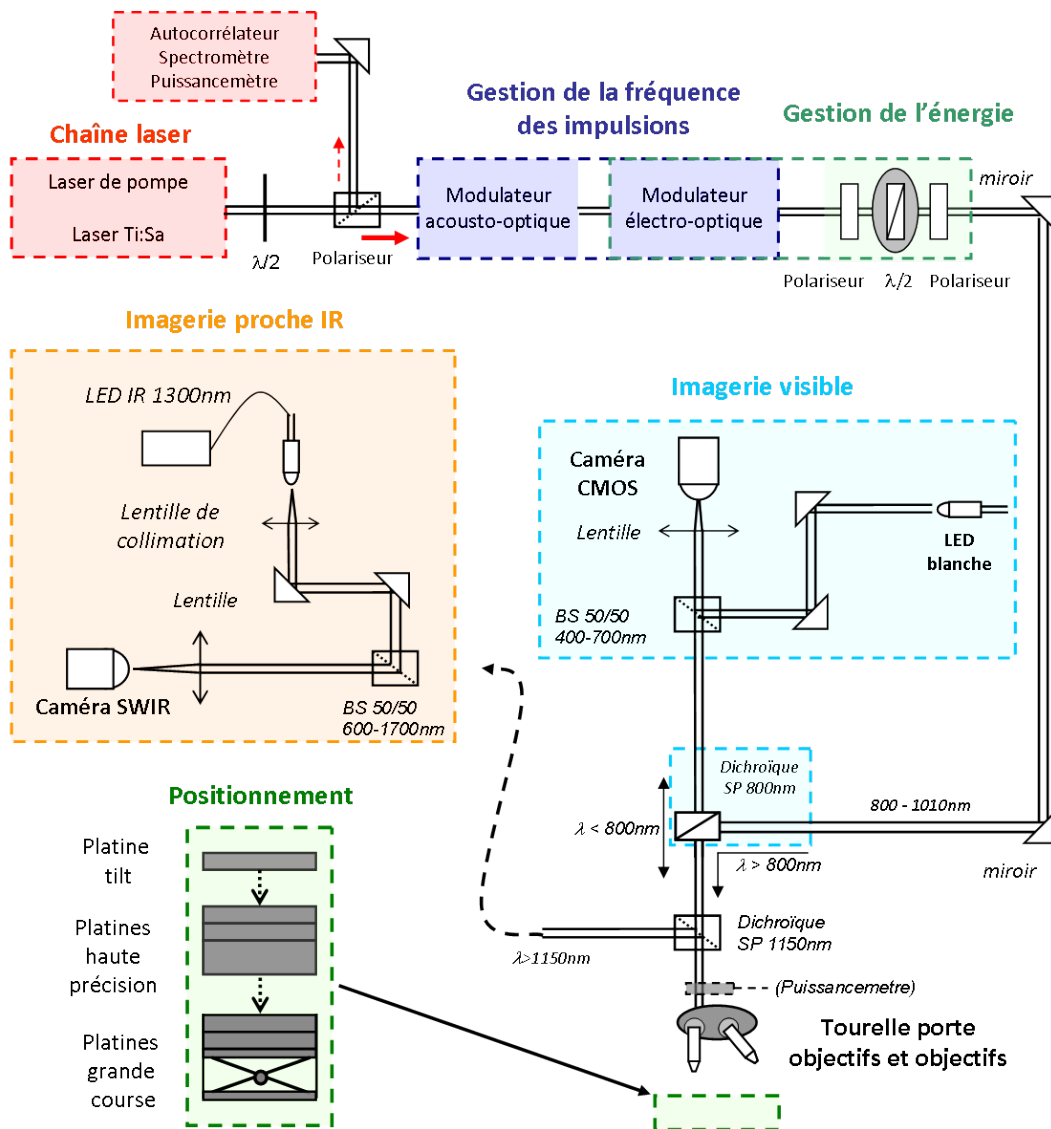
II.1.2.1 Description générale

Ce paragraphe présente une description générale du banc, des éléments clés et des développements issus des travaux menés durant cette étude. Ce nouveau moyen a été installé dans les salles d'expérimentation du laboratoire d'optique de l'équipe d'Optoélectronique Quantique du [LPCNO](#). Il dispose d'une atmosphère contrôlée pour assurer une bonne stabilité des différents éléments et d'un environnement technique adapté à l'alignement du banc et à la mesure d'impulsions laser picoseconde dans une large gamme de longueurs d'onde. Pour garantir une bonne isolation aux vibrations, le banc laser est fixé sur des tables optiques stabilisées. Un schéma général du banc est présenté sur la figure [II.4](#).

Il se compose :

- D'un laser $Ti : Sa$ accordable en longueur d'onde et produisant des impulsions picosecondes ;
- D'un module de gestion de la fréquence des impulsions ;
- D'un module de gestion de l'énergie par impulsion ;
- De modules d'imagerie visible et proche infrarouge ([SWIR](#))
- D'objectifs 400 nm - 1100 nm [apochromatiques](#) de grossissement x10, x50 et x100 ;
- D'une platine manuelle de réglage du tilt et de platines de déplacement motorisées suivant les 3 axes X, Y et Z.

FIGURE II.3 – Photo du banc laser *Ti : Sa* hors chaîne laser

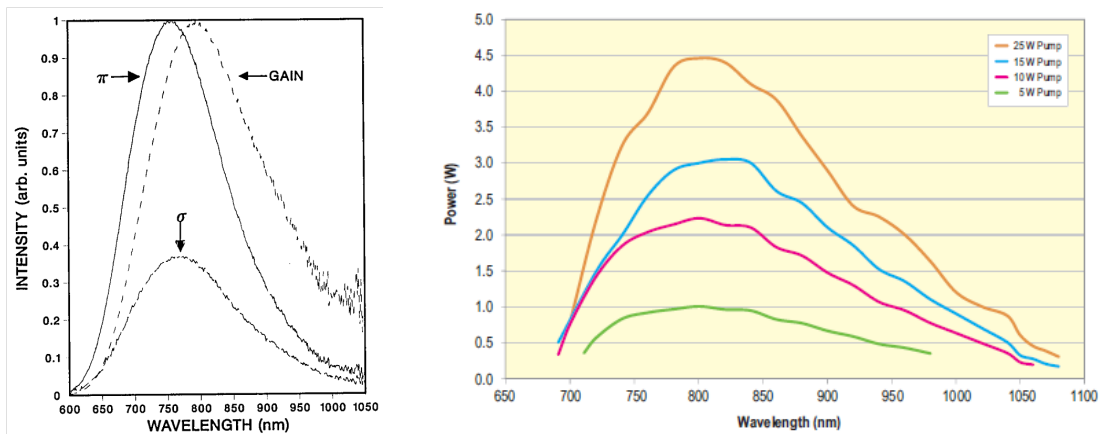
FIGURE II.4 – Schéma de principe du banc laser *Ti : Sa*

L'ensemble des modules de ce banc est piloté à distance par un programme LABVIEW, à l'exception d'une partie de la chaîne laser qui doit être paramétrée manuellement.

II.1.2.2 Laser $Ti : Sa$ pour la production d'impulsions

La chaîne se compose d'un laser de pompe de type DPSS continu émettant à 532 nm servant pour le pompage optique du barreau de saphir (Al_2O_3) dopé titane. Ce barreau constitue le milieu amplificateur du laser impulsif fonctionnant en verrouillage de mode. Dans ce type de laser, le principe est d'établir une relation de phase entre les modes se propageant dans la cavité de longueur $L = 1,88$ m (cavité repliée) en modulant les pertes à une fréquence donnée. Les impulsions sont produites à une fréquence correspondant à l'inverse du temps nécessaire pour parcourir un aller-retour dans la cavité [86], soit 80 MHz.

La figure II.5a présente la courbe de gain normalisé d'un barreau de $Ti : Sa$, le maximum étant atteint pour une longueur d'onde de 790 nm. La puissance en sortie du laser $Ti : Sa$ prenant en compte le gain du milieu amplificateur et les pertes engendrées par l'ensemble des éléments de la cavité laser est présentée pour une puissance de pompe de 15 W sur la courbe bleue de la figure II.5b.



(a) Gain du $Ti : Sa$ [88] (les courbes σ et π correspondent aux gains des polarisations s et p) (b) Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde du laser (pompe 15 W) [89]

FIGURE II.5 – Evolution des caractéristiques du laser $Ti : Sa$ en fonction de la longueur d'onde d'émission

La cavité (figure II.6) intègre un filtre de Lyot permettant de sélectionner la longueur d'onde d'émission. Il est composé d'une succession de lames biréfringentes (lames à retard) et de polariseurs permettant d'obtenir une atténuation de la puissance optique pour toutes les

longueurs d'onde autre que celle sélectionnée.

Un interféromètre de Gires-Tournois (GTI) permet de corriger la dispersion de la vitesse de groupe (dispersion négative) pour resserrer spectralement les impulsions.

Un polariseur (*beam splitter* (BS)) précédé d'une lame demie-onde ($\lambda/2$) sur monture rotative placé en sortie du laser permet de moduler la proportion d'énergie déviée vers le module de mesure. Il intègre un spectromètre pour la mesure de la longueur d'onde, un puissance-mètre pour la mesure de la puissance de sortie et un autocorrélateur pour la mesure de la durée de l'impulsion. L'autocorrélateur permet également de s'assurer de la bonne stabilité du fonctionnement en mode impulsionnel. Son fonctionnement est basé sur l'interférométrie : une lame séparatrice (BS) duplique l'impulsion incidente et la propage dans deux bras dont l'un a une longueur variable grâce à un miroir mobile déplacé par un actuateur piézoélectrique. Les deux faisceaux se recombinaient ensuite dans un cristal doubleur et l'intensité issue des interactions non-linéaires est mesurée par une photodiode ultrarapide. Une variation de la différence de longueur entre les deux bras induit le déphasage d'une impulsion par rapport à l'autre, réduisant les interactions dans le cristal doubleur et donc l'intensité en sortie. Des mesures pour différents déphasages permettent de reconstruire le profil temporel en intensité, qu'il convient ensuite d'ajuster par une sécante hyperbolique carrée pour en déduire la durée de l'impulsion laser à mi-hauteur τ_{FWHM} (figure II.7).

En pratique, le laser produit des impulsions de 1 ps à 3 ps à une fréquence de 80 MHz (soit une impulsion toute les 12,5 ns), à une longueur d'onde accordable dans la gamme 700 nm - 1050 nm. La puissance moyenne de sortie dans des conditions idéales (optiques parfaitement propres, réglages optimisés) peut atteindre 3 W entre 800 nm et 850 nm mais au delà de 1000 nm, le faible gain du milieu amplificateur réduit la puissance en dessous du watt. À noter que ce laser nécessite l'ajustement manuel des miroirs de cavité et du GTI pour optimiser la puissance de sortie, ce qui en fait un outil de recherche qui ne conviendrait pas pour des applications industrielles.

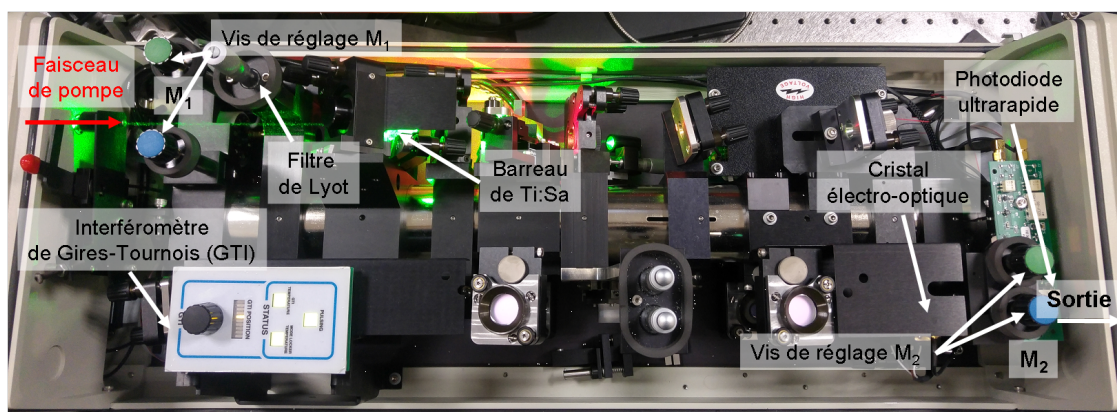


FIGURE II.6 – Cavité du laser *Ti : Sa*

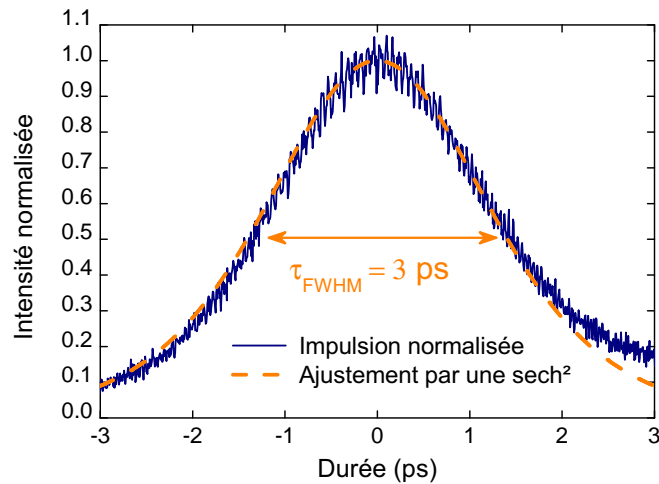


FIGURE II.7 – Mesure par autocorrélation du profil temporel d’une impulsion du laser $Ti : Sa$ 1010 nm et ajustement par une sécante hyperbolique carrée

II.1.2.3 Production d’impulsions uniques

Un événement singulier est déclenché par le passage d’une unique particule. Aussi, par analogie les tests laser doivent s’effectuer au moyen d’impulsions uniques. En pratique, la durée de vie des porteurs dans le silicium ne dépassant pas 1 ms [90] la fréquence des impulsions doit être inférieure à 1 kHz pour éviter tout effet cumulatif. Cependant, pour profiter pleinement de la résolution spatiale et temporelle du laser, il est préférable de disposer d’impulsions uniques déclenchées par une commande externe. Comme évoqué précédemment, en sortie du laser les impulsions sont émises à une fréquence de 80 MHz fixée par la géométrie de la cavité. Cette section présente les différentes solutions évaluées ayant abouti à la méthode finale mise en place pour réduire la fréquence des impulsions.

II.1.2.3.1 Réduction de la cadence de tir

Le premier élément est un sélecteur d’impulsions (*pulse picker*) basé sur un modulateur acousto-optique positionné à la sortie du laser impulsionnel (figure II.4). Une représentation schématique du modulateur et les chronogrammes associés sont présentés en figure II.8. Une première lentille permet de focaliser le faisceau laser sur une cellule de Bragg constituée d’un oscillateur piézo-électrique relié à un cristal acousto-optique. Un générateur radio-fréquence produit un signal de fréquence ajustable synchronisé sur le signal 40 MHz issu du laser $Ti : Sa$. Ce signal est transmis à l’oscillateur piézo-électrique qui propage des ondes acoustiques dans le cristal, induisant des plans de compressions/dilatations dans le matériau conduisant à des variations de l’indice de réfraction. Dans le cas d’un faisceau incident monochromatique, l’indice de réfraction et donc l’angle de diffraction varient à la fréquence f des ondes acoustiques pilotée par le générateur RF, permettant ainsi de dévier des impulsions à la fréquence f (en rouge sur

la figure II.8a) qui sont ensuite envoyées vers le banc laser. Il convient de régler précisément l'amplitude et la phase du signal envoyé au cristal pour maximiser l'énergie transmise. En particulier, une amplitude trop élevée peut conduire à la déviation d'une fraction de l'énergie contenue dans l'impulsion précédente et/ou suivante, augmentant artificiellement la puissance en sortie du modulateur.

Le générateur RF possède des fréquences pré-enregistrées sous-multiples de la fréquence de synchronisation avec le laser (40 MHz) permettant de disposer en sortie du modulateur d'une cadence de tir comprise entre 400 Hz et 8 MHz. Rien n'était prévu à l'origine pour disposer d'une impulsion unique, nous avons donc développé plusieurs méthodes pour en disposer sur commande externe.

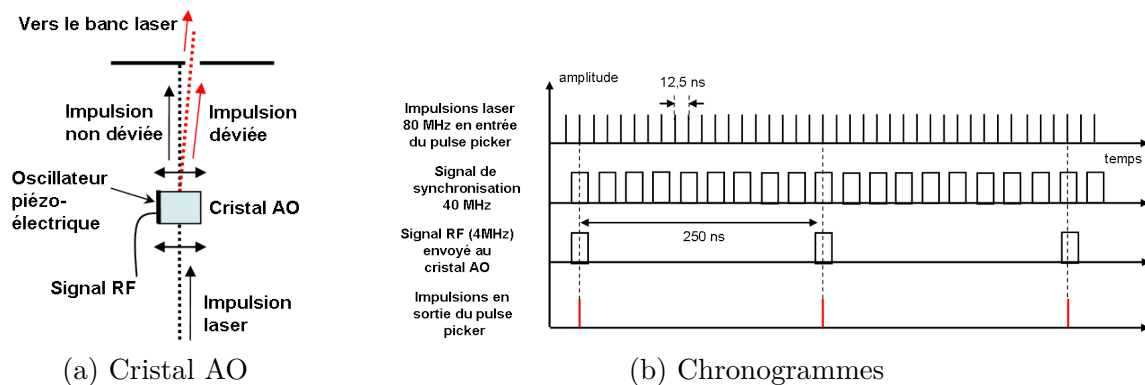


FIGURE II.8 – Principe de fonctionnement du modulateur acousto-optique

II.1.2.3.2 Génération d'impulsions uniques par commande externe

Le générateur RF peut être commandé par un signal externe (mode *external trig*). Il reproduit alors la commande envoyée et propage le signal jusqu'à l'oscillateur piézo-électrique. Une sortie analogique fournit un signal de référence à 4 MHz synchronisé sur le signal 40 MHz issu du laser *Ti : Sa*. Le signal commandant l'envoi d'un tir laser est un créneau TTL fourni par une PIO pilotée par LABVIEW.

Compte tenu de la fréquence de fonctionnement et de la durée des impulsions, la commande doit répondre à des critères précis :

- la commande doit être une fonction porte dont d'amplitude est comprise entre 0,2 V (seuil permettant d'engendrer un changement d'indice de réfraction) et 1 V (pour ne pas endommager le cristal) ;
- Pour disposer d'une seule impulsion, la largeur de la porte ne doit pas excéder une durée correspondant à la période des impulsions (12,5 ns) ;
- La porte doit être synchronisée avec le signal 4 MHz fourni par le générateur RF.

Générateur de fonction

L'étape critique est donc la génération de ce signal de commande. La première méthode que

nous avons mis en œuvre utilisait un générateur de fonctions en mode impulsion déclenchée (*pulse burst*), générant des impulsions d'environ 20 ns déclenchées par une commande TTL externe. Pour réduire artificiellement la durée des impulsions, les temps de montée et de descente ont été augmentés pour triangulariser le signal carré afin que son amplitude ne dépasse le seuil que sur une durée d'environ 12 ns. La mesure des impulsions en sortie du pulse picker est parfaitement cohérente avec le signal généré par le générateur de fonctions, avec une seule et même impulsion à chaque porte envoyée. Cependant, les générateurs de fonction disponibles ne permettent pas d'émettre une impulsion commandée synchronisée avec le signal TTL de commande. De plus, le rapport cyclique (quotient de la longueur de la porte sur la période du signal) est limité et impose une fréquence minimale de seulement 800 Hz pour produire des impulsions nanosecondes. Cette solution n'est donc pas adaptée.

Carte électronique dédiée

Nous avons donc développé une carte électronique dédiée basée sur deux bascules D pour générer le signal désiré en remplacement du générateur de fonctions. Elle dispose de deux entrées (signal de synchronisation et commande PIO) et d'une sortie (signal généré). L'amplitude de 1 V du signal de synchronisation à 4 MHz étant inférieure au seuil de détection des bascules, on utilise un générateur de fonction synchronisé pour produire un signal identique amplifié à 5 V. Cependant, malgré une fréquence de fonctionnement des éléments de la carte annoncée de l'ordre du GHz et une optimisation des pistes et des soudures, la longueur des portes générées est supérieure à 20 ns ne permettant pas le filtrage d'une impulsion et une seule en sortie du *pulse picker* (figure II.9). Cette solution n'est pas fonctionnelle en l'état. Par contre, le signal produit par la carte électronique peut être utilisé comme commande, comme présenté dans le paragraphe suivant.

Carte électronique pilotant le générateur de fonction

Pour disposer à la fois de la commande synchronisée et d'une résolution temporelle suffisante, la carte électronique a été utilisée pour générer la commande externe déclenchant le générateur de fonction. Comme présenté en figure II.10, une commande LABVIEW déclenche la production d'un signal TTL par une PIO qui constitue la commande de tir. Le signal de synchronisation issu du générateur est, comme précédemment, dupliqué avec une amplitude supérieure par un générateur de fonction et constitue le signal de référence pour la carte électronique, qui produit une impulsion synchronisée à chaque commande de tir. Cette impulsion constitue la commande déclenchant la production d'une porte courte (≈ 12 ns) par un second générateur de fonction qui est envoyée au générateur RF pour le pilotage du cristal AO.

En pratique, comme présenté sur le chronogramme, une accumulation des variations des temps de réponse (*jitter*) des différents éléments entraîne une désynchronisation de la porte, engendrant une déviation aléatoire des impulsions. Suivant la valeur du retard, on obtient donc en sortie deux impulsions, une seule ou aucune, ce qui n'est pas acceptable pour l'étude des événements singuliers. Une autre solution utilisant un second modulateur optique a été envisagée.

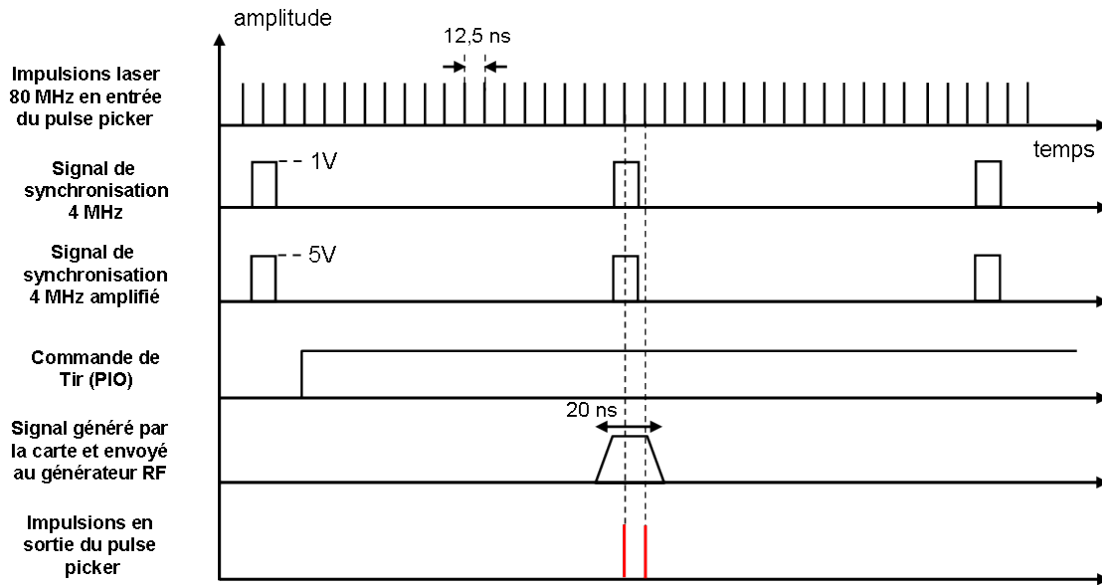


FIGURE II.9 – Chronogrammes représentant le fonctionnement de la commande de tir utilisant la carte électronique développée

II.1.2.3.3 Génération d'impulsions uniques par l'ajout d'un second modulateur

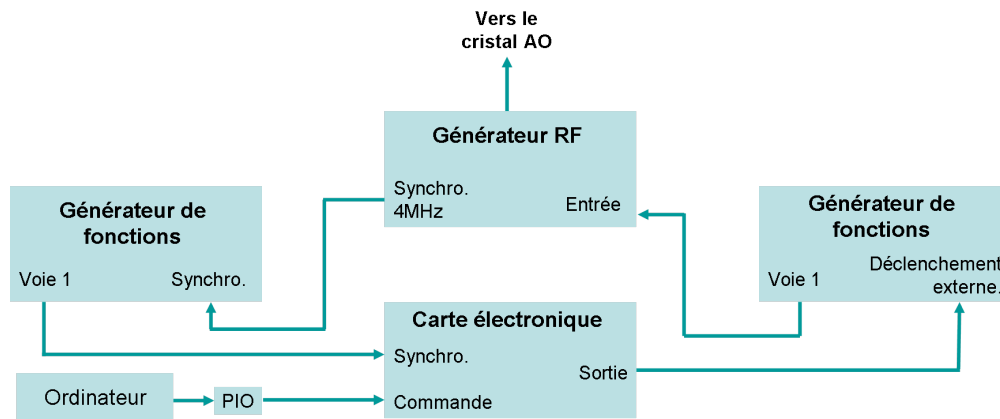
Cette nouvelle solution est basée sur l'ajout d'un modulateur électro-optique en sortie du sélecteur d'impulsions. Deux montages ont été évalués et sont présentés ci-après.

Montage sans lame quart d'onde

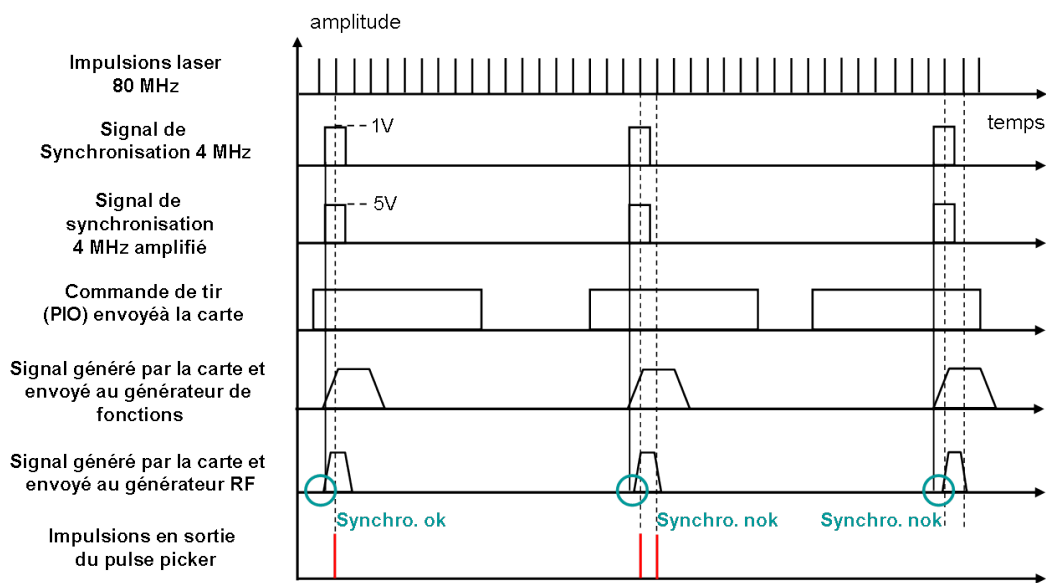
Le sélecteur d'impulsions nous permet de réduire la fréquence de répétition de 80 MHz à 400 Hz. On utilise ensuite un second modulateur basé sur un cristal électro-optique qui sera piloté par le signal de commande pour générer une impulsion unique. Ce modulateur tire partie de l'effet électro-optique, qui se traduit par l'apparition d'une biréfringence en fonction du champ électrique appliqué. Dans le cas présent, le retard entre l'axe lent et l'axe rapide évolue linéairement avec le module du champ (effet Pockels).

Il est à noter que les variations de biréfringence sont très rapides avec un temps de réponse inférieur à la picoseconde. La bande passante du modulateur est donc limitée par la bande passante du générateur haute tension, qui ne peut fonctionner à 80 MHz.

Le montage de base d'un modulateur EO est constitué d'un cristal entouré de deux polariseurs P_1 et P_2 dont les axes sont généralement croisés pour maximiser l'extinction. P_1 permet de disposer d'une polarisation linéaire en entrée du module, la polarisation du faisceau est ensuite modifiée par le changement de phase induit par le cristal biréfringent en fonction de la tension appliquée, modulant ainsi la fraction de polarisation linéaire en sortie de P_2 . Les polarisations induites par ce montage et la puissance en sortie du module sont synthétisées dans la figure II.11a. Le maximum d'énergie transmise est atteint à une tension



(a) Schéma du montage



(b) Chronogrammes

FIGURE II.10 – Principe de fonctionnement du montage utilisant la carte et générateur de fonctions

V_π induisant une rotation de la polarisation linéaire de 90° en sortie du cristal permettant l'alignement de la polarisation sur l'axe de P_2 . L'extinction est obtenue à tension nulle n'induisant aucune biréfringence dans le cristal. Les tensions intermédiaires (retards compris entre 0° et 180°) conduisent à des polarisations elliptiques ou circulaires et permettent de faire varier la puissance de sortie. La tension maximale théorique $V_{\pi,max}$ du cristal utilisé est de 300 V pour une longueur d'onde $\lambda \approx 1000$ nm (spécifications constructeur). Le générateur dont nous disposons est limité à ± 200 V, soit $\pm 2/3$ de $V_{\pi,max}$, ce qui est insuffisant pour atteindre la transmission maximale. Le montage est donc modifié pour prendre en compte cette contrainte en ajoutant notamment une lame quart-d'onde avant le cristal.

Montage avec lame quart d'onde et optimisation de la puissance

Une photo du montage final ainsi qu'un schéma de principe sont présentés sur la figure II.12. Une lame quart d'onde dont les axes neutres sont à 45° de l'axe de P_1 est placée en entrée du cristal EO. Elle permet d'induire un pré-retard optique pour disposer d'une polarisation circulaire avant le cristal et réduire d'autant le retard et donc la tension à appliquer. La gamme théorique de tension permettant de passer du minimum de transmission au maximum est ainsi réduite à $[-150 \text{ V}; +150 \text{ V}]$, ce qui est compatible avec les performances de notre générateur HT.

La courbe de transmission du module électro-optique en fonction de la tension de pilotage générée par le générateur de fonction et en fonction de la tension réellement appliquée par le générateur HT est présenté en figure II.13. La gamme de variations de la tension n'est pas centrée sur 0, conduisant à un minimum de transmission pour une tension de -12 V (soit $-0,3$ V de commande) et un maximum pour une tension de 196 V (4,9 V). Le cristal électro-optique n'est pas aussi efficace qu'un polariseur et donne lieu à une polarisation elliptique résiduelle, réduisant l'extinction à 1 : 30. C'est cependant suffisant pour notre application, la gamme d'énergie entre le seuil de déclenchement d'un événement et la saturation étant généralement réduite, comme montré dans les chapitres suivants.

Génération d'impulsion uniques

Le générateur HT qui applique la tension au cristal EO est en réalité un amplificateur qui applique un facteur 40 à un signal d'entrée. Ce signal est généré par un générateur de fonction en mode *pulse* déclenché sur front montant, lui-même piloté par la PIO contrôlée par LABVIEW. Quand le programme LABVIEW commande un tir (commande manuelle par l'utilisateur ou automatique lors d'une cartographie), le signal de la PIO passe de 0 V à 5 V et provoque l'envoi par le générateur de fonctions d'une impulsion négative $-0,3$ V au générateur HT qui amplifie l'impulsion et la transmet au module intégrant le cristal électro-optique. La largeur de l'impulsion est fixée à 2,49 ms, légèrement inférieure à la durée séparant deux impulsions. Cette valeur permet de filtrer une seule impulsion laser avec un taux de réussite théorique supérieur à 99,5 % ($2,49 \text{ ms}/2,50 \text{ ms}$) avec l'assurance de ne jamais transmettre deux impulsions. En pratique, les mesures de courants transitoires ont montré un taux de

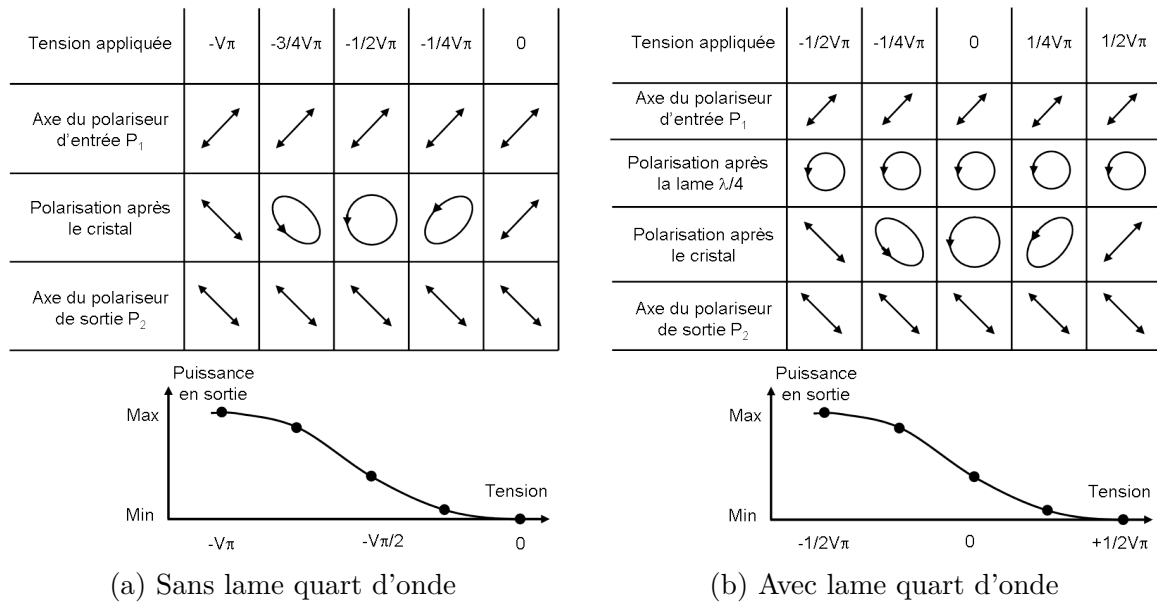


FIGURE II.11 – Modulation théorique du signal en fonction de la tension appliquée pour un montage de modulateur électro-optique sans (a) et avec (b) lame quart d'onde [91]

réussite de 100 %. Les chronogrammes présentant la chaîne de commande sont présentés en figure II.14. Le bon fonctionnement des modules permettant la production d'une impulsion unique à chaque commande est validée par la mesure de courants transitoires dans une jonction Schottky polarisée en inverse (figure II.15 et section III.3.2.2).

Gestion de l'énergie de l'impulsion optique

Comme présenté en figure II.13, le module électro-optique peut également servir d'atténuateur en modulant la valeur de la tension appliquée au cristal lors du passage de l'impulsion. Cette fonctionnalité est utilisée en complément du module de gestion de l'énergie présenté dans la section suivante.

II.1.2.4 Gestion de la puissance optique

II.1.2.4.1 Modulateur électro-optique

Comme présenté en figure II.13, en modulant la valeur de la tension pendant l'impulsion, le module électro-optique peut également servir d'atténuateur, le coefficient d'atténuation étant fixe pour une tension donnée. Le module de pilotage à distance du générateur de fonctions est intégré au programme LABVIEW, permettant ainsi d'utiliser ce modulateur en complément du module de gestion de l'énergie présenté dans la section suivante.

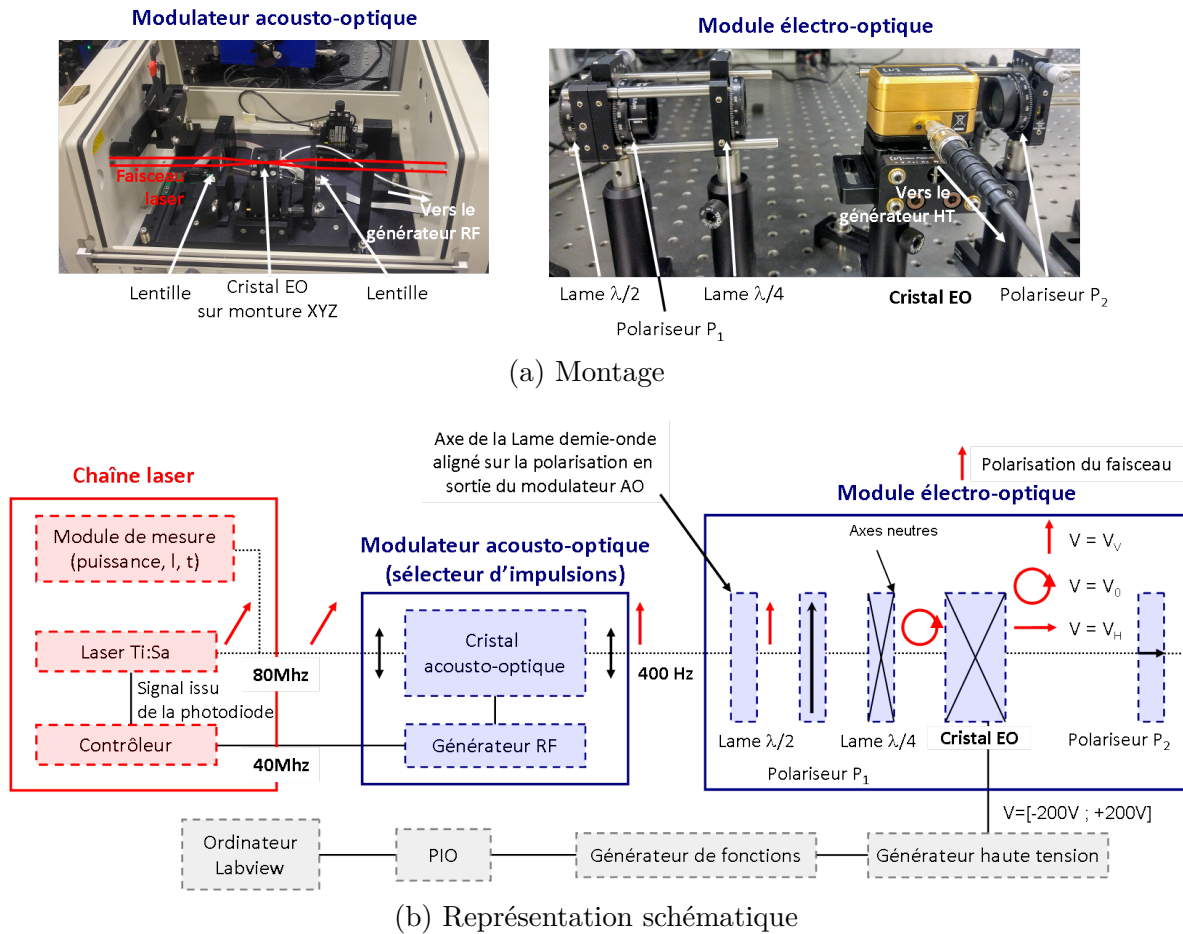


FIGURE II.12 – Chaîne laser intégrant les modules de gestion de la fréquence des impulsions : le modulateur acousto-optique et le modulateur électro-optique

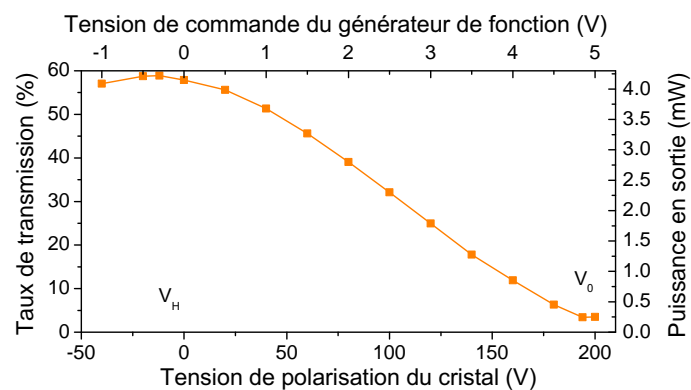


FIGURE II.13 – Taux de transmission et puissance transmise par le modulateur électro-optique en fonction de la tension de polarisation appliquée au cristal. La puissance en entrée du modulateur (puissance incidente sur P_1) est de 8,7 mW à une fréquence de 4 MHz

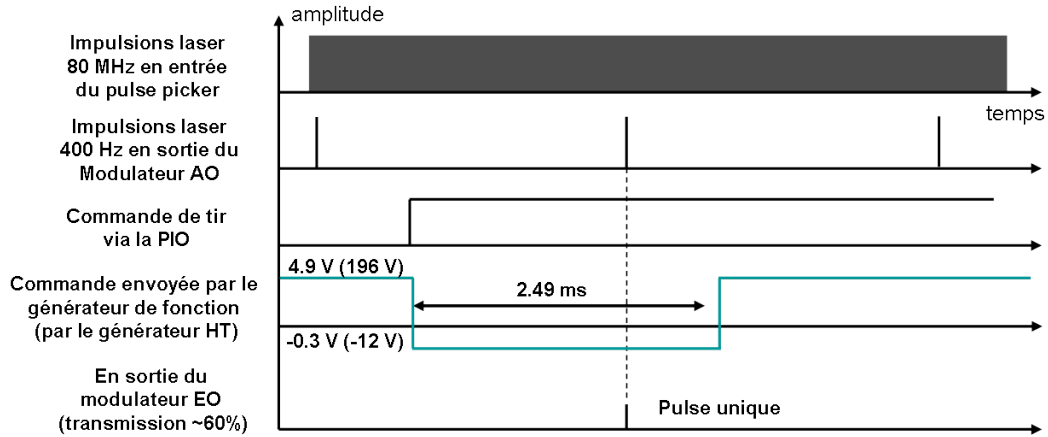


FIGURE II.14 – Chronogrammes représentant le fonctionnement du modulateur électro-optique piloté par le générateur de fonction

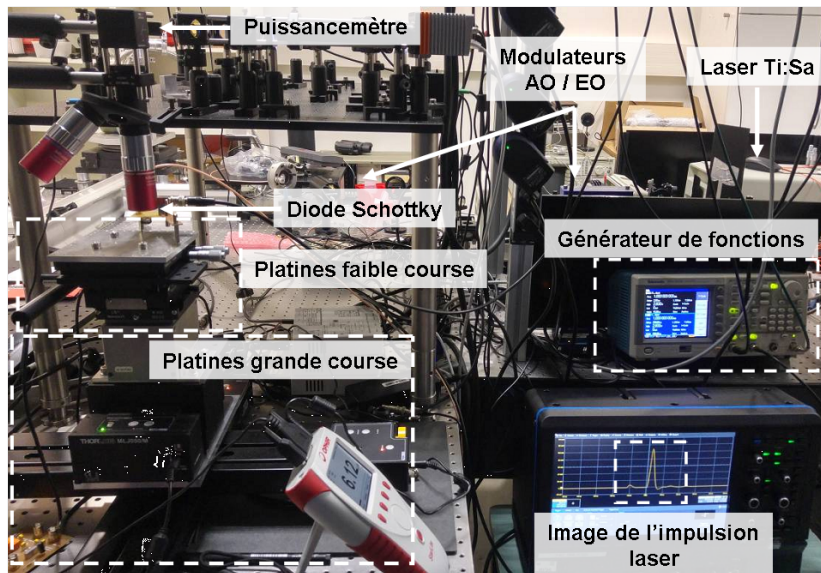


FIGURE II.15 – Montage expérimental utilisé pour la validation de la production d'impulsions uniques sur commande

II.1.2.4.2 Module de gestion de l'énergie

Comme présenté sur la figure II.4, le module de gestion de l'énergie se compose d'une lame demi-onde entourée de deux polariseurs. Comme précédemment, l'axe du premier polariseur est aligné sur la polarisation de la lumière incidente pour minimiser les pertes et les polariseurs sont croisés pour disposer de la meilleure extinction possible. La lame demi-onde est fixée sur une monture rotative motorisée permettant de modifier l'axe de la polarisation rectiligne. Le maximum de transmission est atteint quand l'axe est colinéaire avec celui du polariseur de sortie, et l'extinction quand l'axe est croisé avec celui du polariseur de sortie. En faisant varier l'orientation de l'axe entre ces deux positions, on module directement l'énergie des impulsions. La figure II.16 présente des mesures de taux de transmission en fonction de l'angle de la lame. En pratique, une variation de l'angle entre 43° et 87° permet d'accéder à l'ensemble de la gamme des énergies disponibles. La grande précision de positionnement (précision de $\pm 0,14^\circ$, *répétabilité uni / bidirectionnelle* de $\pm 60 \mu\text{rad}$ pour un pas minimal de $0,03^\circ$) permet d'utiliser la courbe bleue de la figure II.16 comme base d'étalonnage du module, reliant une valeur angulaire à un coefficient d'atténuation et à une énergie par impulsion après mesure de la puissance optique à atténuation minimale. Le pas angulaire de la monture motorisée permet de régler l'énergie par impulsion avec un pas de l'ordre de $5 \times 10^{-2} \text{ nJ}$.

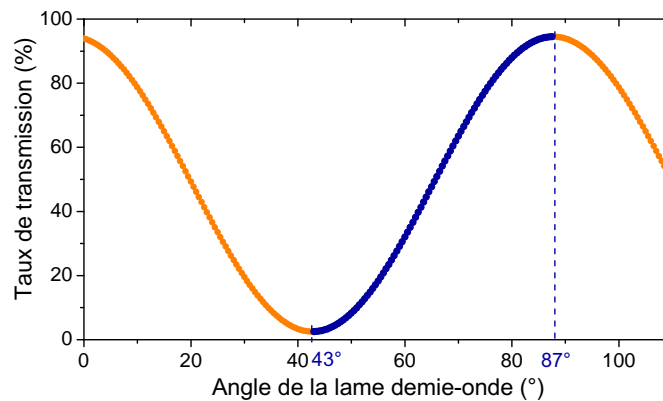


FIGURE II.16 – Modulation de l'énergie avec l'angle de la lame demi-onde

II.1.2.4.3 Limite en puissance du banc laser

À 800 nm, la puissance moyenne de sortie est supérieure à 3 W en mode picoseconde (soit plus de 35 nJ par impulsion) avec une très grande stabilité de fonctionnement et une durée d'impulsion courte, de l'ordre de 1,5 ps. Cependant, pour l'étude des événements singuliers de nombreux éléments vont impacter l'énergie disponible :

- la longueur d'onde

Comme évoqué précédemment, la génération de porteurs en profondeur dans le silicium nécessite de disposer de photons d'énergie proche du gap, conduisant à une longueur d'onde

proche de 1000 nm. Or comme présenté en figure II.5a, le gain du milieu amplificateur diminue fortement à partir de 850 nm, avec une puissance théorique de 1 W pour une puissance de pompe de 15 W à 1000 nm.

- le cristal acousto-optique

Des dommages peuvent être causés au cristal acousto-optique au delà d'une certaine densité de puissance optique, limitant la puissance moyenne en entrée du modulateur à 1 W pour des impulsions picosecondes. De plus, son rendement décroît avec la longueur d'onde pour atteindre environ 50 % à 1000 nm en optimisant au mieux tous les paramètres (phase et intensité du signal RF, position et incidence du faisceau).

- le modulateur électro-optique

Le rendement de ce modulateur est d'environ 70 % du fait des pertes en transmission dans les polariseurs et des pertes d'injection dans la monture du cristal.

- les pertes dans les différents éléments optiques

Chaque élément optique engendre des pertes. A titre d'exemple, les miroirs utilisés, qui sont parmi les plus performants du marché, ont un coefficient de réflexion compris entre 98 % et 99 %. Les objectifs, composés de nombreuses optiques permettant de compenser les aberrations, disposent d'un coefficient de transmission de 60 % à 80 % pour une longueur d'onde proche de 1000 nm.

Pour des applications nécessitant de fortes énergies par impulsion, le banc peut être optimisé pour réduire le nombre d'éléments traversés. Nous avons envisagé différentes géométries du banc avant d'aboutir à celle présentée dans cette section, qui représente le meilleur compromis entre stabilité et facilité de réglage, performance et optimisation de l'énergie. Il est également possible de démonter le module atténuateur et d'ajuster l'énergie par le modulateur électro-optique.

Le choix de la longueur d'onde de travail pour l'étude des événements singuliers est complexe. Une longueur d'onde proche de l'énergie de gap (1100 nm) permet de disposer d'une pénétration plus importante dans le substrat mais réduit la quantité de charges générées à une profondeur donnée (section I.2.1.2.1), ce qui n'est pas souhaitable dans le cas du laser $Ti : Sa$ ne disposant pas d'une réserve d'énergie importante. D'autre part, compte tenu de la courbe de gain du $Ti : Sa$ il est préférable de sélectionner une longueur d'onde proche de 1000 nm. On souhaite maximiser l'énergie par impulsion tout en disposant du surplus nécessaire à la mesure en continu de la durée de l'impulsion, on fixe donc l'énergie à atteindre en sortie du laser à 1,05 W. On souhaite de plus disposer d'un fonctionnement impulsionnel stable avec une durée d'impulsion de l'ordre de 3 ps. Un réglage fin de l'ensemble des éléments de la cavité du laser fixe à 1010 nm la longueur d'onde maximale permettant de respecter ces critères. Ce sera la longueur d'onde utilisée dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit.

Le tableau II.2 présente l'évolution de la puissance optique et de l'énergie par impulsion au fur et à mesure de la propagation du faisceau dans les différents éléments du banc laser. Le

rendement total de la chaîne laser au composant à tester est d'environ 16 %, limitant l'énergie finale à environ 2 nJ par impulsion.

En entrée du module AO (80 MHz)	En sortie du module AO (4 MHz)	En sortie du module EO (4 MHz)	Avant les objectifs (4 MHz)	Délivré au composant (4 MHz)
1000 mW	25 mW	17,5 mW	13 mW	8 mW
12,5 nJ	6,25 nJ	4,4 nJ	3,2 nJ	2 nJ

TABLEAU II.2 – Évolution de la puissance et de l'énergie par impulsion de la sortie du laser $Ti : Sa$ à la surface du composant testé

II.1.2.5 Positionnement du faisceau laser

La maîtrise du positionnement du faisceau laser sur le composant est primordiale pour évaluer la sensibilité spatiale d'un composant ou pour définir une zone adéquate pour la mesure de la section efficace.

II.1.2.5.1 Platines motorisées

Les platines motorisées permettant de déplacer le composant sous l'objectif doivent permettre d'effectuer des déplacements dans le plan (XY) précis et répétables sur une course importante pour pouvoir atteindre des composants excentrés sur des cartes de test de grande taille. La résolution visée est de l'ordre de 1/10 du diamètre du spot d'un faisceau laser 1010 nm limité par la diffraction (environ 1,2 μm), soit quelques 0,1 μm . Suivant l'axe Z, une résolution spatiale similaire est également nécessaire pour un ajustement précis de la focalisation.

Pour des raisons de coût et de performances, la solution retenue est composée de deux systèmes motorisés XYZ superposés (figure II.15). Le premier système est peu précis mais dispose d'une longue course (300 mm dans le plan et 50 mm en Z) et sera utilisé pour positionner le composant sous le faisceau. Le système de haute précision à course plus faible (25 mm dans le plan, 12,5 mm en Z) est utilisé pour les analyses spatiales. Ces deux systèmes permettent de déplacer le composant sur de grandes distances avec une **précision dans l'axe** de $\pm 1,9 \mu\text{m}$, une **répétabilité uni / bidirectionnelle** de $\pm 0,1 \mu\text{m} / \pm 0,05 \mu\text{m}$ pour un pas minimal de 0,1 μm (données mesurées). On note que suivant l'axe Z, la course de la platine est deux fois plus faible, entraînant une démultiplication de la course de moteur et donc une augmentation des performances en positionnement d'un facteur 2.

II.1.2.5.2 Imagerie visible et SWIR

Comme sur le banc laser LISA installé à TRAD, une voie d'imagerie visible permet de visualiser la face arrière (substrat) du composant décapsulé. Il permet le réglage du positionnement du composant à la distance focale des objectifs, qui peut ensuite être corrigé pour une focalisation à la profondeur sensible (équation II.1).

Une voie d'imagerie infrarouge a été ajoutée (figure II.4) pour améliorer la précision de la focalisation à travers le substrat et repérer la position du spot par rapport aux métallisations avec une précision micrométrique. Elle intègre une *Light Emitting Diode (LED)* émettant à 1300 nm¹. À ces longueurs d'onde et pour des dopages inférieurs à quelques 10^{18} cm⁻³ (section I.2.1.2.1), le substrat silicium est transparent. L'aspect monochromatique de l'éclairage permet d'optimiser la qualité de l'image par l'absence d'aberrations chromatiques. La caméra SWIR a été sélectionnée parmi les différents modèles disponibles sur le marché sur des critères de prix, de qualité d'image (et notamment de niveau de bruit) et de performances du logiciel (fiabilité, traitement d'image intégrés, analyses en temps réel...). Le capteur est une matrice de pixels InGaAs sensible dans la gamme 900 nm - 1700 nm refroidie par des modules Peltier réduisant le niveau de bruit. La matrice est de petite taille (320 × 256 pixels) mais dispose de pixels de faible dimension (pitch 20 μm) permettant de disposer d'une résolution spatiale importante. Le temps d'exposition est réglable de 1 μs à 40 ms. Le logiciel fourni dispose de nombreux algorithmes d'amélioration d'image paramétrable par l'utilisateur (débruitage, réhaussement de contour, ajustement local du gain...), mais également d'un outil d'analyse d'image permettant de tracer en temps réel la valeur des pixels d'une région définie par l'utilisateur (*Region Of Interest (ROI)*). Cet outil est utilisé notamment sur un bord de plage pour optimiser la focalisation (figure II.17).

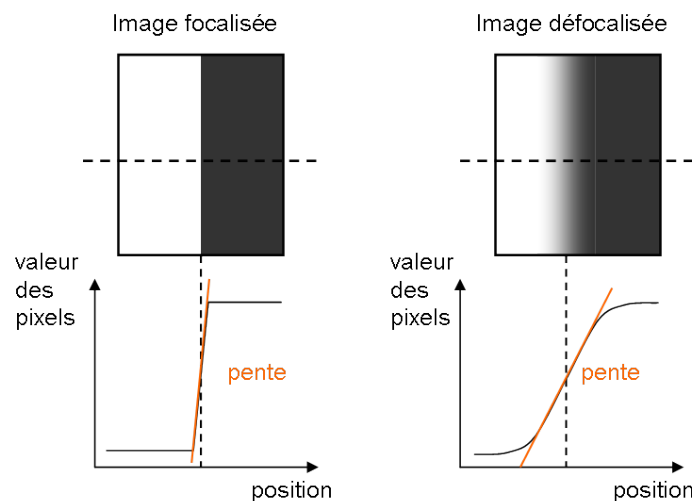


FIGURE II.17 – Ajustement de la focalisation par la mesure de la pente formée par le niveau des pixels sur un bord de plage

1. de largeur spectrale 40 nm et de puissance optique de 30 mW

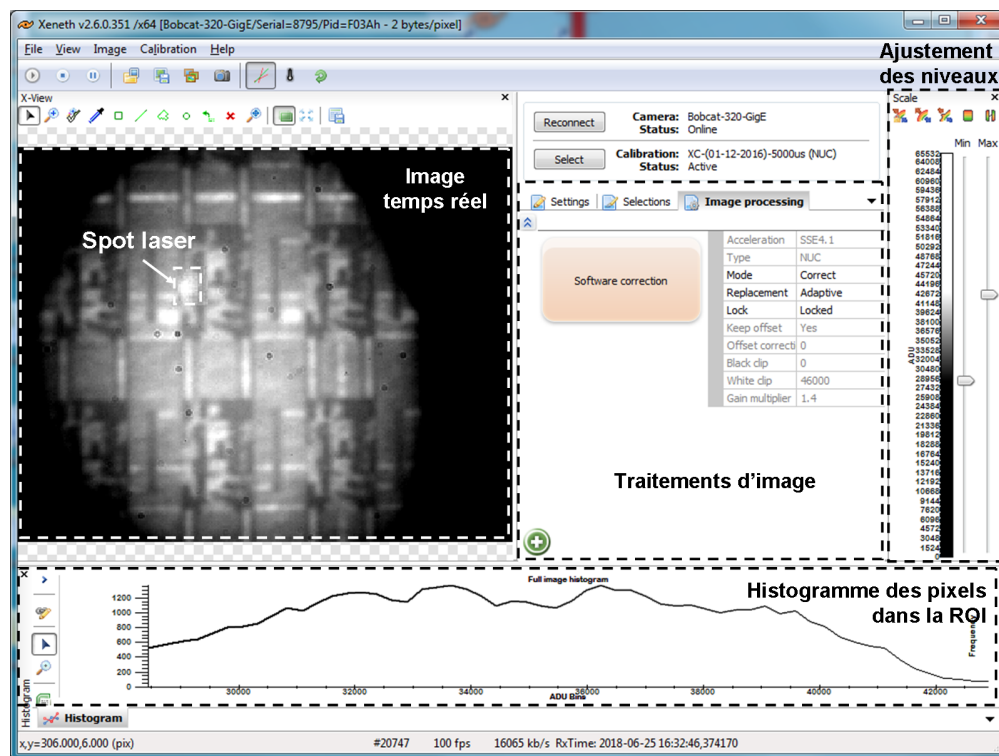


FIGURE II.18 – Visualisation de la structure d'un composant silicium (ASIC) par la caméra SWIR au travers du substrat silicium d'une épaisseur de 200 μm

II.1.2.6 Mesure du diamètre de faisceau au point de focalisation

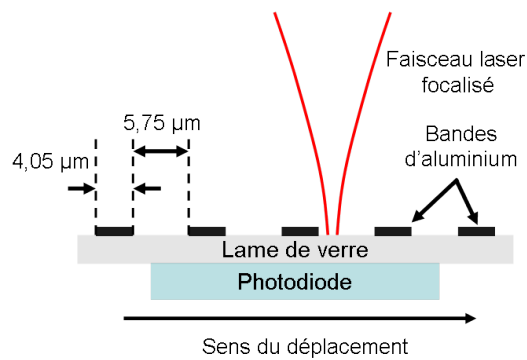
Au même titre que l'énergie ou la durée de l'impulsion, il est important de connaître la valeur du rayon du faisceau laser à la profondeur de focalisation (*beam waist*, noté ω_0). Il dépend des objectifs mais également du diamètre du faisceau, de la qualité de la collimation et de la position et de l'angle d'incidence sur la lentille d'entrée. L'objectif utilisé est le x100 décrit dans le tableau II.1.

La mesure du *beam waist* est basée sur l'illumination d'un réseau composé de bandes d'aluminium de 4,05 μm séparées par 5,75 μm déposées sur un substrat en verre (figure II.19a). Ce réseau est fixé à une platine de translation motorisée par des actionneurs piézoélectriques capables de déplacements nanométriques avec une grande répétabilité. Le faisceau laser est focalisé sur les bandes d'aluminium avec l'aide des systèmes d'imagerie. La qualité des réglages (incidence normale, focalisation) est primordiale pour accéder au *beam waist* réellement atteignable par le système. Pendant le déplacement, une photodiode positionnée sous le réseau permet de suivre l'évolution de l'intensité lumineuse transmise (figure II.19b). L'intensité optique mesurée est ensuite dérivée (figure II.19c) pour reconstruire le profil du faisceau à chaque franchissement d'un bord de plage (jonction verre/aluminium ou aluminium/verre). Un ajustement Gaussien permet de déterminer la largeur du faisceau à $1/e^2$ (4σ) du maximum d'intensité (figure II.19d), soit environ 1,84 μm donnant lieu à un rayon $\omega_0 = 0,9 \mu\text{m}$.

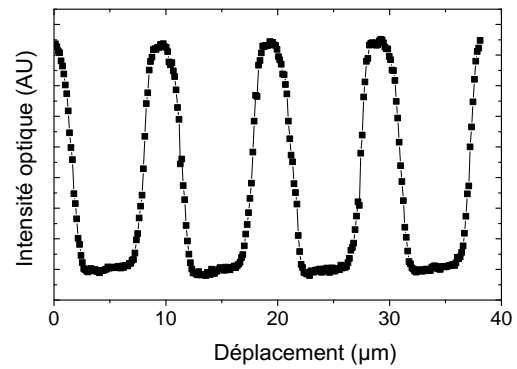
II.1.2.7 Pilotage du banc laser et déroulement d'une séquence de test

Nous avons mis au point un programme LABVIEW pour piloter l'ensemble des différents modules du banc laser, à l'exception de la caméra infrarouge, du laser $Ti : Sa$ et du modulateur acousto-optique. La face avant de cet outil est présentée sur la figure II.20. La première étape est de mesurer la puissance avant les objectifs à l'aide d'un puissance-mètre, à une fréquence suffisante (4 MHz) pour disposer d'une puissance moyenne dans la gamme de mesure de l'appareil. Après déduction des pertes dans les éléments optiques situés entre ce point de mesure et le composant (miroirs et objectif), cette valeur permet de pondérer les courbes d'étalonnage normalisées des modules de gestion de l'énergie pour sélectionner dans un menu déroulant l'énergie par impulsion désirée.

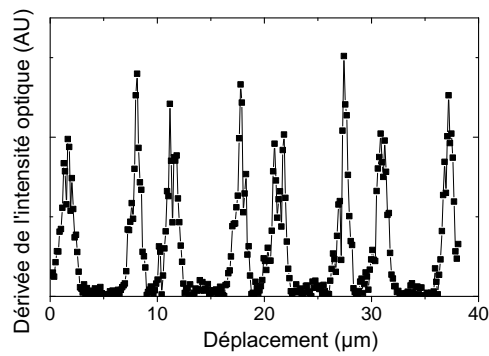
Deux modes de fonctionnement sont disponibles. Le mode manuel permet à l'utilisateur de positionner le faisceau laser sur le composant, de sélectionner l'énergie et de déclencher les tirs. Ce mode est utilisé pour valider le déclenchement d'événements, déterminer la gamme d'énergie à utiliser et analyser manuellement la localisation des zones sensibles. Ce mode permet également d'étudier le comportement d'un composant lors de la survenue d'événements singuliers sans modifications du banc de test et donc sans synchronisation avec les tirs laser. Un second mode permet d'effectuer des cartographies automatiquement. L'utilisateur renseigne deux positions sur le composant qui définissent les angles de la zone (rectangulaire) à analyser, ainsi qu'un pas de déplacement entre deux tirs. Il définit ensuite une ou plusieurs énergies par



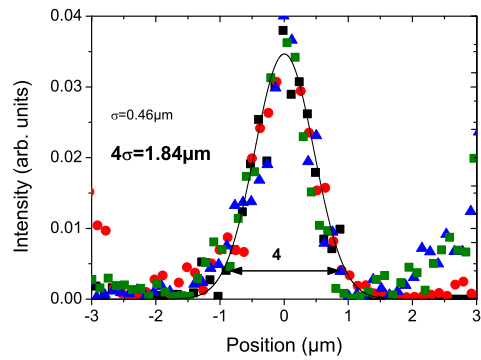
(a) Montage



(b) Mesure de la photodiode



(c) Dérivée de l'intensité optique



(d) Reconstruction du spot laser

FIGURE II.19 – Montages et étapes permettant de déterminer la valeur du *beam waist*

impulsion. Une fois exécuté, le programme effectue automatiquement des cartographies sur la zone définie. Le banc de test peut être synchronisé avec le banc laser, permettant de relier a posteriori le tir (énergie, position) à un événement enregistré.

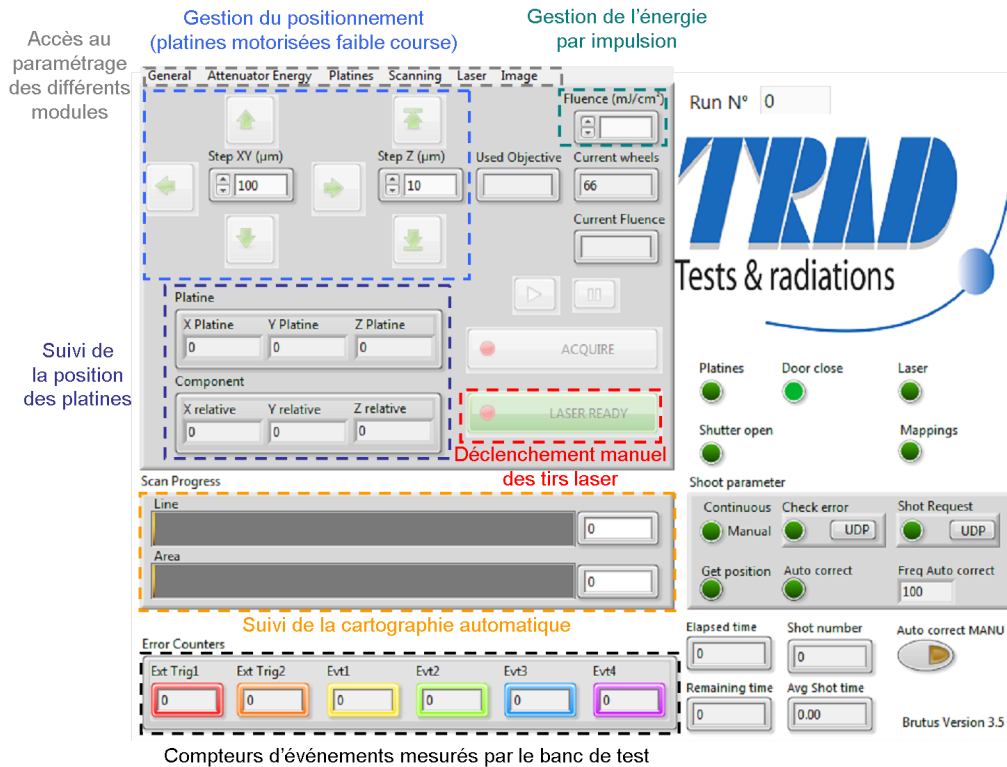


FIGURE II.20 – Face avant du programme LABVIEW

II.2 Modèle analytique

Cette section décrit le modèle analytique que nous avons développé pour modéliser la propagation d'une impulsion laser dans un semiconducteur. Ce modèle s'appuie sur différentes sources [61, 1] et est étendu pour évaluer la charge déposée dans un volume donné. L'objectif est de disposer d'un outil numérique simple permettant d'évaluer :

- l'intensité optique dans le matériau, permettant ainsi de définir l'énergie par impulsion seuil au-delà de laquelle des dommages optiques peuvent être causés ;
- la proportion d'énergie absorbée par des phénomènes non linéaires ou ne donnant pas lieu à la génération de porteurs. Ces processus induisent des contributions non linéaires dans la relation entre l'énergie par impulsion et le LET ;
- l'évaluation de la charge déposée dans un volume défini. En particulier, ce modèle sera utilisé pour l'étude des courants transitoires générés dans les diodes Schottky (chapitre III).

Précisons qu'il s'agit d'un modèle générique tenant compte des principaux processus d'absorption : SPA, TPA et FCA. Certains phénomènes, comme l'absorption à n photons ($n > 2$) ou l'impact du funneling sur le dépôt de charge ont été écartés.

II.2.1 Modélisation du faisceau laser

Les modes de Gauss-Hermite ($TEM_{m,n}$) constituent une base des solutions de l'équation d'onde dans l'approximation paraxiale, valable jusqu'à une inclinaison du front d'onde de $\pm 30^\circ$ par rapport à l'axe optique. L'ensemble des faisceaux laser peut être décomposé sur cette base. En particulier, l'enveloppe de l'onde transverse électromagnétique émise par un laser dont la géométrie de la cavité est rectangulaire peut être décrite mathématiquement par le mode fondamental ($TEM_{0,0}$) Gaussien [92, 93]. Il est caractérisé par une distribution radiale Gaussienne de l'amplitude du champ électrique (et donc de l'intensité optique) de l'onde transverse. La résolution de l'équation d'onde en utilisant le mode $TEM_{0,0}$ comme solution permet de déterminer l'expression de la loi de propagation du rayon du faisceau $\omega(z)$ dans la direction de l'axe optique (équation II.2). Il passe par un minimum noté ω_0 et appelé *beam waist*. La *longueur de Rayleigh*, notée z_R et également appelée profondeur de champ est la distance par rapport au point de focalisation ($z = 0$) pour laquelle le *beam waist* est multiplié par $\sqrt{2}$. Une représentation schématique de l'enveloppe du faisceau laser est présentée en figure II.21.

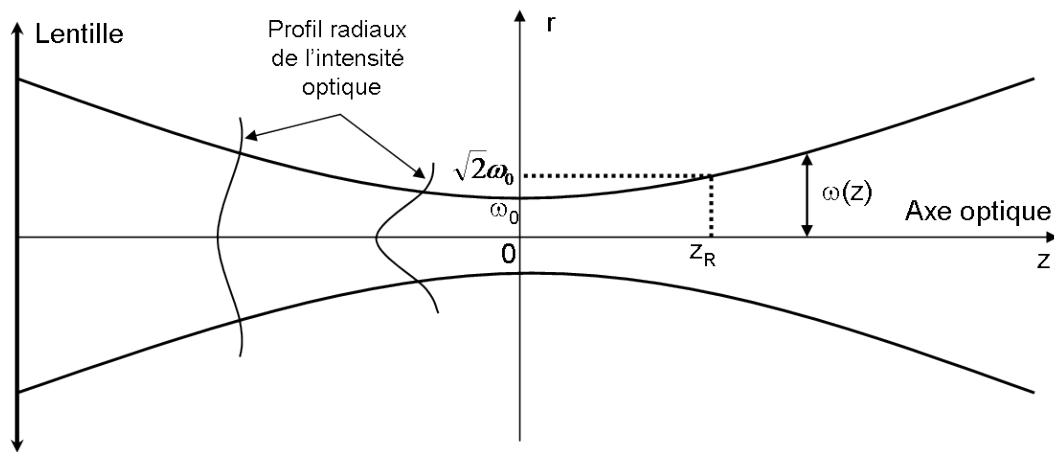


FIGURE II.21 – Représentation schématique d'un faisceau Gaussien focalisé par une lentille [62, 1]

$$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_0^2} \right)^2 \right)^{1/2} = \omega_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

L'équation II.3 décrit l'évolution spatio-temporelle de l'intensité optique. Le profil radial

suivant la distance à l'axe optique notée r est Gaussien, le facteur 2 au numérateur de l'exponentielle définissant le *waist* comme la largeur du faisceau à $1/e^2$ de l'intensité maximale. Comme évoqué précédemment, le profil longitudinal dans la direction de l'axe optique suit l'évolution du mode $TEM_{0,0}$. Enfin, l'évolution temporelle est classiquement représentée par une décroissance Gaussienne de paramètre τ , la durée de l'impulsion [62] correspondant à la largeur à mi-hauteur de l'ajustement du profil temporel de l'impulsion par une sécante hyperbolique carrée (figure II.7). L'intensité maximale à $t = 0$, notée I_0 , est reliée à l'énergie par impulsion E par la formule II.4 provenant de l'intégration de l'intensité spatio-temporelle du faisceau par la résolution des intégrales de Gauss.

$$I(r, z, t) = I_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{-2r^2/\omega(z)^2} e^{-t^2/\tau^2} \quad (\text{II.3})$$

$$I_0 = \frac{2E}{\pi^{3/2}\omega_0^2\tau} \quad (\text{II.4})$$

II.2.2 Modélisation des processus d'absorption

L'équation II.3 décrit l'évolution de l'intensité optique lors de la propagation de l'impulsion dans le vide. Des termes supplémentaires permettent de modéliser les interactions avec le silicium. Les processus d'absorption pris en compte dans le modèle analytique sont ceux décrits dans la section I.2.1.2.1. Ils représentent la quasi-totalité des phénomènes intervenant dans la gamme de longueur d'onde utilisée, les phénomènes d'absorption non linéaire impliquant plus de deux photons étant négligeables pour des photons d'énergie proche de l'énergie de bande interdite.

L'absorption à un photon, à deux photons et l'absorption par porteurs libres sont décrits par les équations II.5, II.6 et II.7. Les coefficients α_{spa} et β_{tpa} dépendent de la longueur d'onde, de la température et du niveau de dopage du matériau. Le coefficient d'absorption par porteurs libres α_{fca} est constitué du produit de la section efficace de capture par des porteurs libres σ_{ex} et de la densité de charges libres N . L'équation II.8 décrit l'évolution spatio-temporelle de l'intensité optique pendant la propagation en fonction de ces 3 phénomènes.

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha_{spa}z} \quad (\text{II.5})$$

$$I(z) = \frac{I_0}{1 + \beta_{tpa}I_0z} \quad (\text{II.6})$$

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha_{fca} z} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{dI(r, z, t)}{dz} = -\alpha_{spa} I(r, z, t) - \beta_{tpa} I^2(r, z, t) - \sigma_{ex} N I(r, z, t) \quad (\text{II.8})$$

Le calcul du taux de génération de paires électron-trou dN/dt se déduit de l'équation II.8. On note que le phénomène d'absorption par porteurs libres n'apparaît pas dans cette expression car sa contribution à la génération de porteurs est nulle.

$$\frac{dN(r, z, t)}{dt} = \frac{\alpha_{spa}}{h\nu} I(r, z, t) + \frac{\beta_{tpa}}{2h\nu} I^2(r, z, t) \quad (\text{II.9})$$

II.2.3 Génération de porteurs et calcul de la charge déposée

La quantité de charges générées par unité de volume en tout point de l'espace se déduit en intégrant le taux de génération sur le profil temporel de l'impulsion (équation II.10). La fonction Gaussienne étant paire, la première intégrale liée au phénomène de SPA peut être calculée analytiquement (intégrale de Gauss), la seconde intégrale (TPA) est calculée par une méthode approchée.

$$N(r, z) = \underbrace{\int_0^{+\infty} \frac{dN_{spa}(r, z, t)}{dt} dt}_{\frac{\tau \sqrt{\pi}}{2} \frac{\alpha_{spa}}{h\nu} I(r, z)} + \int_0^{+\infty} \frac{dN_{tpa}(r, z, t)}{dt} dt \quad (\text{II.10})$$

La quantité de charges déposée N_{vol} est calculée par l'intégration de la densité de charges $N(r, z)$ sur le volume délimité par l'enveloppe du faisceau à $r = 3\omega$ ($> 99,9\%$) sur une épaisseur ϵ définie par l'utilisateur (figure II.23 et équation II.11). Pour le calcul de la charge déposée Q , on intègre un paramètre η représentant l'efficacité de collection si la géométrie simulée correspond au dépôt de charge dans la zone de collection d'un contact (équation II.12).

$$N_{vol} = \int_{r=3\omega(z_1)}^{3\omega(z_2)} \int_{z=z_1}^{z_2} N(r, z) dr dz \quad (\text{II.11})$$

$$Q = \eta q N_{vol} \quad (\text{II.12})$$

À partir de la quantité de charges déposée N_{vol} , il est possible de calculer un LET laser

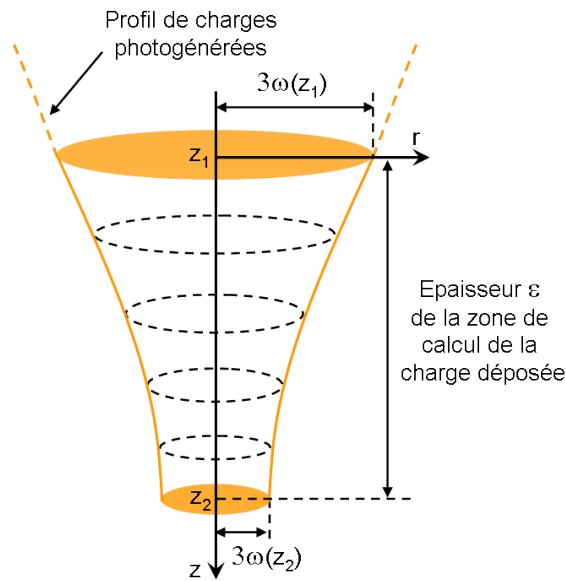


FIGURE II.22 – Calcul de la charge déposée

équivalent (équation II.13) [85, 82]. On rappelle que l'énergie moyenne d'ionisation dans le silicium est notée E_p et vaut 3,6 eV. Par analogie avec le LET des ions lourds (section I.2.1.3), on calcule le pouvoir d'arrêt équivalent S_{eq} correspondant à l'énergie par unité de longueur qui aurait été nécessaire pour générer Q/q porteurs de charges par ionisation directe dans l'épaisseur ϵ , soit $S_{eq} = QE_p/q\epsilon$. On pondère ensuite par la masse volumique pour calculer le LET équivalent (équation II.13). Pour ce calcul, on ne s'intéresse qu'à la charge déposée et non à un phénomène de collection de courant transitoire, on fixe donc $\eta = 1$.

$$LET_{eq} = \frac{QE_p}{q\epsilon\rho_{Si}} \quad (\text{II.13})$$

II.2.4 Paramètres d'entrée du modèle

Ces équations sont implémentées sous SCILAB (*scientific laboratory*), un logiciel libre de calcul numérique sous licence *GNU General Public License (GPL)*. La géométrie du composant étudié est constituée de deux couches de matériaux (figure II.23). Les paramètres du modèle sont renseignés par l'utilisateur dans un fichier de paramétrage dédié. Pour chaque couche, on définit l'épaisseur, l'indice optique et les coefficients d'absorption relatifs aux trois processus définis précédemment. L'impulsion laser est générée dans l'air en $z = 0$ et se propage à incidence normale le long de l'axe z . Elle est définie par sa longueur d'onde λ , son énergie E et sa durée d'impulsion τ . On définit également les paramètres liés à la focalisation du faisceau dans le matériau : la profondeur de focalisation et le *beam waist* ω_0 .

L'impulsion laser simulée subit une réflexion à l'interface air / matériau, modélisée par un

coefficient de réflexion $R_F \approx 31\%$ issu des coefficients de Fresnel (équation II.14). Ce coefficient peut être pondéré par un facteur R_p renseigné par l'utilisateur et permettant de prendre en compte les phénomènes de diffraction/diffusion liés à la rugosité en surface. En pratique, le coefficient de réflexion global est fixé à $R = 40\%$ [94].

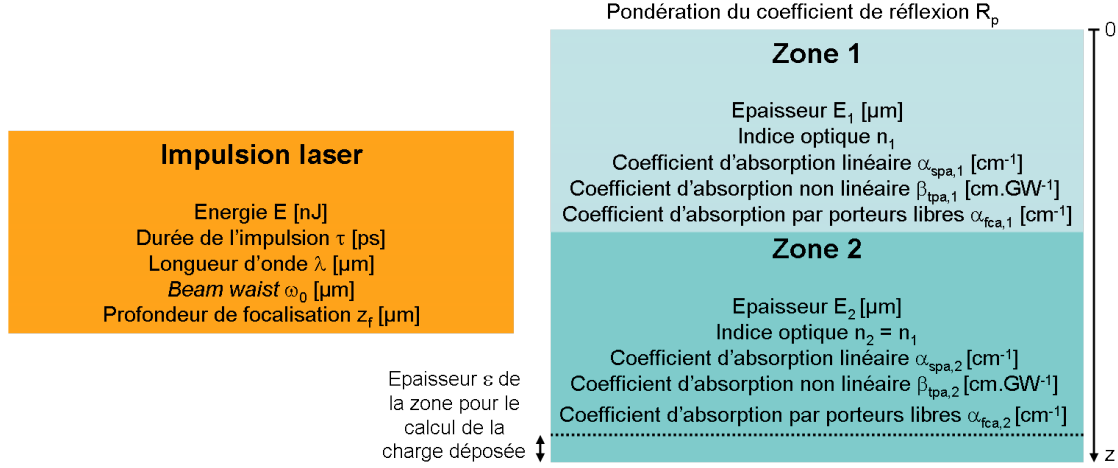


FIGURE II.23 – Paramètres d'entrée du modèle analytique

$$R_F = \left| \frac{1 - n_1}{1 + n_1} \right|^2 \quad (\text{II.14})$$

Les coefficients d'absorption α_{fca} , α_{spa} et β_{tpa} dépendent fortement des niveaux de dopage et impactent l'intensité optique et la génération de charges avec une dépendance en exponentielle décroissante. Pour des résultats de simulation cohérents, une attention particulière doit être portée sur le choix de ces coefficients, en particulier dans le cas de dopages supérieurs à $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour lesquelles les coefficients deviennent importants et évoluent rapidement (section I.2.1.2.1, figure I.9) [95, 24].

II.2.5 Résultats de simulation

Une simulation a été effectuée basée sur un substrat de silicium d'épaisseur $E_1 + E_2 = 100 \mu\text{m}$ irradié en face arrière. Un contact collecte les charges en face avant sur une épaisseur de $1 \mu\text{m}$. Les données d'entrée sont regroupées dans le tableau II.3. L'évolution de l'intensité optique et les densités de charge générées par SPA et TPA sont présentées sur les figures II.24a, II.24b et II.24c. Des grandeurs d'intérêt issues des équations présentées précédemment et directement extraites des données calculées sont enregistrées dans un fichier de sortie et présentées dans le tableau II.4.

On note en premier lieu que l'intensité optique maximale est d'environ 10 mJ.cm^{-2} ,

nettement en-deçà du seuil de dommage fixé à 700 mJ.cm^{-2} dans le silicium pour ce type d'impulsions laser [96]. Il est possible d'adapter les données de sortie en fonction des besoins d'analyse. Par exemple, les figures II.24d et II.24e présentent les profils de charges photogénérés par SPA et TPA au centre de la trace et le profil radial au point de focalisation, permettant d'établir des corrélations entre différents moyens de test laser ou avec les profils de charges générés lors du passage d'une particule. Dans les conditions simulées, le taux de charges générées par absorption non linéaire est de l'ordre de 0,4 % de la charge totale, ce qui permet d'établir une relation linéaire entre l'énergie par impulsion et le LET.

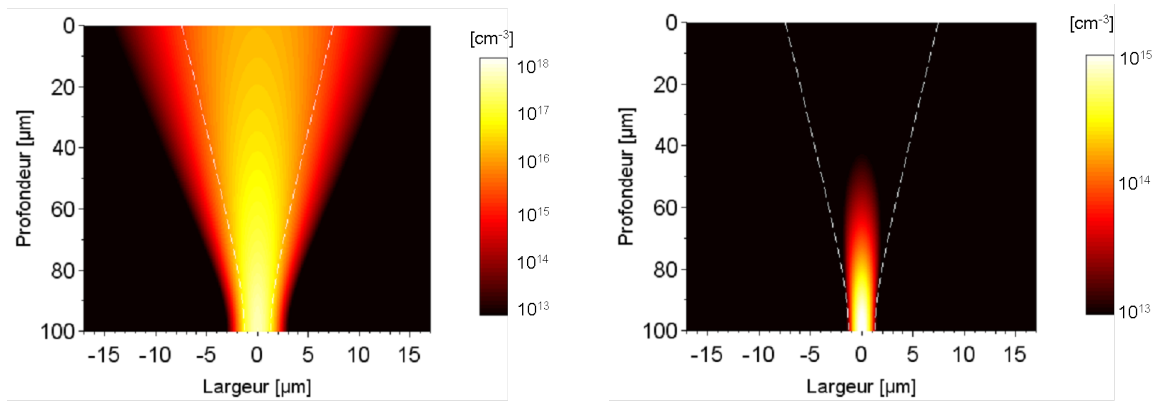
Ces valeurs sont cohérentes avec les données expérimentales, tant en terme de charge critique, habituellement de l'ordre de pC [3] qu'en terme de LET équivalent [61].

TABLEAU II.3 – Données d'entrée utilisées pour le paramétrage du modèle

Données d'entrée	
Longueur d'onde (λ)	1064 nm
Durée de l'impulsion (τ)	400 ps
Energie de l'impulsion (E)	1 nJ
Profondeur de focalisation - <i>beam waist</i> (ω_0)	100 μm - 1,3 μm (x50)
Coefficient de réflexion (R)	0.4
Epaisseur couche 1 (E_1)	90 μm
Niveau de dopage n couche 1	$1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur couche 2 (E_2)	10 μm
Niveau de dopage n couche 2	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Epaisseur dépôt de charge (ϵ)	1 μm
Efficacité de collection (η)	100 %

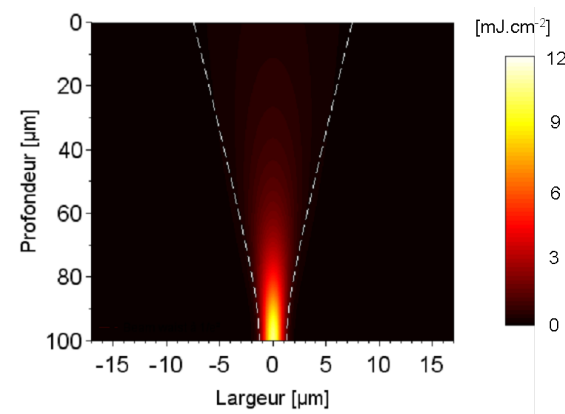
TABLEAU II.4 – Données de sortie calculées

Données calculées	
Intensité optique maximale	10,6 mJ.cm^{-2}
Charge générée par SPA - TPA	470 fC - 2 fC
LET laser équivalent	45 $\text{MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$

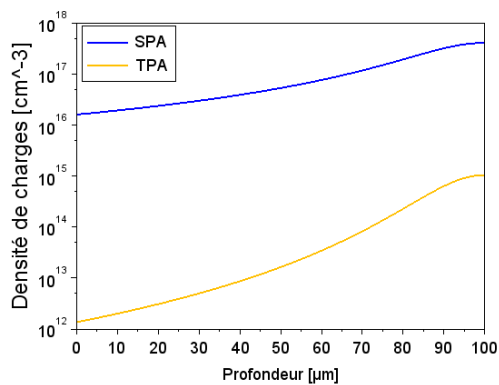


(a) Densité de charges générées par SPA

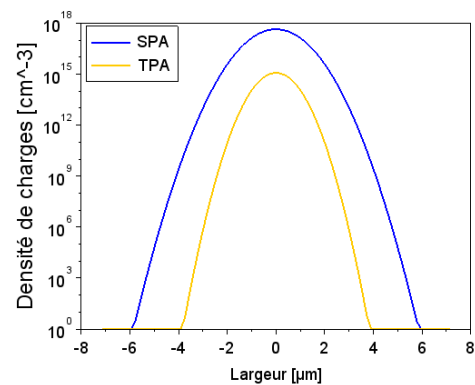
(b) Densité de charges générées par TPA



(c) Densité d'énergie optique



(d) Evolution de la densité de charges au centre de la trace



(e) Profil de charges à la profondeur de focalisation (objectif x50)

FIGURE II.24 – Résultats de simulation pour un substrat de silicium d'épaisseur $E_1 + E_2 = 100 \mu\text{m}$ irradié en face arrière (paramètres issus du tableau II.3)

Conclusion

La première partie de ce chapitre s'intéresse aux moyens de test laser. Les caractéristiques du banc *LISA* disponible à TRAD sont analysées pour mettre en évidence les points forts mais aussi les limitations de ce moyen. Sur la base de ces constatations, un second banc a été développé au cours de cette thèse et utilisé pour la majorité des études présentées dans la suite de ce manuscrit. Ce moyen est basé sur une chaîne laser impulsionnelle *Ti : Sa* à verrouillage de mode. Ses caractéristiques sont parfaitement adaptées à l'étude des événements singuliers, avec une longueur d'onde accordable dans la gamme de faible absorption du substrat, une faible durée d'impulsion et une grande stabilité tir à tir. Par construction, ce type de laser fonctionne à haute fréquence et fournit une puissance dépendant de la puissance de pompe mais aussi de la qualité du réglage de la cavité. Une étude a été menée pour assurer la sélection d'impulsions uniques pilotée par une commande externe tout en conservant un niveau d'énergie par impulsion suffisant pour l'application visée. Différentes solutions ont été envisagées puis évaluées. La solution retenue est finalement basée sur l'utilisation d'un modulateur acousto-optique permettant de réduire la cadence à 400 Hz suivi d'un modulateur électro-optique piloté par un générateur de fonctions permettant de sélectionner une impulsion unique sur commande. La mise en place de ces modules et leur validation a constitué une part importante du développement de ce nouveau moyen de test.

La chaîne laser est dotée de nombreux modules (autocorrélateur, puissancemètre, spectromètre) permettant de mesurer en temps réel les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions pour une maîtrise complète de la quantité de charges générées dans le composant. La longueur d'onde fixée à 1010 nm permet de disposer de suffisamment de puissance en sortie du laser et présente un compromis idéal entre profondeur de pénétration et quantité de charges générées dans le silicium. Ce banc dispose également d'un système de positionnement évolué basé sur des platines motorisées et une voie d'imagerie proche infrarouge pour assurer une précision micrométrique du positionnement du spot laser dans le composant.

En seconde partie, on présente un outil de modélisation analytique. Il a été développé sous SCILAB et permet de simuler la propagation d'une impulsion laser et l'effet photoélectrique au cours de sa propagation au travers d'un matériau semiconducteur. Il est basé sur un ensemble d'équations issues de la bibliographie, et adapté pour le calcul des grandeurs utiles à l'étude des événements singuliers. Les données d'entrée nécessaires au calcul permettent de décrire les impulsions laser utilisées et d'établir un modèle géométrique simple composé d'une ou deux couches de matériau semiconducteur. Seul le niveau de dopage, particulièrement impactant au-delà de $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, peut se révéler délicat à évaluer car il constitue une donnée non répertoriée dans les données techniques des composants électroniques et reste difficilement mesurable avec des outils d'analyse classique. Cependant, hors composants de puissance, les dopages restent faibles dans la majeure partie du substrat et localement plus élevés au niveau des zones actives sur quelques micromètres d'épaisseur. Le modèle permet en premier lieu d'estimer l'intensité optique délivrée au composant pendant la traversée de

l'impulsion, fixant ainsi l'énergie maximale à ne pas dépasser pour ne pas risquer d'induire des dommages optiques. Le calcul fourni également la densité de charges photogénérées par effet photoélectrique issu des différents processus d'absorption, pour estimer notamment le taux d'absorption non linéaire constituant une contribution quadratique dans la relation énergie - [LET](#). Une évolution du modèle permet également d'estimer la charge déposée dans un volume donné ou collecté par un contact, dans le cas par exemple de l'étude d'une diode. Ce modèle sera utilisé dans la suite de ce travail de recherche comme soutien à la mise en place des tests laser et à l'analyse des résultats.

Événements singuliers dans les diodes de redressement

Sommaire

III.1	Diodes de redressement ultrarapides en technologie silicium	86
III.1.1	Les diodes Schottky	86
III.1.2	Les diodes ultrarapides à jonction PN	96
III.2	Sensibilité aux événements singuliers	96
III.2.1	Événements singuliers dans les diodes Schottky : état de l'art	96
III.2.2	Simulation par éléments finis	104
III.3	Tests sous ions lourds	107
III.3.1	Synthèse de résultats de test sous faisceau d'ions lourds	107
III.3.2	Etudes des courants transitoires	122
III.4	Tests par laser impulsionnel	127
III.4.1	Préparation des composants	128
III.4.2	Préparation des tests laser par simulation	130
III.4.3	Tests sur le banc LISA 1064 nm	132
III.4.4	Comparaison des résultats de test laser et ions lourds	140

Introduction

Les composants redresseurs, et en particulier les diodes Schottky, sont très largement utilisés pour de nombreuses applications de puissance et embarqués en nombre dans les satellites. Ils ont longtemps été considérés comme insensibles aux effets des particules en environnement radiatif naturel. Pourtant, l'augmentation des performances et des puissances mises en jeu a finalement abouti à des défaillances survenues ces dernières années dans des systèmes de puissance. L'alerte sur ce type de composant, initialement émise par la *National Aeronautics and Space Administration (NASA)* en 2012, s'est rapidement propagée aux acteurs du spatial à l'échelle mondiale.

Des premières études ont été menées pour confirmer ces défaillances et déterminer leur nature [97, 98]. Elles se caractérisent par une surchauffe brutale rendant le composant inopérant. Une fois initié, le phénomène étant auto-entretenu la destruction est inévitable. L'évaluation de ces diodes sous faisceau d'ions lourds nécessite donc un grand nombre de pièces pour chaque référence, auquel s'ajoute le besoin d'évaluer de nombreuses références aux caractéristiques différentes pour répondre au besoin de chaque système.

Développer une méthode de test alternative au moyen d'impulsions laser pour évaluer la sensibilité, ou à défaut pré-sélectionner des composants présente donc un grand intérêt. La structure simple des diodes de redressement basée généralement sur un contact de grande dimension, facilite la compréhension et l'analyse des phénomènes aboutissant aux défaillances. Faciles à mettre en œuvre et sensibles uniquement sous certaines conditions de polarisation, ces composants sont des candidats idéaux pour évaluer l'impact des caractéristiques des impulsions laser utilisées et établir des corrélations avec les tests sous faisceau d'ions lourds.

Ce chapitre présente dans un premier temps une analyse de différentes structures et du fonctionnement de composants redresseurs ultrarapides. Nous nous focaliserons sur la description des phénomènes à l'origine de leurs défaillance, en particulier dans les diodes Schottky. De nombreuses données de tests, acquises lors de campagnes en accélérateur d'ions lourds, ont été synthétisées pour mieux évaluer l'impact des caractéristiques structurales et électriques sur la sensibilité. Nous avons mené des analyses physiques ainsi que des campagnes complémentaires d'évaluation sous ions lourds sur une sélection de références pour étudier l'impact de différents paramètres liés aux ions sur la réponse temporelle des diodes à l'échelle de la nanoseconde, à des énergies inférieures puis supérieures au seuil de déclenchement des événements.

Dans un second temps, nous nous intéresserons aux caractérisations sous faisceau laser. Elles ont nécessité la mise en place d'étapes préalables pour préparer les composants et permettre l'accès des impulsions laser aux zones sensibles. Une étude de la réponse en courant à l'échelle de la nanoseconde dans des conditions non destructives puis destructives a été menée sur les différents moyens de test laser disponibles. L'intérêt était de disposer de données pour corrélér

les tests laser et les tests ions lourds, mais aussi d'étudier l'impact des différents paramètres optiques sur la réponse des composants et le déclenchement des événements destructifs. Ces études expérimentales ont été complétées par des modélisations en volumes finis ainsi que des simulations analytiques permettant de définir les conditions d'utilisation des lasers et de mieux comprendre les résultats de test.

III.1 Diodes de redressement ultrarapides en technologie silicium

Les diodes ultrarapides de puissance sont des composants actifs bénéficiant d'un très faible **temps de recouvrement** de l'ordre de quelques ps. Elles sont capables d'opérer sous de fortes polarisations en inverse et tolèrent des flux de courant importants en direct. Ces diodes sont utilisées dans de nombreux domaines pour des applications nécessitant une grande réactivité, telles que la protection contre les décharges électrostatiques, le redressement de courant alternatif en courant continu ou la conversion de puissance en courant continu.

La figure III.1 présente la caractéristique courant-tension d'une diode à jonction classique semiconducteur-semiconducteur de type PN et d'une diode à jonction métal-semiconducteur de type Schottky. Les caractéristiques électriques (courant de fuite et claquage en inverse, tension de seuil et évolution du courant en direct) diffèrent, avec une tension de seuil en direct plus faible et un claquage moins franc en inverse dans le cas de la diode Schottky.

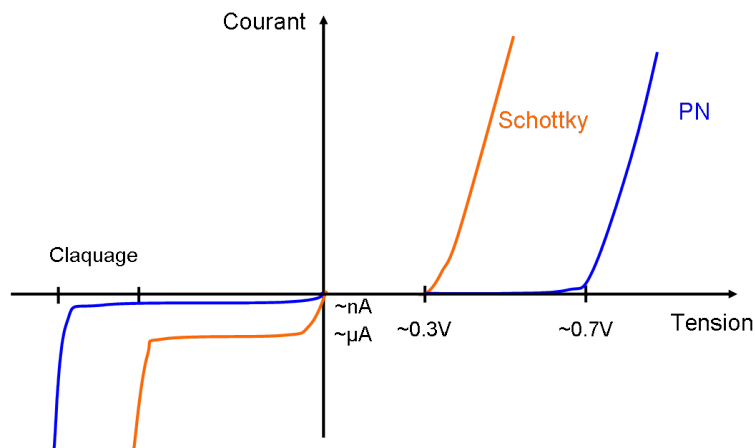


FIGURE III.1 – Caractéristiques typiques courant-tension d'une diode classique à jonction PN et d'une diode Schottky

Les jonctions Schottky, de même que certains types de jonctions PN, permettent de disposer d'un fonctionnement plus rapide que les diodes classiques. Ces familles de composants sont présentées dans les paragraphes suivants.

III.1.1 Les diodes Schottky

Les diodes Schottky sont les diodes de redressement rapides les plus répandues. Ce paragraphe présente un rappel de leur principe de fonctionnement, du diagramme de bande et de leur structure pour les deux configurations les plus courantes : planaire et en tranchées.

III.1.1.1 La jonction métal-semiconducteur

III.1.1.1.1 Structure non polarisée

Le type de contact formé par la jonction métal-semiconducteur dépend du **travail de sortie** du semiconducteur (Φ_{SC}) et du métal (Φ_M) ainsi que du type de dopage du semiconducteur [99]. Le rapport des travaux de sortie renseigne sur la courbure des bandes à l'interface, et le dopage permet de statuer sur la nature du contact créé (accumulation ou désertion). Dans la suite de ce paragraphe, le semiconducteur sera dopé n. Deux cas sont alors possibles :

- $\Phi_M < \Phi_{SC}$: à l'équilibre, une zone d'accumulation de porteurs majoritaires (électrons) se crée dans le semiconducteur proche de l'interface, le contact est ohmique ;
- $\Phi_M > \Phi_{SC}$: à l'équilibre, la différence des travaux de sortie crée une barrière de potentiel d'autant plus importante que la différence entre les travaux de sortie est grande. Le contact est de type Schottky.

On se place dans le cas d'un contact Schottky, avec $\Phi_M > \Phi_{SC}$. Le semiconducteur est supposé parfait, sans niveaux de piège dans le gap. De même, le contact est supposé idéal et sans états d'interface. La couche d'oxyde de silicium natif à l'interface métal-semiconducteur ($< 20 \text{ \AA}$) n'est pas représentée, la chute de potentiel à ses bornes étant supposée négligeable [99, 31]. La figure III.2 présente le diagramme de bande d'une jonction métal-semiconducteur (dopé n, de densité de donneurs excédentaires N_d) de type Schottky en l'absence de polarisation. La référence spatiale $x = 0$ est prise à l'interface. L'énergie liée au **niveau du vide** est définie comme l'énergie d'un électron isolé du réseau cristallin et dépourvu d'énergie cinétique. À l'équilibre, la différence entre les travaux de sortie et l'alignement des niveaux de Fermi induit une courbure des bandes et du **niveau du vide**. On note E_b la hauteur de la barrière de potentiel vue par les électrons du métal (équation III.1). Elle ne dépend que des caractéristiques des matériaux : **travail de sortie** W et **affinité électronique** χ .

$$E_b = q\Phi_M - q\chi \quad (\text{III.1})$$

Côté semiconducteur, la courbure des bandes induit un champ électrique et une barrière de diffusion notée qV_d , qui dépend de E_b et de la différence d'énergie Φ_F entre le **niveau de Fermi** et la bande de conduction (équation III.2).

$$qV_d = E_b - \Phi_F \quad (\text{III.2})$$

Le champ électrique induit une zone de charge d'espace de largeur W dans laquelle les charges dérivent instantanément, laissant cette zone déplétée. Les expressions du champ

électrique E et de la largeur de la zone de charge d'espace W se déduisent de l'équation de Poisson, en définissant la densité de charges ρ dans le semiconducteur [99] :

$$\begin{cases} 0 < x < W & \rho(x) = qN_d \\ x > W & \rho(x) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

Avec $V(x)$ le potentiel dans le semiconducteur ($x > 0$) et ϵ_s la permittivité diélectrique du semiconducteur, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \quad (\text{III.4})$$

Le champ électrique E étant supposé nul hors de la zone de charge d'espace ($x > W$), il s'écrit en intégrant l'équation III.4 :

$$E(x) = \int_{x=0}^W \frac{d^2V(x)}{dx^2} dx = \frac{qN_d}{\epsilon_s} (x - W) \quad (\text{III.5})$$

En intégrant une seconde fois, on obtient l'expression du potentiel :

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) + K \quad (\text{III.6})$$

La référence du potentiel est fixée à l'interface : $V(0) = 0$ et donc $K = 0$. Le potentiel en $x = W$ est égal au potentiel de diffusion V_d . L'équation III.6 permet de déduire l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace en l'absence de polarisation :

$$W = \left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d} V_d \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.7})$$

Le champ électrique est donc maximal à l'interface. Il dépend du potentiel de diffusion à la puissance $1/2$ selon la relation :

$$E(x=0) = -\left(\frac{2qN_d}{\epsilon_s} V_d \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.8})$$

A l'équilibre thermodynamique, les densités de courants de porteurs majoritaires J_{M-SC} et J_{SC-M} sont égales, le courant apparent est nul. Contrairement aux jonctions PN, dans une jonction Schottky la couche métallique joue le rôle d'un réservoir à électrons (porteurs

majoritaires), les courants de porteurs minoritaires sont négligeables.

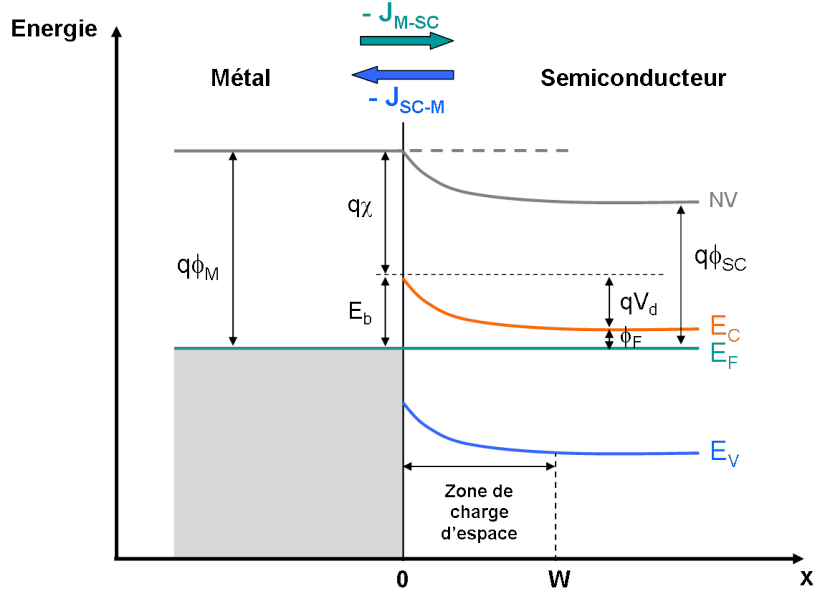


FIGURE III.2 – Diagramme de bande d'une jonction Schottky à l'équilibre

Le phénomène contribuant majoritairement au courant est l'émission thermoionique. L'agitation thermique transmet aux électrons une énergie supérieure aux forces électrostatiques qui les retiennent. Si leur énergie est suffisante, ces porteurs chauds peuvent franchir la totalité de la barrière de potentiel de la jonction. On montre que la proportion d'électrons d'énergie supérieure à la hauteur de la barrière de potentiel et ayant un vecteur vitesse orienté dans le bon sens est représenté par une loi de Richardson [100]. Les densités de courant J_{M-SC} et J_{SC-M} se compensent à l'équilibre et sont présentées dans l'équation III.9.

$$|J_{M-SC}| = |J_{SC-M}| = AT^2 e^{-E_b/kT} \quad (\text{III.9})$$

avec A la constante de Richardson.

La densité de courant J_{SC-M} peut également s'exprimer en fonction du potentiel de diffusion V_d en utilisant l'équation III.2 :

$$|J_{SC-M}| = AT^2 e^{-qV_d/kT} \underbrace{e^{-\Phi_F/kT}}_{\frac{n}{N_C}} \quad (\text{III.10})$$

L'expression de la concentration en porteurs libres n dans la bande de conduction provient du produit de la densité d'états dans la bande de conduction N_C par la probabilité de présence d'un électron dans la bande de conduction décrite par la statistique de Fermi-Dirac $e^{-\Phi_F/kT}$

$$J_{tot} = \underbrace{AT^2 \frac{n}{N_C} e^{-qV_d/kT}}_{J_{sat}} \left(e^{qV_{ext}/kT} - 1 \right) \quad (\text{III.12})$$

En augmentant la tension de polarisation en inverse $V_{ext} < 0$, la hauteur de la barrière devient bien supérieure à l'énergie thermique des porteurs. Le courant de diffusion du semiconducteur vers le métal J_{SC-M} devient négligeable. Le courant métal-semiconducteur est alors majoritaire et constitue le courant de fuite de la diode bloquée. Dans ce régime de fonctionnement, le terme exponentiel (équation III.12) est négligeable et le courant de fuite atteint sa valeur de saturation J_{sat} . Elle est indépendante de la tension inverse appliquée V_{ext} mais dépend fortement de la température T (relation quadratique) [99, 31].

En pratique, d'autres phénomènes peuvent avoir lieu, consistant des contributions supplémentaires au courant de fuite. Il peut s'agir de porteurs traversant le sommet de la barrière par effet tunnel (émission assistée par effet de champ, noté (2) sur la figure III.3 [101, 31]) ou bien traversant la base de la barrière (noté (3)). Ces phénomènes sont négligeables hors semiconducteurs dégénérés [99, 100].

D'autre part, lorsqu'un électron lié au métal franchit la barrière Schottky il engendre une charge image positive dans le métal qui induit une force de rappel tendant à réduire l'énergie cinétique de l'électron. Le potentiel lié à cette charge induit un champ électrique local qui se superpose au champ électrique E déjà présent et modifie la structure de bande. Ce phénomène induit une diminution de la hauteur de la barrière E_b d'un facteur $\Delta E_b = \sqrt{qE/4\pi\epsilon_s}$, engendrant une augmentation de la densité de courant de fuite d'un facteur $e^{q\Delta E_b/(kT)}$. Ce phénomène explique la dépendance du courant de fuite avec la tension de polarisation [102].

III.1.1.1.3 Structure polarisée en direct

Le métal est porté à un potentiel supérieur à celui du semiconducteur. La différence de potentiel $V_{ext} > 0$ aux bornes de la jonction induit une réduction de la hauteur de la barrière de potentiel, du champ électrique à l'interface et de la largeur de la zone de charge d'espace (figure III.4). Le courant est principalement dû à la diffusion des porteurs chauds franchissant la barrière de potentiel du semiconducteur vers le métal : la diode est passante, le terme $e^{qV_{ext}/kT}$ devenant rapidement prépondérant dans l'expression du courant total. Pour de forts dopages, le courant tunnel à travers la barrière peut devenir important, le contact est alors ohmique.

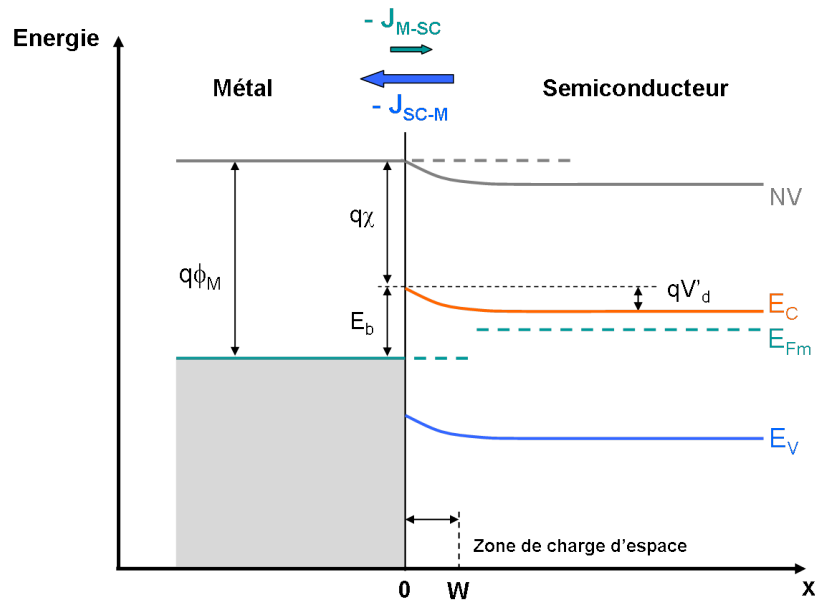


FIGURE III.4 – Diagramme de bande d'une jonction Schottky polarisée en direct

III.1.1.1.4 Structure en régime transitoire

Le temps nécessaire au basculement d'un état à l'autre (passant / bloqué ou bloqué / passant) est appelé **temps de recouvrement**. Dans une jonction Schottky, le **temps de recouvrement**, nettement plus faible que dans une jonction PN, atteint quelques ps. D'une part, contrairement à une jonction PN une jonction Schottky est unipolaire, les courants ne sont basés que sur un seul type de porteurs : les électrons, fournis par le métal et qui disposent d'une mobilité 3 fois supérieure à celle des trous [22]. D'autre part, le **temps de recouvrement** est classiquement limité par l'évacuation des porteurs minoritaires à l'interface (recombinaison et dérive). Comme nous l'avons vu, ce phénomène est absent des jonctions Schottky, permettant de profiter d'une fréquence de coupure élevée (quelques 100 MHz). Les équations proposées dans cette section constituent un modèle simple mais suffisant pour décrire les phénomènes intervenant aux abords de la jonction Schottky polarisée. On note que des phénomènes supplémentaires existent mais complexifient grandement les modèles. La principale approximation est basée sur une structure cristalline périodique et infinie à l'interface métal-semiconducteur [100]. En réalité, il y a rupture de la périodicité à l'interface avec des liaisons pendantes et des défauts de planéité qui entraînent des réarrangements du réseau cristallin et impactent le **niveau de Fermi** et les barrières de potentiel [99].

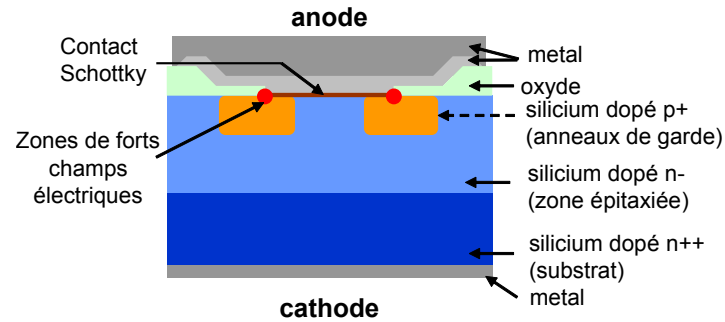
III.1.1.2 Caractéristiques et structures des diodes Schottky

Une diode Schottky planaire est un composant massif basé sur un substrat fortement dopé n^{++} , limitant la résistance équivalente entre les deux contacts, et donc la chute de tension aux bornes de la diode. En face avant, une fine couche de silicium épitaxié faiblement dopé n surmonté d'une couche métallique à fort travail de sortie constitue un contact Schottky planaire (figure III.5a). Le contact électrique est réalisé par une ou plusieurs pattes métalliques (*bondings*) reliées au boîtier (figure III.5b). Le contact est isolé des bords de la puce par une couche d'oxyde de silicium. En face arrière, un dépôt de métal à faible travail de sortie constitue le second contact de la diode. Dans la majorité des cas, le **champ électrique de claquage** relativement faible du silicium (de l'ordre de $0,4 \text{ MV.cm}^{-1}$ [103]) limite la tension inverse maximale admissible (**VRRM**) à quelques centaines de volts.

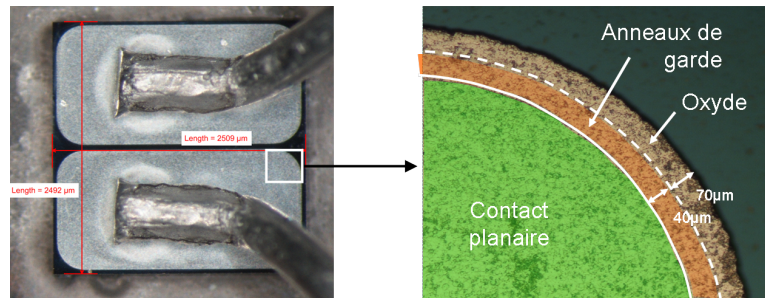
Dans une structure planaire, la forme des bords du contact métallique concentre les équipotentielles et favorise l'apparition d'un fort champ électrique à l'interface métal-oxyde-semiconducteur. Des implants fortement dopés p^+ , appelés anneaux de garde, sont classiquement intégrés à la structure aux interfaces oxyde-silicium aux bords du contact Schottky [104]. En polarisation inverse, ils permettent de redistribuer le champ électrique et ainsi d'augmenter la tension **VRRM** et donc la fiabilité globale du composant (figure III.5c). Ils permettent également de profiter de la caractéristique de la jonction PN parasite ainsi créée, fournissant un claquage plus abrupt. En polarisation directe, ces anneaux de garde n'ont pas d'impact sur le fonctionnement électrique de la diode car les barrières de potentiel différentes induisent une tension de seuil plus élevée pour la diode parasite ($\approx 0,7 \text{ V}$) que pour de la jonction Schottky ($\approx 0,3 \text{ V}$).

Une solution pour augmenter la tension inverse maximale est l'utilisation d'un matériau possédant un champ de claquage plus élevé, comme le carbure de silicium (SiC). Une autre solution permettant de rester dans la filière silicium consiste à structurer le contact Schottky pour modifier la répartition du champ électrique. Par exemple, les structures en tranchées, disponibles dans les composants commerciaux, sont basées sur de multiples piliers micrométriques en polysilicium entourés d'une couche d'oxyde et intégrés dans une matrice de silicium épitaxié faiblement dopé. Pour la référence NTST20120CTG, ils ont une largeur de $1 \mu\text{m}$ et sont espacés de $2 \mu\text{m}$ (figure III.6b). Une couche métallique à fort **travail de sortie** forme le contact Schottky (figure III.6a). En polarisation inverse, les zones de charge d'espace des deux structures **MOS** adjacentes (le métal étant ici le barreau en polysilicium) se recouvrent. La zone de déplétion est présente sur l'ensemble du contact métallique. La distribution du champ électrique aux abords du contact Schottky est donc différente d'une structure planaire, les zones de forts champs étant éloignées de l'interface métal-silicium [105, 106], ce qui a deux conséquences principales :

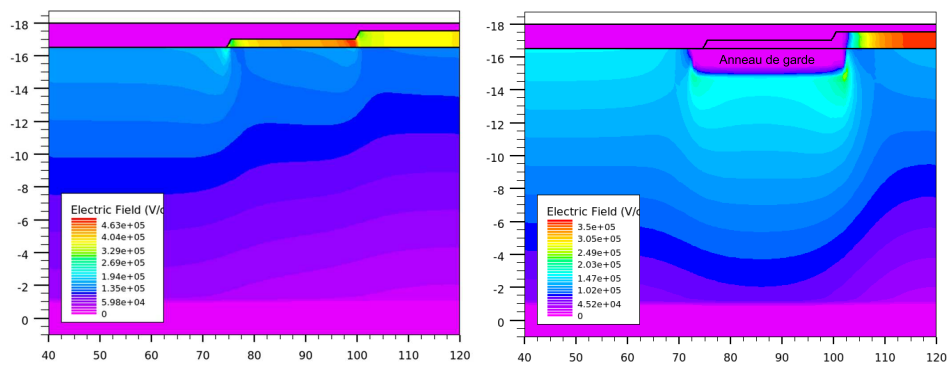
- le **courant de fuite en inverse** est réduit et devient en théorie indépendant de la polarisation du contact Schottky, ce qui permet d'améliorer le compromis entre le courant



(a) Représentation schématique d'une diode Schottky planeaire à anneaux de garde

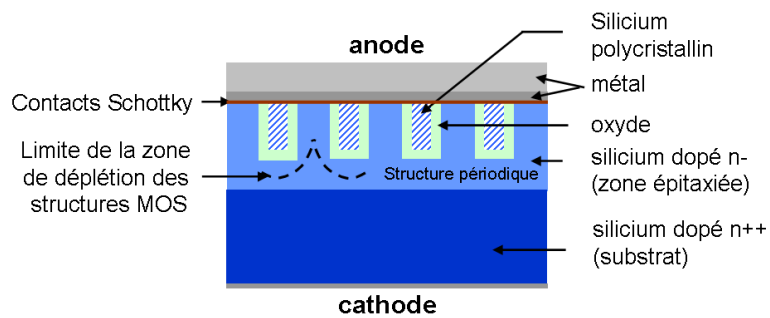


(b) Images acquises au microscope optique de la face avant d'une diode Schottky planeaire MBRF10L60CTG

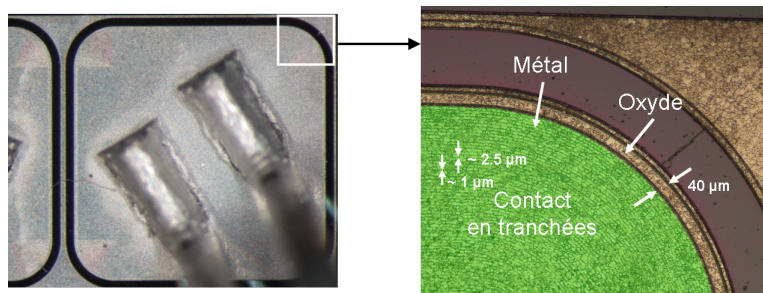


(c) Distribution du champ électrique [104] dans une structure avec et sans anneaux de garde (unités des axes : μm)

FIGURE III.5 – Présentation d'une diode Schottky planeaire



(a) Représentation schématique d'une diode Schottky à structure en tranchées polarisée en inverse à la tension de pincement des structures MOS



(b) Images acquises au microscope optique de la face avant d'une diode Schottky en tranchées (piliers d'environ 1 µm de largeur espacés de 2 µm)

FIGURE III.6 – Présentation d'une diode Schottky à structure en tranchées (référence NTST20120CTG)

de fuite et la vitesse de commutation car à courant de fuite constant, la hauteur de la barrière est plus faible sur une diode en tranchées que sur une diode planaire classique ;

- la tension inverse maximale admissible est plus élevée. Dans une diode planaire, le champ est maximal au niveau du contact Schottky, ce qui limite la dissipation thermique et donc favorise l'[avalanche](#). Dans une structure en tranchées, les zones de fort champ sont redistribuées dans le silicium massif. Le champ électrique local est moins élevé et la dissipation thermique est nettement plus efficace.

III.1.2 Les diodes ultrarapides à jonction PN

En polarisation inverse, le courant de fuite d'une jonction PN est dû aux courants de dérive des porteurs minoritaires favorisés par la différence de potentiel appliquée aux bornes.

La vitesse de commutation de l'état passant à l'état bloqué est limitée par le temps nécessaire à l'évacuation des porteurs minoritaires. Il dépend linéairement du temps de vie et du ratio des densités de courant dans chacun des deux états passant et bloqué. Dans une diode ultrarapide à jonction PN, des dopants spécifiques sont utilisés (or et platine principalement), à l'origine de la création de niveaux d'énergie discrets dans le gap du silicium, formant des centres de recombinaison. Ils permettent de réduire considérablement la durée de vie des porteurs de charge, et donc le [temps de recouvrement](#) qui passe de quelques microsecondes à quelques dizaines de nanosecondes [99]. De plus, un gradient de concentration en dopants induit un champ électrique qui contribue à l'évacuation par dérive des porteurs [107, 108].

III.2 Sensibilité aux événements singuliers

Cette section présente les phénomènes physiques conduisant aux événements induits par des particules ionisantes dans des diodes silicium. Des simulations sont présentées pour préciser les zones sensibles, notamment dans les diodes à structure en tranchées, peu étudiées dans la littérature.

III.2.1 Événements singuliers dans les diodes Schottky : état de l'art

De plus en plus nombreux, performants et intégrés, les équipements électroniques embarqués dans les satellites ont conduit à une augmentation des puissances mises en jeu dans la gestion de l'énergie. Les diodes Schottky, très utilisées notamment pour la conversion de puissance, ne dérogent pas à la règle avec des tensions inverses maximales admissibles de plusieurs centaines de volts en technologie silicium et dépassant le kilovolt grâce à l'utilisation de carbure de silicium. Les diodes de faible et moyenne puissance étaient considérées comme insensibles aux événements singuliers d'origine radiative [109, 97]. Pour la première fois en

2011, deux défaillances indéterminées ont été observées dans des convertisseurs de tension continue provenant de différents fabricants lors de tests menés par la NASA [110, 111]. Suite à ces événements, une étude menée sur ces équipements a attribué la défaillance à un dysfonctionnement dans des diodes Schottky basse tension [98]. L'omniprésence de ce type de composant dans les technologies embarquées a suscité de vives inquiétudes dans la communauté spatiale internationale. De nombreuses études ont été initiées pour analyser, expliquer et prévoir ces défaillances. D'importantes campagnes de tests en accélérateur d'ions lourds ont été engagées pour évaluer une large gamme de composants approvisionnés auprès des différents fabricants.

Ce paragraphe regroupe les principales études et analyses menées depuis 2012 et expose les hypothèses émises par la communauté pour décrire le phénomène physique à l'origine de ces défaillances.

III.2.1.1 Événements singuliers destructifs

III.2.1.1.1 Etat de l'art

Une observation par MEB de la surface d'une diode incriminée dans le convertisseur DC-DC ayant présenté une défaillance montre un cratère de quelques dizaines de micromètres de diamètre (voir figure III.7 [110]). La forme circulaire entourée de filaments est caractéristique d'un événement brutal et d'une fusion locale du matériau [71]. Des observations au microscope électronique à transmission ont montré une recristallisation au niveau de la zone de fusion, indiquant que la température eutectique (877 K dans le cas d'une jonction or-semiconducteur) a été dépassée. De plus, l'événement a eu lieu au bord du contact Schottky, proche de l'interface oxyde-métal, là où le champ électrique est le plus intense comme représenté sur la figure III.5a. Ce phénomène destructif est référencé sous le nom de SEB, par analogie au phénomène de burnout intervenant dans les transistors en technologie MOS.

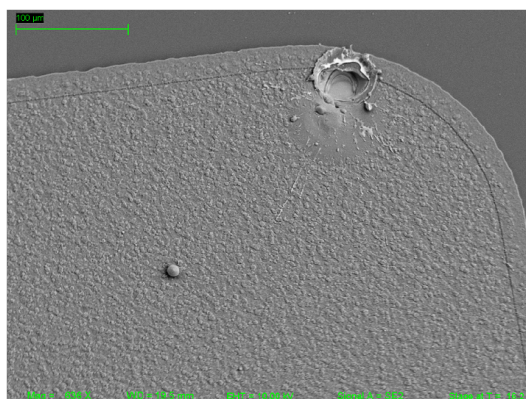


FIGURE III.7 – Image de la zone défaillante acquise par un MEB sur une diode Schottky OnSemiconductor MBRC20200 intégrée dans un convertisseur DC-DC [110]

De nombreuses études ont été menées pour fournir une explication physique à ce phénomène. Contrairement aux transistors à effet de champ en technologie MOS (MOSFET), une diode Schottky ne présente pas de structure parasite capable d'engendrer un court-circuit. L'étude menée par MAIER et al. [112] montre que les fortes tensions engendrant des forts champs électriques dans des diodes de puissance sont susceptibles de donner naissance à des phénomènes d'emballement. Une fois ce mécanisme déclenché, la quantité de charges produites dépend également du champ électrique. La probabilité de déclencher cet emballement dépend principalement de la quantité de charges générées dans la zone de fort champ électrique et non de la densité de charges totale générées dans la structure lors du passage de l'ion.

En considérant cette hypothèse, des tests approfondis sous faisceau d'ions lourds ont été menés par GEORGE et al. [97] sur la référence de diode Schottky MBRC20200 incriminée dans la défaillance du convertisseur de tension. Dans cette étude, un cratère a été observé à la surface de la diode lors d'événements destructifs. Il est systématiquement situé aux bords du contact Schottky, proche des anneaux de garde là où le champ électrique est le plus élevé (figure III.5c).

Le masquage des anneaux de garde lors de l'irradiation a conduit à une diminution de la sensibilité aux phénomènes destructifs, avec une réduction de la section efficace de deux décades [97]). Les anneaux de garde et les forts champs électriques environnant jouent donc un rôle majeur dans le déclenchement des événements singuliers, qui peuvent toutefois avoir lieu ailleurs sur le contact Schottky. Ce comportement a également été constaté lors d'une étude menée par CASEY et al. [113] où des signatures physiques caractéristiques d'un emballement thermique ont été rencontrées dans différentes zones de la diode et non plus seulement aux bords du contact Schottky. La figure III.10 présente une image acquise au MEB d'une diode ayant présenté une défaillance sous irradiation. Dans ce cas cependant, et contrairement aux figures précédentes, aucun cratère n'est visible. La forte élévation de température a formé un filament constituant un chemin de conduction au travers de la zone épitaxiée plus faiblement dopée, générant un court-circuit entre l'anode et la cathode. Le vide créé lors de la défaillance semble avoir ici été comblé par du métal en fusion provenant du contact Schottky. Ces fortes contraintes thermiques semblent également avoir abouti à des dégâts cristallins dans le substrat, consécutifs à de fortes contraintes mécaniques. La fusion du silicium épitaxié suggère une élévation de température de l'ordre de 1700 K.

Des études par simulation en volumes finis ont été menées pour étudier quantitativement le phénomène destructif incriminé [104, 114, 109, 103]. En particulier, l'étude menée par THEISS et al., basée sur la modélisation d'une diode Schottky planaire par le module ATLAS de l'outil Silvaco permet d'expliquer les causes des cratères de fusion observés en surface. Le passage de l'ion est modélisé par une forte densité transitoire de porteurs libres localisée le long d'une trajectoire avec une répartition radiale Gaussienne de rayon 20 nm. La dépendance temporelle est également Gaussienne, de moyenne 5 ps et d'écart-type 0,2 ps. La densité maximale est

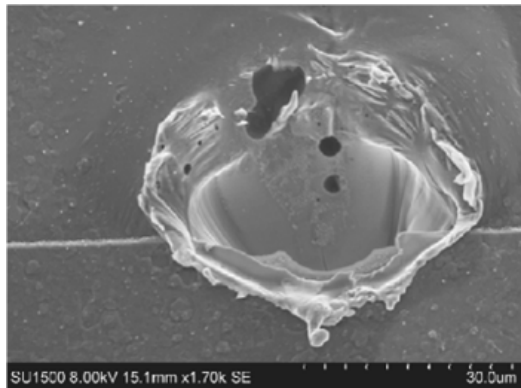


FIGURE III.8 – Image MEB du cratère sur une diode Schottky MBRC20200 [97]

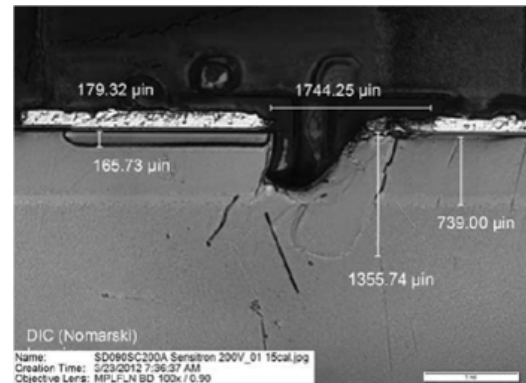


FIGURE III.9 – Image MEB d’une coupe effectuée au niveau du cratère d’une diode Schottky MBRC20200 [97]

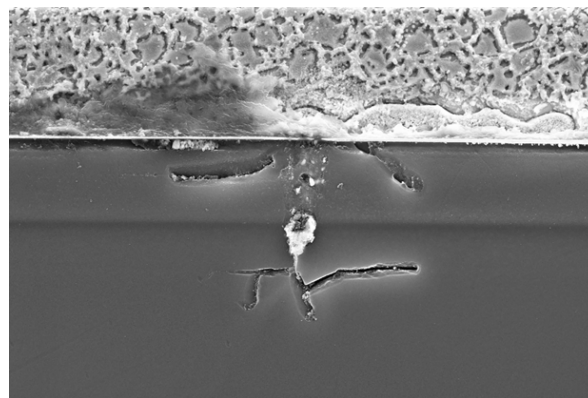


FIGURE III.10 – Image MEB d’une coupe effectuée au niveau de la zone de défaillance d’une diode Schottky Microsemi JANTXV1N6843CCU3 [113]

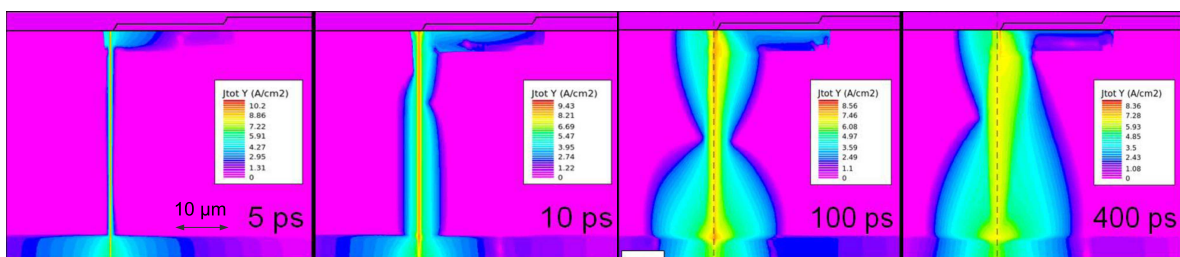


FIGURE III.11 – Evolution de la densité de courant après le passage d’un ion ($t_0 = 0$ ps) dans une diode Schottky polarisée en inverse à une tension de 150 V [104]

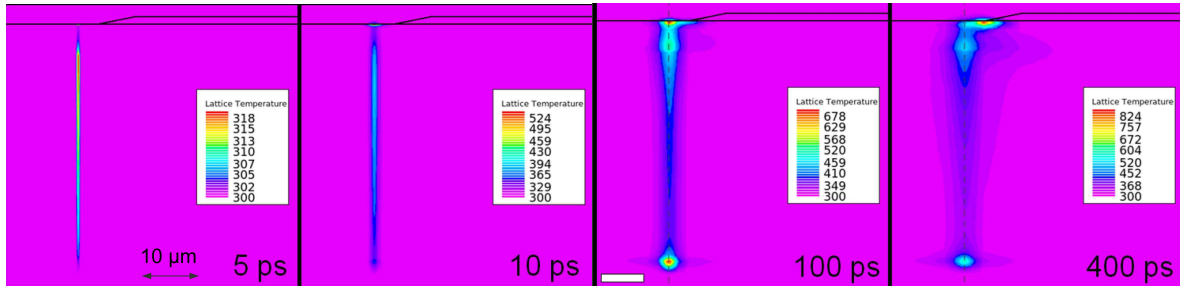


FIGURE III.12 – Évolution de la température après le passage d'un ion ($t_0 = 0$ ps) dans une diode Schottky polarisée en inverse à une tension de 150 V [104]

calculée en fonction de la densité linéique de charges déposées par l'ion simulé, grandeur mathématiquement liée au LET. La simulation se base sur une irradiation par un ion argent avec un LET de $58 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$.

Les figures III.11 et III.12 présentent une modélisation de la densité de courant et de la température après le passage de l'ion dans une diode Schottky silicium planaire avec anneaux de garde polarisée en inverse à 150 V. Le point d'impact est fixé au niveau de l'extrémité du contact métallique où les cratères ont été observés. L'évolution de la densité de courant et de la température suivent trois phases distinctes [104, 103] :

- $t \leq 5$ ps : dans la zone de charge d'espace, les charges générées par l'ion dérivent dans le champ et se séparent rapidement. Les charges négatives repoussées loin du contact tendent à diminuer le potentiel et les charges positives tendent à augmenter le potentiel proche du contact. Par ce phénomène les potentiels tendent à s'équilibrer et la conductivité augmente (figure III.13), réduisant considérablement la taille de la zone déplétée. Le gradient dV/dx augmente fortement, induisant une forte augmentation du champ électrique qui est repoussé au niveau du contact Schottky. De plus, la recombinaison au contact contribue également à diminuer la densité de charges au niveau du contact, augmentant de fait le champ électrique local ;
- $5 \text{ ps} \leq t \leq 100$ ps : les charges diffusent et dérivent, au gré des champs électriques et des gradients de porteurs. Durant cette phase, la répartition de la densité de courant est fortement modifiée. Globalement, la température se stabilise mais reste élevée le long de la trace de génération de l'ion. Proche du contact, dans la zone de fort champ, l'amplification par ionisation par impact est initiée ;
- $t \geq 100$ ps : l'ionisation par impact induit une seconde élévation de la densité de courant et de la température dans les zones de fort champ électrique. A 400 ps, la zone où la température est maximale a migrée vers la zone de plus fort champ électrique, proche des extrémités du contact métallique.

Le phénomène d'ionisation par impact survient quand des porteurs de charge très éner-

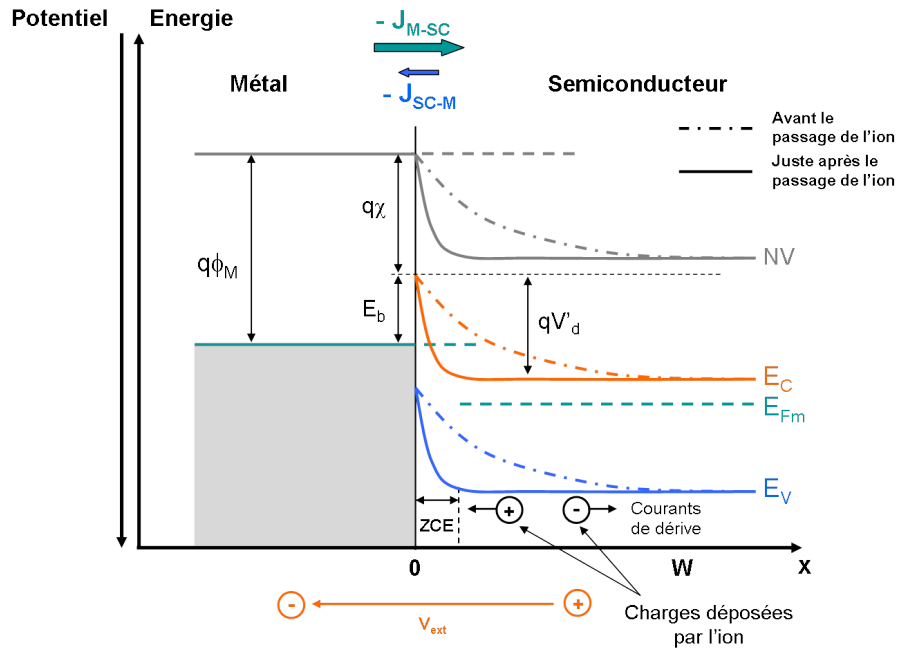


FIGURE III.13 – Diagramme de bande d'une jonction Schottky polarisée en inverse juste après le passage d'un ion

gétiques (suite à une accélération par un champ électrique par exemple) transfèrent une partie de leur énergie à des porteurs de charges liés à des états dans la bande de valence du semiconducteur, les transférant dans la bande de conduction. Cette amplification de la densité de courant induit un échauffement local par effet Joule qui conduit à une génération thermique de porteurs libres. L'augmentation thermique de la densité de courant induisant une augmentation locale de la température par effet Joule, ce phénomène peut conduire à un emballement thermique conduisant à la fusion locale de la jonction. Dans le cas particulier des diodes Schottky silicium, des études complémentaires ont été menées pour préciser les phénomènes de surchauffe locale de la jonction. L'influence du dopage peut être expliqué en se basant sur la [température intrinsèque](#) T_i du silicium [115] décrite par l'équation III.13 [116].

$$N_d = 1.68 \cdot 10^{19} \left(\frac{T_i}{300} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT_i} \right) \quad (\text{III.13})$$

avec N_d la concentration en donneurs et E_g l'énergie du gap.

Si la température est inférieure à la [température intrinsèque](#) (600 K pour un dopage n à $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), la quantité de porteurs générés thermiquement est négligeable devant la densité de porteurs libres liée au dopage. En revanche, si la température est supérieure à la [température intrinsèque](#), la densité de porteurs générés thermiquement augmente de manière exponentielle avec la température. En d'autres termes, le dopage retarde l'emballement

thermique.

L'évolution de la conductivité thermique du silicium joue également un rôle dans l'augmentation locale de la température. En effet, si la conductivité est indépendante du dopage au delà de 100 K, elle diminue fortement avec la température, perdant deux décades entre 100 K et 1000 K [22]. La chaleur générée par effet Joule lors du passage du courant est donc de moins en moins dissipée au fur et à mesure que la température augmente. Cela peut mener à l'apparition d'un mesoplasma sous la jonction qui fournit un chemin de conduction privilégié pour les porteurs du fait de l'augmentation de la conductivité électrique avec la température [117, 115]. L'apparition de ce mesoplasma conduit généralement à une destruction locale de la jonction [118].

Cette explication du phénomène basée sur l'ionisation par impact menant à un emballement thermique semblait également pouvoir être appliquée aux diodes en carbure de silicium [119]. Cependant, une étude récente s'est interrogée sur la survenue d'événements destructifs dès les très basses tensions inverses, et propose une explication alternative légèrement différente, démontrée par simulations en volumes finis [103]. Une fois le phénomène d'ionisation par impact initié, la distribution des porteurs tend à augmenter localement le champ électrique jusqu'au **champ électrique de claquage** nettement plus élevée dans le SiC (4 MV.cm^{-1}) que dans le Si ($0,4 \text{ MV.cm}^{-1}$). La quantité de chaleur générée par effet Joule, proportionnelle au carré du module du champ électrique, est donc 100 fois supérieure dans le SiC, conduisant à une forte augmentation de la température et à l'emballement thermique.

III.2.1.1.2 Bilan et lacunes

La cause identifiée des événements destructifs intervenant dans les diodes Schottky Si et SiC est un échauffement local. L'ensemble des études mettent en cause une amplification du courant par ionisation par impact dans les zones de forts champs électriques, dans la zone de déplétion de la jonction Schottky polarisée en inverse. Dans une structure planaire, la majorité des événements ont lieu aux bords du contact métallique, là où le champ électrique est plus élevé. Ce premier niveau d'analyse suffit à étudier qualitativement les phénomènes rencontrés. Cependant, de nombreux points sont encore peu développés dans la littérature :

- la survenue d'événements destructifs loin des bords du contact planaire

Des défauts à l'interface pourraient concentrer localement des lignes de champ au milieu du contact.

- l'augmentation de la sensibilité générée par les anneaux de garde

Pourtant censés mieux répartir le champ électrique, le masquage des anneaux de garde a permis de réduire d'un facteur 100 la probabilité d'occurrence d'un événement [97]. THEISS

et al. émettent l'hypothèse d'un inversement du dopage des anneaux de garde causé par la grande densité de charges générées par l'ion. L'effet de redistribution du champ électrique n'est alors temporairement plus assuré, donnant lieu à une zone localisée de très fort champ électrique comme visible sur la figure III.5c.

- l'impact des charges générées sur la structure

Le passage de l'ion induit une colonne de charges traversant le contact Schottky, la zone épitaxiée et au moins une partie du substrat. La forte densité de charges générées induisent des phénomènes complexes aux abords des jonctions. La densité de porteurs libres et les potentiels sont redistribués, ce qui peut temporairement donner lieu à une relocalisation des champs électriques et à des modifications des dopages.

- le transport des charges

La modification de la distribution des champs électriques impacte la dérive des charges générées. L'évolution de la distribution des charges au fur et à mesure du transport peut induire localement de forts champs électriques. C'est par exemple le cas sous le contact Schottky [103] ou bien dans le substrat lors de phénomènes de [diffusion ambipolaire](#). Ces champs peuvent s'ajouter aux champs dûs à la polarisation et favoriser le déclenchement d'événements destructifs.

Ces phénomènes ont été étudiés dans le cas d'une diode classique à jonction PN [33], et des études ont été initiées dans le cas de diodes Schottky en carbure de silicium [114, 119, 103]. Néanmoins ces résultats ne sont pas transposables à une diode Schottky silicium, les caractéristiques physiques (densité de défauts) et électriques (mobilités, champ électrique de claquage) étant très différentes. À notre connaissance, aucune étude quantitative n'a été menée sur ces thématiques dans les diodes Schottky silicium.

III.2.1.2 Événements singuliers non destructifs

Des dégradations plus progressives du courant de fuite ont également été constatées lors de tests sous irradiation, à la fois dans la littérature et lors de campagnes expérimentales menées dans le cadre de ce travail de thèse et qui seront décrites dans la section suivante. Ces dégradations n'impactent pas nécessairement le fonctionnement du composant. Cependant, dans certains cas elles conduisent à une forte augmentation du courant de fuite au delà des spécifications constructeur et jusqu'à un court-circuit total dans les cas les plus extrêmes, conduisant à la défaillance du composant. Ce phénomène semble dû à la création ou à l'activation de dommages cristallins constituant de nouveaux chemins de conduction [120]. L'observation par microscopie optique de la surface de diodes ayant présenté des dégradations

met en évidence des zones à la coloration différente. Des déplacements d'atomes de silicium ont été constaté lors d'observations au MEB dans ces zones [113], confortant ces hypothèses. Ces défauts peuvent également former des niveaux d'énergie discrets dans le gap, ce qui favorise la génération thermique de paires électron-trou qui vont prendre part au courant de fuite [101]. Aucune étude n'a été menée sur l'impact réel de ce type de dégâts sur la fiabilité à long terme des diodes Schottky.

III.2.2 Simulation par éléments finis

Nous venons de voir le rôle central des zones à fort champ électrique dans le déclenchement d'événement singulier. Si ces zones sont bien identifiées dans les structures planaires, elle n'ont été que peu étudiées dans les structures en tranchées, ce qui a motivé cette étude par simulation à l'aide du logiciel ECORCE (<https://ecorce2d.free.fr>).

III.2.2.1 Présentation de l'outil

ECORCE, (signifiant *Etude du Comportement sous Radiation des Composant Electroniques*) est un logiciel de calcul par éléments finis sous licence GPL développé par l'équipe *Radiations et Composants (RADIAC)* de l'université de Montpellier [121]. Cet outil permet de modéliser des dispositifs à semiconducteurs. Il intègre notamment la résolution de l'équation de Poisson pour le calcul des paramètres électrostatiques et le transport des électrons et des trous pour le calcul des courants. Un module d'irradiation est également disponible et permet de générer des porteurs dans un volume par un rayonnement ionisant. Par rapport à d'autres outils numériques d'aide à la conception de composants électronique (*Technology Computer-Assisted Design (TCAD)*), il présente l'avantage de disposer d'un mailleur évolutif à une ou deux dimensions, capable de gérer de manière autonome le maillage en cours de modélisation pour minimiser les erreurs de discrétisation et optimiser les temps de calcul en fonction de la précision souhaitée.

Le module irradiation n'a pas été utilisé dans le cadre de cette étude car la modélisation du phénomène de burnout nécessite a minima la prise en compte de l'ionisation par impact pour le calcul des densités de courant, l'évaluation des variations de température liées à l'effet Joule induit par les courants notamment dans les zones de fort champ électrique et l'évolution des paramètres physique du matériau (conductivité thermique et électrique) avec la température. Les modèles numériques liés à ces phénomènes n'étaient pas implémentés dans la version commerciale utilisée lors de cette étude.

III.2.2.2 Simulation d'une diode à structure en tranchées

Dans le cadre de cette thèse, cet outil de simulation a été utilisé en amont de tests laser, pour préciser la position des zones de forts champs électriques dans une diode à structure en tranchée (figure III.6). Comme explicité précédemment, ces zones correspondent a priori aux positions les plus sensibles au phénomène de SEB. La modélisation est basée sur un modèle géométrique présenté en figure III.14. Il comprend la définition de la structure, des matériaux et des contacts. Le détail de la structure réelle d'une diode en tranchée n'étant pas fourni dans les documents techniques, le modèle est basé sur la structure géométrique d'une diode en tranchées telle que présentée en figure III.6, dont les dimensions et les niveaux de dopage sont issus de sources bibliographiques [104, 114, 105, 106]. Il se compose d'un substrat fortement dopé N (fixé ici à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [122]) et d'une couche épitaxiée plus faiblement dopée ($1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Les piliers micrométriques sont entourés d'une couche d'oxyde de silicium de $0,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Côté anode, une couche d'argent forme le contact Schottky. Côté cathode, le contact est défini comme ohmique. Des contraintes liées à la simulation et au temps de calcul imposent de ne modéliser qu'une fraction de la diode, limitée à deux piliers et une épaisseur de $15 \mu\text{m}$. Cela n'impacte cependant pas la répartition du champ électrique et des charges, les variations des grandeurs étudiées étant nulles loin du contact Schottky.

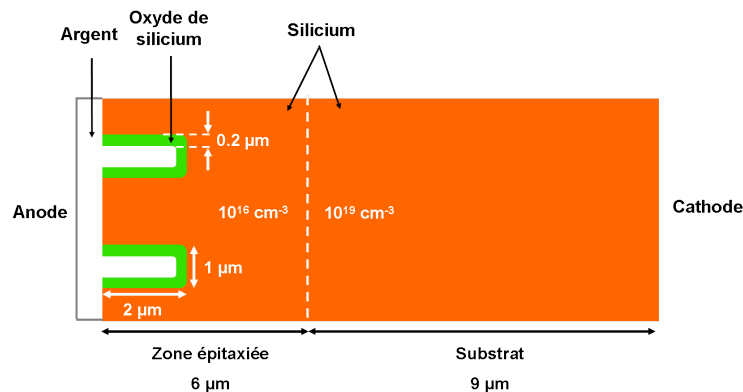


FIGURE III.14 – Modèle géométrique représentatif d'une diode à structure en tranchées

Le métal est porté à un potentiel négatif, fixé à -120 V , la diode est bloquée. A l'issue du calcul, l'outil fournit la distribution du champ électrique (figure III.15) dans la structure. Le substrat et la zone épitaxiée, fortement dopés et donc peu résistifs, induisent une chute de potentiel négligeable. La chute de potentiel a lieu aux bornes des jonctions MOS formées par les piliers, la couche d'oxyde et le silicium de la zone épitaxiée. Le fort champ électrique résultant du gradient de potentiel induit une zone de déplétion de largeur micrométrique dépourvue d'électrons. Comme évoqué précédemment, les zones de forts champs sont éloignées de l'interface métal-silicium [105, 106]. Plus précisément, le champ électrique est maximal aux extrémités des piliers et en particulier au niveau des coins. Ce phénomène, similaire à celui observé aux bords du contact dans une structure planaire, est lié à l'effet de pointe. Les

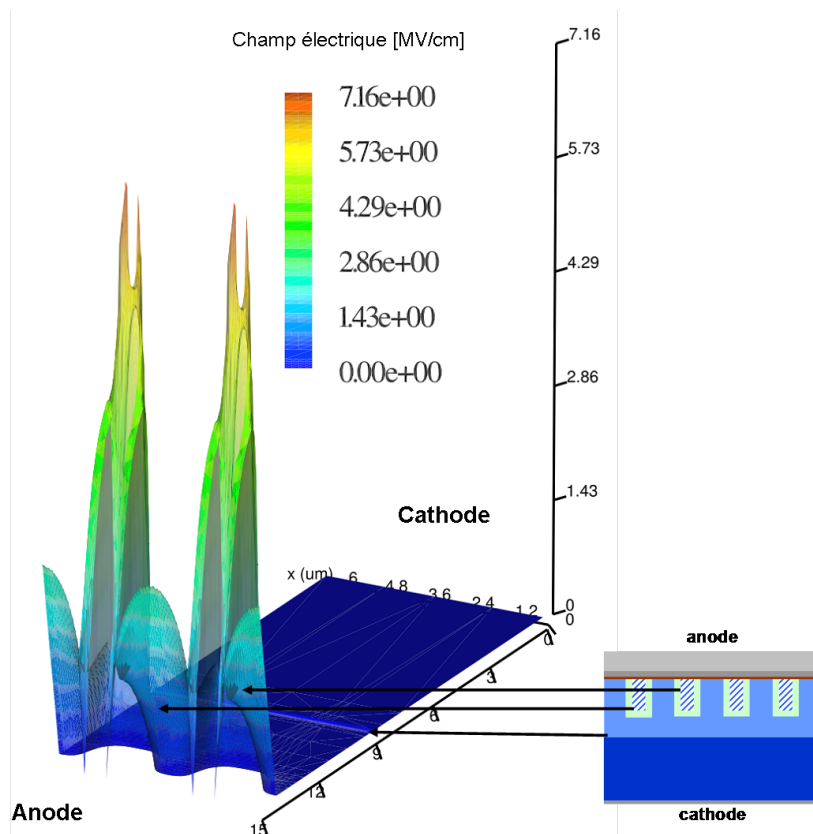


FIGURE III.15 – Simulation de la distribution du champ électrique dans une diode Schottky à structure en tranchées

charges localisées aux abords des coins du pilier ne sont pas entourées de matériau conducteur et subissent par conséquent moins d'influence des charges environnantes qui les repoussent. Les charges ont donc tendance à s'accumuler, phénomène amplifié par le faible rayon de courbure choisi pour ce modèle. Le phénomène de burnout dans une diode Schottky étant directement dépendant de la valeur du champ électrique, les zones les plus sensibles sont donc situées proches des coins aux extrémités des piliers. Une diode étant formée par un grand nombre de ces structures mises en parallèle, les zones sensibles sont donc uniformément réparties sur toute la surface du contact Schottky, ce qui diffère fortement d'une diode planaire classique où les zones de fort champ électrique sont localisées à la périphérie du contact.

III.3 Tests sous ions lourds

Nous avons consacré plusieurs campagnes de tests sous ions lourds pour l'étude de la sensibilité des composants redresseurs de puissance, et en particulier des diodes Schottky. Pour mieux appréhender le comportement de ce type de composant sous ions lourds et l'impact des caractéristiques électriques sur la sensibilité aux événements destructifs, un premier travail d'exploitation de données a été effectué. Parmi les composants évalués, des références ont été sélectionnées pour une étude plus approfondie, en se basant sur leur structure innovante, leur sensibilité aux événements singuliers et l'accessibilité des contacts en vue de tests face arrière par des moyens laser. Des essais supplémentaires menés en accélérateur d'ions lourds ont été effectués pour évaluer l'impact de la profondeur de pénétration sur la sensibilité et collecter les courants transitoires sous différents paramétrages électriques en vue de tests comparatifs avec les moyens laser.

III.3.1 Synthèse de résultats de test sous faisceau d'ions lourds

Trois campagnes de tests sous ions lourds ont été effectuées par TRAD dans le cadre d'une étude financée par l'ESA¹. Une synthèse des résultats de test a été effectuée dans le cadre de cette thèse et a fait l'objet d'une publication [123].

Une campagne complémentaire a été menée à l'UCL dans le cadre d'une étude R&T *Centre National d'Etudes Spatiales (CNES)* sur trois références complémentaires de diodes Schottky (MBRF16100CT, NTST20120CTG et MBRF10L60CTG).

Enfin, une étude conjointe avec le CNES et l'ESA a été effectuée au GANIL, dont l'un des objectifs était d'étudier l'impact de la profondeur de pénétration.

Nous présentons ici une synthèse des résultats de test pour mieux appréhender les phénomènes mis en jeu et tenter de mettre en évidence des liens directs entre les caractéristiques physiques et électriques des diodes et leur sensibilité aux événements destructifs.

1. ESA Contract No. 4000118250/16/NL/LvH/zk

III.3.1.1 Description des ions et des composants

Les tests sous ions lourds ont été effectués au **GANIL** (Caen) ainsi qu'à l'accélérateur **CYCLONE** de l'UCL (Belgique). Le fonctionnement général et les propriétés de ces moyens de test sont décrits dans la section I.4.2.1. Les ions utilisés lors de cette étude sont présentées en tableaux III.1 et III.2.

TABLEAU III.1 – Caractéristiques des ions utilisés à l'UCL

Ion	Energie (MeV)	Profondeur de pénétration (μm)	LET ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$)
* $^{124}\text{Xe}^{35+}$	995	73.1	62.5
$^{103}\text{Rh}^{31+}$	972	88.7	45.8
$^{83}\text{Kr}^{25+}$	769	94.2	32.4
$^{58}\text{Ni}^{18+}$	582	100.5	20.4
$^{53}\text{Cr}^{16+}$	513	107.6	16.0
$^{40}\text{Ar}^{12+}$	379	120.5	10.0

TABLEAU III.2 – Caractéristiques de l'ion utilisé au **GANIL**, comparable au Xe utilisé à l'UCL et utilisé comme point de référence (repéré par * dans le tableau III.1)

Ion	Energie (MeV)	Air - Al (mm - μm)	Profondeur de pénétration (μm)	LET ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{mg}^{-1}$)
$^{136}\text{Xe}^{54+}$	6709.2 - 6.0	100 - 150	61.0	61.0

Les composants testés lors de ces campagnes appartiennent tous à la catégorie des diodes de redressement. Parmi les 26 références, 20 sont basées sur un contact Schottky et 6 sont basées sur une jonction PN (voir section III.1). Parmi les diodes Schottky, 17 sont en technologie silicium et 3 sont basées sur du **SiC**. Toutes les diodes choisies sont a priori basées sur un contact de type planaire, à l'exception de la référence NTST20120CTG qui possède un contact en tranchées. Ces composants ont été approvisionnés par TRAD, l'ESA, ST Microelectronics, Thales Alenia Space et Airbus Defence and Space. Ils ont été sélectionnés dans les gammes de 7 fabricants différents. Leurs caractéristiques et performances électriques, notamment en terme de courant maximal admissible en direct, de tension admissible et de courant en fuite en inverse, ainsi que leurs caractéristiques physiques couvrent une gamme représentative des performances proposées par les composants commerciaux actuels et utilisés par l'industrie du spatial. Les caractéristiques physiques et structurelles des composants testés sont extraites des documents techniques fournis par les constructeurs et renseignées dans le tableau III.3. De grandes marges peuvent être appliquées par les constructeurs pour garantir le respect des

spécifications. En particulier, le courant de fuite à la tension maximale **VRRM** varie plus ou moins fortement par rapport aux données constructeur et peut être fortement impacté par l'étape de préparation, qui sera décrite dans le paragraphe suivant. Ce paramètre a donc été mesuré en laboratoire sur 3 composants préparés pour les tests puis moyenné.

TABLEAU III.3 – Caractéristiques électriques et structurales des diodes de redressement testées sous ions lourds

Site	Fabricant	Référence	Type	Puce simple ou double	V_{RRM} (V)	Courant max. en direct (A)	Courant max. en inverse donné; mesuré (μ A)	Nombre de puces testées
UCL	Diode Inc.	1N4148WQ	PN	Simple	100	0.3	1 ($75\%V_{RRM}$); 0.02	6
UCL	Int. Rectif.	35CGQ100	Si Sch.	Double	100	35	70; 5	3
UCL	Int. Rectif.	45CKQ100	Si Sch.	Double	100	45	800; 8	5
UCL	Int. Rectif.	HFB25HJ20	PN	Simple	200	0.3	10; 0.02	5
UCL	Int. Rectif.	80CLQ150	Si Sch.	Double	150	100	4; 0.02	3
UCL	Int. Rectif.	120LQ100	Si Sch.	Double	100	60	10; 0.02	3
UCL	Microsemi	1N6817	Si Sch.	Simple	100	0.3	1500; 5	5
UCL-GANIL	On Semi.	MBRF10L60CTG	Si Sch.	Double	60	10	77; 20	6
UCL	On Semi.	MBRB8H100T4G	Si Sch.	Simple	100	8	4.5; 3	3
UCL-GANIL	On Semi.	MBR16100CT	Si Sch.	Double	100	16	1.3; 0.25	5
UCL-GANIL	On Semi.	NTST20120CTG	Si Sch.	Double	120	20	700; 18	5
UCL	On Semi.	BAS21LTG1	PN	Simple	150	0.2	100; 0.015	3
UCL	Semelab TT	120LQ100	SiC Sch.	Simple	600	10	100; 2	6
UCL	Sensitron	SHDC124545P	Si Sch.	Double	150	45	1500; 3	3
UCL-GANIL	ST Micro.	STPS3045	Si Sch.	Double	45	40	200; 6	4-6
UCL-GANIL	ST Micro.	STPS80H100	Si Sch.	Double	100	15	20; 2.6	5-3
UCL-GANIL	ST Micro.	STPS30170	Si Sch.	Double	170	15	20; 2	4-5
GANIL	ST Micro.	STPS40170SG	Si Sch.	Double	170	20	30; 2.8	5
GANIL	ST Micro.	STTH30200	PN	Simple	200	30	10; 0.04	3
GANIL	ST Micro.	STTH60200	PN	Simple	200	60	30; 0.1	3
UCL-GANIL	ST Micro.	STTH60400	PN	Double	400	60	20; 0.2	1-2
UCL	ST Micro.	STPSC1006	SiC Sch.	Simple	600	10	150; 1	12
UCL-GANIL	ST Micro.	STPS40M60CR	Si Sch.	Double	60	20	110; 30	7-1
UCL	ST Micro.	STPSC10H065	SiC Sch.	Simple	650	10	100; 0.05	9
UCL	ST Micro.	STPS4045CW	Si Sch.	Double	45	20	200; 3	4
UCL	ST Micro.	STPS5H100BY	Si Sch.	Simple	100	5	3.5; 2	5

Une fois les composants sélectionnés, une étape de préparation préalable à l'irradiation est nécessaire. Comme évoqué dans le paragraphe III.2.1.1, un événement singulier de type SEB dans une diode Schottky est déclenché par la génération de charges au travers du contact Schottky. La profondeur de pénétration des ions utilisés n'excédant pas quelques centaines de micromètres dans le silicium, il est nécessaire de préparer les composants en créant une ouverture au dessus du contact en face avant. Les diodes Schottky et les contacts électriques sont généralement encapsulés dans une résine époxy contenant divers matériaux, dont notamment de la céramique (figure III.16). La grande dureté de ces composés empêche la décapsulation mécanique classique au moyen d'une micro-fraiseuse. Le laboratoire de décapsulation de TRAD a donc mis au point une technique afin de décapsuler ce type de diode sans impacter la ou les puces ni les contacts électriques en face avant ou la grille de connexion en face arrière (figure III.17). Elle est basée sur un pré-usinage mécanique suivi d'un traitement par une solution concentrée d'acide chauffé à haute température et déposé par vagues successives au moyen d'un système dédié (Nisene JetEtch).

Des coupes technologiques effectuées sur chacun des composants testés suivi d'observations au microscope optique calibré (figure III.17) ont permis de déterminer l'épaisseur de la couche métallique constituant le contact Schottky (environ 10 μm) et de l'ensemble couche épitaxiée - substrat (290 μm à 310 μm). Pour rendre compte de l'impact éventuel de la couche métallique lors des irradiations en face avant, nous avons effectué des simulations de l'évolution de LET d'un ion incident dans la structure à l'aide du logiciel OMERE©.

La figure III.18 présente un résultat de simulation dans le pire cas réalisée avec un ion $^{124}\text{Xe}^{35+}$ d'énergie 995 MeV, qui possède la plus faible profondeur de pénétration et le pic de Bragg le plus proche du contact. Le LET est relativement stable entre la surface et la zone sensible. Des résultats de simulations ont été obtenus avec l'ensemble des ions utilisés et montrent des écarts relatifs similaires et relativement faibles (compris entre 4 % et 6,5 %) qui n'impacteront pas significativement les conclusions de cette étude.

Après décapsulation et rinçage, le composant est testé électriquement afin de vérifier son fonctionnement et ses performances. En particulier, la valeur du courant de fuite en inverse à la tension maximale admissible VRRM est mesurée jusqu'à thermalisation de la diode et stabilisation des courants. La valeur obtenue est supérieure d'environ 20 % aux valeurs mesurées avant décapsulation, probablement du fait d'une moins bonne dissipation thermique (voir section III.1.1.1). Si le courant en inverse est stable et reste bien en deçà des spécifications constructeur, le composant est conservé pour les tests.

III.3.1.2 Banc électronique et plan de test

Le composant est soudé sur une carte fille permettant de s'adapter à tous les types d'encapsulation. Cette carte fille est placée sur une carte de test dédiée et polarisée en inverse

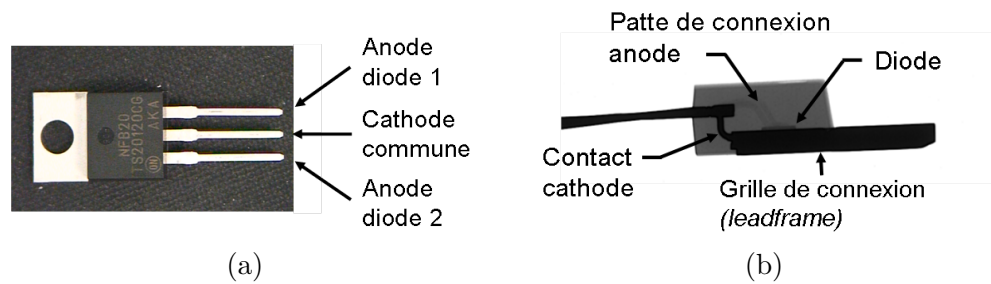


FIGURE III.16 – Photos acquises sous rayons X et en lumière naturelle d'une diode Schottky encapsulée dans un boîtier TO-220 en résine époxy-céramique

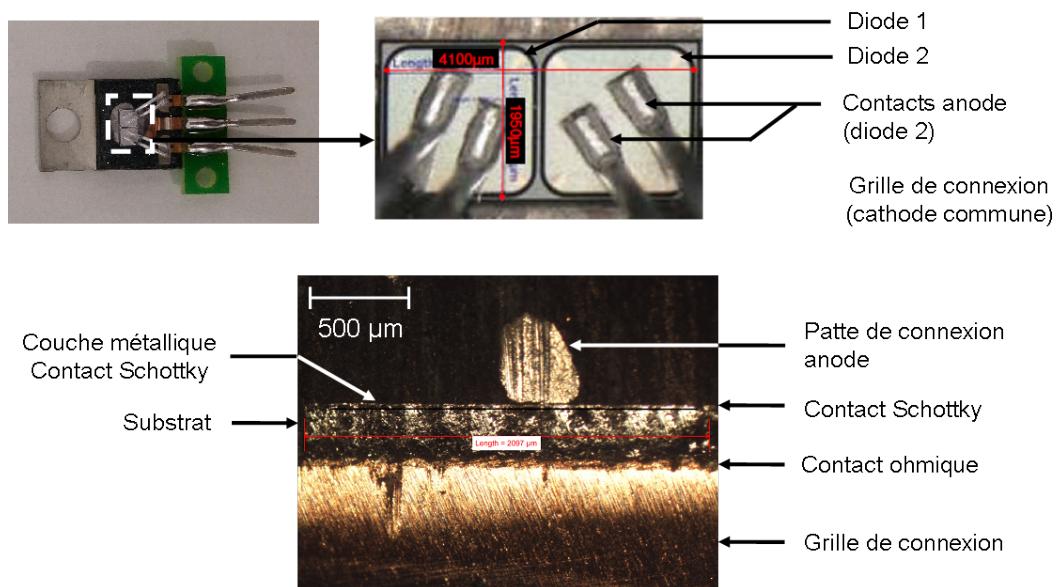


FIGURE III.17 – Images de la face avant et vue en coupe du composant (réf. NTST20120CTG) décapsulé

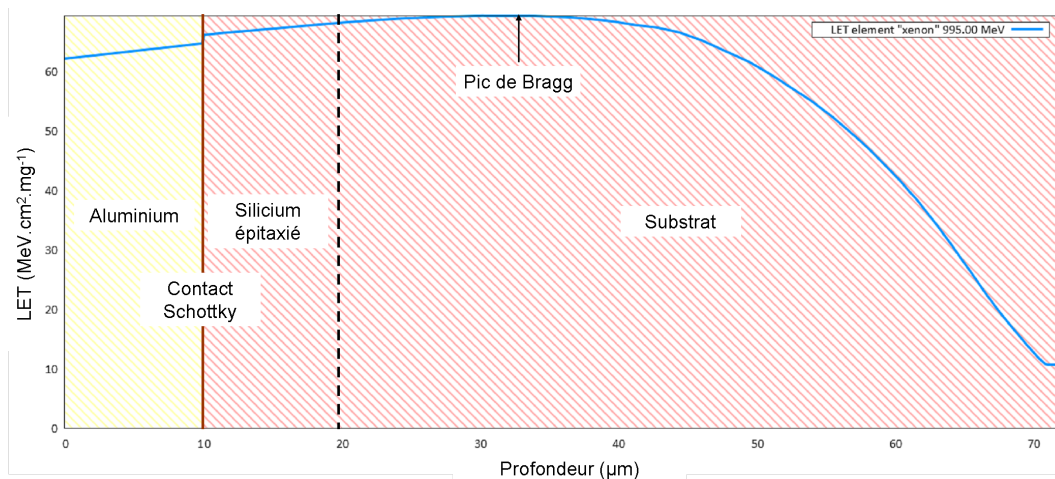


FIGURE III.18 – Evolution du LET d'un ion $^{124}\text{Xe}^{35+}$ (énergie 995 MeV) au travers de la structure vue en coupe en figure III.17. Simulation effectuée sous OMERE©

par une alimentation stabilisée spécifique (*Source Measure Unit (SMU)*) à deux voies. Celle-ci permet également de mesurer toutes les 50 ms environ la valeur du courant de fuite. Jusqu'à 12 composants peuvent être installés sur la carte de test. L'utilisation de 2 *SMU* permet de tester 4 composants simultanément. Pour protéger l'alimentation en cas d'événement destructif, le courant maximal délivrable est fixé à 10mA. L'ensemble du banc de test est piloté à distance à l'aide d'un programme LABVIEW spécifique. Un schéma du banc de test est présenté en figure III.19.

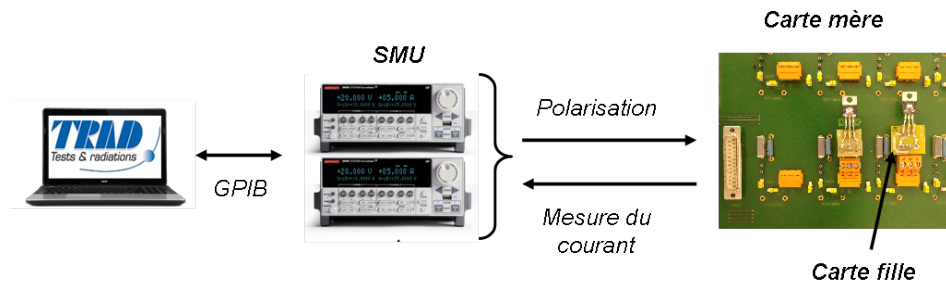


FIGURE III.19 – Description du banc de test SEB

Le plan de test adopté lors de ces deux campagnes est présenté en figure III.20. Avant irradiation, chaque composant est soumis à un test de stress électrique (*PIST*), pour révéler tout défaut latent. Une tension inverse est appliquée à la diode de 0 V à la valeur maximale *VRRM*, puis de *VRRM* à 0 V. Pour chaque incrément, le courant de fuite est mesuré (voir figure III.21). S'il est conforme aux spécifications constructeur et qu'il n'y a pas d'hysteresis, le test sous faisceau peut débuter. Pour optimiser la durée de l'évaluation, le composant est d'abord polarisé avec une forte tension, proche de *VRRM*. Le composant est ensuite irradié à flux moyen ($1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) avec des ions de forts LET jusqu'à une fluence de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$, réduite à $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}$ en cas de forte dégradation du courant de fuite comme observé lors de

l'évaluation des références SML10SIC06SMD5 et STPSC1006 (le phénomène est décrit dans le paragraphe suivant). Si des défaillances surviennent, le comportement est validé dans les mêmes conditions de test sur deux composants supplémentaires.

Pour assurer le suivi des phénomènes dûs à un seul et unique ion et pour limiter l'augmentation de la température liée aux charges générées par le passage des ions, le flux est réduit à environ $1 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, soit en moyenne quelques dizaines de particules impactant le composant par seconde dont la surface unitaire est de l'ordre de quelques $1 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ pour les références étudiées.

En réalité, le flux d'ions émis par les accélérateurs cycliques est pulsé. Dans le cas de **CYCLONE**, la fréquence est de 15 MHz. La distribution des ions dans les impulsions suit une loi de Poisson. On suppose un temps de vie des porteurs de 1 ms [22] (ce qui constitue une valeur haute, la valeur classique étant plus proche de 1 μs dans les composants actifs [3]). D'après le calcul, deux ions impactent le composant dans un laps de temps inférieur à 1 ms en moyenne tous les $3.7 \cdot 10^5$ ions, ce qui est négligeable dans notre cas.

En cas d'événement destructif, le **LET** est réduit à une valeur proche de $35 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$ pour étudier le comportement du composant en dessous du seuil de destruction. Si aucune défaillance ne survient à l'issue de l'irradiation, un nouveau test de stress électrique (**PIST**) est effectué pour révéler ou activer d'éventuels défauts générés lors de l'irradiation. A l'issue de ce test, deux nouvelles irradiations sont effectuées sur de nouveaux composants et permettent de valider le point de fonctionnement.

Certaines références, comme la NTST20120CTG illustrée précédemment, intègrent deux diodes à cathode commune, intégrées sur une ou deux puces. Dans ce cas, seule l'une des deux prendra part au test, l'impact d'une irradiation hors polarisation étant incertain (voir section suivante). Les résultats de test présentés dans cette synthèse ont été obtenus lors d'irradiations à des **LET** élevés, proches de $60 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$ (voir tableaux III.1 et III.2), à l'exception des deux références les plus sensibles citées précédemment, évaluées sous ions Kr de **LET** $32,4 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{mg}^{-1}$. Si l'évaluation d'une référence a lieu à la fois au **GANIL** et à l'**UCL**, un test de validation croisée utilisant des ions Xe aux propriétés proches (nature, **LET**, profondeur de pénétration) est effectué à une tension inverse donnée pour garantir la reproductibilité des résultats d'un site d'irradiation à l'autre.

III.3.1.3 Résultats de test et analyse

III.3.1.3.1 Synthèse des résultats de test

Nous présentons ici une synthèse des résultats de test en se basant sur l'analyse des événements singuliers impactant le courant de fuite des diodes polarisées en inverse sous faisceau d'ions lourds. Comme évoqué dans la section III.1.1, la majorité du courant de fuite est dû à l'émission thermoionique à travers la barrière Schottky. Le passage du courant produit

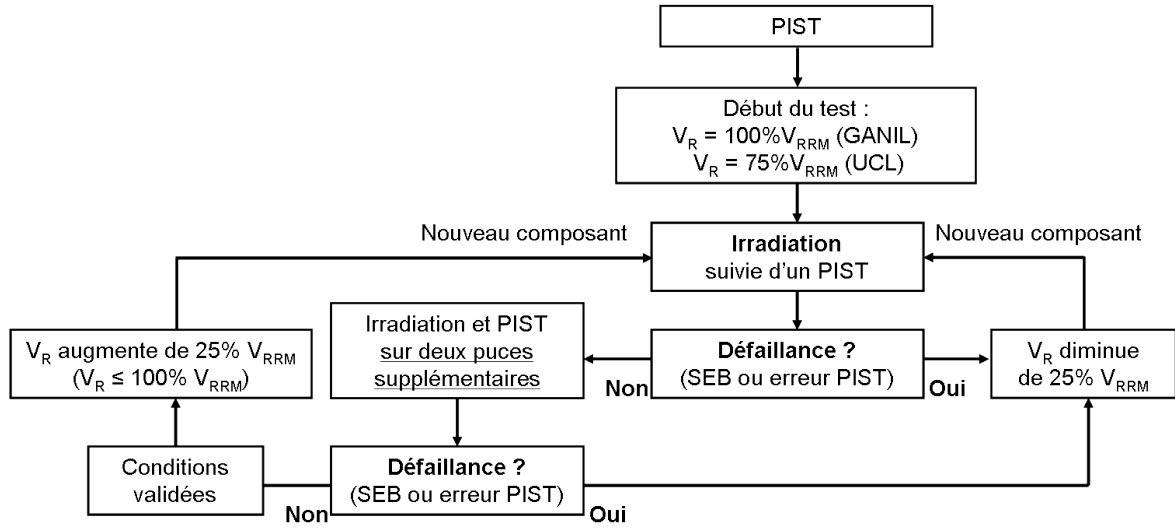


FIGURE III.20 – Plan de test

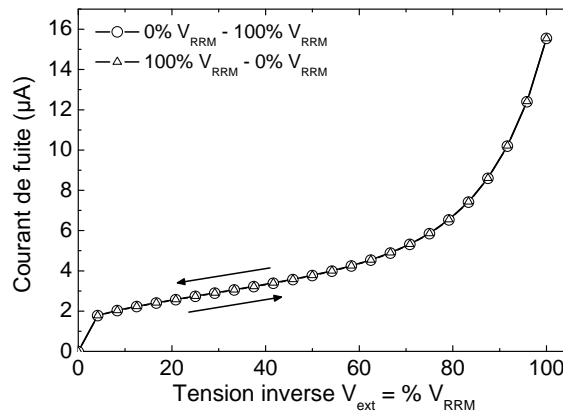
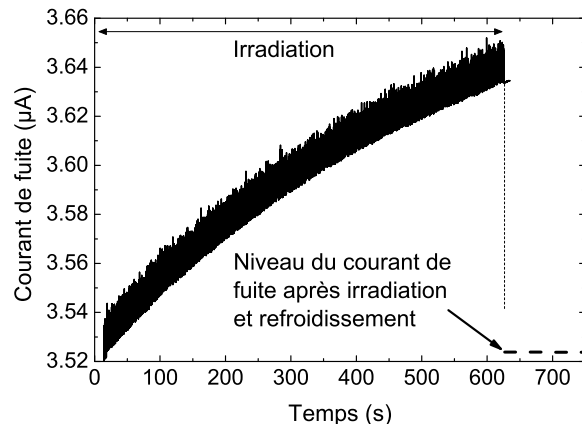


FIGURE III.21 – Caractéristique courant-tension obtenue lors d'un *Pre/Post Irradiation Stress Test* (PIST)

un échauffement local par effet Joule induisant une augmentation du courant de fuite qui se stabilise au bout d'un certain laps de temps. Ce phénomène, appelé dérive thermique, est parfaitement réversible et s'ajoutera à tout autre phénomène impactant le courant de fuite. D'autre part, lors de l'irradiation une partie des charges générées lors du passage des ions atteignent les contacts par diffusion ou dérive dans les zones de déplétion. Ces charges sont ensuite collectées et participent au courant total mesuré. Une mesure sous irradiation mettant en évidence ces deux phénomènes est présentée en figure III.22.



Référence : STPS40M60CR - Polarisation : $V_{ext} = 30 \text{ V}$
 Ion : $^{124}\text{Xe}^{35+}$ - $62,5 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$

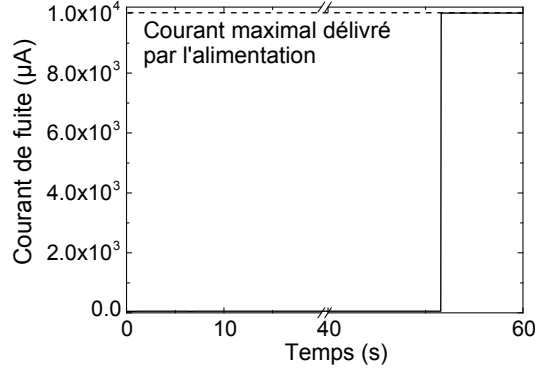
FIGURE III.22 – Augmentation progressive du courant de fuite dû à la dérive thermique et à la collection des charges mesurée sur une diode non sensible aux ions lourds

D'autres phénomènes menant cette fois à des dégradations permanentes du courant de fuite ont été mesurés lors des irradiations. Ils correspondent à ceux décrits dans le paragraphe III.2.1.1, et ont été classés en 4 catégories présentées dans la figure III.23 :

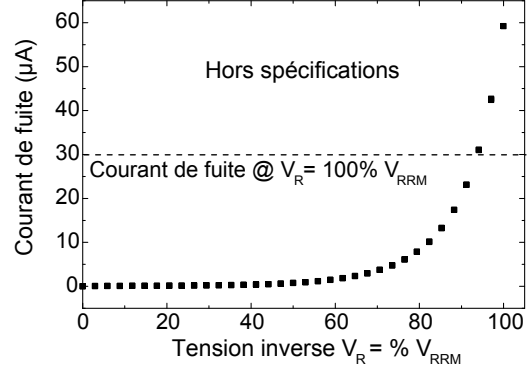
- Le **SEB** (figure III.23a), phénomène le plus courant et le plus brutal, correspond à une augmentation quasi-instantanée du courant de fuite jusqu'au courant maximal délivrable par l'alimentation ;
- La **défaillance sous stress électrique** (figure III.24b), constatée lors du PIST après l'irradiation. Elle est attribuée à l'activation de défauts latents par le passage des ions, créant ainsi de nouveaux chemins de fuite ;
- La **dégradation permanente** (figures III.23d et III.23c) du courant, évoluant de manière linéaire ou par incréments. Elle est causée par des défauts localisés dans la structure du composant. La nature de la dégradation dépend du type et de la localisation des chemins de fuite.

Les phénomènes présentés ici sont permanents, les dégradations mesurées sont indépendantes de la température. Il est à noter que les dégradations permanentes et irréversibles du courant ne sont pas aussi franches qu'un SEB et se superposent à la dérive thermique,

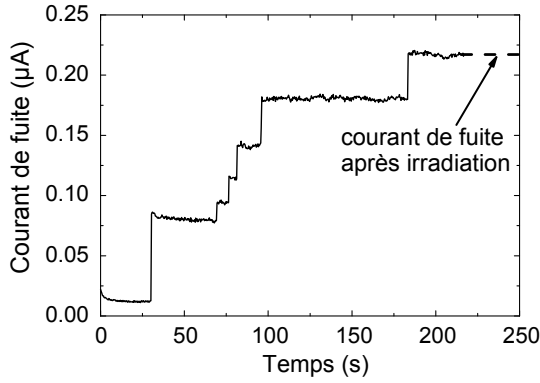
nécessitant des mesures systématiques après irradiation et refroidissement.



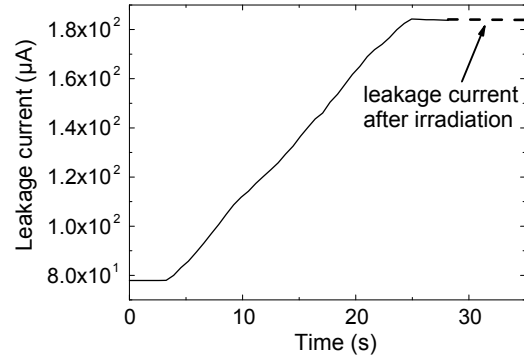
(a) Référence : STPS40M60CR
Polarisation : $V_{ext} = 45$ V
Ion : $^{136}\text{Xe}^{54+}$ - $62,5 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$



(b) Référence : STPS40170SG
Défaillance lors d'un stress électrique
Ion : $^{136}\text{Xe}^{54+}$ - $61,0 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$



(c) Référence : STPSC1006
Polarisation : $V_{ext} = 360$ V
Ion : $^{53}\text{Cr}^{16+}$ - $16,0 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$



(d) Référence : SML10SIC6SMD5
Polarisation : $V_{ext} = 300$ V
Ion : $^{83}\text{Kr}^{25+}$ - $32,4 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$

FIGURE III.23 – Evolution du courant de fuite de diodes polarisées en inverse, observée lors du déclenchement d'événements singuliers survenus pendant ou après l'irradiation sous ions lourds : lors d'un SEB (a), pendant un PIST (b) et lors de dégradations incrémentale (c) ou continue (d)

Le comportement des composants sous irradiation est analysé en se basant sur ces 4 phénomènes, sous les dénominations présentées dans le tableau III.4.

III.3.1.3.2 Résultats et analyses

Les résultats sont présentés sous forme d'histogrammes normalisés par la tension maximale admissible V_{RRM} . Les composants sont triés en fonction de paramètres physiques (matériaux et structures) ou électriques (V_{RRM} , courant de fuite) pour rendre compte d'éventuels liens avec la sensibilité aux événements singuliers.

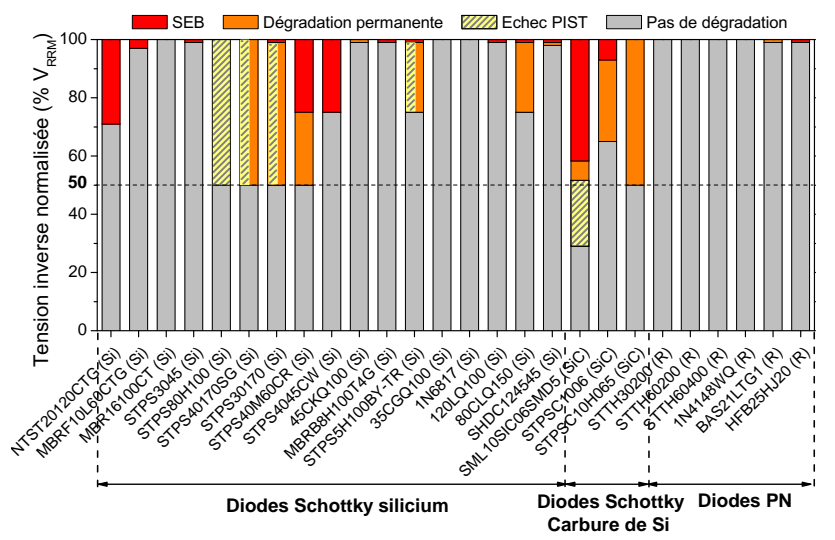
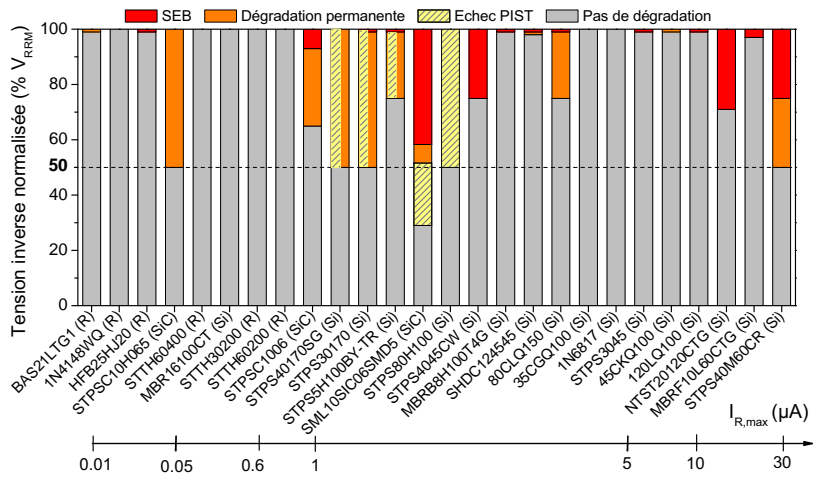
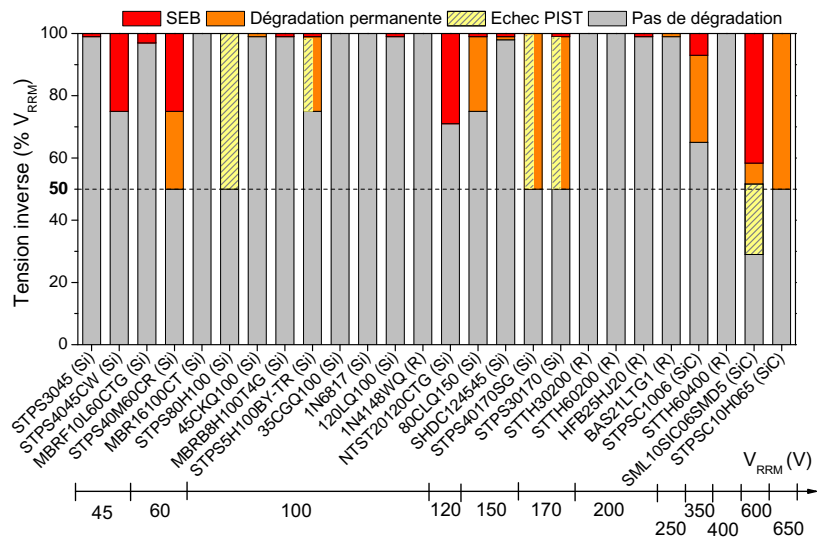


FIGURE III.24 – Présentation des résultats de test obtenus suite à l’irradiation de l’ensemble des références étudiées. Les composants sont triés par V_{RRM} (a), par courant de fuite mesuré à la tension maximale (b) et par structure et matériaux (c)

TABLEAU III.4 – Méthodologie utilisée pour la dénomination des événements singuliers rencontrés, par ordre de criticité

Type	Courant de fuite	Légende
Pas de dégradation	Pas de conséquences mesurables de l'irradiation sur le courant de fuite. Une dérive thermique peut être mesurée.	Gris clair
Dégradation permanente	Augmentation non réversible du courant de fuite au delà des spécifications constructeur.	Orange
Echec du PIST	Le courant de fuite dépasse les spécifications constructeurs pendant ou à l'issue du PIST.	Jaune hachuré
SEB	Augmentation brutale et soudaine du courant de fuite jusqu'au courant maximum. Le composant est inopérant.	Rouge

Aucune tendance claire entre les paramètres électriques et la sensibilité des composants aux divers événements répertoriés n'est mise en évidence par les histogrammes (a) et (b) de la figure III.24. En supposant que les événements destructifs sont majoritairement dus aux phénomènes de fusion locale, la sensibilité est directement liée à l'intensité maximale du champ électrique dans la structure. Cette intensité dépend de la tension inverse, mais aussi de la structure incluant la géométrie du contact, les matériaux utilisés et les niveaux de dopage. Ce paramètre semble plus pertinent que le VRRM pour cibler les composants les plus sensibles mais il ne peut pas être déterminé sans simuler le champ électrique dans la structure dont les dimensions et caractéristiques ne sont pas fournies par les fabricants.

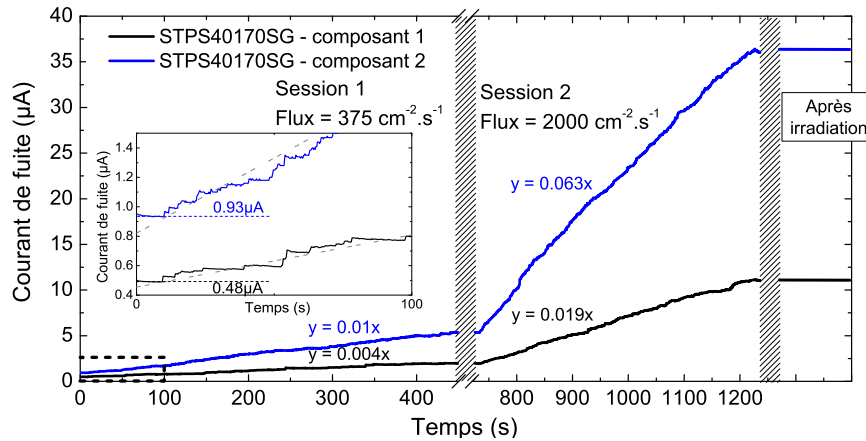
L'analyse de la figure III.24c, représentant la sensibilité en fonction du type de composant, apporte davantage d'informations :

- **Diodes en carbure de silicium** : elles présentent une sensibilité aux ions lourds élevée, avec des dégradations du courant de fuite menant à une défaillance pendant le PIST dès 30% VRRM et des événements destructifs dès 58 % VRRM pour la référence SML10SIC06SMD5 ;
- **Diode à structure en tranchées (NTST20120CTG)** : cette référence a présenté la plus forte sensibilité aux événements destructifs (dès 70 % VRRM) malgré une meilleure distribution du champ électrique aux abords du contact Schottky ;
- **Diodes à jonction PN** : les 6 références testées se sont avérées très résistantes aux événements singuliers de tous types. Seulement deux cas de SEB ont été constatés à la tension inverse maximale et à des fluences très élevées, au delà de $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Aucune dégradation permanente du courant de fuite n'a été constatée.

A l'heure actuelle, aucune norme traitant des dommages liés aux radiations ne définit de règle pour l'utilisation des diodes Schottky. Un standard édité par la NASA [124] recommande

une polarisation inverse inférieure à 70 % **VRRM** en conditions opérationnelles, en prévision des dommages causés par le stress électrique seulement. En se basant sur de nombreux résultats obtenus lors d'irradiations de diodes de redressement en technologie silicium, CASEY et al. [120, 113] recommande de ne pas dépasser 50 % **VRRM** en l'absence de données d'évaluation de la sensibilité aux événements singuliers. Les données présentées en figures III.24 confortent cette recommandation. Nos mesures montrent que cette règle d'utilisation apparaît cependant trop peu restrictive pour les composants en carbure de silicium, avec des événements dès les basses tensions. En revanche, la limite proposée pourrait être augmentée pour les diodes à jonction PN, qui semblent très peu sensibles aux radiations dans nos mesures.

III.3.1.3.3 Analyse de l'impact du flux sur la dégradation du courant de fuite



Référence : STPS40170SG - Polarisation : $V_{ext} = 127,5$ V (75 % **VRRM**)
 Ion : $^{136}\text{Xe}^{54+}$ - $61,0$ MeV.cm².mg⁻¹

FIGURE III.25 – Courants de fuite mesurés pendant l'irradiation sous des flux de 375 cm⁻².s⁻¹ puis 2000 cm⁻².s⁻¹. Entre chaque session (surfaces hachurées), l'irradiation est arrêtée et la polarisation est mise à 0V pour supprimer les contributions liées à la dérive thermique et à la collection de charges

La référence STPS40170SG a présenté une dégradation du courant de fuite progressive et d'amplitude bien supérieure à celle liée aux phénomènes réversibles (dérive thermique et collection de charge) lors des irradiations. Cela en fait un bon candidat pour étudier l'impact de la valeur du flux d'ions lourds sur la dégradation. Lors de ce test, la valeur de la tension de polarisation a été fixée à 75 % **VRRM**, au delà du seuil de dégradation mais en deçà du seuil de déclenchement du **SEB**. Après une mesure du courant de fuite en inverse à cette tension de polarisation, les composants sont irradiés sous un flux de 375 cm⁻².s⁻¹ puis 2000 cm⁻².s⁻¹. Le courant de fuite est mesuré hors faisceau et sans polarisation au début et à la fin de chaque session. Les résultats sont présentés en figure III.25. Le courant de fuite restant constant pendant les interruptions du faisceau, les conséquences de la dérive thermique sont ici négligeables. Le courant de fuite augmente linéairement pendant l'irradiation des

deux composants testés. La vitesse de dégradation est proportionnelle au flux et dépend également de la valeur initiale du courant de fuite. Ces observations sont cohérentes avec les processus physiques mis en jeu décrits dans le paragraphe III.2.1.2, basés sur la création ou la dégradation de chemins de conduction par des interactions entre les particules et le réseau cristallin.

III.3.1.3.4 Analyse phénoménologique de l'impact de la profondeur de pénétration

Des événements singuliers destructifs localisés loin des zones de fort champ électrique ont été observés dans des diodes Schottky silicium [113]. Comme évoqué dans le paragraphe III.2.1.1, ce phénomène pourrait être attribué à un court-circuit direct entre l'anode et la cathode, déclenché par un chemin conducteur créé par la colonne de charges générée lors du passage d'un ion. L'impact de la tension de polarisation dans le déclenchement de ce phénomène semble négligeable, le champ électrique étant nul dans la structure excepté aux abords de la jonction Schottky. Les ions utilisés lors des tests disposent d'une pénétration suffisante pour traverser la couche épitaxiée ($\approx 10 \mu\text{m}$), faiblement dopée et donc résistive. Un court-circuit direct pourrait alors avoir lieu au travers du substrat très fortement dopé. L'objectif est d'étudier de manière phénoménologique l'impact de l'utilisation d'ion de pénétration suffisante pour traverser également le substrat, pour apporter de nouveaux éléments sur ce phénomène de court-circuit et sur l'intérêt de disposer d'ions de forte profondeur de pénétration. Ces informations sont également importantes pour l'utilisation des impulsions laser comme moyen de test, ces dernières pouvant disposer d'une profondeur de pénétration très élevée. D'autre part, ces ions traversent une distance plus importante dans le composant, susceptible d'impacter la vitesse de dégradation du courant de fuite. Cette hypothèse n'a pas pu être confirmée du fait de LET insuffisant pour générer des dégradations mesurables.

Les irradiations ont été effectuées sur trois références : deux issues des sessions de test précédentes (NTST20120CTG et MBRF10L60CTG) et une nouvelle référence planaire fabriquée par On Semiconductor (NRVBB30H60CTT4G, VRRM 60 V). L'épaisseur de l'ensemble substrat-couche épitaxiée est comprise entre $290 \mu\text{m}$ et $310 \mu\text{m}$. Les caractéristiques de l'ion de forte pénétration (noté HR1) utilisé au GANIL ont été ajustées en conséquence, en tenant également compte de l'ion de faible pénétration utilisé à l'UCL (noté LR1) pour disposer d'un LET similaire. Deux autres ions ont également été utilisés au GANIL, dont les profondeurs de pénétration sont respectivement inférieure (LR2) et supérieure (HR2) à l'épaisseur des composants. De plus, ils présentent l'avantage d'être de même nature en contrepartie d'un LET légèrement différent. Ce paramètre peut ne pas être négligeable, la taille de l'ion impactant le diamètre de la colonne de charges ainsi que les interactions avec le matériau, et donc potentiellement sa capacité à déclencher des événements singuliers. L'ensemble des ions utilisés sont présentés dans le tableau III.5. Des validations préliminaires ont été effectuées en utilisant les ions Xe présentés dans les tableaux III.1 et III.2, possédant des caractéristiques très proches. Aucune différence n'a été constatée dans le comportement des composants irradiés, avec des

tension de seuil de déclenchement d'événements identiques.

TABLEAU III.5 – Caractéristiques des ions utilisés pour l'étude de l'impact de la profondeur de pénétration

Source - dénomination	Ion	LET (MeV.cm ² .mg ⁻¹)	Profondeur de pénétration (μm)
UCL - LR1	⁸⁴ Kr ²⁵⁺	32.4	94.2
GANIL - HR1	¹³⁶ Xe ⁵⁴⁺	32.3	441.9
GANIL - LR2	¹³⁶ Xe ⁵⁴⁺	40.5	250
GANIL - HR2	¹³⁶ Xe ⁵⁴⁺	35.9	340

Les tests sous ions lourds ont été effectués à des polarisations données, dans les mêmes conditions que celles évoquées précédemment. Les résultats sont synthétisés dans le tableau III.6. Deux des trois références présentent une plus grande sensibilité sous ions de forte pénétration. Cependant, au moins dans le cas de la référence NTST20120CTG l'écart est très faible et pourrait être attribué à l'utilisation d'un ion plus massif. Le test utilisant des ions de même nature et de LET légèrement différent n'a donné lieu à aucune variation de la sensibilité. D'après ces mesures, la profondeur de pénétration n'a donc pas d'impact net sur la sensibilité des diodes Schottky silicium. Cela permet d'écarter l'assimilation d'un événement destructif lié à un court-circuit entre l'anode et la cathode et conforte le rôle clé des zones de fort champ proches du contact Schottky et la pertinence du phénomène physique associé au SEB comme cause principale de défaillance.

TABLEAU III.6 – Synthèse des résultats de test sur l'impact de la profondeur de pénétration

Référence	Faible pénétration	Forte pénétration
	Ion - Résultat - Polarisation	Ion - Résultat - Polarisation
STPS40M60CR	LR1 - OK - 45V (75 %)	HR1 - OK - 45V (75 %)
MBRF10L60CTG	LR1 - OK - 60V (100 %)	HR1 - NOK - 60V (100 %)
NTST20120CTG	LR1 - OK - 90V (75 %)	HR1 - NOK - 90V (75 %)
	LR1 - NOK - 102V (85 %)	
NRVBB30H60CTT4G	LR2 - OK - 45V (75 %)	HR2 - OK - 45V (75 %)
	LR2 - NOK - 54V (90 %)	HR2 - NOK - 54V (90 %)

III.3.2 Etudes des courants transitoires

Cette section présente le moyen utilisé pour la mesure des courants transitoires, les paramètres d'intérêt extraits des mesures et des résultats de tests effectués sous faisceau d'ions lourds.

III.3.2.1 Présentation du moyen de mesure

Basé sur le banc de test présenté en figure III.19, nous avons développé une méthode de mesure du courant transitoire. Ce courant, généré par la particule incidente, est l'image de la charge collectée par la diode [82] qui est un paramètre clé dans le déclenchement d'événements singuliers [85] et qui constitue un paramètre critique pour l'analyse des mécanismes de destruction [101].

Lors du passage de l'ion ou du pulse laser, les porteurs de charge sont générés le long de la trajectoire. Comme décrit dans la section II.2, une partie des charges ainsi générées est collectée par le contact. En fonction des phénomènes de transport mis en jeu (diffusion, dérive impactée par un effet funneling plus ou moins important) et de la vitesse de collection du contact, la forme et la durée du transitoire peut varier [125]. Ces transitoires ayant classiquement une durée de l'ordre de quelques nanosecondes, les moyens de mesure doivent être adaptés aux hautes fréquences avec des longueurs de piste courtes, un câblage spécifique et des appareils rapides.

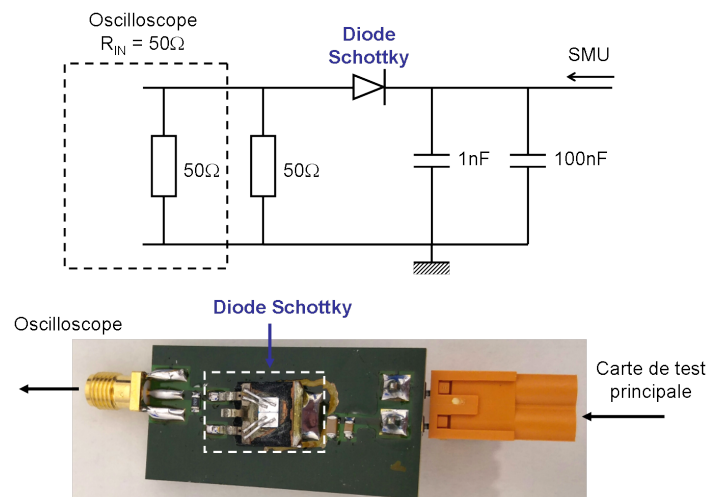


FIGURE III.26 – Carte de mesure de courant transitoire et schéma électrique associé. La diode présente sur la carte est une NTST20120CTG boîtier TO-220 décapsulée en face avant en prévision d'une irradiation sous ions lourds

Une carte de mesure dédiée a donc été développée et est présentée avec son schéma électrique en figure III.26. Les connexions du boîtier reliées à l'anode et à la cathode de la diode sont raccourcies au maximum et soudées au circuit. Des condensateurs en céramique de 1 nF et 100 nF permettent de découpler l'alimentation et de limiter la propagation de signaux parasites haute fréquence. Si deux diodes sont présentes dans le boîtier (ce qui est le cas ici, avec une cathode commune), seule une des deux anodes est reliée. Cette carte est reliée à la carte principale via une connexion analogique permettant de polariser la diode. Pour limiter les réflexions parasites, le système de mesure est adapté en impédance avec de faibles longueurs de piste. La tension est mesurée aux bornes d'une résistance de 50 Ω

via un oscilloscope Teledyne Waverunner 4 GHz, relié à la carte par une connexion SMA d'impédance 50Ω ayant une bande passante théorique de 18 GHz. L'impédance d'entrée de l'oscilloscope est également fixée à 50Ω . L'acquisition du signal est classiquement déclenchée sur front montant mais peut être synchronisée à un signal TTL externe en cas de faible rapport signal sur bruit. En cas de SEB, le courant maximal délivrable par l'alimentation (10 mA) peut être dépassé temporairement du fait de la décharge des condensateurs du circuit et des charges générées thermiquement lors de l'événement singulier. La base de temps a été réglée à 10 GHz (soit un point toutes les 100 ps) pour garantir un échantillonnage suffisant. La mesure de la résolution temporelle du système est très complexe à cette échelle et nécessite du matériel de mesure hyperfréquence. Si elle n'a pas pu être précisément mesurée, nous l'avons évaluée à moins d'1 ns, par la visualisation d'impulsions inférieures à 3 ns mesurées sur des diodes polarisées à 110 % VRRM, au delà de la tension maximale (courbe en pointillé sur la figure III.27) ; ceci garantit la validité des mesures présentées dans les sections suivantes. Comme précédemment, le banc est piloté par le programme LABVIEW auquel des évolutions ont été apportées pour gérer le paramétrage et l'enregistrement des courants transitoires par l'oscilloscope. Les résultats sont analysés par un programme spécifique développé sous SCILAB. Un résultat de mesure est présenté en figure III.27. Ce courant transitoire n'ayant pas mené à la dégradation ou à la destruction du composant, la particule suivante générera également un courant transitoire. La fréquence d'acquisition du banc de test et notamment de l'oscilloscope n'excédant pas quelques dizaines de courbes par seconde, les mesures devront être effectuées à bas flux. Trois principaux paramètres sont extraits ou calculés (figure III.27) :

- Le courant maximal I_{max} ;
- La durée de l'impulsion τ , définie par convention comme la largeur de l'impulsion à e^{-1} du courant maximal I_{max} ;
- La charge collectée Q , définie comme l'intégrale du courant sur la durée de l'impulsion $\int_{\tau} I(t) dt$.

Ces paramètres sont moyennés sur plusieurs centaines de mesures lors d'une session pour lisser les fluctuations dues aux variations statistiques de la température et à la répartition spatiale des défauts et impuretés, susceptibles de modifier la charge déposée, le transport des charges et l'efficacité de collection du contact.

III.3.2.2 Courants transitoires générés par des ions lourds

Dans le cadre d'une campagne de test effectuée au GANIL en partenariat avec le CNES et portant sur des composants redresseurs, des mesures de transitoires ont pu être effectuées sur les deux références d'intérêt ainsi que sur des diodes Schottky planaires NRVBB80H100CTT4G (voir III.3). En particulier, une première étude sur cette référence a permis de valider le bon fonctionnement de la chaîne de mesure et d'affiner le paramétrage de l'oscilloscope pour la

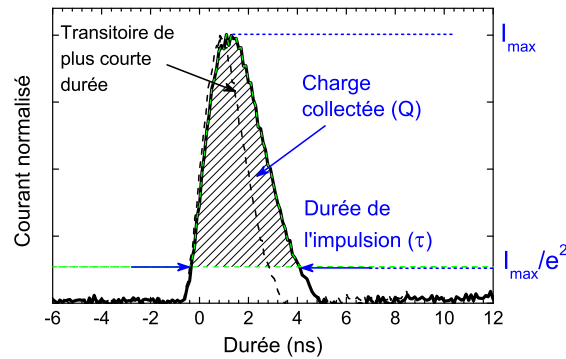


FIGURE III.27 – Exemple de transitoire de courant obtenu lors du passage d’une particule à travers d’une diode NTST20120CTG polarisée en inverse (la courbe en pointillé correspond au transitoire le plus court mesuré sous très forte tension à une faible énergie par impulsion)

mesure des transitoires, dont un exemple est présenté en figure III.27. Le courant augmente brutalement jusqu’à une valeur maximale puis décroît exponentiellement pour retrouver sa valeur initiale.

Plus précisément, une fois générées dans le composant, les charges évoluent en fonction de la structure du composant et de son état de polarisation. En particulier, la géométrie et les champs électriques aux abords de la trace jouent un rôle déterminant dans le transport des charges. Comme évoqué précédemment, les phénomènes complexes liés à la collection des charges générées par une particule dans une diode Schottky ont été peu étudiés. Le modèle classique utilisé pour décrire le transport des charges aux abords d’une jonction polarisée jusqu’à leur collection est basé sur trois mécanismes [125, 3] définis en section I.2.2.2.4) :

- **La recombinaison directe** des paires électron-trous, phénomène réduisant l’efficacité de collection des charges déposées. Il est considéré négligeable [125] ;
- **La dérive** liée au transport de particules chargées dans les zones de fort champ électrique (quelques picosecondes à quelques centaines de picosecondes). Après le passage de l’ion, le champ électrique de la zone de charge d’espace sépare les charges, augmentant le champ électrique qui est repoussé au niveau du contact (figure III.13 en section III.2.1.1.1). De plus, le barreau conducteur formé par la trace peut conduire à une déformation des lignes de champ électrique, allongeant la longueur de collection et favorisant le transport (funneling) ;
- **La diffusion ambipolaire** des porteurs générés au delà de la zone de fort champ - durée : quelques centaines de picosecondes à quelques nanosecondes.

L’enchaînement de ces phénomènes impacte directement la forme du transitoire de courant mesuré (figure III.28), de la génération des charges (a) aux abords d’une jonction polarisée en

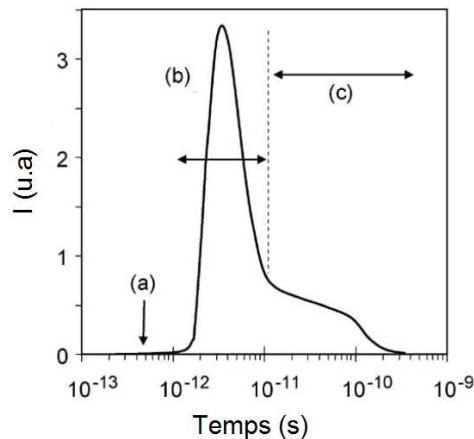


FIGURE III.28 – Forme théorique d'un courant transitoire consécutif au passage d'un ion au travers d'une jonction polarisée en inverse [3]

inverse à la collection des courants de dérive (b) puis à la diffusion ambipolaire (c). La forte densité de charges au centre de la trace conduit à un effondrement local du champ électrique, qui est reporté au niveau du contact. Les charges en excès le long de la trace se thermalisent par diffusion ambipolaire [126] et par dérive vers le contact, due à la composante axiale non nulle du champ dans la zone de funneling [125]. Ce phénomène prend fin quelques dizaines de picosecondes après le passage de l'ion, quand la concentration de charges devient proche de la concentration du substrat. La zone de déplétion est reconstituée et seuls les phénomènes de diffusion maintiennent un courant pendant quelques centaines de picosecondes à quelques nanosecondes.

Il s'agit d'un modèle simple, insuffisant pour apporter des informations quantitatives [125] mais éprouvé pour l'analyse de la forme des courants transitoires générés. Les durées caractéristiques des courants en jeu, et en particulier les courants de dérive, sont très inférieurs à la résolution temporelle de notre système de mesure (de l'ordre de 1 ns). La forme des impulsions présentées en figure III.29 ne peut a priori pas être parfaitement décrite par ce modèle. La brutale augmentation du courant, attribuée à la collection des courants de dérive, est suivie d'une décroissance quasi-exponentielle, liée aux phénomènes plus lents de diffusion. Ces mesures sont conformes à celles présentées dans la littérature [127].

Des mesures complémentaires à celles présentées dans le paragraphe III.3.1.3.4 ont permis d'évaluer l'impact d'une profondeur de pénétration suffisante pour traverser la totalité du composant sur la forme et les caractéristiques du courant collecté. Une diode a été irradiée par deux types d'ions Xe, de profondeur de pénétration inférieure et supérieure à l'épaisseur totale du composant (300 μm), référencés LR2 et HR2 dans le tableau III.5. La diode a été polarisée à une tension inverse de 45 V (soit 75 % VRRM).

Les transitoires de courant sont semblables, aucune différence liée à la profondeur de pénétration des ions incidents n'est visible. Les charges collectées Q , moyennées sur plusieurs centaines de

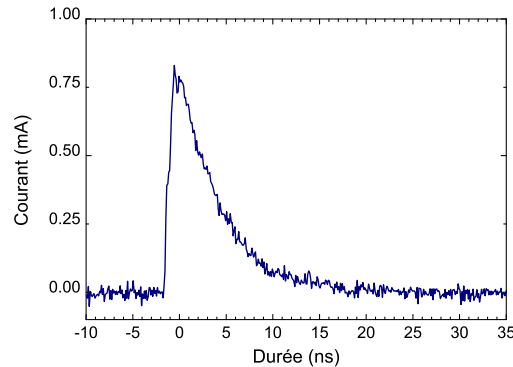


FIGURE III.29 – Exemple de transitoire de courant mesuré lors du passage d’un ion LR2 (voir tableau III.5) au travers d’une diode NTST20120CTG polarisée en inverse

mesures, sont similaires (3,6 pC et 3,8 pC) et les durées d’impulsion τ ne varient pas (10 ns), ce qui conforte, comme évoqué précédemment, le rôle clé joué par l’amplification du courant dans les zones de fort champ électrique. Ces observations confirment le bon fonctionnement de notre moyen de mesure, mais aussi ses limites en terme de résolution temporelle.

Le caractère destructif et quasi-instantané du **SEB** réduit l’analyse standard à l’établissement d’une zone de fonctionnement non sensible aux radiations et à la comparaison des seuils de déclenchement entre les différents moyens de test.

La mesure des courants transitoires que nous avons développée apporte des conditions d’analyse nouvelles et présente de nombreux avantages. Ce moyen de mesure a d’ailleurs été utilisé depuis cette étude dans le cadre de campagnes d’évaluations. Les courants transitoires sont générés sous le seuil de destruction et permettent d’étudier sur un même composant et autant que nécessaire les paramètres électriques et optiques impactant la quantité de charges collectée et la dynamique de collection, avec les restrictions liées aux performances du moyen de test. Le déclenchement du phénomène de **SEB** étant intrinsèquement lié à la quantité de charges générées aux abords du contact, la mesure de la charge collectée est un indicateur clé dans l’étude de la sensibilité de la diode. Les tests par laser impulsionnel et les comparaisons des résultats obtenus par irradiation sous ions lourds ou par laser, présentés dans les sections suivantes, sont basées sur ces mesures.

III.4 Tests par laser impulsionnel

Le laser impulsionnel utilisé comme moyen d’analyse de la sensibilité aux événements singuliers nécessite un paramétrage avisé pour garantir la fiabilité des résultats. Il est en effet toujours possible d’augmenter l’énergie par impulsion jusqu’au déclenchement du phénomène attendu. La compréhension des phénomènes physiques mis en jeu couplés à des éléments de corrélation avec des résultats de tests en accélérateur d’ions lourds sont indispensables au

développement des tests laser. Ce chapitre présente les expérimentations menées par laser sur les diodes Schottky avec la participation et le cofinancement de Thales Alenia Space. Il suit le cheminement des expérimentations menées, de la préparation des composants et du paramétrage du laser au déclenchement des événements destructifs et à leur analyse par le biais de l'étude des courants transitoires et des simulations numériques. À notre connaissance il s'agit de la première étude par laser impulsif utilisant l'absorption linéaire dans des diodes de redressement silicium.

III.4.1 Préparation des composants

Comme évoqué précédemment, les diodes Schottky ont une structure simple facilitant la compréhension physique des phénomènes. Ce type de composant est un candidat idéal pour une étude utilisant des impulsions laser pour le déclenchement d'événements singuliers, moyennant quelques précautions résumées dans les points suivants :

- **Technologie silicium et boîtier** permettant des tests avec le banc laser ;
- **Intérêt opérationnel** avec des performances intéressantes pour des applications spatiales ;
- **Intérêt technique et scientifique** avec la présence de structures innovantes ;
- **Composants peu chers et approvisionables facilement** ;
- **Sensibilité aux événements singuliers** de type **SEB** sans dégradation du courant de fuite (pour faciliter les comparaisons laser - ions lourds).

Nous avons sélectionné deux références en se basant sur ces critères : MBRF10L60CTG et NTST20120CTG. De plus, une caractérisation complète de la sensibilité de ces composants a été effectuée sous ions lourds.

Sur la référence planaire MBRF10L60CTG, les zones les plus sensibles semblent être localisées principalement en périphérie du contact (section III.2.1.1). Sur la diode NTST20120CTG en revanche, en se basant sur les simulations présentées en section III.2.2.2 les zones de fort champ électrique sont réparties périodiquement sur toute la surface du contact. Quelle que soit la référence considérée, ces zones sont couvertes de couches métalliques formant les contacts Schottky en face avant et ohmique en face arrière. Le faisceau laser étant réfléchi en totalité par les métallisations, la seule solution pour atteindre la zone sensible est d'ouvrir partiellement le contact en face arrière (figure III.30).

Comme évoqué dans la littérature, la préparation des composants en face arrière est une étape critique [1, 71, 7]. La taille de la zone ouverte doit permettre un polissage mécanique minimisant la rugosité micrométrique tout en préservant la structure. Durant la propagation de l'impulsion dans le substrat, une partie des photons est absorbée par les phénomènes

décrits en section I.2.1.2.1 (SPA, TPA, FCA), réduisant la quantité de charges générées dans le volume sensible. Pour garantir une quantité de charges suffisante, le substrat, d'une épaisseur initiale d'environ 300 μm , a été affiné (figure III.30). L'épaisseur finale doit être la plus faible possible tout en assurant une dissipation thermique suffisante pour impacter faiblement les performances de la diode. En particulier, la préparation des composants par la face arrière ne doit pas avoir un impact supérieur à celui induit par la préparation des composants pour les tests ions lourds. Différents tests ont donc été effectués avec différentes tailles d'ouverture et épaisseurs de substrat pour trouver un compromis satisfaisant. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau III.7. Le courant de fuite à la tension maximale **VRRM** a été mesuré initialement (après stabilisation) à 11 μA . Il varie de 14 μA à 18 μA après décapsulation en face avant, et de 13,7 μA à 21 μA après ouverture face arrière et affinage. Pour la suite de cette étude, les paramètres du composant 3 seront conservés car ils permettent un accès suffisant au contact Schottky tout en présentant une faible épaisseur résiduelle et des performances électriques préservées.

Un polissage mécanique utilisant une micro-fraiseuse a permis de réduire la rugosité de surface pour optimiser le coefficient de transmission des impulsions laser dans le matériau.

TABLEAU III.7 – Caractéristiques physiques et électriques des diodes Schottky NTST20120CTG préparées pour des tests laser

Type	Proportion du contact enlevée	Epaisseur finale	Courant de fuite à VRRM
1	0 %	300 μm	11 μA
2	15 %	130 μm	13,7 μA
3	50 %	130 μm	14 μA
4	85 %	250 μm	21 μA

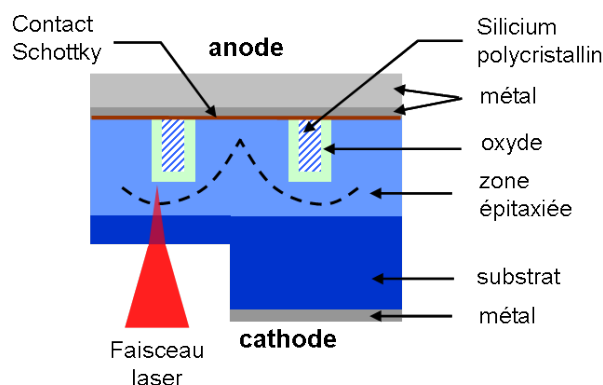


FIGURE III.30 – Représentation schématique d'une diode NTST20120CTG préparée pour un test laser : ouverture partielle du contact ohmique et réduction de l'épaisseur du substrat

III.4.2 Préparation des tests laser par simulation

Le modèle numérique présenté en section II.2 a été utilisé en amont pour préparer les tests laser en fixant la gamme d'énergie par impulsion à utiliser et pour disposer d'un ordre de grandeur de la charge déposée.

III.4.2.1 Évaluation par simulation de l'énergie au seuil de dommage

Les puissances mises en jeu lors de cette étude sont insuffisantes pour entraîner des dégâts directs dans les liaisons atomiques du réseau cristallin. Cependant, des impulsions brèves de moyenne puissance et fortement focalisées peuvent engendrer de fortes densités de charges et provoquer un échauffement local induisant d'importants dégâts (effet photothermique) [128]. La valeur du seuil de dommage dépend fortement de la durée de l'impulsion, du taux de répétition et du diamètre du faisceau, mais aussi des caractéristiques du substrat. Au vu des caractéristiques des laser utilisés lors de cette étude, la densité d'énergie seuil à ne pas dépasser a été fixée à 700 mJ.cm^{-2} [96].

Il s'agit maintenant d'utiliser la simulation numérique pour définir une gamme d'énergie par impulsion permettant de rester sous ce seuil. La simulation est basée sur un modèle de diode planaire composée d'une zone épitaxiée d'épaisseur $10 \text{ }\mu\text{m}$ superposée à un substrat de $120 \text{ }\mu\text{m}$. Le faisceau laser est focalisé par la face arrière (substrat affiné) à une profondeur de $130 \text{ }\mu\text{m}$ (tableau III.7).

L'ensemble des phénomènes d'absorption (SPA, TPA, FCA) est pris en compte. L'évaluation de l'absorption à deux photons est délicate car les coefficients d'absorption varient beaucoup d'une source bibliographique à l'autre [129, 24]. Pour l'ensemble des simulations présentées dans ce manuscrit (section I.2.1.2.1), il est fixé à $1,5 \text{ cm.GW}^{-1}$ indépendamment du dopage et de la longueur d'onde. D'autre part, la dépendance quadratique avec l'intensité optique rend ce phénomène très sensible aux caractéristiques du faisceau laser, en particulier l'énergie, la durée de l'impulsion et la largeur du faisceau. Néanmoins nos calculs montrent que l'absorption à 2 photons pour les longueurs d'onde laser utilisées reste généralement faible par rapport à l'absorption à un photon.

Les tests laser sont effectués au moyen des deux bancs laser présentés dans le chapitre II.1, utilisant des impulsions de longueur d'onde 1010 nm et 1064 nm . Pour rendre compte de l'énergie maximale par impulsion à ne pas dépasser pour garantir une densité d'énergie inférieure au seuil de dommage, les paramètres de la simulation sont choisis pour représenter le cas le plus défavorable induisant une densité d'énergie maximale. Les impulsions modélisées sont représentatives du laser 1064 nm , dont l'énergie maximale dépasse de plusieurs ordres de grandeur celle du laser 1010 nm . De plus, la longueur d'onde proche de l'énergie de bande interdite du silicium engendre les absorptions les plus faibles. Les niveaux de dopage sont fixés à des valeurs basses dans les gammes utilisées pour la fabrication de diodes Schottky :

$5 \times 10^{17} \text{ cm}^3$ pour le substrat et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^3$ pour la zone épitaxiée. Le résultat, présenté en figure III.31, permet de fixer l'énergie maximale à 45 nJ par impulsion.

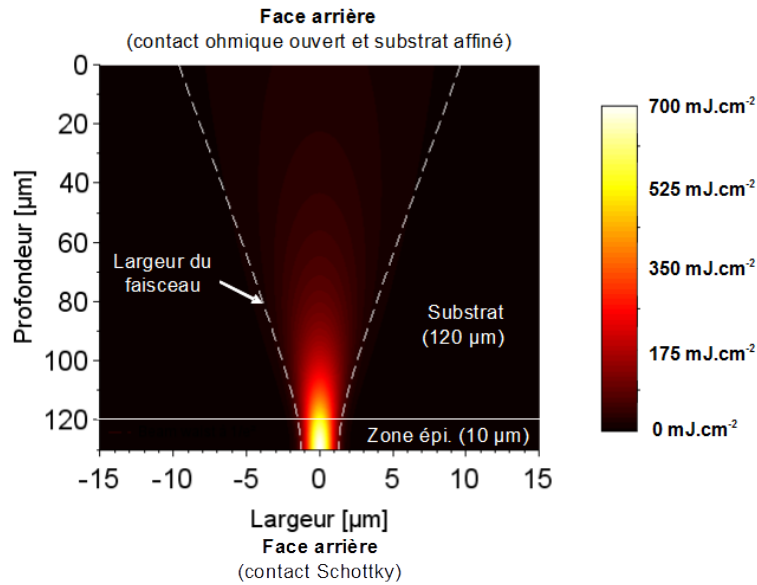


FIGURE III.31 – Calcul de la densité d'énergie induite par une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$ et d'énergie $E = 45 \text{ nJ}$ focalisée par la face arrière ($\omega_0 = 1,3 \text{ }\mu\text{m}$) d'une structure à deux couches ($120 \text{ }\mu\text{m}$ - $N_d = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^3$ et $10 \text{ }\mu\text{m}$ - $N_d = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^3$). La largeur du faisceau à $1/e^2$ durant sa propagation est représenté par une ligne pointillée blanche. La densité maximale calculée au point de focalisation (zone sensible) est de 702 mJ.cm^{-2}

III.4.2.2 Présentation du calcul de la charge déposée

Le calcul de la charge collectée nécessite de définir un volume et une efficacité de collection. Les courants de diffusion sont négligés et la zone de collection de charge sera considérée comme étant la zone de déplétion. Son épaisseur dépend de la tension inverse, du travail de sortie du métal utilisé pour le contact Schottky et des niveaux de dopage (voir équation III.7). Elle varie de quelques dizaines de nanomètres à quelques micromètres. Elle est prise égale à $1 \text{ }\mu\text{m}$, en cohérence avec les simulations présentées en section III.2.2.2 et la forme particulière de la zone de collection de la diode. Pour cette première évaluation, la collection est supposée idéale. La valeur limite du coefficient de transmission à l'interface air - substrat donnée par les équations de Fresnel (équation II.14) est d'environ 70 %, mais un coefficient de transmission de 60 % semble plus réaliste [94] et sera choisi pour cette étude (section II.2.4).

Les niveaux de dopage sont fixés à $N_d = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^3$ pour le substrat et $N_d = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^3$ pour la zone épitaxiée. Le coefficient d'absorption à deux photons est fixé à $1,5 \text{ cm.GW}^{-1}$. La figure III.32 présente une simulation de la densité totale de charges générée par une impulsion laser en utilisant le modèle défini précédemment, aux caractéristiques comparables

à l'expérience. Le calcul du volume de collection est basé sur la surface délimitée par la zone hachurée. Les lignes pointillées délimitent la largeur du faisceau à $1/e^2$. Pour cette première évaluation, l'énergie par impulsion est fixée à 5 nJ, conduisant à une charge déposée de 2 pC.

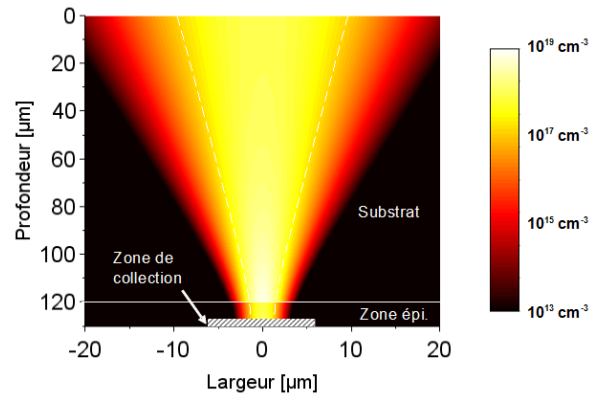


FIGURE III.32 – Calcul de la densité de charges générée par une impulsion laser. Caractéristiques de l'impulsion laser : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $E = 5$ nJ, focalisée avec un objectif x50 ($\omega_0 = 1,3$ μm , la largeur du faisceau est délimitée par des pointillés blancs) à une profondeur de 130 μm

III.4.3 Tests sur le banc LISA 1064 nm

Des tests laser ont été effectués sur les diodes NTST20120CTG en tranchées référencées dans le tableau III.7 sur le banc laser LISA 1064 nm décrit dans le chapitre II.1. Le banc de test est celui décrit en figure III.19, dans une version plus simple basée sur une seule SMU reliée à une unique carte fille sur laquelle est fixé le composant à tester. L'alimentation est pilotée par un programme LABVIEW enregistrant, comme lors des tests ions lourds, l'évolution du courant de fuite.

Contrairement aux tests sous ions lourds, la durée de l'évaluation n'est pas critique dans le cadre d'un test laser. La recherche de la tension de seuil a donc été effectuée en augmentant progressivement la polarisation par pas de 5 V. Pour éviter des effets cumulatifs, la fréquence des impulsions laser a été réglée à 10 Hz. Pour chaque tension de polarisation, la surface sensible (figure III.6) est balayée par le faisceau laser focalisé au niveau de l'interface métal-semiconducteur. L'énergie par impulsion est augmentée au fur et à mesure des sessions de test jusqu'à 36,5 nJ, dernière énergie accessible avant le seuil de dommage calculé précédemment. Aucun événement singulier n'est constaté sur les 3 diodes testées. Cependant, en augmentant la fréquence du laser le courant de fuite augmente sensiblement, ce qui confirme l'absorption des photons, la génération de porteurs et leur collection par le contact.

Les simulations présentées en section III.2.2.2 montrent que la zone sensible est localisée sur une zone micrométrique, avec un gradient de champ électrique très important de part

et d'autre. Malgré une *longueur de Rayleigh* relativement élevée ($10\ \mu\text{m}$), un écart sur la profondeur de focalisation couplée à un mauvais positionnement spatial pourrait induire une charge générée insuffisante dans le volume sensible. De nouveaux tests sont donc effectués en reprenant la démarche suivie précédemment mais en faisant varier la profondeur de focalisation par pas de $1\ \mu\text{m}$ de part et d'autre du contact. Grâce à cette méthode, des événements singuliers ont pu être déclenchés à une tension de polarisation de $120\ \text{V}$ ($100\ \%$ *VRRM*) de manière maîtrisée avec une impulsion unique focalisée à une profondeur variant légèrement du fait des écarts d'épaisseur du substrat liés à l'étape de préparation des composants. A notre connaissance, il s'agit de la première détection d'événement singuliers déclenché dans une diode Schottky silicium par test laser. L'énergie seuil est comprise entre $27,5\ \text{nJ}$ (composants de type 2) et $36,5\ \text{nJ}$ (composants de type 3). Cet écart peut être attribué à de nombreuses causes (focalisation, rugosité micrométrique en surface du substrat, ouverture du contact trop importante). Cette énergie peut sembler élevée mais elle reste largement sous le seuil de dommage du silicium calculé précédemment. Il s'agit donc bien d'un événement singulier, dont la caractéristique est présentée en figure III.33. A cette échelle temporelle, la caractéristique en courant est identique à celle mesurée lors d'un *SEB* déclenché par un ion lourd (figure III.23a). Aucun événement n'a pu être déclenché sur le composant de type 4 du fait de l'épaisseur du substrat trop importante, induisant d'après les simulations une réduction d'un facteur 5 de la charge déposée.

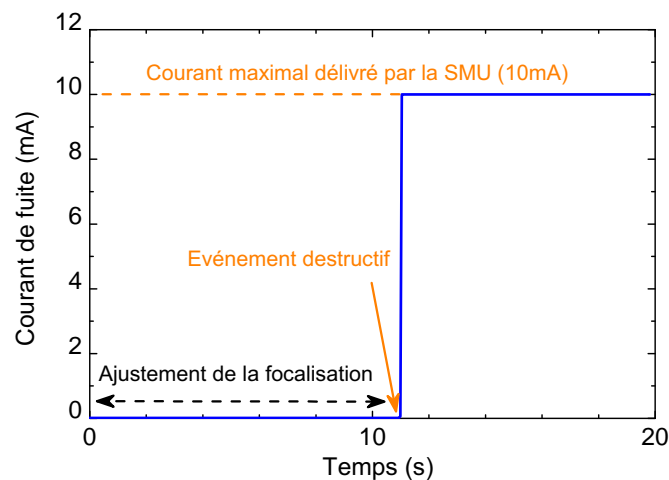


FIGURE III.33 – Événement singulier déclenché par une impulsion laser ($\lambda = 1064\ \text{nm}$, $\tau = 400\ \text{ps}$, $E = 36,5\ \text{nJ}$, $\omega_0 = 1,3\ \mu\text{m}$) sur une diode NTST20120CTG polarisée à une tension inverse de $120\ \text{V}$ ($100\ \%$ *VRRM*)

Malgré des tests suivant une procédure similaire, aucun événement n'a pu être déclenché dans la référence à structure planaire (MBRF10L60CTG) sélectionnée pour l'étude. Ce point sera discuté dans la suite de cette section.

À notre connaissance, aucun événement destructif déclenché par une impulsion laser n'a

été rapporté précédemment dans les diodes Schottky silicium. Il s'agit donc d'une avancée importante dans l'utilisation des moyens laser pour l'analyse de la sensibilité des composants. Une étude plus détaillée peut maintenant être effectuée pour mieux comprendre et analyser les résultats expérimentaux et progresser dans le paramétrage du moyen de test. De nouvelles mesures ont ainsi été effectuées en profitant des évolutions du banc de test initiées par l'étude des courants transitoires présentée précédemment. Chaque point de mesure présenté dans la suite de cette section est issu d'une moyenne sur un minimum de 100 mesures de courants transitoires effectuées sur une diode NTST20120CTG pour lisser l'impact des paramètres non significatifs, en particulier les variations d'énergie d'une impulsion à l'autre et les possibles micro-mouvements des platines de translation impactant la position du faisceau sur l'échantillon. La charge collectée et la durée de l'impulsion sont mesurées conformément aux conventions illustrées par la figure III.27.

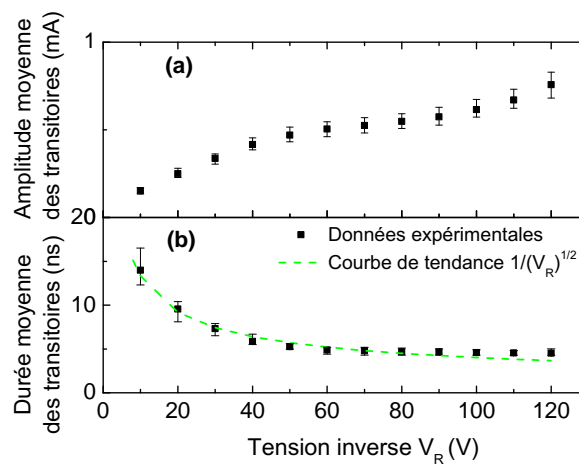


FIGURE III.34 – Amplitude (a) et durée (b) des transitoires en fonction de la tension de polarisation d'une diode NTST20120CTG. Caractéristiques du faisceau, focalisé sur le contact Schottky : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $E = 5,6$ nJ, $\omega_0 = 1,3$ μ m

III.4.3.0.1 Présentation des résultats

Les amplitudes et durées moyennes des transitoires de courant ont été mesurées en fonction de la tension de polarisation V_{ext} . La tension réelle appliquée aux bornes de la jonction Schottky polarisée en inverse dépend linéairement de V_{ext} en raison des chutes de potentiel causées par la résistance du substrat, de la zone épitaxiée et du contact ohmique. Si l'amplitude des transitoires de courant augmente avec la tension de polarisation (figure III.34a), leur durée décroît brutalement aux basses tensions pour se stabiliser à environ 5 ns (figure III.34b). Pour rappel, la résolution temporelle du système de mesure des transitoires est suffisante pour ne pas impacter ces mesures (section III.3.2.1).

Expérimentalement, la profondeur de focalisation a été un paramètre clé pour déclencher des événements singuliers. Pour étudier quantitativement l'impact de ce paramètre, des mesures de

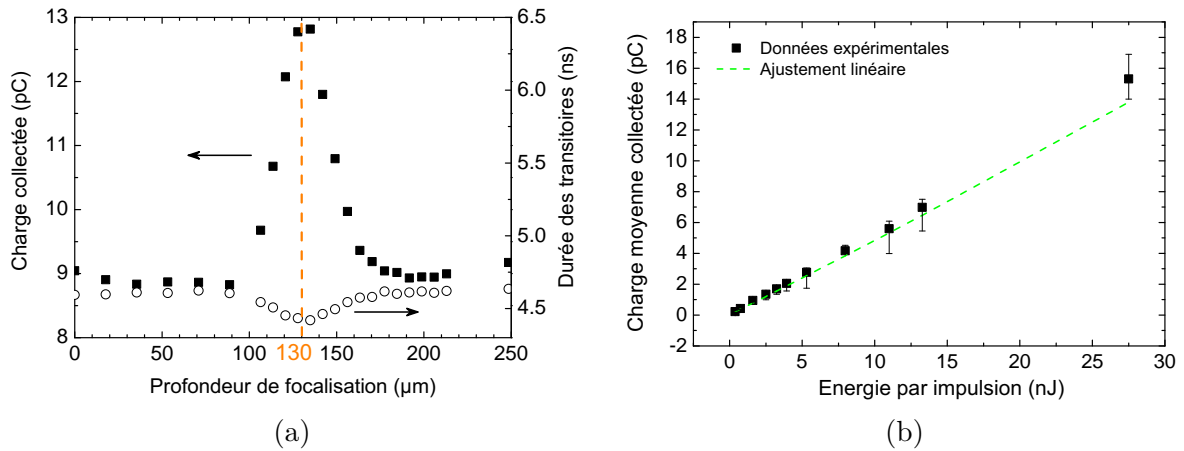


FIGURE III.35 – Mesure de charges collectées et des durées des courants transitoires en fonction de (a) la profondeur de focalisation et de (b) l'énergie par impulsion (les barres d'erreurs correspondent aux minimum/maximum mesurés). La tension de polarisation est fixée à $V_{ext} = 120$ V

charges collectées et de durée de transitoires à énergie d'impulsion constante ont été effectuées en fonction de la profondeur de focalisation et sont présentées sur la figure III.35a. La charge collectée augmente brutalement à partir d'une profondeur de focalisation de 100 μm (9 pC) pour atteindre un maximum (13 pC) à la profondeur de 130 μm, qui est la distance théorique séparant la surface affinée et polie de l'interface métal-semiconducteur. La figure III.35b présente les charges moyennes collectées en fonction de l'énergie des impulsions. La progression semble linéaire excepté pour le point de plus haute énergie (27,5 nJ), ce qui confirme la SPA comme phénomène d'absorption principal.

III.4.3.0.2 Analyse physique

En se basant sur les processus de transport décrits en section III.3.2.2, deux phénomènes sont à distinguer suivant la région où sont générées les charges. Dans le cas d'une focalisation dans le substrat, les porteurs diffusent lentement suivant le gradient de charges dans les trois dimensions alors qu'une forte génération dans la zone de déplétion induira une dérive rapide des porteurs jusqu'au contact. Comme décrit dans l'équation III.7, la largeur W de la zone de charge d'espace dépend de $V_{ext}^{1/2}$. Le champ électrique décroît de l'interface métal-semiconducteur à l'extrémité de la zone de déplétion. Sa valeur maximale dépend également de $V_{ext}^{1/2}$ (équation III.8). En d'autres termes, l'augmentation de la tension de polarisation en inverse augmente le volume de collection et accroît les courants de dérive, donnant lieu à une augmentation de la charge collectée (figure III.34a). Les phénomènes d'ionisation par impact et de génération thermique de porteurs (non auto-entretenu) peuvent également contribuer à la charge mesurée à tension de polarisation élevée.

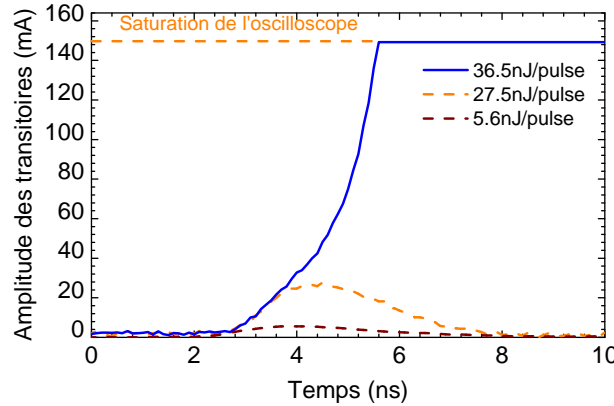


FIGURE III.36 – Mesure de courant transitoires à différentes énergies inférieures (5,6 nJ et 27,5 nJ) et supérieur (36,5 nJ) au seuil de destruction. Paramètres du faisceau : $\lambda = 1064$ nm, $\tau = 400$ ps, $\omega_0 = 1,3$ μm

Pour des champs électriques d'amplitude inférieure au champ de saturation E_{sat} , la vitesse de dérive ν_e est reliée linéairement au champ électrique par la mobilité des porteurs, notée μ_e . Au delà du champ de saturation, la vitesse de dérive se stabilise à sa valeur limite notée ν_{sat} (équation III.14). Dans le cas d'une focalisation dans la zone de déplétion, les courants de dérive sont majoritaires. Ainsi, pour des tensions de polarisation inférieures à $V_{sat} \approx 70V$, la durée nécessaire à la dérive des porteurs photogénérés jusqu'au contact évolue avec $V_{ext}^{1/2}$. Au delà de V_{sat} , l'amplitude du champ électrique atteint un niveau supérieur à E_{sat} , induisant une saturation de la vitesse de dérive qui tend vers ν_{sat} (figure III.34.2).

$$\nu_e = \begin{cases} \mu_e E \propto V^{1/2}, & E < E_{sat} \\ \nu_{sat} & , E \geq E_{sat} \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

L'évolution de la charge collectée présentée en figure III.35a est aussi liée au transport des charges. L'augmentation brutale correspond à la pénétration de la partie focalisée du faisceau dans la zone de déplétion, induisant un transport et une collection de la forte densité de charge générée de plus en plus efficace. La charge collectée est maximale à une profondeur de 130 μm , correspondant au meilleur recouvrement de la zone de charge d'espace et du faisceau focalisé. Au delà de 130 μm , la couche métallique du contact Schottky se comporte comme un miroir, projetant la zone focalisée du faisceau dans le semiconducteur après réflexion.

L'évolution linéaire de la charge collectée présentée en figure III.35b est cohérente avec la prépondérance du phénomène d'absorption à un photon pour les basses énergies, induisant une densité de charge proportionnelle à l'intensité optique. Cette analyse sera complétée par des simulations numériques présentées dans la section suivante.

La figure III.36 fournit la signature électrique liée à un événement destructif. Lors de la

première nanoseconde, le courant est similaire à celui enregistré lors d'un transitoire classique mesuré sous ions lourds. La densité de charges générée par l'impulsion étant moins élevée que lors du passage d'un ion, ce temps peut correspondre au transport des charges vers la zone de fort champ. Quand la densité est suffisante pour que l'amplification par [ionisation par impact](#) ait lieu, le courant augmente rapidement et atteint 150 mA, indiquant la destruction de la jonction. Le courant excède temporairement le courant maximal délivrable par l'alimentation (10 mA) par le biais de la décharge des condensateurs de découplage présents sur la carte de mesure. Comme évoqué précédemment, la résolution temporelle du système électronique de détection n'est pas suffisante pour visualiser les différentes phases d'un [SEB](#).

Aucun événement destructif n'a pu être déclenché dans la référence à structure planaire (MBRF10L60CTG). Des tentatives de mesure de transitoires ont été effectuées sur plusieurs composants préparés. Pour optimiser la détection des transitoires et réduire le bruit de mesure, un travail a été mené sur la longueur des pistes, des contacts et des connecteurs. Le déclenchement de la mesure par l'oscilloscope a été synchronisé sur les tirs du laser, en compensant le temps de propagation et d'acquisition du signal par un délai. La faible variation des durées de commande (*jitter*) d'une impulsion à l'autre a permis d'augmenter la sensibilité du système de mesure par cette méthode. Par l'utilisation d'impulsions de forte énergie (18 nJ) couplée à un ajustement précis de la profondeur de focalisation et à un travail supplémentaire sur la qualité du polissage de surface, de faibles transitoires ont pu être mesurés sur l'un des composants. La charge collectée est toutefois 25 fois plus faible que celle mesurée dans les mêmes conditions sur la référence NTST20120CTG. Cette faible valeur peut être expliquée par une absorption plus élevée dans le substrat (causée par un dopage plus important ou une forte concentration de défauts), une structure planaire complexe gênant la propagation du faisceau aux abords du contact ou encore une zone de déplétion très réduite, induisant une faible charge collectée par un volume utile réduit et la faible capacité de diffusion des porteurs générés. L'absence de mesure de transitoire d'amplitude suffisante nous a malheureusement empêché de tirer profit de la résolution spatiale du banc laser, qui aurait pu permettre de préciser la distribution des zones sensibles du composant.

III.4.3.0.3 Analyse complémentaire par simulation

Des calculs de charge déposée ont été effectués pour des impulsions de différentes énergies et sont présentés en figure [III.37a](#) aux côtés des données expérimentales présentées en figure [III.35b](#). D'après la simulation, si à basse énergie la fraction de charge générée par absorption à deux photons est négligeable ($< 2\%$), elle doit être prise en compte aux fortes énergies (27,5 nJ) où elle représente plus de 10 % de la charge totale (figure [III.37b](#)). Une courbe de tendance de type polynôme du second ordre est cette fois choisie pour prendre en compte cette fraction non linéaire de la relation entre énergie et charge générée et permet l'ajustement de l'ensemble des points de la courbe, y compris à haute énergie. Le paramétrage générique s'avère suffisant

pour assurer une modélisation représentative des points mesurés, montrant ainsi la validité de ce type de simulation pour des structures simples. Aux fortes énergies, proche du seuil de déclenchement du SEB, l'écart entre simulation et données expérimentales peut être expliqué par un surplus de charges générées par un phénomène d'ionisation par impact et par un taux de génération thermique supérieur dû aux courants élevés, phénomènes non pris en compte dans le modèle numérique.

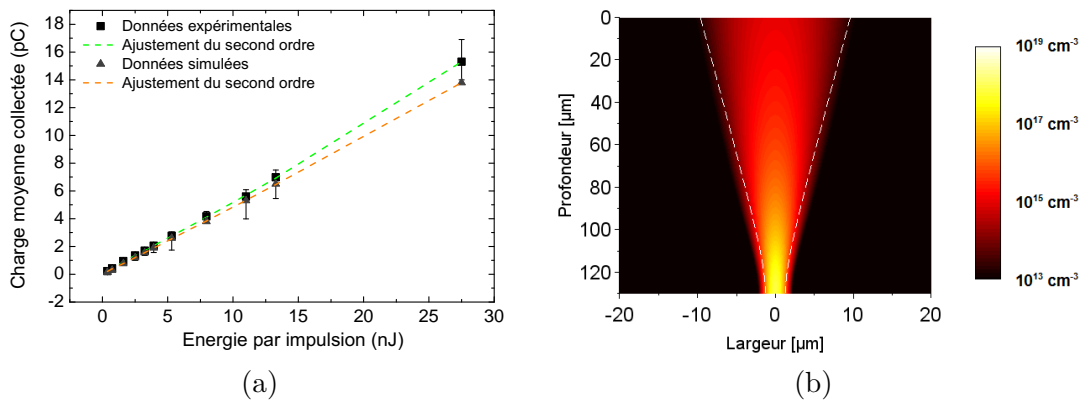


FIGURE III.37 – Mesure et simulation de charges collectées en fonction de l'énergie par impulsion et courbe de tendance du second ordre associées (a). Simulation de la densité de charges générées par l'absorption à deux photons (TPA) avec une énergie par impulsion $E = 27,5$ nJ (b)

Des tests similaires ont également été effectués sur le second banc de test, équipé du laser *Ti : Sa*. Différents paramètres vont impacter directement la quantité de charges générées dans la zone sensible. La longueur d'onde des photons émis, fixée à 1010 nm (section II.1.2.7), est plus faible que celle utilisée précédemment (1064 nm), induisant une absorption nettement plus importante, en particulier dans la zone épitaxiée faiblement dopée (voir section I.2.1.2.1). La durée de l'impulsion, plus de 100 fois plus courte (3 ps contre 400 ps) augmente la puissance optique crête d'un facteur équivalent. Enfin, l'énergie par impulsion disponible en sortie du laser étant limitée à quelques nanojoules, un objectif x100 est utilisé, permettant d'atteindre un faisceau de rayon ω_0 de 0,9 µm au point de focalisation. L'ensemble de ces paramètres induit un profil de génération très différent, avec une proportion de charges générées par TPA bien plus élevée.

Les transitoires mesurés expérimentalement présentent une charge collectée moyenne de 0,8 pC pour une énergie par impulsion de 2,5 nJ (figure III.38a). En utilisant le même modèle géométrique que celui présenté précédemment, la simulation donne une charge déposée dans la zone de collection de 1,5 pC. Cette valeur est cohérente avec la mesure, l'écart pouvant être expliqué par une combinaison de plusieurs paramètres :

- la qualité du polissage, impactant directement la proportion de photons transmis ;

- **l'épaisseur du substrat** après amincissement. D'après la simulation, un écart de $\pm 10 \mu\text{m}$ induit une variation de $\pm 20 \%$ de la charge déposée pour une impulsion de $2,5 \text{ nJ}$;
- **la profondeur de focalisation**, qui influence l'intensité optique dans la zone de collection et impacte grandement la génération par processus non linéaire. D'après la simulation, un écart de $\pm 10 \mu\text{m}$ induit une variation de $\pm 10 \%$ de la charge déposée.

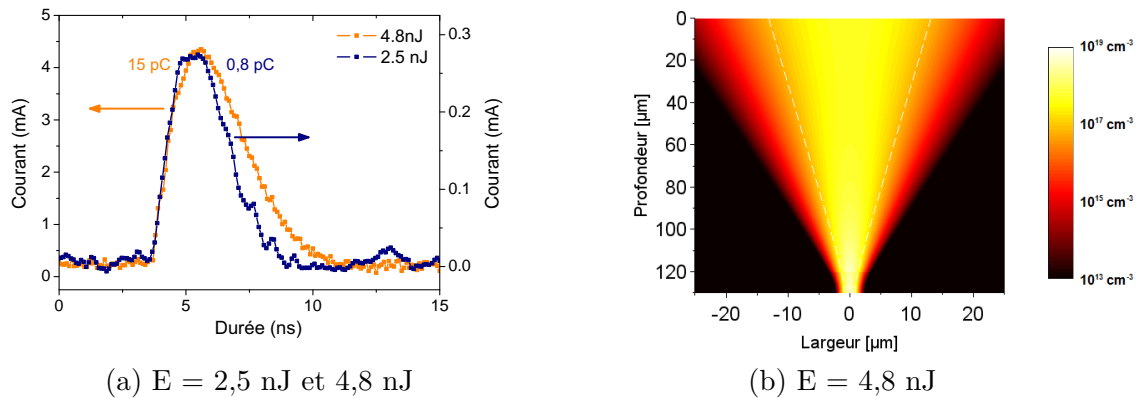


FIGURE III.38 – Exemples de mesures de courants transitoires dans une diode Schottky NTST20120CTG (a) et de simulation de la densité de charges générées (b). L'énergie par impulsion est fixée à $2,5 \text{ nJ}$ et $4,8 \text{ nJ}$ (seuil de déclenchement). Caractéristique du faisceau laser : $\lambda = 1010 \text{ nm}$, $\tau = 3 \text{ ps}$, $\omega_0 = 0,9 \mu\text{m}$

Des événements destructifs ont été déclenchés avec ce deuxième laser dans des conditions de test similaires à celles décrites précédemment. Pour profiter de la forte résolution spatiale offerte par les platines motorisées, en particulier suivant l'axe perpendiculaire au composant, la profondeur de focalisation est mesurée à basse énergie, en maximisant l'amplitude des courants transitoires. Une fois cette position fixée, une unique impulsion permet de déclencher un SEB. La gestion fine de l'énergie par impulsion (section II.1.2.7) permet de déterminer précisément le seuil, mesuré à $4,8 \text{ nJ}$ (soit 190 mJ.cm^{-2}) pour une tension inverse de 120 V (100 % VRRM). En pratique, à ce niveau d'énergie de fins ajustements sur la profondeur de focalisation ont parfois été nécessaires pour déclencher un SEB. D'après la simulation, 30 % de la charge générée est due à l'absorption non linéaire (figure III.38b), induisant un très fort impact de la puissance optique sur la charge photogénérée. Ainsi, une erreur de focalisation de $10 \mu\text{m}$ induit une variation de charge de $\pm 10 \%$ pour une impulsion d'énergie $4,8 \text{ nJ}$. La figure III.38a présente, en complément du transitoire à basse énergie par impulsion, un transitoire lié à une impulsion d'énergie égale au seuil mais légèrement défocalisée. La charge collectée mesurée est de 15 pC , bien supérieure à la valeur prédite par la simulation de $3,5 \text{ pC}$. Proche du seuil, une contribution liée à l'ionisation par impact et à la génération thermique de porteurs est probable, ces phénomènes étant cependant trop rapides (section III.2.1.1) pour

être visibles sur les mesures de courants transitoires.

III.4.4 Comparaison des résultats de test laser et ions lourds

Ces études utilisant différents moyens d'irradiation partagent la même chaîne de mesure. Des différences subsistent, notamment en ce qui concerne la préparation des composants, propre au type de test réalisé. Le but de cette section est de comparer les résultats obtenus entre ions lourds et impulsions laser de 3 ps et 400 ps.

Les sensibilités des deux références sélectionnées ont été caractérisées lors d'une campagne préliminaire à l'UCL effectuée par TRAD, financée dans le cadre d'une R&T CNES. Basée sur le plan de test classique présenté en figure III.20, la tension seuil au delà de laquelle le composant devient sensible a cependant été déterminée avec une précision supérieure. Les ions utilisés sont ceux présentés dans le tableau III.1. La figure III.39 présente les résultats de cette évaluation. Pour un LET donné, une polarisation égale ou supérieure celle indiquée par la courbe pointillée donnera lieu à un SEB sous irradiation. A l'inverse, une polarisation égale ou inférieure à la courbe continue ne donnera lieu à aucun événement. La zone intermédiaire entre les deux courbes correspond à un comportement indéterminé, ces conditions n'ayant pas été évaluées. Il est à noter que ces références ne sont pas sensibles au phénomène de dégradation du courant de fuite lors de l'irradiation. Le déclenchement d'événements destructifs par laser

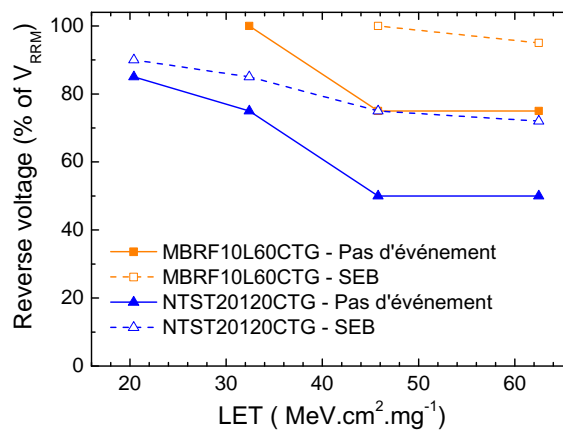
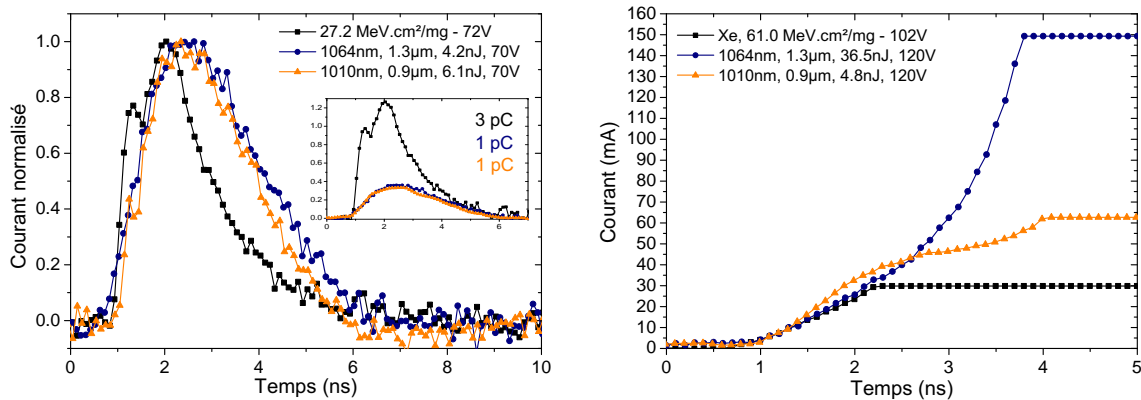


FIGURE III.39 – Caractérisation de la sensibilité des deux références d'intérêt

a nécessité de fortes énergies et une tension inverse fixée au maximum de la tension admissible (100 % V_{RRM}) alors que lors des essais sous ions lourds, des SEB ont été constatés à faible LET (20 MeV.cm².mg⁻¹) et à plus faible tension (70 % à 90 % V_{RRM} suivant le LET). Le déclenchement d'un SEB est conditionné par la génération d'une densité de charges suffisante dans une zone de fort champ électrique situé près du contact Schottky. Cela confirme le rôle

d'une forte densité de charge très localisée dans le déclenchement du **SEB**.



(a) Sous le seuil de destruction (courants normalisés)

(b) Au seuil de destruction

FIGURE III.40 – Courants transitoires normalisés sous le seuil de destruction (a) et lors d'un **SEB** générés par un ion $^{136}\text{Xe}^{54+}$ et deux impulsions laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, $\tau = 400 \text{ ps}$, $\omega_0 = 1,3 \text{ }\mu\text{m}$) et ($\lambda = 1010 \text{ nm}$, $\tau = 3 \text{ ps}$, $\omega_0 = 0,9 \text{ }\mu\text{m}$) dans des diodes Schottky NTST20120CTG polarisées

La figure III.40a présente des courants transitoires générés par le passage d'un ion $^{136}\text{Xe}^{54+}$ et par des impulsions provenant des deux laser disponibles. La référence utilisée pour ces mesures est la diode NTST20120CTG, polarisée en inverse à une tension fixée à 70 V. L'absence d'une tension inverse seuil commune aux deux méthodes de test et la proportion potentiellement élevée d'absorption non linéaire ne permet pas d'établir expérimentalement une corrélation fiable entre l'énergie laser et le **LET**. À défaut, les conditions de test ont été choisies pour donner lieu à des charges collectées similaires (3 pC en ions lourds et 1 pC en laser), en tenant compte de la limitation en puissance du laser $Ti : Sa$. Les courants ont été normalisés pour une analyse qualitative. Les courbes non normalisées sont précisées à titre indicatif dans l'insert de la figure III.40a.

Les formes des courants transitoires générés par laser sont très similaires. Ce résultat remarquable est un élément important de validation des tests lasers. Le transitoire induit par l'ion a une forme différente, avec une collection nettement plus rapide lors de la première nanoseconde suivie d'une décroissance exponentielle (section III.3.2.2). Ces différences peuvent s'expliquer par la distribution des charges générées. Dans le cas du laser, la concentration plus faible de charges générées dans un volume plus important par l'impulsion laser modifie le transport des charges. Les densités de charges ne sont pas suffisantes pour créer un barreau conducteur, induisant une moindre perturbation du champ électrique. La séparation des paires électron-trou induit un champ électrique supplémentaire moins important que lors du passage de l'ion. Ces phénomènes réduisent les courants de dérive, limitant la dynamique de collection. Les gradients de porteurs, plus faibles, réduisent la dynamique des phénomènes de diffusion, donnant lieu à une diminution plus progressive du courant transitoire.

L'évolution des caractéristiques des courants transitoires en fonction de la tension de polari-

sation, présentée dans le cas du laser en figure III.34, a été représentée de manière similaire dans le cas des ions lourds, sur une gamme de tension plus réduite imposée par une tension de seuil plus faible. Ces courbes, tracées sur la figure III.41, présentent une augmentation progressive de l'amplitude avec la tension inverse V_{ext} et une diminution de la durée de l'impulsion proportionnellement à $V_{ext}^{-1/2}$. Ainsi, malgré des mécanismes de transport et de collection différents, la tension de polarisation, qui détient un rôle clé dans la sensibilité au SEB, impacte de manière similaire les courants transitoires générés par ion lourd ou par laser.

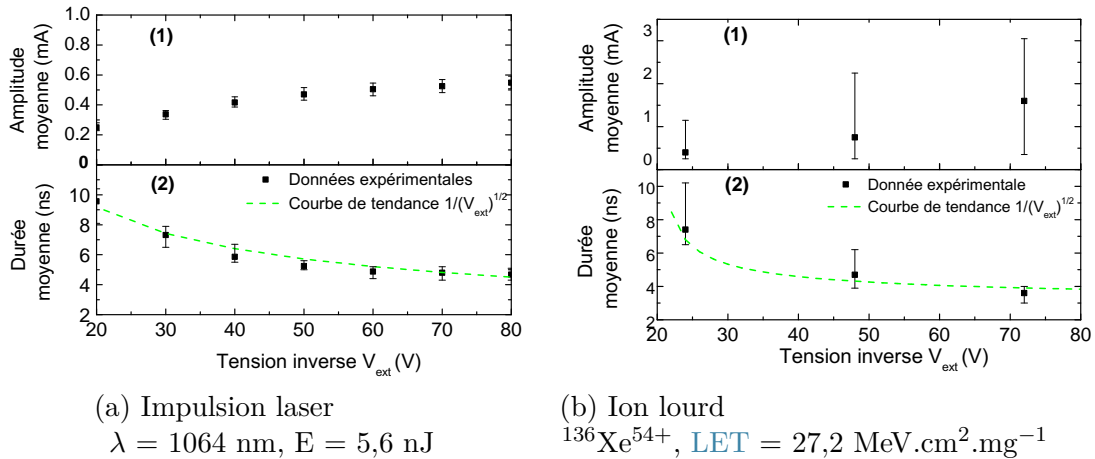


FIGURE III.41 – Amplitudes et durées des transitoires mesurés en fonction de la tension inverse appliquée

La figure III.40b présente l'évolution du courant transitoire pendant un événement destructif. Les tests laser sont réalisés dans les conditions définies précédemment, avec une tension inverse V_{ext} de 120 V et des énergies par impulsion suffisantes pour déclencher un SEB. Le test sous ions lourds a été effectué sous ions $^{136}\text{Xe}^{54+}$ de fort LET (61,0 MeV.cm².mg⁻¹) et sous une tension inverse élevée, fixée à $V_{ext} = 102$ V (85 % VRRM). Le niveau de la saturation en courant dépend du paramétrage de l'alimentation et de la voie de l'oscilloscope et n'est par conséquent pas représentatif d'un quelconque phénomène physique.

La dynamique des transitoires est similaire, avec une augmentation brutale du courant de fuite jusqu'à saturation du système de mesure. Elle semble légèrement différente dans le cas du laser 1010 nm, avec une augmentation du courant en deux temps. Des contraintes techniques (disponibilité des moyens, préparation des composants) ont empêché la confirmation de ce phénomène sur un autre composant. Cependant, aucun dysfonctionnement n'a été constaté sur les moyens de test, limitant le risque d'une erreur de mesure. L'explication pourrait provenir du phénomène d'emballage thermique intrinsèque au SEB. La gestion de l'énergie du banc équipé du laser 1010 nm est très fine, permettant de déterminer précisément le seuil de déclenchement, ce qui n'est pas le cas des autres moyens laser ou ions lourd, où la quantité de charges générées dans le volume sensible est potentiellement bien supérieure à

la charge critique. Il est possible que cela retarde l'ensemble du phénomène destructif, avec une amplification par **ionisation par impact** conduisant ensuite à l'emballage thermique, ces phénomènes pouvant potentiellement être quasi-simultanés en cas de très forte densité de charge. Il serait alors possible de visualiser ces deux phases distinctes, comme présenté en section III.2.1.1. Cependant, les temps caractéristiques de ces phénomènes sont en théorie de l'ordre de la centaine de picosecondes à la nanoseconde, bien inférieurs à ceux visualisés ici.

D'après la figure III.40a, pour obtenir une charge collectée équivalente, une énergie 50 % plus importante est nécessaire pour le laser 1010 nm alors qu'une énergie 6 à 7 fois plus faible suffit pour déclencher un événement destructif. De nombreux paramètres distinguent ces deux tests et sont synthétisés dans le tableau III.8.

Dans le cas du laser $Ti : Sa$, la plus faible surface du spot laser couplée à une absorption supérieure favorise la densité de charges générée aux abords du contact Schottky. Cependant, l'absorption est également supérieure dans le substrat, réduisant d'autant la quantité de photons transmise jusqu'au contact. Enfin, la plus forte focalisation couplée à la durée d'impulsion plus faible conduit, comme vu précédemment, à des taux d'absorption non linéaire élevés aux fortes énergies. D'après la simulation, pour une impulsion de 5 nJ, la densité maximale de charges photogénérées est supérieure de 20 % sur le banc utilisant le laser $Ti : Sa$, avec une charge collectée 50 % plus importante. Ces considérations n'expliquent donc pas l'écart entre les énergies seuil.

Un autre paramètre critique est la durée de l'impulsion. En effet, la durée typique nécessaire au déclenchement de l'amplification par **ionisation par impact** est de l'ordre de 100 ps et a lieu après une première étape de séparation des paires électron-trou, d'une durée de quelques picosecondes. Dans ce laps de temps, l'intégralité de l'énergie contenue dans l'impulsion de 3 ps a été absorbée ou transmise et l'ensemble des charges générées dans la zone de fort champ participe à l'**ionisation par impact** alors que seule une fraction de l'impulsion de 400 ps est effectivement disponible. Ce phénomène est représenté sur la figure III.42 en se basant sur une évolution temporelle à décroissance Gaussienne, comme précisé dans la section II.2. D'autre part, des impulsions de durée inférieure à 100 ps semblent être requises pour induire un phénomène de funneling [36] susceptible d'augmenter la quantité de charges collectées d'un facteur 2 à 5 [34]. Il n'est pas possible a priori de déterminer quelle fraction de l'impulsion rentre effectivement en jeu dans le déclenchement de l'événement, cependant à titre d'exemple, sur les 10 premières picosecondes 99,8 % de l'énergie contenue dans l'impulsion 1010 nm a été délivrée contre seulement 0,3 % pour l'impulsion 1064 nm. Pour les longues durées d'impulsion, il faut donc augmenter l'énergie pour disposer d'une quantité de charges suffisantes dans les premiers instants pour initier le phénomène à l'origine de l'événement singulier.

TABLEAU III.8 – Synthèse des paramètres utilisés pour le déclenchement d'événements destructifs par laser et ions lourds

Longueur d'onde	Durée de l'impulsion	Largeur - surface faisceau au point de focalisation	Seuil de déclenchement
1064 nm	400 ps	1,3 μm - 5,3 μm^2	$27,5 \text{ nJ} < E_{TH} < 36,5 \text{ nJ}$ à 100 % VRRM
1010 nm	3 ps	0,9 μm - 2,5 μm^2	$E_{TH} = 4,8 \text{ nJ}$ à 100 % VRRM
-	-	-	$LET_{TH} = 20 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ à 85 % VRRM

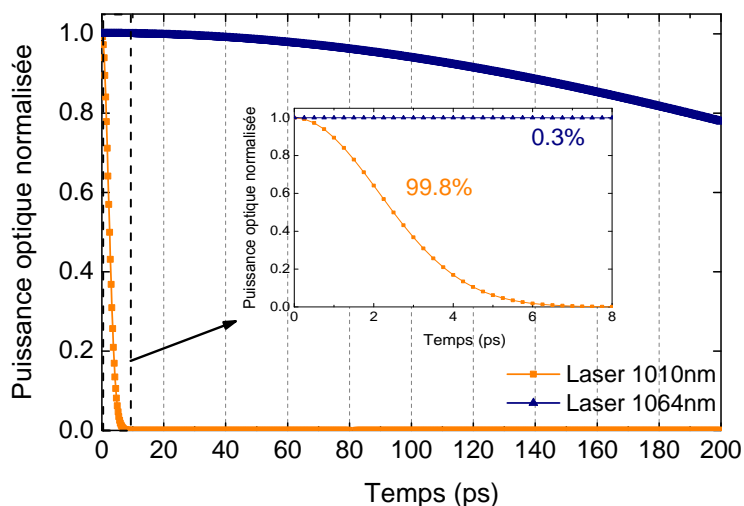


FIGURE III.42 – Evolution temporelle de l'intensité optique normalisée en fonction du temps

Conclusion

Les composants redresseurs, et en particulier les diodes Schottky, étaient considérés insensibles aux effets des radiations. La hausse des performances et des puissances mises en jeu a abouti ces dernières années à des défaillances critiques rendant le composant inopérant. La mise en place de moyens de test alternatifs par impulsions laser pour évaluer la sensibilité des diodes de puissances, très largement utilisées dans l'industrie spatiale, présente donc un intérêt certain.

Ces composants ont une structure simple et une zone active de grande dimension, facilitant l'analyse des phénomènes intervenant sous irradiation. Le phénomène physique à l'origine des défaillances, identifié très récemment, renseigne sur le rôle prépondérant du champ électrique, limitant les conditions de test à la gamme des polarisations inverses. Ces caractéristiques en font des candidats idéaux pour cette étude, axée d'une part sur une analyse détaillée de l'impact des paramètres laser sur les phénomènes générés dans le composant, et d'autre part sur la capacité des impulsions laser à reproduire les effets des ions lourds.

Les nombreuses études menées en accélérateur d'ions lourds permettent de disposer d'un volume conséquent de données de test, qui ont été synthétisées pour mettre en évidence les liens entre structure, caractéristiques physiques et électriques et sensibilité aux 3 différents types d'événements destructifs identifiés. Cette analyse montre qu'il n'est pas possible de statuer sur la sensibilité d'une référence en se basant simplement sur des caractéristiques. Les diodes rapides basées sur une jonction PN semblent toutefois très résistantes aux effets des ions lourds, alors que les diodes Schottky basées sur un substrat en carbure de silicium présentent des défaillances dès les basses tensions.

Une étude détaillée a été menée sur deux références, sélectionnées pour leur caractéristiques innovantes, leur structure permettant des tests en face avant comme en face arrière et leur sensibilité aux événements destructifs de type SEB. Une analyse par microscopie optique a permis de mieux connaître leur structure en vue d'une préparation pour permettre des tests laser ainsi que d'identifier les zones les plus sensibles. Pour comparer l'effet des ions lourds et les impulsions laser, une méthode de mesure des courants transitoires à des polarisations inférieures au seuil de destruction a été mise en place. Ces mesures représentent l'image des courants générés par les particules incidentes et permettent ainsi de calculer les charges collectées et les temps caractéristiques pour chaque conditions de test : type de particule et paramétrage des moyens d'essai, condition de polarisation, préparation des composants...

Ces mesures ont montré une bonne corrélation entre les impulsions laser et les ions lourds, avec des courants transitoires évoluant de manière similaire avec les conditions de polarisation.

Des événements singuliers ont pu être déclenchés par des impulsions laser. La taille très réduite du volume sensible, prédit par des simulations issues de la littérature, a été confirmée lors des tests laser avec un impact très fort de la focalisation. Un modèle numérique basé sur une structure de diode a permis de borner les conditions d'utilisation du laser et d'expliquer

l'évolution des charges collectées et de la durée des courants transitoires en fonction des paramètres des ions et du laser mais aussi des conditions de polarisation. Enfin, des tests comparatifs entre les ions lourds et les impulsions laser de 4 ps et 400 ps ont été menés. De manière remarquable, des événements singuliers ont pu être détectés pour la première fois par laser sur des diodes Schottky. Des transitoires similaires ont été mesurées avec les deux types d'irradiation. Si la résolution temporelle du système de mesure de courants transitoires était insuffisante pour visualiser directement l'impact de la durée d'impulsion et du profil de charges générées, l'analyse des charges collectées et des seuils de déclenchement de [SEB](#) met en évidence la nécessité de disposer d'impulsions dont la durée est proche du temps d'interaction de l'ion et du temps caractéristique de déclenchement des phénomènes menant à la défaillance.

Si la technique d'irradiation laser présente de nombreux avantages pour l'analyse des phénomènes, on peut noter certaines limitations pour l'étude de la sensibilité des diodes Schottky. L'accès à la zone sensible, située sous le contact, nécessite l'ouverture du contact en face arrière qui participe au fonctionnement du composant. De plus, les forts dopages induisent une absorption importante de l'intensité optique dans le substrat, imposant un amincissement important pour déclencher des événements singuliers tout en restant sous le seuil de dommage optique du silicium. Ces deux étapes de préparation imposent de modifier la structure du composant. Si l'impact sur les performances électriques est très modéré, la dissipation thermique peut être dégradée, ce qui peut avoir modifié les résultats de test. Il faut cependant noter que même lors de tests sous ions lourds, le composant doit être décapsulé en face avant ce qui modifie également son fonctionnement. D'autre part, le dopage élevé du substrat varie d'une référence à l'autre, induisant d'importantes variations des coefficients d'absorption empêchant de définir une équivalence entre le [LET](#) des ions et l'énergie des impulsions. De manière générale, les résultats présentés dans ce chapitre démontrent les capacités des tests lasers pour l'étude des événements singuliers dans les diodes de redressement.

Étude du SEL dans un ASIC en technologie CMOS

Sommaire

IV.1	Phénomène de <i>latchup</i> dans une structure CMOS - état de l'art	150
IV.1.1	Phénomène physique	150
IV.1.2	Étude bibliographique sur la sensibilité au SEL	152
IV.2	Présentation de l'ASIC	155
IV.2.1	Conception du composant et choix technologiques	155
IV.2.2	Contenu final de l'ASIC	156
IV.3	Étude de la sensibilité de l'ASIC sous faisceau d'ions lourds et par simulation	158
IV.3.1	Présentation du banc de test	158
IV.3.2	Résultat des tests sous faisceau d'ions lourds et par simulation . . .	160
IV.4	Étude de la sensibilité au SEL au moyen d'impulsions laser	161
IV.4.1	Préparation des composants et adaptation du banc de test	162
IV.4.2	Tests laser	163
IV.5	Analyse comparative des résultats de test	173
IV.5.1	Section efficace	173
IV.5.2	Forme des courants de <i>latchup</i>	176
IV.5.3	Distribution des courants	177

Introduction

Le phénomène de *latchup*, étudié depuis les années 1970, se caractérise par la création d'un chemin de court-circuit dans une structure CMOS suite au passage d'un courant parasite initialement causé par un stress électrique. Si des règles de conception permettent de rendre les composants actuels résistants à ce type de phénomène, les latchup déclenchés suite au passage d'une particule (SEL) restent une menace pour le fonctionnement de composants CMOS en environnement radiatif. Les conséquences sur le composant sont imprévisibles, allant d'une légère sur-consommation à une perte de fonctionnalité voire à une dégradation permanente du composant le rendant inopérant. Les dégâts causés par la surtension peuvent impacter la fiabilité à long terme. D'autre part, ces phénomènes sont notamment liés à la technologie CMOS, et si des stratégies de durcissement existent, elles imposent de lourdes modifications dans la structure et la définition des contacts.

De nombreuses études centrées sur le SEL ont été conduites dans différentes structures CMOS au moyen de protons, neutrons, ions lourds, impulsions laser et par simulation numérique durant ces dernières décennies. Ces travaux ont permis de progresser sur la compréhension du phénomène et de l'impact des conditions extérieures (température notamment) sur la sensibilité [130, 53, 52, 131, 132]. La répartition spatiale des zones sensibles a également été étudiée par laser dans une structure simple, en corrélation avec des résultats de simulation [133, 134]. Des incertitudes subsistent cependant sur la justification de la localisation précise des zones les plus sensibles ainsi que sur les paramètres déclenchant les courants de court-circuit. Ce dernier point est critique car il est lié directement à la nature de la défaillance.

La première partie de ce chapitre s'intéresse à la physique du SEL, en décrivant les phénomènes aboutissant à l'établissement du chemin de court-circuit. Des études récentes, utilisant les tests sous ions lourds et par laser ainsi que la simulation numérique, sont présentées et permettent d'établir un bilan des connaissances actuelles, notamment sur la localisation des zones sensibles et les éléments de corrélation établis entre ions lourds et laser.

Nous présentons ensuite les différentes étapes ayant abouti à la production du véhicule de test utilisé pour cette étude. La structure détaillée du composant et son fonctionnement est décrite, suivi d'un résumé des résultats de tests sous ions lourds et par simulation effectués lors d'études précédentes [3].

En se basant sur ces éléments, nous avons mené une étude au moyen du banc laser *Ti : Sa*, en s'intéressant à la fois aux corrélations entre les différents moyens de test et aux éléments nouveaux apportés par les performances du laser. En particulier, l'ajustement précis de l'énergie par impulsion couplé à la résolution spatiale micrométrique en font un outil performant pour identifier les sources de défaillances, en lien avec la topologie du composant.

Les objectifs de cette étude sont donc multiples :

- à l'échelle d'une cellule fonctionnelle : étudier la distribution des zones sensibles et des

courants de **SEL** grâce à la résolution spatiale du laser ;

- à l'échelle du composant : évaluer les sections efficaces de **SEL** et mesurer la distribution des courants de **SEL** par laser ;
- analyser ces résultats en se basant sur le phénomène physique lié au **SEL** et sur la simulation numérique. Etablir des corrélations quantitatives avec les résultats de test sous faisceau d'ions lourds et les résultats de simulation.

Cette étude est basée sur un **ASIC** en technologie **CMOS** 0,35 μm . Initialement, il a été développé par TRAD et le laboratoire IM2NP de l'université Aix-Marseille pour valider les modèles de prédiction implémentés dans TRADCARE©, un outil de modélisation multi-échelle développé par TRAD [3] avec le soutien du **CNES**. Ce composant est un choix idéal pour notre étude, et ce pour plusieurs raisons. D'une part, le développement effectué en interne permet de connaître parfaitement sa topologie et les détails de sa structure (profondeur du puits N, dopages, dimensions des contacts des structures **MOS**...). Ces éléments permettent de profiter pleinement des avantages apportés par l'utilisation du laser, en particulier la résolution spatiale et la gestion fine de l'énergie par impulsion. D'autre part, une caractérisation sous faisceau d'ions lourds a également déjà été effectuée, ce qui permet de confirmer la sensibilité au **SEL** et de disposer d'une courbe de section efficace. Enfin, un modèle numérique compatible avec TRADCARE© et intégrant une modélisation physique et électrique est disponible, de même qu'une section efficace simulée.

La première partie de cette section présente un état de l'art des connaissances actuelles sur le phénomène de **SEL**. Les résultats des tests laser sont ensuite présentés, en corrélation avec les tests en accélérateur d'ions lourds et les simulations associées.

IV.1 Phénomène de *latchup* dans une structure CMOS - état de l'art

Cette section présente un état des connaissances actuelles sur les phénomènes physiques conduisant à un SEL dans les structures CMOS, ainsi que les principaux résultats d'études menées par ions lourds, par laser et par simulation.

IV.1.1 Phénomène physique

Le phénomène de SEL dans les structures CMOS, évoqué en section I.3.3.3, est un phénomène potentiellement destructif causé par la mise en conduction d'une structure parasite. Ce phénomène étant déclenché initialement par un courant parasite, il peut survenir lors d'une utilisation intensive du composant (stress électrique) si aucune précaution n'est prise lors de la conception de la structure. Ainsi, les premières études de ce phénomène ont été menées dès les années 1970 [135] en vue d'isoler la structure parasite mise en cause et de développer des stratégies de protection du *latchup* électrique. Si le phénomène physique est bien compris de nos jours, la compréhension fine des conditions de déclenchement et de la localisation des zones sensibles reste un sujet d'intérêt actuel.

La structure parasite menant au *latchup* est inhérente au CMOS. Elle est représentée sous la forme d'un schéma électrique équivalent sur la figure IV.1. Elle est formée d'un premier transistor bipolaire NPN horizontal Q_1 dans le substrat, dont le collecteur C_1 est relié à la base B_2 d'un second transistor bipolaire PNP vertical Q_2 dans le puits [136, 53]. Différents modèles électriques existent pour représenter ce phénomène, avec différents maillages de résistances [137]. Pour cette étude, nous nous baserons sur un modèle à deux transistors et deux résistances présenté sur la figure IV.1, suffisant pour rendre compte électriquement des conditions conduisant au verrouillage du thyristor PNP.

En régime de fonctionnement normal, les émetteurs et les bases sont au même potentiel et les jonctions base-collecteur sont polarisées en inverse : les deux transistors bipolaires sont bloqués. Une variation rapide du potentiel (stress électrique, passage d'une particule, génération de porteurs par laser) dans la structure va générer un courant parasite au travers d'un chemin de conduction pouvant induire une différence de potentiel aux bornes de R_{puits} , entre la base B_2 et l'émetteur E_2 du transistor Q_2 . Si la tension $V_{B_2E_2}$ dépasse la tension de seuil en direct ($\approx 0,7$ V), le transistor Q_2 devient passant. L'émetteur injecte des porteurs qui atteignent le collecteur à travers la base, induisant un courant de collecteur I_{C_2} amplifié par le transistor. Celui-ci est ensuite injecté dans la base du transistor Q_1 , qui devient passant à son tour. Les courants de base sont amplifiés, aboutissant au passage en mode saturé des deux transistors bipolaires. L'activation de cette structure thyristor conduit à un chemin de court-circuit entre l'anode (V_{DD}) et la cathode (GND). Ce mécanisme peut être déclenché de

manière parfaitement analogue dans le substrat [90], avec une différence de potentiel générée aux bornes de R_{sub} .

Le courant de court-circuit ne dépend que des caractéristiques internes du CMOS ainsi que des résistances d'accès et peut être limité par le courant maximal délivré par l'alimentation. Il est donc par nature indépendant du phénomène et de la quantité de charges ayant déclenché le SEL. Il est à noter que dans la réalité, le courant total peut être dû à l'activation successive de multiples structures parasites [137].

Le temps nécessaire après le passage d'une particule pour atteindre le courant de *latchup* dépend de nombreux paramètres, et en particulier du courant parasite généré qui charge la jonction base-émetteur en direct jusqu'à une tension suffisante. Ce courant dépend de la quantité de charges générées et donc du LET de l'ion ou de l'énergie de l'impulsion laser utilisée. Le temps de mise en conduction dépend également des paramètres de la structure (dimensions et gain des transistors bipolaires, résistivité des chemins de conduction...).

La caractéristique courant-tension du thyristor parasite est présentée en figure IV.2b, associée au schéma électrique équivalent présenté en figure IV.2a. Dès que la tension d'amorçage V_{TH} est atteinte aux bornes du thyristor, la structure passe de l'état bloqué à l'état passant et présente une résistance négative jusqu'à atteindre un point de fonctionnement. Le courant est limité par la résistance équivalente, notée R_{eq} . Cette résistance d'accès à la structure est constituée de la résistance équivalente entre les plots d'alimentation de l'ASIC et le(s) thyristor(s) en série avec la résistance interne équivalente du thyristor. Le courant de *latchup* est défini par l'intersection entre la caractéristique du thyristor à l'état saturé et la droite de charge aux bornes de R_{eq} . Une fois déclenché, le court-circuit est donc auto-entretenu et ne peut être désactivé que par une coupure de l'alimentation permettant de réduire le courant de conduction en dessous du courant de maintien I_M .

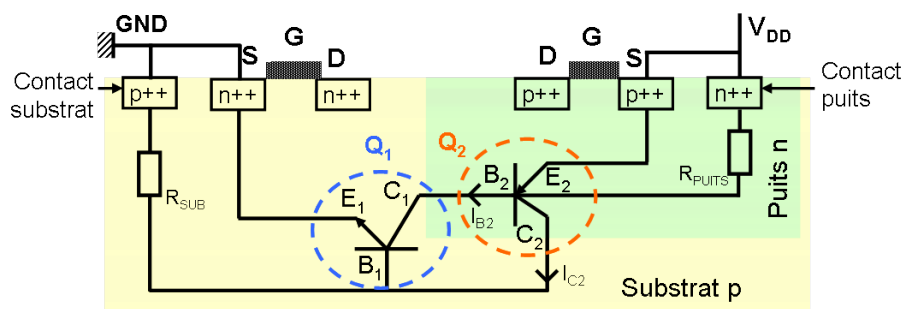


FIGURE IV.1 – Représentation schématique d'une structure CMOS et des transistors bipolaires parasites Q_1 et Q_2 (d'après [53, 134])

Ce modèle est valide pour une structure CMOS isolée. Pour des technologies fortement intégrées, une réaction en chaîne plus complexe peut avoir lieu avec un verrouillage de proche en proche de nombreux chemins de court-circuit [138, 52]. Le courant total est alors composé de la somme des courants circulant dans l'ensemble des chemins de conduction parasites.

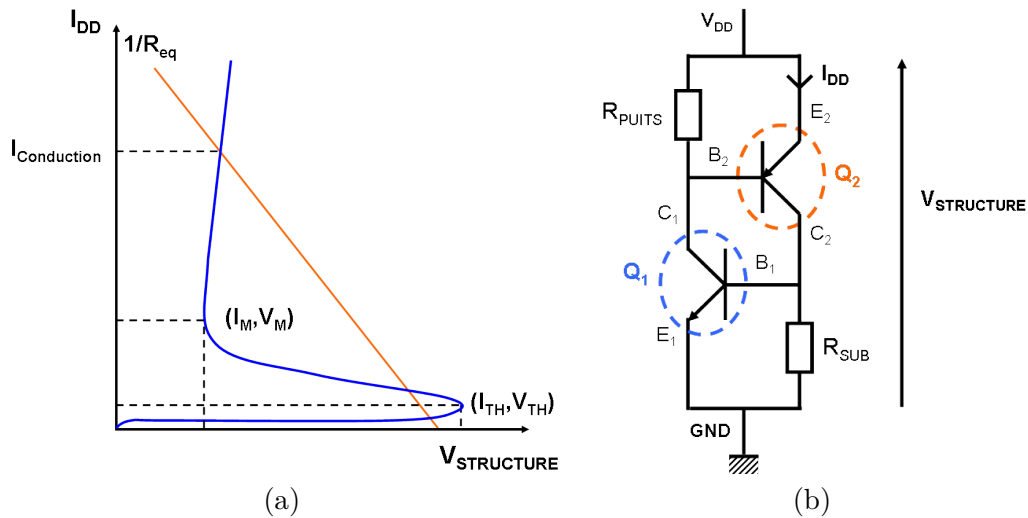


FIGURE IV.2 – Caractéristique courant-tension du thyristor parasite et de la résistance équivalente (a) et schéma électrique associé (d'après [53]) (b)

IV.1.2 Étude bibliographique sur la sensibilité au SEL

Comme évoqué en introduction de ce chapitre, les problématiques liées aux phénomènes de SEL sont critiques pour les applications nécessitant un haut niveau de fiabilité. La survenue d'un *latchup* peut entraîner une surconsommation électrique, des défauts de fonctionnement voire une défaillance totale et irréversible du composant. Ainsi, de nombreuses études ont été menées sur différents composants et véhicules de test en utilisant différents moyens d'irradiation (neutrons, protons, ions lourds, impulsions laser) et de simulation pour comprendre et analyser ce phénomène. Les principaux résultats, synthétisés dans le paragraphe suivant, vont permettre d'orienter notre étude expérimentale.

Des travaux ont été menés par ARTOLA et al. et par DODDS et al. sur une structure similaire à une *Random Access Memory* (RAM) en technologie CMOS bulk 0,18 μm au moyen de test laser à un photon ($\lambda = 590 \text{ nm}$ [134]) via la face avant, de test laser à deux photons via la face arrière ($\lambda = 1260 \text{ nm}$ [134]) et par simulation [133].

La figure IV.3a présente une cartographie de la structure effectuée par laser à deux photons (TPA) et par simulation. Les zones les plus sensibles au SEL sont localisées au niveau de la zone centrale entre les deux transistors MOS là où la collection de charge est la plus efficace [90, 133]. Cette observation est cohérente avec les travaux précédents, localisant la zone sensible au niveau de la jonction puits-substrat polarisée en inverse [130]. La profondeur sensible est relativement faible, de l'ordre de quelque μm [90, 134] puisque liée à la profondeur des jonctions. La localisation des zones sensibles dépend de la géométrie et des dopages, des conditions de polarisation et de la taille de la structure et ne peut donc pas être prédite a priori. En particulier, la sensibilité est généralement plus importante dans le cas de composants de

grande dimension [134]. Cela s'explique notamment par des distances supérieures induisant des résistances R_{puits} et R_{sub} plus élevées entraînant des différences de potentiel base-émetteur plus importantes à courant parasite équivalent. Après verrouillage du premier transistor parasite, la commutation du second nécessite cependant un courant I_{B2} suffisant (figure IV.1), qui dépend notamment de la résistivité du chemin reliant les deux transistors MOS ainsi que du gain, lui-même fonction de l'épaisseur de la base et de l'efficacité d'injection des porteurs dans la jonction base-émetteur [133].

Les composants CMOS récents incluent de nombreux contacts de puits et de substrat pour réduire ces résistances afin de mieux répartir le flux de courant [139] et d'augmenter le courant parasite nécessaire à l'activation du thyristor. En pratique, des structures peuvent être intégrées entre les deux transistors bipolaires pour éviter ce phénomène et ainsi réduire la sensibilité du composant [140].

La forte durée de vie des porteurs dans le silicium (quelques ns à quelques μ s [22]) autorisant des longueurs de diffusion importantes, en pratique la majeure partie de la structure peut potentiellement être sensible et le phénomène peut se propager aux structures adjacentes suivant l'espacement et la quantité de charge déposée [90]. Ce point a constitué un paramètre clé dans la conception du véhicule de test utilisé pour cette étude et sera discuté plus en détail dans la section suivante.

La figure IV.3b présente les sections efficaces obtenues par ions lourds et en simulation. Les résultats sont cohérents à hauts LET mais divergent à bas LET. Ces écarts de modélisation sont attribués à une connaissance insuffisante des niveaux de dopage affectant la modélisation des transistors bipolaires parasites. Ainsi, les résultats de ces études fournissent un socle aux investigations présentées dans la suite de cette section, et dont l'un des objectifs est de fournir des éléments quantitatifs de corrélation entre les tests laser et les tests en accélérateur d'ions lourds.

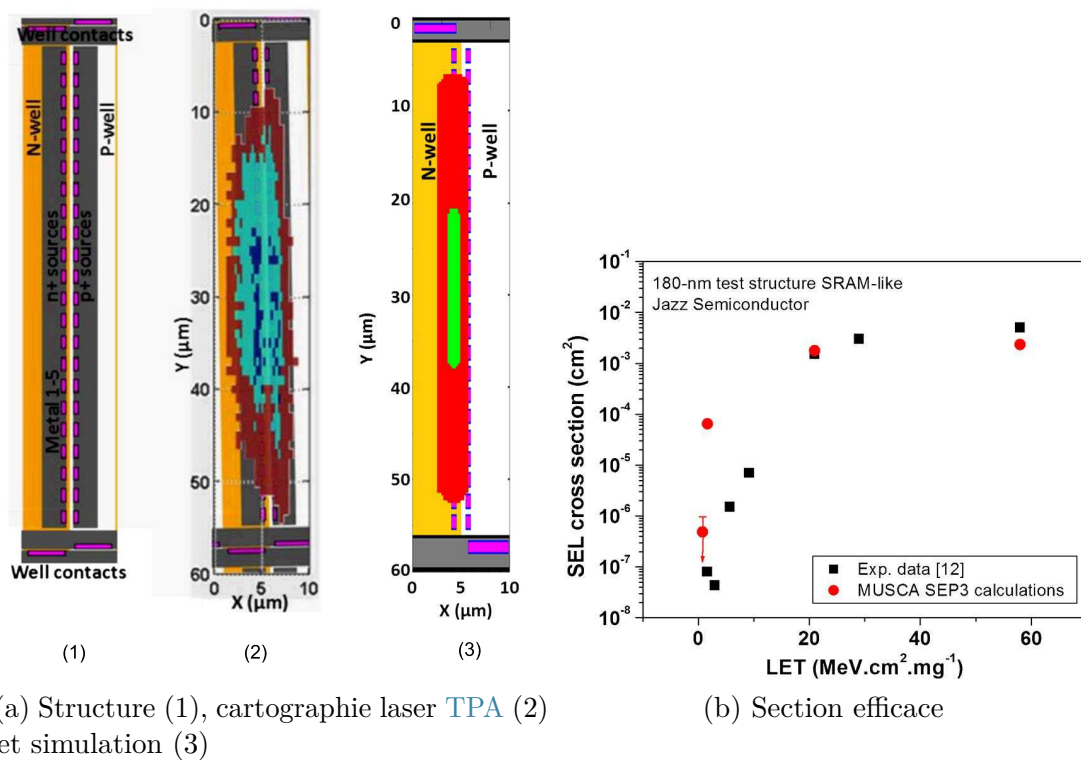


FIGURE IV.3 – Cartographie de la sensibilité au SEL mesurée par simulation et par test laser TPA (a) [134, 133] dans une structure type SRAM et section efficace de SEL mesurée par ions lourds et par simulation (b), qui montre la localisation des zones sensibles au centre des structures CMOS

IV.2 Présentation de l'ASIC

IV.2.1 Conception du composant et choix technologiques

Ce paragraphe décrit brièvement les choix technologiques adoptés et les étapes de conception ayant abouti au design final du véhicule de test. Une analyse plus détaillée est proposée par N. ANDRIANJOHANY dans son manuscrit de thèse [3].

Cet ASIC a été conçu dans l'optique de faciliter la mise en œuvre et le déroulement des tests SEE ainsi que l'analyse des données. Initialement, ce véhicule de test devait permettre d'observer trois types d'événements singuliers : SEU, SET et SEL. Les fonctions associées à ces types de défaillances devaient donc être intégrées à l'ASIC. La conception a donc dû intégrer l'utilisation de signaux analogiques ou de logique combinatoire et des fonctions de mémorisation pour rendre le composant sensible aux SET et SEU. Pour simplifier la conception, le développement du banc de test et l'exploitation des données d'irradiation, la conception a été orientée autour d'une seule fonction regroupant l'ensemble de ces caractéristiques plutôt que des fonctions différentes sensibles à l'un ou l'autre de ces événements. Ainsi, si les niveaux de sensibilité sont trop éloignés, seul l'événement correspondant à la sensibilité la plus élevée pourra être visualisé. La conception s'est donc basée naturellement sur un circuit numérique en technologie CMOS bulk.

Reste ensuite à définir le nœud technologique et les fonctions à implémenter ainsi que les dimensions finales du composant. Les critères à considérer pour ces choix sont liés aux coûts de conception et de fabrication et à l'intégration de fonctions sensibles aux événements singuliers visés. Pour des raisons de coût et de disponibilité des données requises pour les simulations, la technologie 0,35 μm est choisie. Si cette technologie est aujourd'hui dépassée, elle présente cependant l'avantage d'avoir été la source de nombreuses études et publications. De plus, une technologie peu intégrée permet de mieux maîtriser les zones illuminées par laser en réduisant le risque de stimuler plusieurs zones sensibles avec une seule impulsion. La structure doit être isolée et simplifiée au maximum pour s'assurer que seule la cellule impactée puisse subir un événement singulier, sans propagation du phénomène aux structures environnantes, et ce pour faciliter l'exploitation des résultats et permettre une analyse spatiale des zones sensibles.

La fonction choisie est une bascule intégrant un module combinatoire pour la définition de l'état initial de la mémoire. Bien entendu, un ensemble de fonctions périphériques sont nécessaires pour assurer l'alimentation et le fonctionnement du composant. En particulier, des plots intégrant des *buffers* permettent de gérer les entrées/sorties et sont localisés en périphérie du composant. Deux familles de bascules ont été sélectionnées parmi la bibliothèque standard. Elles sont alimentées en 3,3 V et sont basées sur une structure commune à deux inverseurs :

- **Bascule Latch (DLC)** fonctionnant sur niveau, d'une surface de 300 μm^2 ;

- **Bascule Flip-Flop (DFC)** fonctionnant sur front, d'une surface de $600 \mu\text{m}^2$.

Concevoir cet ASIC comme un ensemble de cellules individuelles n'est pas souhaitable, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, 5 plots étant nécessaires pour alimenter et faire fonctionner une cellule, le nombre total de cellules s'en trouverait fortement limité. D'autre part, pour mesurer une sensibilité aux SEE représentative de la réalité, la cellule doit être placée dans un environnement électrique réaliste d'une utilisation opérationnelle. Les cellules DFC sont donc reliées électriquement pour former des registres à décalage série (*Serial In Serial Out (SISO)*). Chaque registre est une chaîne de 36 cellules DFC, ce qui est un bon compromis entre le nombre et la taille des registres, pour maximiser le remplissage du véhicule de test tout en conservant une fréquence de fonctionnement suffisante (et donc des registres de taille raisonnable).

De manière équivalente, les cellules DLC constituent des verrous isolés, qui se composent d'une cellule DLC fonctionnelle entourée par deux cellules DLC en court-circuit.

Une étude par simulation a été effectuée lors de la conception pour déterminer l'espacement entre chaque cellule permettant d'éviter le déclenchement d'un événement singulier dans une autre cellule que celle impactée par la particule. Ce point est critique pour l'étude que nous souhaitons mener avec le laser visant à déterminer la distribution spatiale des courants. Cet espacement a été fixé à $15 \mu\text{m}$ à l'issue des étapes suivantes [3] :

- Détermination de la charge critique par simulation TRADCARE© : respectivement $0,1 \text{ pC}$ et $0,2 \text{ pC}$ pour les cellules DLC et DFC ;
- Calcul du profil de charges déposée par des ions de différents LET via GEANT4 ;
- Transport des charges par diffusion et calcul de la distance au point d'impact nécessaire pour disposer d'une charge déposée égale à la charge critique. Dans le cadre d'un calcul *pire cas*, on supposera que 100 % de la charge est collectée.

IV.2.2 Contenu final de l'ASIC

Les études préliminaires exposées précédemment ainsi que la prise en compte des contraintes liées à la production ont permis d'aboutir à un design final basé sur 4 blocs identiques répartis sur le composant (figure IV.4a), d'une surface totale de $4,5 \text{ mm}^2$. 52 plots longs de $340 \mu\text{m}$ et larges de $100 \mu\text{m}$ sont disposés en périphérie des blocs. 2 plots sont dédiés à l'alimentation commune de l'ensemble des cellules et les 50 plots restants sont utilisés pour les entrées et sorties. La puce est fixée sur un support *J-Leaded Chip Carrier (JLCC)*, les plots sont reliés aux contacts du boîtier par des fils d'or (*bondings*).

Chaque bloc contient 6 registres à décalage pour un total de 216 cellules DFC ainsi que 9 bascules DLC (figure IV.4b). La figure IV.4c présente les modèles numériques des deux types de cellules utilisés lors des simulations TRADCARE©. Notre étude s'est focalisée en particulier sur

l'étude des cellules DFC, longues de $24\ \mu\text{m}$ et larges de $12\ \mu\text{m}$ et composées de 30 transistors MOS.

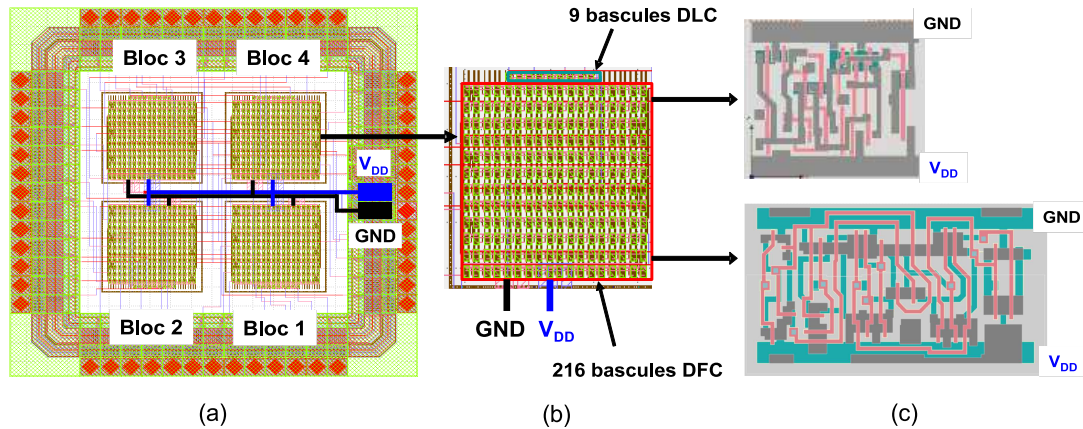


FIGURE IV.4 – Structure de l'ASIC

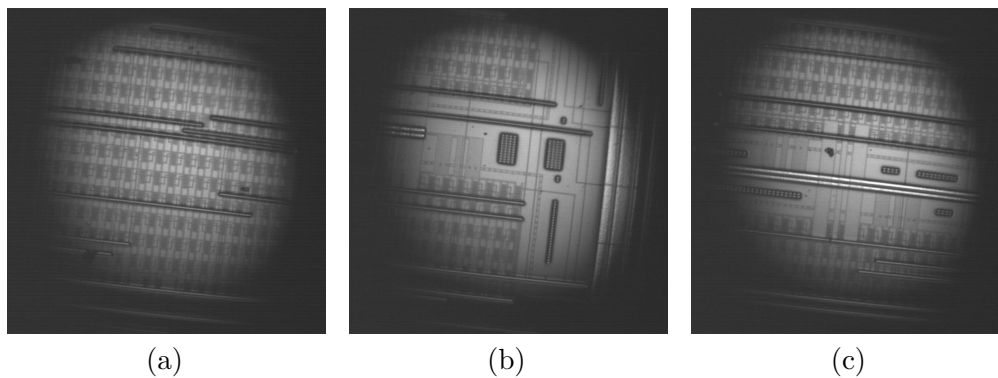


FIGURE IV.5 – Photos acquises au microscope optique sur un ASIC décapsulé en face avant : cellules DFC au sein d'un bloc (a), pistes d'alimentation du bloc 3 (b) et pistes d'alimentation principale entre les blocs (c)

La figure IV.5 présente des images acquises en microscopie optique de la surface d'un ASIC décapsulé en face avant. Ces images permettent de rendre compte de l'organisation réelle des cellules dans un bloc (figure IV.5a) et des dimensions des pistes conduisant le courant d'alimentation (figures IV.5b et IV.5c). La connaissance de la topologie permet de localiser avec précision les limites du puits N et la position des contacts des différents transistors MOS, comme présenté sur la figure IV.6. Ces informations permettront d'analyser plus précisément la distribution spatiale des zones sensibles au SEL et des courants associés en déterminant notamment les chemins de conduction préférentiels. Pour ce faire, il est nécessaire de bien comprendre le phénomène de SEL, c'est l'objet de la section suivante.

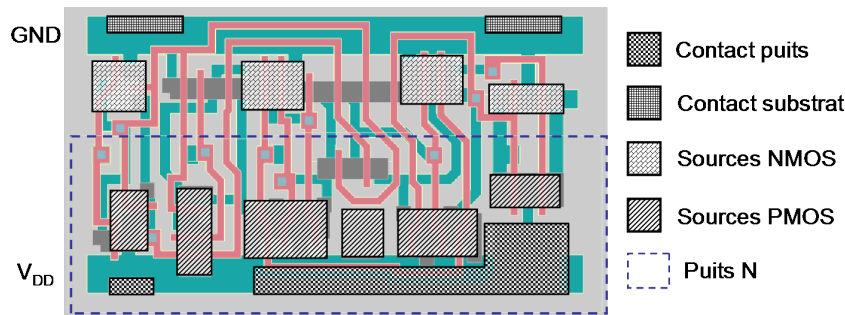


FIGURE IV.6 – Position des contacts MOS sur une cellule DFC (basculé flip-flop)

IV.3 Étude de la sensibilité de l'ASIC sous faisceau d'ions lourds et par simulation

Cette section présente les résultats de l'évaluation de la sensibilité au SEL de l'ASIC, menée expérimentalement en accélérateur d'ions lourds et par simulation au moyen du logiciel TRADCARE© dans le cadre d'un travail de doctorat mené par N. ANDRIANJOHANY [3]. La première partie de cette section constitue un résumé des principaux éléments (zone de l'ASIC étudiée, seuil de sensibilité...) qui permettront par la suite d'analyser les résultats des test laser.

IV.3.1 Présentation du banc de test

La forte sensibilité du composant aux SEL ne permet pas de visualiser des SEU ou des SET. Nous ne traiterons donc ici que du cas du *latchup*.

Le banc utilisé lors des campagnes de test est présenté en figure IV.7. L'ASIC est connecté à une carte fille dans un support dédié relié par 3 nappes à une carte mère. Il est opéré par un kit Spartan 3 XC3S2000 intégrant un *Field-Programmable Gate Array (FPGA)*. L'alimentation sous une tension de 3,3 V est délivrée par une source stabilisée via une unique ligne d'alimentation à l'ensemble des cellules du composant simultanément [3]. Un delatcher (*Graphical Universal Autorange Delatcher (GUARD) system*) assure la gestion et le suivi de l'alimentation du composant et détecte les SEL en se basant sur un ensemble de paramètres définis par l'utilisateur. La détection d'un événement entraîne l'acquisition de l'évolution du courant par l'oscilloscope, dont un exemple est présenté en figure IV.8. Un SEL est défini par une augmentation du courant de consommation au delà d'un courant seuil I_S , fixé à 10 mA, pendant une durée au moins égale au temps de maintien t_m fixé à 1 ms. Ce temps de maintien permet de filtrer les augmentations transitoires de courant n'aboutissant pas au verrouillage de la structure parasite caractéristique d'un SEL. L'alimentation est ensuite coupée par un MOS de puissance intégré au delatcher pendant un temps de coupure t_c fixé à 7 ms en standard permettant la mise à 0 du courant de conduction et la commutation du thyristor parasite du

régime de saturation au régime bloqué, supprimant ainsi le chemin de court-circuit. Lors de la coupure, le courant transitoire évolue avec la décharge de la capacité équivalente dans la résistance équivalente du circuit. A l'issue de t_c , l'alimentation est rétablie, provoquant un appel de courant provoqué par la charge de la capacité du circuit. Dans la suite de cette étude, le courant de conduction pendant le SEL est défini comme la moyenne du courant pendant le temps de maintien. Un programme LABVIEW permet de piloter le kit FPGA et d'assurer le suivi des événements singuliers survenus pendant la séquence de test.

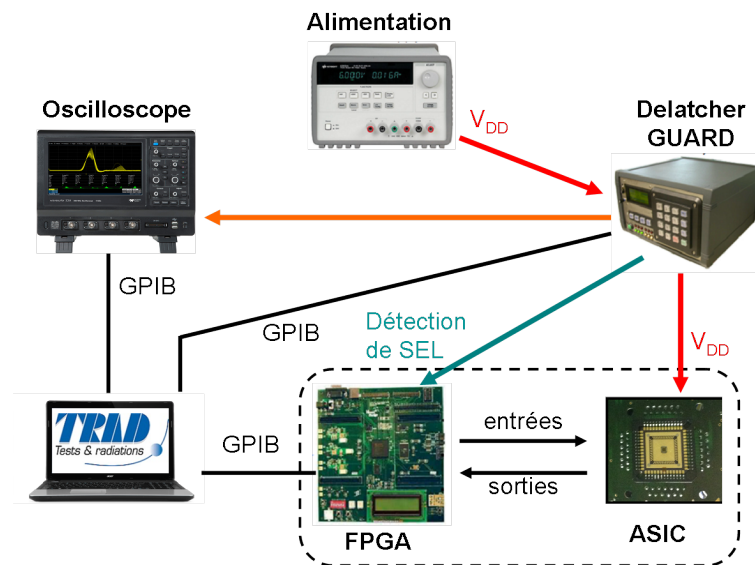


FIGURE IV.7 – Banc de test SEL de l'ASIC

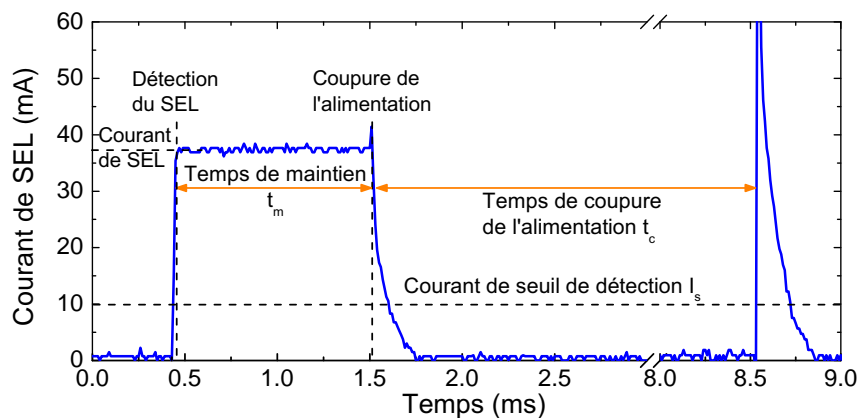


FIGURE IV.8 – Evolution du courant d'alimentation lors d'un SEL suite à l'intervention du delatcher

IV.3.2 Résultat des tests sous faisceau d'ions lourds et par simulation

IV.3.2.1 Présentation des moyens

La campagne de test sous faisceau d'ions lourds a été menée au cyclotron de Louvain La Neuve (CYCLONE) de l'UCL par TRAD, avec la participation du CNES. Les ions utilisés sont ceux référencés dans le tableau III.1, dans une gamme allant de $5,7 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ à $62,5 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$. Les essais ont été réalisés à une fluence de $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ sur 3 pièces. Il est à noter que si le FPGA est monté derrière l'ASIC sous le faisceau d'ions, la profondeur de pénétration des ions utilisés reste largement insuffisante pour qu'il soit irradié.

La simulation a été effectuée lors d'une précédente étude sur TRADCARE©. C'est un outil de modélisation multi-physique et multi-échelle pour la prédiction de la sensibilité d'un composant aux événements singuliers [3]. Développé par TRAD, il est dédié à évaluer la sensibilité du circuit dès la phase de conception.

Les phénomènes physiques impliqués dans l'étude des événements singuliers sont modélisés pour établir un lien entre la particule et l'événement déclenché. La distribution de la charge déposée par la particule incidente est calculée par une approche de type simulation Monte-Carlo faisant appel à la bibliothèque GEANT4, développée par le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) et dédiée au suivi des interactions particule-matière. Le transport de ces charges est ensuite réalisé par simulation TCAD [3]. L'ensemble des phénomènes sont pris en compte (diffusion ambipolaire, dérive, funneling) pour évaluer précisément le transport et la collection des charges par les jonctions et les contacts afin déterminer la valeur du courant parasite. Enfin, le comportement électrique du circuit et le déclenchement de l'événement singulier consécutif au dépôt de charge est déterminé par une simulation électrique de type Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis (SPICE).

IV.3.2.2 Résultats de test

Les sections efficaces mesurées sous faisceau d'ions lourds et calculées par simulation sont présentées en figure IV.9. La section efficace ions lourds à haut LET atteint $2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ et ne semble pas montrer de saturation. À bas LET, seul un événement a été enregistré lors des irradiations sous ion $^{40}\text{Ar}^{12+}$, suite à une fluence totale de $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ sur les 3 pièces, fixant le LET seuil à $10,0 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$.

La modélisation a été effectuée sur une cellule DFC. La géométrie et le layout du modèle sont générés à partir des masques développés pour la fabrication du composant. Le faisceau d'ions modélisé est circulaire, de rayon 0,3 mm et la fluence est fixée à $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ pour disposer d'une statistique élevée. Les ions simulés sont similaires en tous points (type, énergie) à ceux utilisés en accélérateur. Les densités de porteurs à l'équilibre et les temps de vie associés

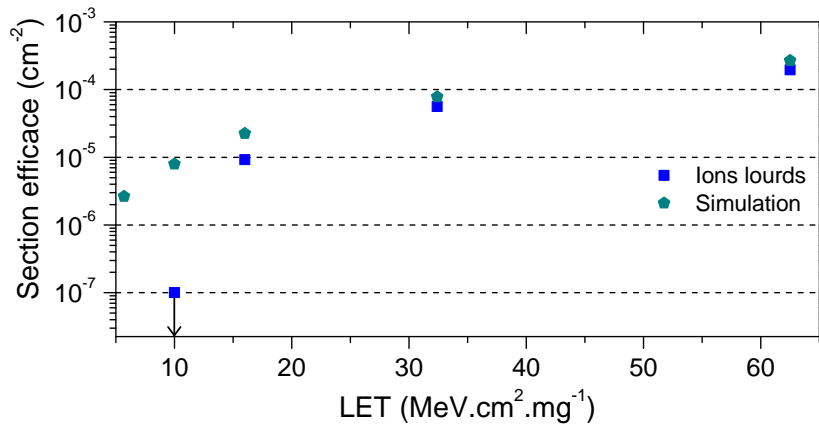


FIGURE IV.9 – Section efficace de SEL mesurée sous faisceau d'ions lourds et calculée par simulation numérique [3]

sont calculés à partir de la température, fixée à 300 K.

La configuration du modèle électrique SPICE est la même que celle utilisée lors des mesures expérimentales. Le composant est alimenté sous une tension de 3,3 V, le signal d'horloge est une impulsion périodique de 13 ns à une fréquence de 6,13 MHz et le signal de données est un signal carré de fréquence 10 MHz. Un SEL est détecté de manière analogue à celle utilisée en test, avec un courant de seuil I_s fixé à 10 mA et une tension de maintien t_m de 0,5 μ s. La section efficace est ensuite calculée de manière analogue aux tests sous faisceau d'ions lourds, comme décrit en section I.3.3.3.

Si la corrélation entre test et simulation est cohérente pour des LET supérieurs à 30 MeV.cm².mg⁻¹, on note une divergence aux faibles LET. Le modèle numérique utilisant les données réelles de la structure fournies par le fabricant, la source des écarts est différente de celle évoquée par ARTOLA et al. et discuté en section IV.1.2. L'écart provient ici de différents phénomènes intrinsèques à la méthode de simulation et partageant des similarités avec la méthode de test laser. Ces points seront développés dans la section suivante.

IV.4 Étude de la sensibilité au SEL au moyen d'impulsions laser

Cette section présente l'analyse de la sensibilité au SEL que nous avons réalisé par test laser. La première partie est dédiée à la présentation des évolutions apportées aux moyens de test pour permettre les essais. On présente ensuite les tests menés, de la mesure et du calcul de la section efficace aux études spatiales de la sensibilité. La quasi-totalité des résultats présentés ici sont issus de tests sur le banc $Ti : Sa$, le banc 1064 nm ne disposant pas d'une résolution

spatiale suffisante ni de système d'imagerie infrarouge permettant de visualiser précisément la zone irradiée.

IV.4.1 Préparation des composants et adaptation du banc de test

Le fort taux de métallisations restreint l'accès au faisceau laser par la face avant à une faible fraction de zones sensibles. Les tests laser doivent donc être effectués par la face arrière. La puce est fixée et câblée dans le boîtier JLCC, lui-même fixé au support dans la carte fille (figure IV.7), la face arrière est donc inaccessible.

La puce et les *bondings* sont donc coulés dans une résine polymère spécifique assurant un maintien mécanique efficace (figure IV.10). Le boîtier est ensuite usiné à l'aide d'une micro-fraiseuse pour laisser apparaître la face arrière du composant, maintenu par la résine (figure IV.10). Le substrat est aminci de 200 μm pour une épaisseur finale d'environ 100 μm pour minimiser les pertes d'énergie par absorption lors du passage de l'impulsion laser à travers le substrat. La surface est ensuite polie mécaniquement par passages successifs pour réduire la rugosité et maximiser la transmission du faisceau laser à l'interface air - substrat. On utilise ensuite le montage présenté en figure IV.11. Le composant est fixé à la carte fille qui a été préalablement percée au niveau du composant, puis l'ensemble boîtier-carte fille est monté à l'envers sur la platine motorisée du banc laser. Ce montage permet d'irradier le composant par la face arrière mais dans des conditions électriques similaires aux tests en accélérateur de particules.

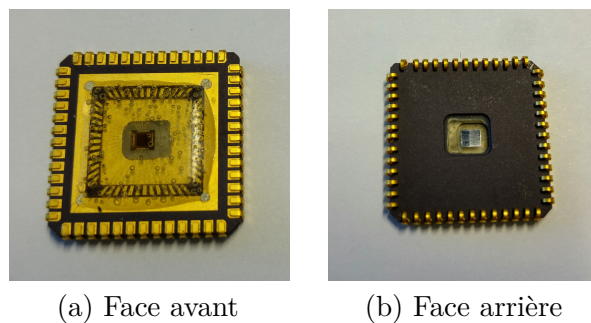


FIGURE IV.10 – ASIC préparé pour les tests laser

Une évolution a été apportée au banc de test pour mesurer d'éventuels SEL de courant inférieur au seuil de détection du GUARD ($I_s = 10 \text{ mA}$). Ce seuil ne peut pas être modifié sans apporter un biais dans la mesure du nombre d'événement et donc dans les corrélations avec les mesures sous ions lourds. Une deuxième voie de l'oscilloscope a donc été utilisée, en paramétrant le déclenchement de l'acquisition sur front montant avec un seuil à 2 mA, valeur légèrement supérieure au niveau de bruit. Cette méthode permet donc de visualiser d'éventuels *latchup* transitoires caractéristiques d'un verrouillage temporaire de la structure parasite et

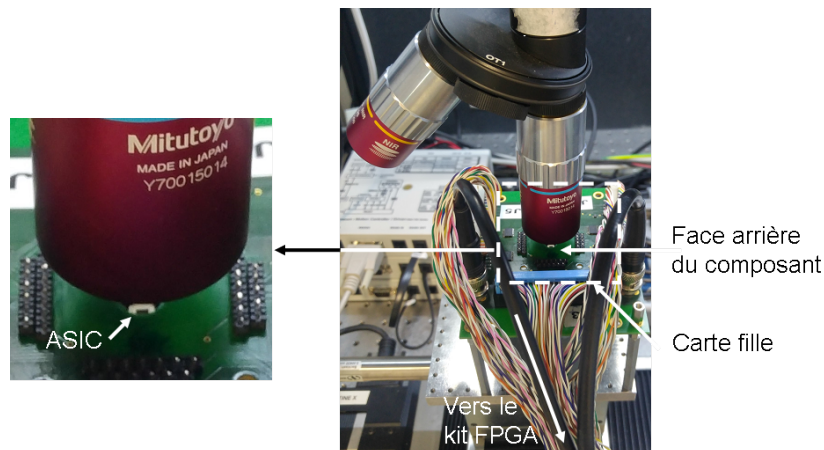


FIGURE IV.11 – ASIC fixé sur la carte fille et préparé pour un test laser en face arrière

dont la durée serait inférieure au temps de maintien t_m .

IV.4.2 Tests laser

IV.4.2.1 Mesure de la section efficace

Ces tests ont été effectués sur le banc $Ti : Sa$, permettant de régler finement l'énergie par impulsion tout en profitant d'une grande résolution spatiale. Des tests laser préliminaires ont été effectués sur l'ensemble du composant à différentes énergies et permettent de :

- Valider le fonctionnement des différents éléments du banc de test et confirmer le déclenchement des SEL par laser ;
- Localiser les zones sensibles au laser, qui se trouvent être limitées aux cellules DLC et DFC. La sensibilité spatiale est identique d'une cellule à l'autre ;
- Déterminer le seuil de déclenchement d'un événement dans la zone la plus sensible d'une cellule. Ce seuil est également indépendant de la cellule testée.

On notera que les plots disposés à la périphérie du composant et permettant de gérer l'alimentation et les entrées-sorties des données intègrent des fonctions électroniques (*buffer*, protections) [3] dont une partie est potentiellement sensible au SEL. Encapsulées dans des métallisations, ces zones actives ne sont cependant pas accessibles au faisceau laser mais peuvent être traversées par des ions lourds. Elles seront négligées dans le calcul de la section efficace laser.

Pour les mesures de section efficace, le faisceau laser est focalisé à la profondeur de la zone active grâce à l'objectif x50 conduisant à une largeur de *spot* laser ω_0 de 1,3 μm . Cette profondeur dépend de l'amincissement et du polissage et a été estimée à 100 $\mu\text{m} \pm 5 \mu\text{m}$ du fait des performances de l'outil d'amincissement. Cette valeur est confirmée par le protocole

de mise au point du faisceau laser sur les zones actives. Le laser est d'abord focalisé sur la surface (grâce à la caméra visible) puis sur les métallisations face avant (grâce à la caméra SWIR). L'équation II.1 présentée en section II.1.2.7 permet ensuite de calculer l'épaisseur réelle du substrat en pondérant par l'indice optique du silicium. Pour améliorer la précision de la mesure, la focalisation est déterminée précisément par la pente de la valeur des pixels en fonction de la position du pixel sur un bord de plage. Les dimensions de la puce (2 mm \times 2 mm) sont trop importantes pour la cartographier en totalité. La section efficace a donc été évaluée sur une zone restreinte à 60 μm \times 73 μm localisée dans le bloc 4 et contenant 4 cellules flip-flop (figure IV.12). Les dimensions de cette zone ont été déterminées pour disposer de la même proportion de zones actives que dans les blocs de cellules en ajoutant à la zone la moitié de la distance séparant deux cellules de chaque côté. La mesure a été effectuée en cartographiant la zone avec un pas entre deux tirs laser de 1,5 μm suivant les deux axes, ce qui nous a semblé être le meilleur compromis pour assurer un bon recouvrement entre chaque tir tout en limitant le temps d'acquisition. Cet espacement entre chaque tir rapporté à la surface de la zone correspond à une fluence Φ_{laser} de $4,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$. Les énergies par impulsion utilisées couvrent une gamme de 0,2 nJ à 1,2 nJ.

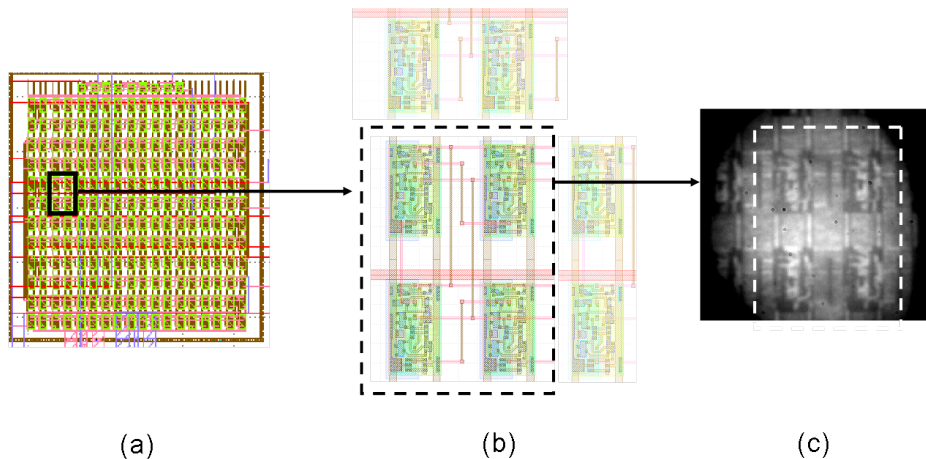


FIGURE IV.12 – Zone cartographiée pour la mesure de la section efficace. Les figures (a) et (b) sont des représentations schématiques d'une partie du composant (bloc 4). La figure (c) correspond à une image acquise par la caméra SWIR

Pour faciliter les comparaisons avec les résultats de tests sous ions lourds, la méthode de calcul de la section efficace a été adaptée pour tenir compte du fait que la zone cartographiée est réduite. Ce procédé se base sur deux hypothèses :

- Les nœuds sensibles du circuit sont localisés dans des zones définies ;
- La densité de zones sensibles dans la zone cartographiée par le laser est représentative de la densité dans toutes les autres zones sensibles du composant. La zone cartographiée doit être de taille suffisante pour garantir une sensibilité homogène par rapport à une autre zone similaire sur le composant.

Dans le cas de cette étude, et comme nous le verrons par la suite, ces deux conditions sont remplies. Les zones sensibles sont localisées dans les blocs de cellules et réparties de manière homogène. De plus, des tests laser effectués sur des zones similaires situées dans d'autres blocs ont montré une homogénéité de la sensibilité et des courants sur l'ensemble des zones sensibles du composant, à l'exception de quelques cellules localisées aux extrémités de la puce et dont le courant de *latchup* était inférieur à 10 mA et donc non détecté par le GUARD. L'occurrence de ce phénomène est négligeable pour le calcul de la section efficace et sera analysé dans la section suivante. D'autre part, aucun *latchup* transitoire n'a été enregistré durant les tests laser.

La section efficace est calculée par l'équation IV.2, par analogie avec la formule utilisée lors des tests sous ions lourds, présentée en section I.3.3.3 et rappelée dans l'équation IV.1). Pour une énergie donnée, le nombre d'événements dans la zone cartographiée $N_{SEL \text{ par zone}}$ est multiplié par le nombre de zones similaires N_{zones} sur la totalité de l'ASIC en tenant compte de l'ensemble des cellules DLC et DFC pour obtenir le nombre d'événements équivalent sur la totalité du composant $N_{SEL \text{ par puce}}$. On dénombre au total 864 cellules DFC de $600 \mu\text{m}^2$ et 36 cellules DLC de $300 \mu\text{m}^2$. Les deux cellules DLC et DFC sont très proches structurellement et présentent une surface sensible similaire proportionnellement à leur taille (paragraphe IV.4.2.3). La taille des cellules DLC étant environ deux fois plus petite que celle des cellules DFC, on pondère donc le nombre de cellules DLC par un facteur 1/2. Ainsi, à raison de 4 cellules par zone, le facteur N_{zones} vaut donc $(864 + 36/2)/4 \approx 220$. Il s'agit du nombre d'événements minimal qui pourrait être enregistré si la cartographie avait été effectuée à l'énergie seuil sur la totalité du composant. On divise ensuite le nombre d'événements obtenus par la fluence $\Phi_{laser} = 4,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ correspondant au quotient nombre de tirs N_{tirs} par la surface de la zone cartographiée S_{zone} pour obtenir la section efficace σ_{laser} . Ce type de méthode induit nécessairement un biais sur la valeur de la section efficace au seuil, la valeur minimale du nombre d'événements étant $N_{zones} = 220$.

La figure IV.13 présente la section efficace calculée avec la méthode décrite précédemment, la limite tracée en trait continu correspondant à la surface occupée par l'ensemble des cellules sensibles du composant. Les données sont présentées dans le tableau IV.1. L'énergie seuil, mesurée à 0,2 nJ par impulsion, correspond à une section efficace de d'environ $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ et est définie comme l'énergie minimale nécessaire au déclenchement d'un événement dans la zone de plus forte sensibilité. Aux hautes énergies, la section efficace de saturation ne semble pas atteinte. Ces données seront analysées en détail et comparées aux résultats obtenus en test ions lourds et par simulation dans la section IV.5.

$$\sigma_{ions} = \frac{N_{SEL}}{\Phi_{ions}} \quad (\text{IV.1})$$

$$\sigma_{laser} = \frac{N_{SEL \text{ par zone}} \times N_{zones}}{N_{tirs}/S_{zone}} = \frac{N_{SEL \text{ par puce}}}{\Phi_{laser}} \quad (\text{IV.2})$$

TABLEAU IV.1 – Données issues des mesures de section efficace par laser 1010 nm

Energie (nJ par impulsion)	Nombre de SEL	Section efficace σ (cm ²)
1.2	136	6.3×10^{-4}
1	113	5.2×10^{-4}
0.8	80	3.7×10^{-4}
0.6	60	2.8×10^{-4}
0.3	12	5.6×10^{-5}
0.2	4	1.9×10^{-5}

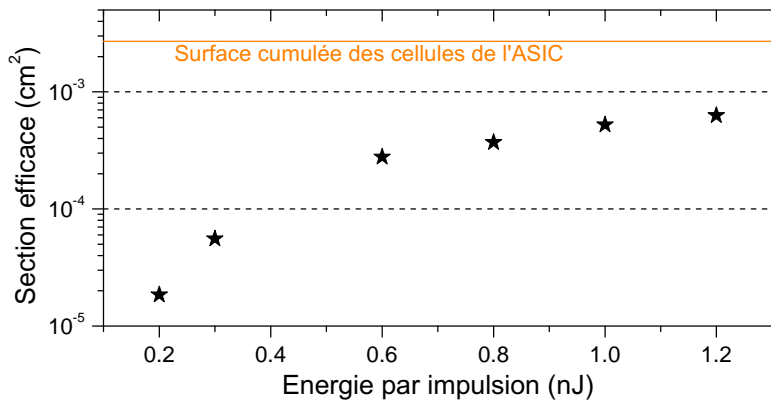


FIGURE IV.13 – Section efficace mesurée par laser 1010 nm

IV.4.2.2 Etude de la sensibilité spatiale

Des cartographies ont été effectuées sur des cellules DFC grâce à la résolution spatiale apportée par les platines de déplacement et l'imagerie SWIR. La zone cartographiée est présentée sur la figure IV.14. Large de 13 μm et longue de 24 μm , elle couvre la totalité de la cellule en intégrant également les contacts (zone grises) et les pistes d'alimentation (zones vertes). La figure IV.14b présente une image acquise par la caméra SWIR et présentant la cellule, la zone cartographiée et une image du spot laser, rendu visible par l'utilisation d'une haute fréquence de répétition des impulsions (4 MHz). La précision de positionnement est estimée à $\pm 1 \mu\text{m}$ (section II.1.2.7).

Les paramètres sont ceux utilisés pour la mesure de la section efficace, avec un faisceau de

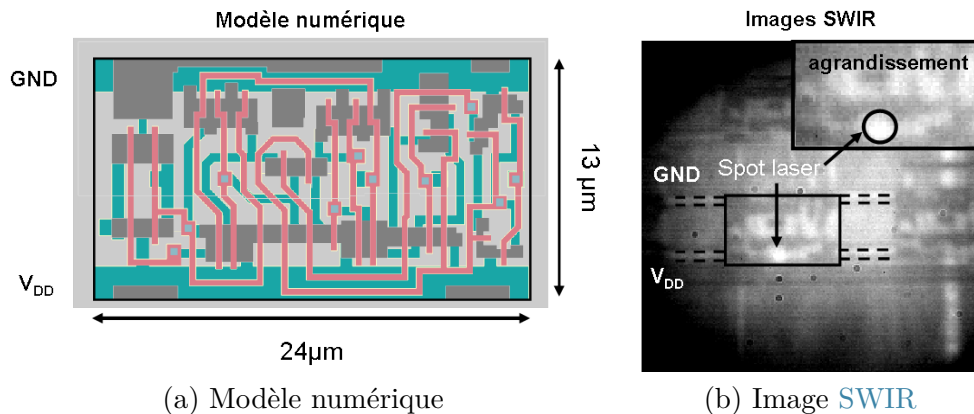


FIGURE IV.14 – Paramétrage de la zone utilisée pour l'analyse de la sensibilité spatiale sur une cellule DFC

rayon $\omega_0 = 1,3 \mu\text{m}$ à la profondeur de focalisation ($100 \mu\text{m}$) et un espacement entre chaque tir de $1,5 \mu\text{m}$, assurant ainsi un recouvrement suffisant.

La figure IV.15b présente les zones sensibles au SEL dans une cellule flip-flop pour différentes énergies par impulsion, du seuil de $0,2 \text{ nJ}$ à 2 nJ , valeur maximale atteignable en sortie de l'objectif.

Cette cartographie montre bien ici la très forte sensibilité spatiale de la cellule et met en évidence que la zone la plus sensible (figure IV.15a) est située dans le puits, entre les sources NMOS et PMOS et proche de l'interface puits-substrat, ce qui est cohérent avec la littérature (section IV.1.2). En travaillant au seuil de déclenchement, c'est à dire à l'énergie la plus faible permettant de déclencher un SEL, nous pouvons donc bien identifier la localisation du chemin de court-circuit caractéristique du SEL. À cet endroit :

- l'espacement entre le contact de puits et la source du PMOS est suffisamment important pour induire une résistance R_{puits} élevée facilitant le basculement de la jonction du transistor bipolaire parasite Q_2 (figure IV.1);
- la distance entre les sources du PMOS et du NMOS est la plus faible de toute la cellule, ce qui induit une faible résistance limitant la dissipation du courant entre la base de Q_2 et le collecteur de Q_1 et facilitant ainsi sa mise en conduction.

Une simulation TCAD pourrait permettre d'apporter des éléments quantitatifs pour valider ces observations mais nécessiterait la modélisation 3D détaillée de l'ensemble de la cellule, fonctionnalité non disponible en l'état dans TRADCARE© lors de cette étude.

En augmentant l'énergie par impulsion à $0,7 \text{ nJ}$ puis à $1,0 \text{ nJ}$, la zone sensible reste localisée dans la partie droite de la cellule et s'étend progressivement. Ce phénomène est couramment rencontré lors des cartographies laser. Au fur et à mesure que l'énergie augmente, les densités de charges générées augmentent également, permettant grâce notamment aux phénomènes de

diffusion d'atteindre la charge nécessaire au déclenchement d'un événement (ici égale à 0,2 pC comme évoqué précédemment) de plus en plus loin de la position du tir laser.

Pour des impulsions atteignant 1,5 nJ, une seconde zone sensible apparaît dans la partie gauche de la cellule, centrée à l'interface puits-substrat entre les sources des NMOS et PMOS. Dans cette zone, les distances entre les contacts et les sources sont comparables à celles de la partie droite de la cellule mais la distance entre les deux sources est nettement plus importante. L'augmentation de l'énergie à 2,0 nJ induit comme précédemment une augmentation de la taille des zones sensibles, menant à la formation d'une seule zone couvrant plus de 50 % de la surface active de la cellule.

On note que les zones sensibles sont majoritairement éloignées des contacts, les charges générées étant dans ce cas instantanément évacuées et collectées [3].

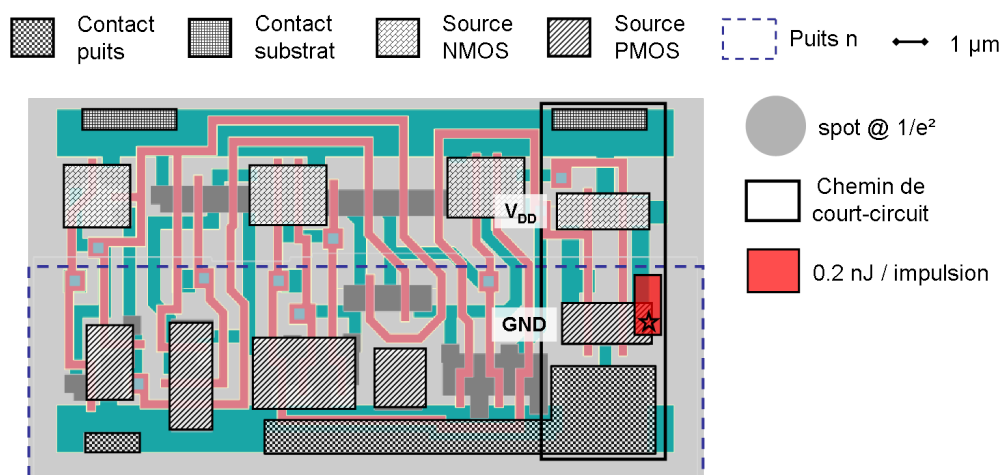
Des mesures similaires ont été menées sur une cellule DLC et sont présentées en figure IV.16. Structurellement proche des cellules DFC, comme attendu la localisation des zones sensibles et leur évolution en fonction de l'énergie par impulsion est très similaire. Quelle que soit l'énergie, seule une zone sensible sur la partie droite de la cellule DFC a été observée. La proportion sensible par rapport à la surface totale est sensiblement la même que sur une cellule DLC (environ 50 % pour une énergie supérieure à 2 nJ).

IV.4.2.3 Analyse spatiale des courants de *latchup* dans une cellule

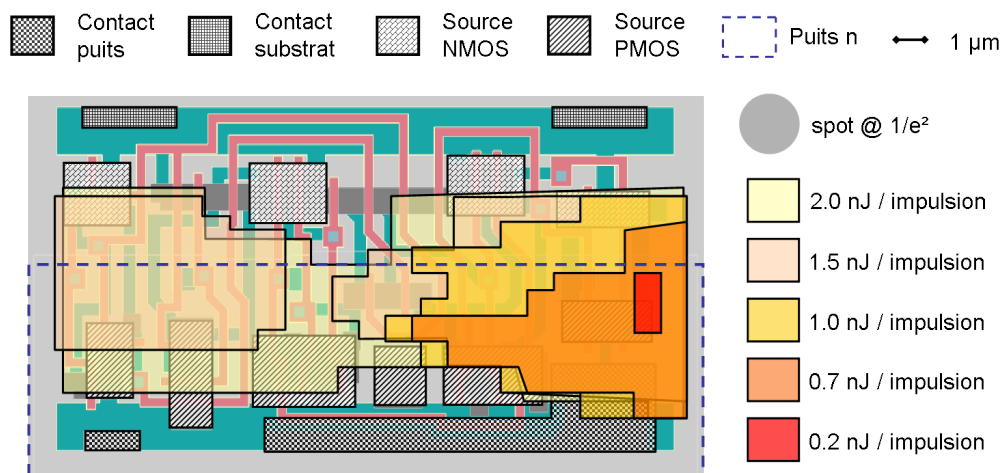
Lors d'un SEL, la structure CMOS est mise en court-circuit. Le courant fourni par le plot d'alimentation de l'ASIC parcourt la piste d'alimentation jusqu'à la cellule incriminée. On note R_{alim} la résistance équivalente du chemin du plot V_{DD} à la cellule puis de la cellule au plot de masse GND (voir lignes continues bleues et noires sur la figure IV.4). La résistance équivalente du (ou des) chemin(s) de court-circuit interne à la cellule est notée $R_{cellule}$. Si R_{alim} est constante, $R_{cellule}$ varie en fonction des conditions de polarisation et des courants. Le courant de court-circuit dépend de ces deux résistances en série $R_{cellule} + R_{alim}$.

La figure IV.17 présente des cartographies des courants de SEL effectués sur une cellule flip-flop avec des énergies de 0,5 nJ par impulsion et 1,6 nJ par impulsion. Lors des cartographies présentées en section précédente, les valeurs des courants sont moyennées sur la durée du temps de maintien t_m (figure IV.8) pour réduire l'influence des bruits de mesure faisant varier le signal de quelques 0,1 mA autour de la valeur moyenne (figure IV.21). Ces courants sont ensuite représentés en fonction de la position du tir laser ayant déclenché l'événement, suivant une échelle linéaire de couleur.

Lors des mesures à 0,5 nJ, l'énergie est inférieure au seuil de déclenchement des événements dans la partie gauche de la cellule (délimitée par un trait pointillé bleu). Seule la zone située dans la partie droite (délimitée par un trait pointillé rouge) est sensible (figure IV.17a) et donne lieu à un courant de SEL constant ($33,5 \text{ mA} \pm 0,5 \text{ mA}$) quelle que soit la position du



(a) Cartographie à 0,2 nJ par impulsion (seuil) (le probable chemin de conduction est encadré en trait plein noir)



(b) Cartographies à différentes énergies par impulsion

FIGURE IV.15 – Cartographie des zones sensibles sur une cellule DFC pour différentes énergies par impulsion

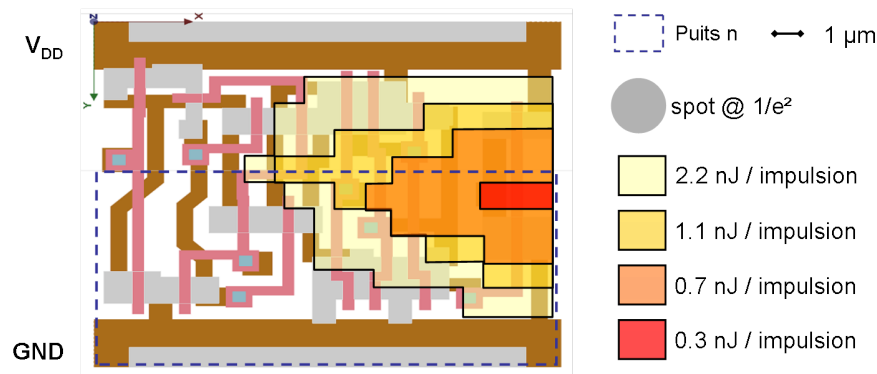


FIGURE IV.16 – Zones sensibles au SEL sur une cellule DLC pour différentes énergies par impulsion

tir laser dans la zone.

Quand l'énergie est augmentée à 1,6 nJ, la valeur des courants reste inchangée dans la partie droite de la cellule. À cette énergie, des événements sont aussi induits dans la partie gauche, caractérisés par des courants plus faibles de $25,4 \text{ mA} \pm 0,7 \text{ mA}$. Cela montre que ces courts-circuits empruntent des chemins de conduction plus résistifs ($R_{cellule}$ plus élevée) que sur la partie droite de la cellule. On note que dans cette partie de la cellule, les courants sont également indépendants de la position du tir laser. On note $\Delta I_{cellule}$ l'écart d'environ 8 mA entre les deux courants de *latchup* dans une cellule. Cet écart ne dépend pas de la position de la cellule dans l'ASIC.

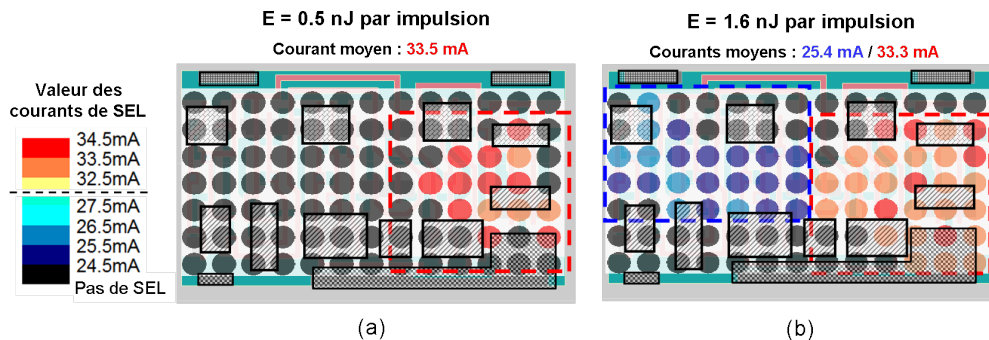


FIGURE IV.17 – Cartographie des courants de SEL déclenchés dans une cellule flip-flop par des impulsions de 0,5 nJ (a) et 1,6 nJ (b).

Ces résultats sont cohérents avec le phénomène de SEL, dont les courants ne dépendent que de la topologie et pas du point d'impact des particules ou de la quantité de charges générées, sous réserve qu'elle soit suffisante pour déclencher un événement. Pour confirmer ce dernier point, un grand nombre de SEL a été déclenché avec des énergies dans la gamme [0,3 nJ - 1,5 nJ] sur la position la plus sensible de la cellule, matérialisée par une étoile sur la figure IV.15a. Ainsi, nous venons de mettre en évidence, grâce à la résolution spatiale des tirs

laser, deux chemins (ou groupes de chemins) de court-circuit distincts activables dans une même cellule.

IV.4.2.4 Analyse spatiale des courants de *latchup* dans l'ASIC

Les cartographies réalisées ont permis de montrer qu'au sein d'une cellule, seule la résistance du chemin de *latchup* impacte la valeur du courant. Il doit en être de même pour toutes les cellules. Une étude similaire a été menée sur l'ensemble de l'ASIC. Environ 70 cellules (sur un total de 864) ont été sélectionnées sur les 4 blocs, réparties de manière homogène. Dans chaque cellule, un SEL est déclenché par une impulsion de 0,5 nJ localisée à la position identifiée par une étoile dans la figure IV.15a. La distribution des courants de SEL mesurés sur l'ensemble des cellules testées est présentée en figure IV.18. Les données sont interpolées pour représenter la distribution globale des courants sur l'ASIC.

On observe que les courants moyens par bloc sont d'autant plus élevés que le bloc est proche des plots d'alimentation. Au sein de chaque bloc, le courant évolue en cercles concentriques autour d'un maximum proche des entrées d'alimentation du bloc.

Puisque le courant de court-circuit est le même pour toutes les cellules, les variations de courant de *latchup*, d'une amplitude $\Delta I_{alim} = 37$ mA, sont donc forcément causées par des phénomènes extérieurs aux cellules, et en particulier par la variation de la résistance équivalente du chemin d'alimentation (R_{alim}). On suppose que le chemin de court-circuit emprunté par le courant lors de cette cartographie est celui mis en évidence en figure IV.15a. Sa résistance équivalente $R_{cellule}$ est calculée avec TRADCARE© en se basant sur la longueur du chemin et sur la résistance carrée fournie par le fabricant. De la même manière, on détermine la résistance équivalente R_{alim} pour chacune des cellules du composant. La figure IV.19 présente cette distribution, tracée en fonction de la conductance pour faciliter les comparaisons avec la distribution en courant.

On constate que la distribution des conductances est très similaire à celle des courants mesurés (figure IV.18). Cela permet d'expliquer l'évolution des courants en fonction de la position de la cellule incriminée. La relation entre la conductance calculée du chemin et le courant de *latchup* est cependant complexe. D'une part, la conductance réelle du chemin de conduction dans la cellule dépend en réalité de nombreux paramètres (nombre de thyristors impliqués dans la conduction, état de polarisation, dopages, température). De plus, comme présenté en figure IV.2b, le courant de *latchup* est défini par l'intersection entre la caractéristique courant-tension du (ou des) thyristor(s) parasite(s) et la droite de charge $1/R_{eq}$. Le calcul de la détermination précise du courant n'est pas accessible et nécessiterait une simulation TCAD de la cellule flip-flop incluant l'ensemble des caractéristiques de la structure réelle.

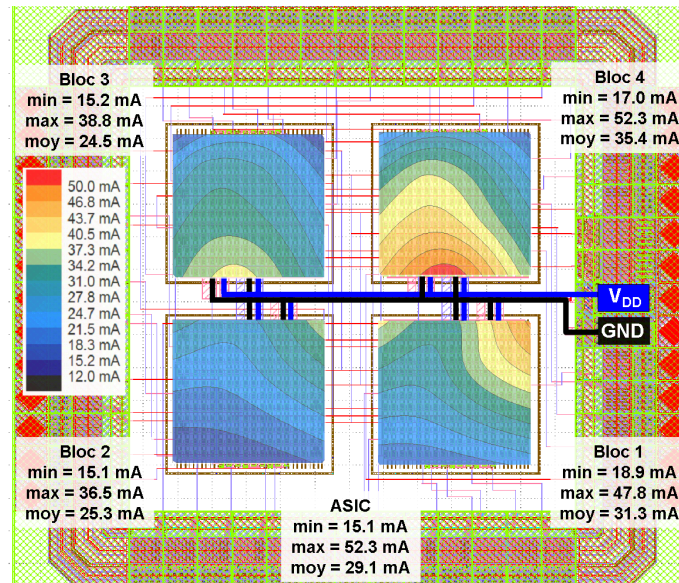


FIGURE IV.18 – Cartographie des courants de SEL déclenchés dans la zone la plus sensible des cellules du composant par des impulsions d'énergie 0,5 nJ

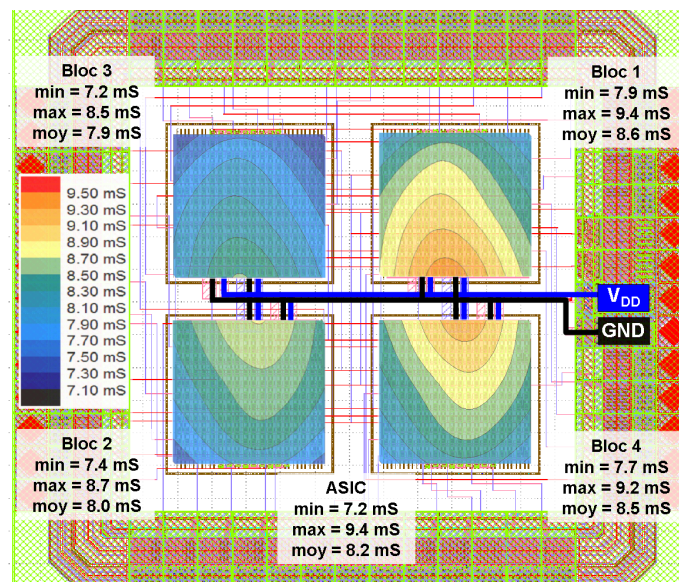


FIGURE IV.19 – Cartographie des conductances équivalentes des chemins de conduction des plots d'alimentation aux cellules calculées par TRADCARE©

IV.5 Analyse comparative des résultats de test

Cette section vise à vérifier la validité des résultats de test laser en les comparant aux résultats de test ions lourds. La section efficace simulée sera également analysée car la simulation présente des points communs avec les tests laser, induisant des écarts comparables. La simulation détaillée a été effectuée dans le cadre de la thèse de N. ANDRIANJOHANY [3, 141].

IV.5.1 Section efficace

Pour représenter les sections efficaces sur une figure commune, il est nécessaire de fixer une équivalence entre l'énergie des impulsions laser et le LET des ions. Contrairement au cas simple de la diode Schottky présenté dans le chapitre précédent, dans le cas de l'ASIC il n'est pas possible d'établir une équivalence entre ces deux grandeurs par la mesure de charge collectée ou par un modèle analytique simple. La corrélation est donc basée sur :

- Une dépendance linéaire entre énergie laser et LET. Cette hypothèse est vérifiée par un calcul analytique basé sur le modèle présenté en section II.2. Pour un paramétrage du faisceau laser similaire à celui utilisé en test, le calcul donne un taux de génération par absorption non linéaire de 3 % à l'énergie seuil de 0,2 nJ et d'environ 12 % pour un impulsion de 1,2 nJ. Ce taux est donc considéré négligeable, et c'est donc l'absorption linéaire qui domine dans cette gamme d'énergie. On a donc bien une quantité de charge générée qui évolue linéairement avec l'énergie laser et avec le LET ;
- Un point de référence pris au seuil de déclenchement du SEL : 0,2 nJ par impulsion laser et un LET de 10 MeV.cm².mg⁻¹. Il est à noter que la définition du seuil de déclenchement dépend de la méthode de test. Dans le cas du laser, l'énergie seuil correspond à l'énergie minimale nécessaire pour déclencher un *latchup* dans la zone la plus sensible du composant. Dans le cas des ions lourds, le seuil est défini comme le LET le plus élevé parmi ceux disponibles et menant à une section efficace inférieure ou égale à 1×10^{-7} cm². Ces deux définitions ne sont pas tout à fait équivalentes.

La figure IV.20 présente les sections efficaces mesurées en test laser, ions lourds et par simulation. De manière remarquable, on note que les sections efficaces :

- présentent le même ordre de grandeur ;
- ne présentent pas de saturation ;
- montrent une dynamique très comparable à moyen et haut LET ;

On note toutefois une divergence à bas LET, proche du seuil et une surestimation de la section efficace réelle sur toute la gamme lors des mesures par laser.

La principale source des écarts entre ions lourds et laser/simulation, et en particulier la divergence à bas LET, est liée à la méthode de mesure et de calcul de la section efficace [141], basée sur l'irradiation d'une cellule (simulation) ou d'un groupe de 4 cellules (laser). Pour illustrer ce propos, on considère les hypothèses suivantes :

1. la probabilité de déclencher un événement est de 50 % pour une position de tir aléatoire (laser ou ion lourd) ;
2. le test laser se compose d'un unique tir sur une zone de 4 cellules (figure IV.12) et on dénombre $N_{zones} = 220$ zones équivalentes sur le composant (section IV.4.2.1) ;
3. la fluence totale utilisée lors du test ions lourds est de 220 ions incidents sur la surface du composant.

À l'issue du test laser, la probabilité d'avoir un événement est de 50 %. Pour calculer la section efficace, comme présenté en section IV.4.2.1 on pondère par le nombre total de blocs de cellules similaires $N_{zones} = 220$. Cela équivaut à une probabilité de 50 % d'avoir 220 événements et à une probabilité de 50 % de ne pas avoir d'événement sur les 220 tirs simulés.

À l'issue du test sous ions lourds, la probabilité d'obtenir 0 ou 220 événements est quasi-nulle et la probabilité de déclencher un nombre d'événement compris entre 1 et 215 est proche de 100 %.

Ainsi, la probabilité d'obtenir une section efficace pondérée mesurée par laser égale à celle mesurée sous faisceau d'ions lourds est quasi-nulle. Il en va de même pour celle calculée par simulation, le processus mathématique étant très similaire. Ce phénomène impacte la section efficace en l'augmentant artificiellement de plusieurs ordres de grandeur. De plus, plus la probabilité d'occurrence d'un événement est faible et plus ce phénomène est important, conduisant à de forts écarts à bas LET.

D'autre part, la pondération proposée par l'équation IV.2 corrige les problèmes de représentativité de la zone testée par rapport à la densité moyenne de zones sensibles dans le composant mais n'impacte pas la probabilité de déclenchement. Ainsi, quelle que soit la méthode utilisée, plus la section efficace est mesurée ou calculée sur une zone de taille réduite et plus l'erreur commise sera grande, d'autant plus en cas de faible sensibilité entraînant un nombre réduit d'événement. Ceci montre également que les moyens de test alternatifs aux ions lourds effectués sur une fraction du composant présentent toujours des résultats sur-estimés, ce qui reste toutefois préférable pour ne pas sous-estimer la sensibilité d'un composant.

Ce phénomène est constaté directement en analysant les sections efficaces au seuil de déclenchement mesurées lors de cette étude :

- par laser à l'énergie seuil, on déclenche un événement par cellule avec une probabilité de 100 %, donnant lieu à 220 événements après pondération pour une fluence

Φ_{laser} de $4,4 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ (section IV.4.2.1). La section efficace pondérée au seuil vaut $1,9 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$;

- sous ions lourds au LET seuil, une fluence de $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ a donné lieu à un seul SEL. La section efficace sous ions lourds au seuil vaut $3 \times 10^{-8} \text{ cm}^2$.

De plus, il existe une probabilité non nulle pour qu'aucun événement ne soit déclenché alors que l'ion a un LET suffisant, décalant ainsi la section efficace et le LET seuil ($10 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$).

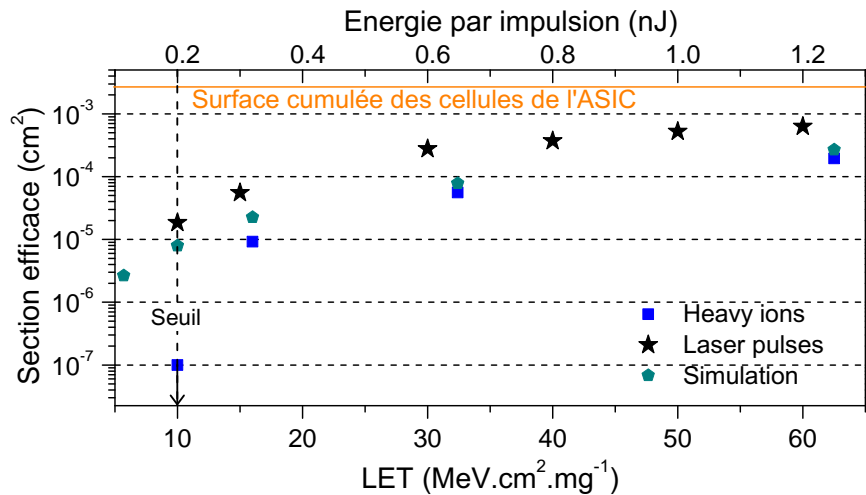


FIGURE IV.20 – Sections efficaces de SEL simulée (pentagones verts) et mesurée par test ions lourds (carrés bleus) et laser (étoiles noires)

Concernant le laser, d'autres phénomènes peuvent expliquer cette surestimation de la section efficace :

- Le diamètre du faisceau laser dans le composant (plusieurs μm) est bien supérieure au diamètre de la trace de génération de l'ion ($< 1 \mu\text{m}$) mais les charges générées diffusent moins du fait de gradients de porteurs nettement plus faibles. La taille de la zone impactée est donc différente, potentiellement plus importante dans le cas du laser dans ce type du composant où les courants de dérive sont importants ;
- Si la quantité de charges générées par les impulsions laser ne varie pas à paramétrage constant, la quantité de charges générées par un ion dans le volume dépend statistiquement de ses interactions avec la matière pendant sa propagation. Elle varie d'un ion à l'autre en suivant une distribution Gaussienne. Ainsi, proche du seuil la charge critique pourrait ne pas être atteinte malgré un LET suffisant, impactant directement la proportion d'ions susceptibles de déclencher un événement (comme évoqué en section IV.3.2, au LET seuil de $10 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$, un seul événement a été enregistré pour une fluence en $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$). Ainsi, lors d'un test dans une zone sensible chaque tir laser déclenchera un événement si l'énergie est supérieure au seuil alors que seule une certaine proportion d'ions induira des événements ;

- À bas LET/énergie, la divergence des sections efficaces est amplifiée par la combinaison de deux effets : la réduction du diamètre de la trace de génération à faible LET diminuant encore la probabilité d'occurrence d'un événement et la taille très réduite de la zone sensible au seuil (figure IV.15a) qui nécessite une fluence élevée pour assurer une couverture suffisante de la zone sensible pour déclencher un événement.

Un moyen de s'affranchir de ce biais à basse énergie serait de faire fonctionner le banc laser de manière parfaitement analogue au fonctionnement du faisceau d'ions, avec un nombre de tir permettant d'atteindre la fluence utilisée en ions lourds (ici $1 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$) et des positions choisies aléatoirement sur l'ensemble de la surface du composant. Le banc laser actuel, conçu pour fonctionner en impulsion unique à haute résolution spatiale, couplée à la relative lenteur des déplacements des platines motorisées ne permet pas d'atteindre un flux supérieur à quelques impulsions par seconde, conduisant à une durée de test supérieure à 2 jours par énergie dans le cas de cet ASIC, pouvant être réduite de quelques heures en restreignant la zone testée aux zones sensibles au laser.

IV.5.2 Forme des courants de *latchup*

La figure IV.21 présente des caractéristiques de courant acquises lors de SEL déclenchés par des ions lourds (en bleu) et par des tirs laser (en noir et orange) dans différentes cellules de l'ASIC. Comme détaillé en section IV.1.1, une fois initié la structure est verrouillée et le courant de *latchup* est constant. Comme évoqué précédemment, la quantité de charges générées n'a pas d'impact visible sur le courant de *latchup*, la relation entre l'énergie de l'impulsion et le LET de l'ion n'a donc pas d'importance, du moins à cette résolution temporelle.

Les événements déclenchés par un ion lourd (en bleu) ou par une impulsion laser 3 ps (en noir) présentent une signature en courant identique, similaire à celle présentée en figure IV.8 avec une augmentation jusqu'au courant de *latchup* en un temps très inférieur à la résolution temporelle du système. En revanche, la signature d'un événement déclenché par une impulsion de 400 ps est différente. Si le courant de *latchup* n'est pas impacté par la durée de l'impulsion puisque dépendant uniquement de la topologie, le temps caractéristique nécessaire à l'établissement du courant est d'environ 0,8 ms, bien supérieur aux quelques 10 μs mesurées pour une durée d'impulsion plus faible. Le banc de test étant strictement identique à celui utilisé lors des tests laser sur le banc *Ti : Sa* 3 ps, ce phénomène peut être attribué à la durée de l'impulsion induisant une charge plus progressive de la jonction base-émetteur et impactant également le transport des particules. D'autre part, ce banc de test ne disposant pas d'une résolution spatiale aussi importante que le banc *Ti : Sa* 3 ps, un réglage imprécis de la focalisation pourrait induire une densité de charge moins importante conduisant potentiellement à un courant parasite utile plus faible. Le temps caractéristique de mise en conduction du chemin parasite est une donnée difficile à évaluer car dépendant de nombreux paramètres propres à la structure étudiée. Une étude approfondie sur l'impact de la durée d'impulsion nécessiterait encore une fois une modélisation TCAD détaillée de la cellule complète, difficilement réalisable

pour les raisons évoquées précédemment.

Il aurait d'autre part été intéressant de comparer les processus déclencheurs du SEL entre laser et ions lourds, pour mettre en évidence d'éventuelles différences dans la mise en conduction du ou des chemins de court-circuit durant la phase transitoire. Ces mesures n'ont pas pu être effectuées, les capacités liées aux chemins de conduction internes au composant et au système de test dans son ensemble induisant un filtrage passe-bas trop important.

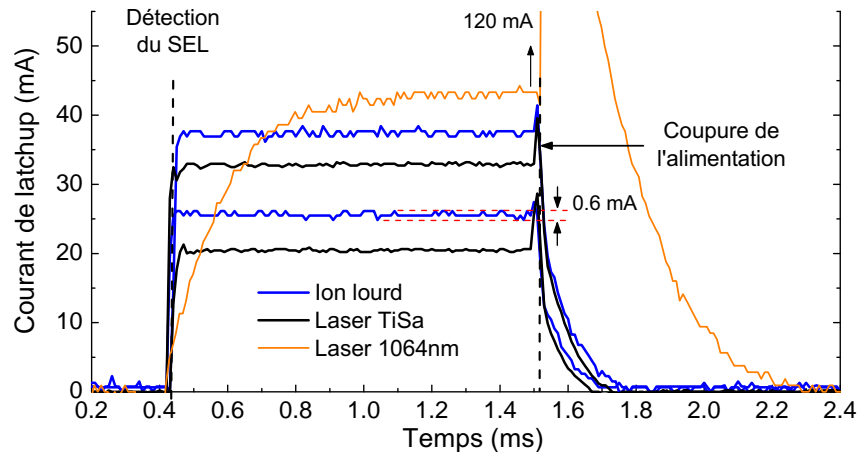


FIGURE IV.21 – Caractéristique en courant de SEL générés dans les zones de forts courants (en rouge sur la figure IV.17) de différentes cellules de l'ASIC par des ions lourds (en bleu) et des impulsions laser issues des deux bancs laser *Ti : Sa* (1010 nm ; 3 ps) (en noir) et 1064 (1064 nm ; 400 ps) (en orange)

IV.5.3 Distribution des courants

L'objectif de cette section est de rendre compte quantitativement de la distribution de l'ensemble des courants de *latchup* générés par ions lourds et par laser sur une large gamme d'énergie et de LET.

L'histogramme IV.22 représente le taux d'occurrence des courants de *latchup* en fonction du LET. Les données de tests issues des 3 ASIC testés sont combinées pour aboutir à une fluence supérieure à $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ pour chaque LET étudié. Chaque cellule flip-flop ayant une résistance d'accès R_{alim} qui lui est propre, il est nécessaire de disposer d'une fluence élevée pour obtenir une probabilité d'impact homogène sur l'ensemble du composant et ainsi couvrir l'ensemble de la gamme des résistances d'accès menant à une distribution continue des courants.

Aux faibles LET (16,0 MeV.cm².mg⁻¹ et 32,4 MeV.cm².mg⁻¹), les distributions sont très similaires et suggèrent que le LET seuil menant au déclenchement des faibles courants (zone à gauche des cellules) n'a pas encore été atteint. A LET élevé (62,5 MeV.cm².mg⁻¹), le courant

minimal diminue d'environ 8 mA ce qui, comparativement aux tests laser, est une valeur proche de $\Delta I_{cellule}$, suggérant que le LET seuil est dépassé, permettant le déclenchement de dans la zone bleue de chacune des cellules. La relativement faible proportion de ce type de courant suggère néanmoins un LET légèrement supérieur au LET seuil. Ces observations sont cohérentes avec la corrélation LET / énergie laser proposée en section IV.5.1 et avec l'évaluation de l'énergie seuil entre 0,5 nJ et 1,6 nJ présentée en figure IV.17, menant à une équivalence entre un LET de 62,5 MeV.cm².mg⁻¹ et une énergie par impulsion de 1,2 nJ. De plus, en se basant sur la figure IV.18, l'étendue maximale du courant de *latchup* est de $\Delta I_{alim} = 37$ mA pour un LET inférieur au seuil et de $\Delta I_{alim} + \Delta I_{cellule} = 45$ mA au delà du seuil, ce qui est parfaitement cohérent avec les résultats ions lourds présentés ici.

Des courants élevés, de 65 mA à 80 mA, ont aussi été mesurés pour l'ensemble des LET avec un taux d'occurrence non négligeable. Aucun courant dans cette gamme n'a été mesuré lors des tests laser. Ces courants pourraient être attribués à un jeu de chemins de conduction dans les cellules flip-flop. Cependant l'étendue de la gamme est inférieure à ΔI_{alim} , contredisant cette hypothèse. Ces courants ne sont pas non plus causés par des SEL survenant dans les cellules DLC, les courants mis en jeu étant du même ordre de grandeur que les cellules DFC. D'autre part, ces forts courants suggèrent un chemin de faible résistance d'accès R_{alim} . Les structures mises en cause sont probablement localisées dans les zones actives des plots situées en périphérie du composant et protégées des impulsions laser par des métallisations, empêchant tout déclenchement d'événements par laser dans ces zones.

Pour apporter de nouveaux éléments permettant de corréler les résultats, on représente le taux d'occurrence des courants générés par laser et par ions lourds. Les caractéristiques statistiques des distributions sont renseignées dans le tableau IV.2. Pour faciliter l'exploitation des données, les forts courants évoqués précédemment ne sont pas représentés.

TABLEAU IV.2 – Caractéristiques des distributions de courant de SEL déclenchés par ions lourds et impulsions laser et présentées en figure IV.23

LET Énergie par impulsion	Étendue (mA)	Moyenne (mA)	Écart type (mA)
32,4 MeV.cm ² .mg ⁻¹	40	40.1	7.8
0,5 nJ par impulsion	37	27.6	7.7

Les données présentées sont issues de la cartographie laser effectuée sur l'ensemble du composant avec des impulsions de 0,5 nJ et sur les données de tests sous faisceau d'ions lourds à un LET de 32,4 MeV.cm².mg⁻¹ présentées précédemment. Dans les deux cas, les particules ne génèrent pas assez de charges pour déclencher des événements donnant lieu aux faibles courants dans la zone la moins sensible de la cellule. Tous les courants présentés sont donc dûs à des court-circuits dans la zone délimitée par les pointillés rouges sur le figure IV.17. Les données liées aux événements singuliers déclenchés par des ions lourds en dehors des cellules ne sont

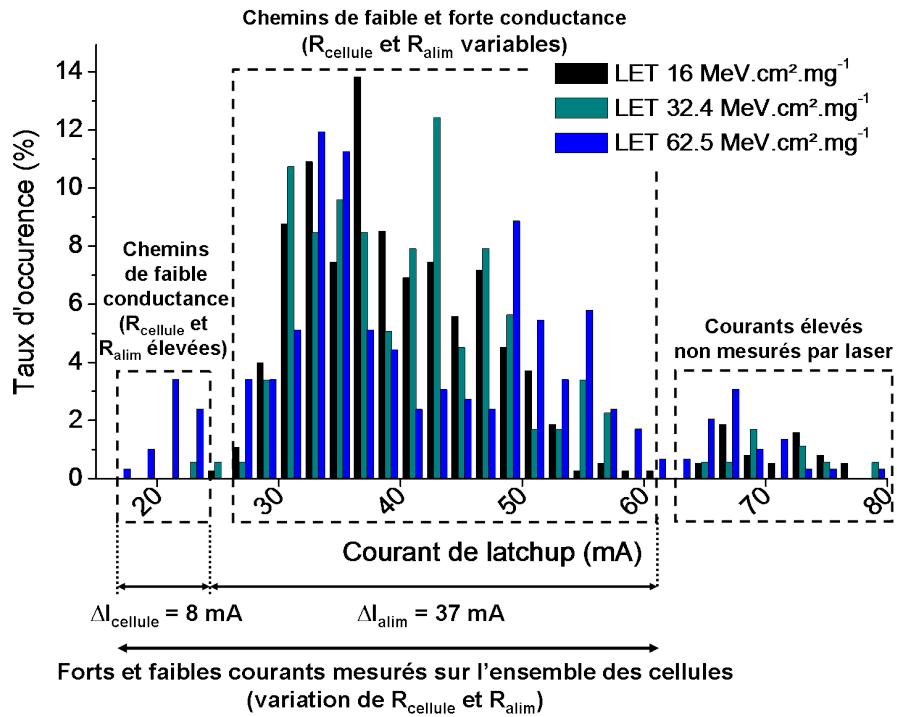


FIGURE IV.22 – Fréquence d'occurrence des différents courants de *latchup* mesurés lors des tests sous faisceau d'ions lourds en fonction du LET

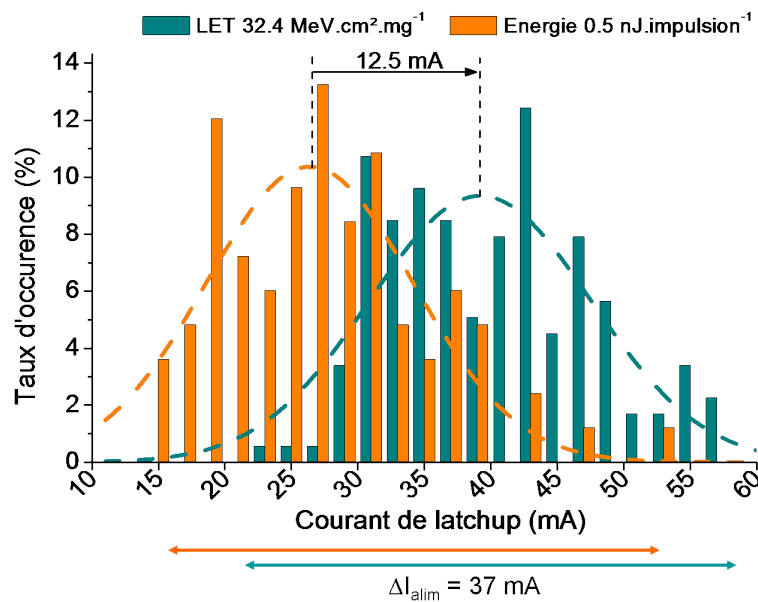


FIGURE IV.23 – Fréquence d'occurrence des courants de SEL déclenchés dans les zones de haute sensibilité (forts courants) par ions lourds et par impulsions laser. Les caractéristiques associées aux distributions de courant sont synthétisées dans le tableau IV.2

TABLEAU IV.3 – Variation des conditions de test entre ions lourds et laser

Moyen de test	Décapsulation	Conditions de test	Flux sur l'ASIC	Courants de diffusion
Ions lourds	Face avant	Test sous vide Irradiation face avant	$< 150 \text{ s}^{-1}$	Élevés
Laser	Face arrière	Test sous air Irradiation face arrière	$< 5 \text{ s}^{-1}$	Faibles

pas représentées pour rester cohérent avec les données issues des tests laser. La figure IV.23 et le tableau IV.2 montrent une forte corrélation entre les deux distributions : les étendues sont proches de ΔI_{alim} et les écarts-types sont équivalents, montrant une forte corrélation entre ions lourds et laser.

On note cependant un décalage en courant des distributions d'environ 12,5 mA. Comme évoqué précédemment, le courant de *latchup* ne dépend que de la topologie et n'est pas impacté par la manière dont les charges sont générées. Malgré un banc de test électronique identique et des conditions de test similaires, certains paramètres diffèrent par nature (tableau IV.3). L'amincissement du substrat dans le cas du laser et les tests sous vide dans le cas des ions lourds pourraient impacter la dissipation thermique, modifiant ainsi la conductivité et donc les courants. Si ces paramètres peuvent être critiques dans les composants de puissance, compte tenu des très faibles courants mis en jeu, ici l'impact est négligeable. L'amincissement peut cependant avoir une autre conséquence : les résistance R_{xx} des chemins de conduction dépendent du volume équivalent selon l'équation IV.3 [133, 3] :

$$R_{xx} = \rho \frac{l}{A} \quad (\text{IV.3})$$

avec l la longueur, A la section du volume déduit de l'étude des lignes de potentiel dans la structure et ρ la résistivité. Suivant la profondeur des lignes de potentiel, l'amincissement du substrat peut réduire la section A , augmentant ainsi la résistance des chemins de conduction et de fait les courants de *latchup*.

Conclusion

Dans le cadre du développement de TRADCARE[©], un outil numérique multi-échelle de prédiction de la sensibilité d'un composant aux événements singuliers, un ASIC en technologie CMOS 0,35 μm a été développé par TRAD en collaboration avec le CNES. L'étude proposée dans ce chapitre a été menée sur ce composant, permettant ainsi de profiter d'une connaissance précise de sa topologie, de son fonctionnement et d'une évaluation de sa sensibilité aux ions lourds.

L'étude de sensibilité au SEL a été effectuée au moyen du banc laser *Ti : Sa*. La première caractérisation s'est focalisée sur la mesure de la section efficace, qui pourrait sembler triviale au premier abord mais dont la représentativité peut être biaisée par le choix de la zone et des paramètres de test. Une étude a donc été menée pour proposer une approche permettant de reproduire les conditions de test sous faisceau d'ions lourds tout en conservant les avantages des moyens laser. Des tests préliminaires ont été menés pour déterminer la distribution des zones sensibles sur l'ASIC et maîtriser le contenu de la zone de test choisie pour adapter le calcul de la section efficace en conséquence. Les résultats sont analysés et comparés aux sections efficaces simulées et mesurées par ions lourds. Nous avons montré que la mesure par laser fournit des résultats cohérents aux moyens et haut LET avec une légère sur-estimation de la section efficace. Aux faibles LET, on note une divergence importante entre les résultats ions lourds et les résultats obtenus par laser ou par simulation. On montre que ce biais est intrinsèque à la méthode de mesure. Si l'objectif du test est de reproduire par laser la section efficace mesurée sous ions lourds, l'écart peut être réduit en augmentant la taille de la zone testée et en sélectionnant aléatoirement la position des tirs, impactant considérablement la durée du test.

L'intérêt principal du moyen laser réside plutôt dans l'analyse fine des zones sensibles. Cette étude a été effectuée sur une bascule flip-flop, constituant principal des zones actives de l'ASIC, en analysant la position et l'évolution des zones sensibles en fonction de l'énergie par impulsion. La distribution des courants de *latchup* est ensuite analysée avec l'aide de la simulation numérique. Une analyse comparative des résultats est ensuite menée et permet de corrélérer finement les résultats des tests laser avec ceux obtenus en accélérateur d'ions lourds, montrant ainsi la bonne représentativité du laser et permettant de mieux comprendre les phénomènes impactant le déclenchement et le courant du *latchup*. Enfin, une étude menée sur le banc laser 1064 nm a mis en évidence, par l'analyse temporelle des courants, l'impact d'une durée d'impulsion longue par rapport à la durée des phénomènes physiques conduisant à l'établissement du courant de court-circuit. Cette étude démontre bien l'intérêt d'impulsions picoseconde pour l'étude des événements singuliers par laser.

Conclusion et perspectives

Les composants électroniques utilisés pour des applications aéronautiques ou spatiales sont soumis à de fortes contraintes mécaniques, thermiques et radiatives. Aussi, l'étude de l'impact des radiations, au cœur de ce travail de thèse, doit être intégrée à l'analyse de fiabilité des composants. Le nombre croissant de systèmes électroniques embarqués couplé à des niveaux d'intégration toujours plus élevés et à une hausse des performances et des puissances mises en jeu complexifient les analyses radiation et impactent le risque de la survenue d'une défaillance. Nous nous sommes intéressés au cours de ce travail de thèse en particulier aux événements singuliers destructifs induits par des ions lourds, qui comptent parmi les phénomènes les plus critiques et contre lesquels il est difficile de se protéger en environnement spatial. En complément des méthodes de test classiques utilisant des accélérateurs d'ions lourds, des méthodes de test alternatives se développent progressivement, utilisant notamment des laser impulsionsnels qui présentent de nombreux avantages. Ce travail de thèse constitue une contribution à l'utilisation de ce type de moyen, traitant notamment du paramétrage, des conditions d'utilisation et de la validité des résultats obtenus dans des composants de type diode Schottky et ASIC en technologie CMOS.

En complément du banc laser LISA (1064 nm, 400 ps) de TRAD, un second banc laser a été conçu et développé lors de cette thèse. Il utilise une chaîne laser impulsionnelle picoseconde accordable en longueur d'onde (700 nm - 1050 nm, 1,5 ps à 3 ps) et entièrement paramétrable. La gestion des impulsions laser a fait l'objet de développements expérimentaux spécifiques, assurant une parfaite maîtrise des paramètres optiques. En particulier, l'émission d'impulsions uniques sur commande, indispensable à une analyse spatio-temporelle fine de la sensibilité, ainsi que la gestion de l'énergie ont été au cœur de nos préoccupations. Ces deux moyens laser ont notamment permis d'étudier l'impact des paramètres optiques (longueur d'onde, durée de l'impulsion, profondeur de focalisation) sur le déclenchement des événements. Un code de calcul analytique basé sur un modèle physique issu de la littérature a été développé pour simuler spatialement la densité de charges générée par le passage d'une impulsion laser dans une structure composée de plusieurs couches de matériaux semiconducteurs. Cet outil a ensuite été utilisé tout au long de ce travail de thèse pour aider au paramétrage des lasers, progresser dans la compréhension des résultats de test et affiner les corrélations avec les résultats de test en accélérateur d'ions lourds. Ces moyens ont ensuite été utilisés pour étudier la sensibilité de divers composants aux événements singuliers.

Nous nous sommes intéressés tout d'abord aux composants redresseur, et en particulier aux diodes Schottky. La problématique liée aux événements destructifs dans ce type de composants est récente. Une étude bibliographique a permis d'identifier les structures typiques des diodes Schottky utilisées en environnement radiatif ainsi que les principaux mécanismes à l'origine

des défaillances.

Une étude statistique d'un grand volume de données de test complétée par des caractérisations de diodes en accélérateur d'ions lourds ont permis d'appréhender expérimentalement les phénomènes pouvant être déclenchés et de disposer d'une caractérisation complète de composants d'intérêt pour notre étude. Des tests laser par absorption linéaire ont ensuite été effectués, aboutissant pour la première fois au déclenchement d'événements singuliers destructifs et mettant en évidence le rôle clé d'une génération dans des zones de forts champ électrique très localisées. De manière remarquable, nous avons montré par une analyse complémentaire des courants transitoires, le fort impact des paramètres optiques sur le déclenchement des événements dans ce type de composant qui nécessite de générer des charges dans un volume sensible très localisée. Nous avons également démontré un comportement électrique comparable lors des tests laser et sous faisceau d'ions lourds, en dessous et au seuil de déclenchement des événements singuliers. Nous pensons que ces résultats, obtenus pour la première fois sur des diodes Schottky, constituent une étape importante pour la validation des tests par laser impulsionnel.

Une étude expérimentale a été menée sur un ASIC en technologie CMOS sensible au SEL, conçu et développé par TRAD pour des travaux de recherche. La connaissance de la topologie du composant nous a permis de profiter pleinement de la résolution spatiale du banc laser. Des mesures de section efficace ont été effectuées puis comparées à des mesures effectuées sous ions lourds et par simulation numérique. Les résultats sont cohérents mais des écarts ont été constatés aux faibles LET entre laser ou simulation et tests sous ions lourds, induits selon nous par la méthode de mesure inhérente aux moyens utilisés.

Des cartographies ont ensuite été effectuées sur une cellule unitaire puis sur l'ensemble du composant pour analyser spatialement les zones sensibles et déterminer la distribution spatiale des courants de *latchup*. L'analyse de ces résultats, assistée à l'échelle de la cellule par des simulations numériques couplées (modélisation physique et électrique) ont permis de mieux comprendre les modes de déclenchement du SEL dans ce type de structures et de proposer des hypothèses pour expliquer l'évolution des courants. Pour valider la méthode de test laser, nous avons effectué une corrélation entre les distributions des courants de *latchup* obtenues par test laser et en accélérateur d'ions lourds. Cette étude a démontré l'utilité du laser dans une large gamme d'analyses. Il peut notamment être utilisé pour compléter des mesures de section efficace, progresser dans la compréhension de phénomènes physiques, analyser la distribution spatiale des zones sensibles, sous réserve de disposer d'un paramétrage adéquat et notamment d'impulsions picoseconde. Nous avons également mis en évidence certaines limitations, notamment liées à l'accessibilité de certaines zones sensibles ou au possible impact des étapes de préparation du composant pour les tests laser.

Ces études expérimentales ont permis de montrer la forte influence des paramètres optiques qui doivent être soigneusement choisis. La profondeur de focalisation doit être ajustée pour optimiser la densité de charges générée. La durée de l'impulsion doit être du même ordre de

grandeur que le temps d'interaction de l'ion avec la matière (quelques ps) mais également compatible avec la durée de déclenchement du processus physique à l'origine de la défaillance. La longueur d'onde est également un paramètre clé et correspond à un compromis entre profondeur de pénétration et densité de charges générée. Pour des corrélations laser/ions lourds, une attention particulière doit être apportée aux phénomènes d'absorption non linéaire ou d'absorption par porteurs libres, notamment en cas d'impulsions picosecondes, de fortes énergies, fortement focalisées ou de tests face arrière dans des composants au substrat fortement dopé (composants de puissance principalement).

Par rapport à d'autres moyens de test complémentaires aux accélérateurs d'ions lourds, en particulier les rayons X pulsés et les microfaisceaux d'ions, le laser se caractérise par une plus grande facilité de mise en œuvre et un coût moindre tout en disposant d'une bonne résolution spatiale et temporelle ainsi que d'un ajustement précis de la charge déposée, au prix d'un accès aux volumes sensibles qui peut être plus limité et d'étapes de préparation des composants souvent indispensables. À noter que des étapes de préparation sont également nécessaires pour les tests ions lourds.

Il serait intéressant d'étoffer les tests comparatifs entre ces différents moyens ainsi que des outils de simulation pour étudier le déclenchement de différents événements singuliers dans différents types de composants (ce type d'étude a été initié par CARDOZA et al. dans une photodiode PIN [82]).

De part le monde, un autre axe d'étude concerne les technologies basées sur des matériaux à grande bande interdite, tels que le SiC ou le GaN, particulièrement appréciés pour leur performances à haute fréquence et les fortes densités de puissance permises notamment par un champ de claquage élevé. Ces composants sont progressivement utilisés dans le domaine spatial mais relativement peu d'études ont été menées sur leur sensibilité aux événements singuliers en comparaison des études menées sur les composants silicium. Des méthodes de test laser UV ont déjà montré leurs preuves dans l'étude de transitoires dans des transistors à haute mobilité [66]. L'utilisation d'absorption non linéaire à deux photons sur ces matériaux à grande bande interdite devrait permettre d'adresser une plus large gamme de composants et pourrait s'avérer décisif pour comprendre de possibles nouveaux phénomènes induits par l'environnement radiatif.

Contributions scientifiques

Conférences internationales

M. Mauguet, D. Lagarde, F. Widmer, N. Chatry, X. Marie, E. Lorfevre, F. Bezerra, R. Marec and P. Calvel, « Single Events Induced By Heavy Ions And Laser Pulses In Silicon Schottky Diodes », RADECS 2017, Genève (Suisse), *communication orale*

M. Mauguet, N. Andrianjohany, D. Lagarde, L. Gouyet, L. Azema, N. Chatry, X. Marie, R. Marec, P. Calvel, D. Standarovski and R. Ecoffet, « Single Event Latchup in a CMOS-based ASIC Using Heavy Ions, Laser Pulses and Coupled Simulation », RADECS 2018, Göteborg (Suède), *communication orale*

M. Mauguet, L. Azema, E. Le Goulven, P. Garcia, A. Varotsou, D. Lagarde, X. Marie and C. Boatella-Polo, « Analysis of Heavy Ion Irradiation Test Results on Power Diodes », RADECS 2018, Göteborg (Suède), *poster*

Colloques internationaux

M. Mauguet, D. Lagarde, « Pulsed Laser for Single Events Sensitivity Studies », Theory Days 2017, Toulouse, *communication orale*

M. Mauguet *et al.*, « SEE Induced By Laser Pulses In Silicon Schottky Diodes », RADLAS 2017, Montpellier, *communication orale*

Publications dans des revues à comité de lecture

M. Mauguet, D. Lagarde, F. Widmer, N. Chatry, X. Marie, E. Lorfevre, F. Bezerra, R. Marec and P. Calvel, « Single events induced by heavy ions and laser pulses in silicon schottky diodes », IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 65, p. 1768-1775, March 2018

M. Mauguet, D. Lagarde, F. Widmer, N. Chatry, X. Marie, E. Lorfevre, F. Bezerra, R. Marec and P. Calvel, « Analysis of Heavy Ion Irradiation Test Results on Power Diodes », RADECS 2018 IEEE Proceedings

M. Mauguet, N. Andrianjohany, D. Lagarde, L. Gouyet, L. Azema, N. Chatry, X. Marie, R. Marec, P. Calvel, D. Standarovski and R. Ecoffet, « Single Event Latchup in a CMOS-based ASIC Using Heavy Ions, Laser Pulses and Coupled Simulation », IEEE Transactions on Nuclear Science 2019 (*en cours de publication*)

Références bibliographiques

- [1] F. MILLER. « Etude expérimentale et théorique des effets d'un faisceau laser pulsé sur les composants électroniques et comparaison avec les événements singuliers induits par l'environnement radiatif naturel ». Université Montpellier 2, 2006.
- [2] *Composants électroniques en environnement radiatif*. Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules. 2015. URL : <http://www.in2p3.fr/actions/formation/>.
- [3] N. ANDRIANJOHANY. « Méthodologie de prédiction multi-échelle pour l'évaluation et le durcissement des circuits intégrés complexes face aux événements singuliers d'origine radiative ». Université Aix-Marseille, 2018.
- [4] A. CHULLIAT, Hulot G. et L.R. NEWITT. « Magnetic flux expulsion from the core as a possible cause of the unusually large acceleration of the North magnetic pole during the 1990s ». In : *Journal of Geophysical Research* 115 (2010).
- [5] J.A. VAN ALLEN. « Radiation Belts around the Earth ». In : *Scientific American* 200 (1959), p. 39-47.
- [6] J.C. BOUDENOT. *Tenue des circuits aux radiations ionisantes*. Techniques de l'ingénieur. 1999.
- [7] A. LUU et al. « SEB characterization of commercial power MOSFETs with backside laser and heavy ions of different ranges ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55 (2008), p. 2166-2173.
- [8] E. MONIER. *Vent solaire et aurores polaires*. 2007.
- [9] R. ECOFFET. « Radiation effects in space : on-going issues and new concerns ». In : (2016).
- [10] R.L. FLEISCHER, P. B. PRICE et R. M. WALKER. *Nuclear Tracks in Solids : Principles and Applications*. University of California press. 1975.
- [11] A. LUU. « Méthodologie de prédiction des effets destructifs dus à l'environnement radiatif naturel sur les MOSFETs et IGBTs de puissance ». Université Toulouse 3, 2010.
- [12] R.A. MEWALDT. *Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays*. NASA. 1988. URL : <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa>.
- [13] O.C. ALLKOFER et P.K.F. GRIEDER. « Cosmic rays on earth ». In : *Physics Data* 25 (1984), p. 179-192.
- [14] E. NORMAND. « Single Event Upsets at ground level ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), p. 2742-2750.
- [15] J.C. BOUDENOT. *L'environnement spatial*. Presses Universitaires de France. 1995.

- [16] J-P. VUILLEZ. *Interactions des rayonnements avec la matière*. Université Joseph Fourier de Grenoble. 2011. URL : www.medatice-grenoble.fr.
- [17] E. OKUNO. *Interactions of radiation with matter*. International Atomic Energy Agency. 2005. URL : <https://humanhealth.iaea.org>.
- [18] L. DUSSEAU. *Interactions rayonnements - matière*. Université Montpellier 2 - Institut d'électronique du sud. 2009. URL : www.eea.univ-montp2.fr.
- [19] Y. BORDULEV et al. « Development of a digital spectrometric system for material studying by positron annihilation techniques ». In : *Proceedings IEEE 7th International Forum on Strategic Technology* (2012).
- [20] C. BONNOIT-CHEVALIER. *Interaction particule - matière et conception d'un détecteur*. Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules. 2011. URL : www.in2p3.fr/actions/formation.
- [21] TRAD. *Radiation Engineering Training rev. 75*. TRAD. 2015. URL : www.TRAD.fr.
- [22] IOFFE. *Physical properties of semiconductors*. Russian academy of Science. 2018. URL : <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>.
- [23] D.K. SCHRODER, R.N. THOMAS et J.C. SWARTZ. « Free carrier absorption in silicon ». In : *Journal of solid-state circuits* 13 (1978), p. 180-187.
- [24] M. NEDELJKOVIĆ, R. SOREF et G.Z. MASHANOVICH. « Free-carrier electro-refraction and electro-absorption modulation predictions for silicon over the 1 - 14 μm infrared wavelength range ». In : *Photonics Journal* 3 (2011), p. 1171-1180.
- [25] R.A. SOREF et B.R. BENNETT. « Electroical effects in silicon ». In : *Journal of quantum electronics* 23 (1987), p. 123-129.
- [26] Tien XINZHU S.and En-Kuang et O. BOYRAZ. « Applications of two-photon absorption in silicon ». In : *Journal of oelectronics and advanced materials* 11 (2008), p. 15-25.
- [27] M. RAINE et al. « Effect of the ion mass and energy on the response of 70-nm SOI transistors to the ion deposited charge by direct ionization ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57 (2010), p. 1892-1899.
- [28] X.W. ZHU. « Charge deposition modelling of thermal neutron products in fast submicron MOS devices ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 46 (1999), p. 1378-1385.
- [29] A.K. RICHTER et I. ARIMURA. « Simulation of heavy charged particule tracks using focused laser beams ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 34 (1987), p. 1234-1239.
- [30] J. GRENET. *Cours de physique du solide*. Université Grenoble Alpes. 2014. URL : chamilo2.grenet.fr/inp/courses.
- [31] H. MATHIEU et H. FANET. *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. Dunod, 2009.

- [32] B.C. FORGET. « Caractérisation des propriétés de transport électronique du silicium par méthodes photothermiques ». Université Pierre et Marie Curie - Paris IV, 2013.
- [33] A. MICHEZ. « Simulation numérique de la collection des charges induites par un ion lourd dans une diode silicium ». Université Montpellier 2, 1991.
- [34] C.M. HSIEH, P.C. MURLEY et R.R. O'BRIEN. « A field-funneling effect on the collection of alpha-particle-generated carriers in silicon devices ». In : *IEEE Electron Device Letters* 4 (1981), p. 103-105.
- [35] M. TAKADA et al. « Charge-collection length induced by proton and alpha particle injected into silicon detectors due to funneling effect ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56 (2009), p. 337-345.
- [36] A. JOHNSTON. « Charge generation and collection in p-n junctions excited with pulsed infrared lasers ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 40 (1993), p. 1694-1702.
- [37] P.E. DODD et al. « Current and future challenges in radiation effects on CMOS electronics ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57 (2010), p. 1747-1763.
- [38] M. BEAUMEL et al. « Proton, electron, and heavy ion single event effects on the HAS2 CMOS image sensor ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61 (2014), p. 1909-1917.
- [39] J.M. TRIPPE et al. « Electron-induced single event upsets in 28 nm and 45 nm bulk SRAMs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62 (2015), p. 2709-2716.
- [40] R. GAILLARD. *Single event effects : mechanisms and classification*. 2011. URL : <https://www.springer.com>.
- [41] C.S. GUENZER et R.G. WOLICKI E.A. and Allas. « Single event upset of dynamic RAMs by neutrons and protons ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6 (1979), p. 5048-5052.
- [42] C. HAFER et al. « SEU, SET, and SEFI test results of a hardened 16Mbit MRAM device ». In : *IEEE Radiation Effects data workshop* (2012).
- [43] J.S. KAUPPILA et al. « Single event upset characterization across temperature and supply voltage for a 20-nm bulk planar CMOS technology ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62 (2015), p. 2613-2619.
- [44] R. KOGA et al. « Single event functional interrupt (SEFI) sensitivity in microcircuits ». In : *European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems* (1997).
- [45] P. KOGA Yu et al. « Permanent single event functional interrupts (SEFIs) in 128- and 256-megabit synchronous dynamic random access memories (SDRAMs) ». In : *Nuclear and Space Radiation Effects Conference* (2001), p. 6-13.
- [46] D.N. NGUYEN et F. IROM. « Radiation effects on MRAM ». In : *Radiation and Its Effects on Components and Systems* (2007).

- [47] S. GERARDIN et al. « Radiation effects in flash memories ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60 (2013), p. 1953-1969.
- [48] J. GUILLERMIN et al. « High current event and single event functional interrupt in non-volatile memories ». In : *Radiation and Its Effects on Components and Systems* (2018).
- [49] R. KOGA et al. « On the suitability of non hardened high density SRAMs for space applications ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 38 (1991), p. 1507-1513.
- [50] C. POIVEY et al. « Characterization of single hard errors (SHE) in 1M-bit SRAMs from single ion ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), p. 2235-2239.
- [51] E. LORFEVRE et al. « Heavy Ion Induced Failures in a Power IGBT ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44 (1997), p. 2353-2357.
- [52] S.H. VOLDMAN. *CMOS Latchup*. 2007. URL : <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/9780470516171.ch1/summary>.
- [53] G.H. JOHNSON et al. « Characterization of single hard errors (SHE) in 1M-bit SRAMs from single ion ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), p. 546-560.
- [54] D.S. PECK et D.S. SCHMID. « Effects of Radiation on Transistors in the First Telstar Satellite ». In : *Nature* 199 (1963).
- [55] K.L. BEDINGFIELD, R.D. LEACH et M.B. ALEXANDER. « Spacecraft system failures and anomalies attributed to the natural space environment ». In : *NASA reference publication* 1390 (1996), p. 2235-2239.
- [56] S. MUSACCHIO. *Cubesat design specification*. CNRS. 2004. URL : <https://lejournal.cnrs.fr>.
- [57] J. BEAUCOUR et al. « Heavy ion testing using GANIL accelerator and compilation of results with predictions ». In : *IEEE Radiation Effects Data Workshop* (1993), p. 20-26.
- [58] D.H. HABING. « The use of lasers to simulate radiation-induced transients in semiconductor devices and circuits ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 12 (1965), p. 91-100.
- [59] S.P. BUCHNER et al. « Simulation of heavy charged particle tracks using focused laser beams ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 34 (1987), p. 1227-1233.
- [60] J.S. MELINGER et al. « Critical evaluation of the pulsed laser method for single event effects testing and fundamental studies ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), p. 2574-2584.
- [61] S.P. BUCHNER et al. « Pulsed-laser testing for single-event effects investigations ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60 (2013), p. 1852-1875.
- [62] V. POUGET. *Facilities and methods for radiation testing*. Université Montpellier 2. 2014. URL : <https://www.ies.univ-montp2.fr>.

- [63] A. DOUIN et al. « Influence of Laser Pulse Duration in Single Event Upset Testing ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), p. 1799-1805.
- [64] A.I. CHUMAKOV et al. « Compendium of SEE comparative results under ion and laser irradiation ». In : *IEEE Proceedings RADECS Data Workshop* (2013).
- [65] D. MCMORROW et al. « SEU in substrate-etched CMOS SOI SRAMs using UV optical pulses with wub-micrometer spot size ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60 (2013), p. 4184-4191.
- [66] A. KHACHATRIAN et al. « Spatial mapping of pristine and irradiated AlGaIn/GaN HEMTs with UV single-photon absorption single-event transient technique ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 4 (2016), p. 1995-2001.
- [67] D. LEWIS et al. « Backside laser testing of ICs for SET sensitivity evaluation ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), p. 2193-2201.
- [68] D. MCMORROW et al. « Subbandgap laser induced single event effects : carrier generation via two-photon absorption ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49 (2002), p. 3002-3008.
- [69] D. MCMORROW et al. « Three-dimensional mapping of single-event effects using two photon absorption ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6 (2003), p. 2199-2207.
- [70] F. DARRACQ et al. « Investigation on the single event burnout sensitive volume using two-photon absorption laser testing ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 59 (2012), p. 999-1006.
- [71] N. MBAYE. « Contribution à l'étude de la fiabilité des technologies avancées en environnement radiatif atmosphérique et spatial par des méthodes optiques ». Université Bordeaux1, 2013.
- [72] M. MAUGUET et al. « Single events induced by heavy ions and laser pulses in silicon schottky diodes ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (2018), p. 1768-1775.
- [73] F.W. SEXTON. « Microbeam Studies of Single-Event Effects ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), p. 687-695.
- [74] L. SHENG et al. « High energy heavy ion microbeam irradiation facility at IMP ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 269 (2011), p. 2189-2192.
- [75] P. BARBERETA et al. « The GSI heavy ion microbeam : a tool for the investigation of cellular response to high LET radiations ». In : *Proceedings of the XL Zakopane School of Physics* 109 (2006), p. 329-334.
- [76] W. YANG et al. « Microbeam heavy-ion single event effect on Xilinx 28-nm system on chip ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (2018), p. 545-549.
- [77] A. FONTANA et al. « Heavy ion microbeam experimental study of ASET on a full-custom CMOS OpAmp ». In : *31st Symposium on Integrated Circuits and Systems Design (SBCCI)* (2018).

- [78] H. NAVIRIAN et al. « Shortening X-ray Pulses for Pump-Probe Experiments at Synchrotrons ». In : *Journal of Applied Physics* 109 (2011).
- [79] L. EMERY, K. HARKAY et V. SAJAEV. « Alternate Hybrid Mode Bunch Patterns for the Advanced Photon Source ». In : *23rd Particle Accelerator Conference* (2009), p. 1084.
- [80] R. TORCHIO. *ESRF sends shockwaves (and an X-ray pulse) through iron to prove a new technique*. European Synchrotron Radiation Facility (ESRF). 2014. URL : <http://www.esrf.eu/>.
- [81] S. BUCHNER et al. « Charge collection from focused picosecond laser pulses ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 35 (1988), p. 1517-1522.
- [82] D. CARDOZA et al. « Comparison of single event transients generated by short pulsed X-Rays, lasers and heavy ions ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61 (2014), p. 3154-3162.
- [83] V. POUGET et al. « Theoretical investigation of an equivalent laser LET ». In : *Microelectronics Reliability* 41 (2001), p. 1513-1518.
- [84] D. MCMORROW et al. *Two-photon-absorption-induced carrier generation : calibration, modeling and experimental validation*. RADLAS 2017. 2017. URL : <https://www.ies.univ-montp2.fr>.
- [85] J.M. HALES et al. « Experimental validation of an equivalent LET approach for correlating heavy-ion and laser-induced charge deposition ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (2018), p. 1724-1733.
- [86] F. EL BASSRI. « Sources lasers déclenchées nanosecondes : Applications à la spectroscopie Raman cohérente sous champ électrique ». Université de Limoges, 2015.
- [87] « Banc de test laser : manuel d'utilisation ». LPCNO, 2014.
- [88] P.F. MOULTON. « Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Sa ». In : *Solid state laser materials* 3 (1986), p. 125-133.
- [89] « Tsunami Ti :Sa ultrafast oscillators brochure ». Spectra Physics, 2009.
- [90] S.C. MOSS et al. « Correlation of picosecond laser-induced latchup and energetic particle-induced latchup in CMOS test structures ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42 (1995), p. 1948-1956.
- [91] *Free-Space EO Modulators*. Thorlabs. 2010. URL : https://www.thorlabs.com/images/TabImages/Free_Space_EO_Modulator_Lab_Fact.pdf.
- [92] S. FORGET. *Lasers et optique non linéaire - optique des lasers et faisceaux Gaussiens*. Université Paris Nord. 2007. URL : http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/OPI_fr_M01_C03_web.html.
- [93] A. CULOMA. *Propagation des faisceaux gaussiens, transport des faisceaux de puissance*. Laserdot. 1992. URL : <http://dx.doi.org/10.1051/sfo/1992004>.

- [94] M. CAROTTA et al. « Effect of thickness and surface treatment on silicon wafer reflectance ». In : *Solar Energy Materials and Solar Cells* 27 (1992), p. 265-272.
- [95] P.E. SCHMID. « Optical absorption in heavily doped silicon ». In : *Physical review B* 23 (1981), p. 5531-5536.
- [96] X. WANG et al. « Laser-induced damage threshold of silicon in millisecond, nanosecond and picosecond regimes ». In : *Journal of Applied Physics* 108 (2010).
- [97] J. GEORGE et al. « Single event burnout observed in Schottky diodes ». In : *Proceedings IEEE Radiation Effects Data Workshop IEEE Transactions on Nuclear Science* 1 (2013), p. 167-174.
- [98] M.C. CASEY et al. *Destructive Single-Event Failures in Schottky Diodes*. NASA Electronic Parts et Packaging Program. 2014. URL : https://nepp.nasa.gov/workshops/etw2013/talks/Wed_June12_2013/1430_Casey_Schottky_Diode_Radiation_Failures.pdf.
- [99] A. CHOVEL et P. MASSON. *Physique des semiconducteurs*. Ecole Polytechnique. 2004. URL : <http://clasesadomicilio.wifeo.com/documents/Cours-de-physique-des-SC---Poly---BAC-3.pdf>.
- [100] C. KOENIGUER. *Physique des dispositifs électroniques*. Ecole Polytechnique. 2006. URL : <https://www.researchgate.net/file.PostFileLoader.html?id=5491f20cd2fd%20646b048b45db&assetKey=AS%3A273654011629584%401442255608586>.
- [101] S. KUBOYAMA et al. « Anomalous charge collection in Si carbide schottky barrier diodes and resulting permanent damage and SEB ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), p. 3343-3348.
- [102] B.V. ZEGHBROECK. *Principles of Semiconductor Devices*. University of Colorado. 2011. URL : <http://ece-www.colorado.edu/~bart/book/>.
- [103] S. KUBOYAMA et al. « Thermal Runaway in SiC Schottky Barrier Diodes Caused by Heavy Ions ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science - RADECS Proceedings* (2018).
- [104] J. THEISS et al. « Simulation for Risk Assessment of Diode Single Event Burnout ». In : *Proc. IEEE Aerospace Conference* (2015), p. 3762-3769.
- [105] VISHAY. *TMBS®*, *Trench MOS Barrier Schottky Rectifiers Address Weaknesses of Traditional Planar Schottky Devices*. Application Note. Vishay, 2015.
- [106] M. CHEN, H. KUO et Sweetman K. « High-Voltage TMBS Diodes Challenge Planar Schottkys ». In : *Power Electronics Technology* (2006), p. 22-32.
- [107] M.D. MILLER. « Differences Between Platinum- and Gold-Doped Silicon Power Devices ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 23 (1976), p. 1279-1283.

- [108] F. CAPPELLUTI et al. « Physics-based mixed-mode reverse recovery modeling and imization of Si PiN and MPS fast recovery diodes ». In : *Microelectronics Journal* 37 (2007), p. 190-196.
- [109] G. SOELKNER et al. « Charge carrier avalanche multiplication in high-voltage diodes triggered by ionizing radiation ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), p. 2365-2372.
- [110] R. GIGLIUTO et M. CASEY. *Observed diode failures in DC-DC converters*. NASA Electronic Parts et Packaging Program. 2012. URL : https://nepp.nasa.gov/workshops/etw2012/talks/Tuesday/T15_Gigliuto_Observed_Diode_Failures.pdf.
- [111] M.V. O'BRYAN et al. « Compendium of single event effects for candidate spacecraft electronics for NASA ». In : *Proceedings IEEE Radiation Effects Data Workshop*. 2012, p. 22-30.
- [112] K.H. MAIER et al. « Single-event burnout in high power diodes ». In : *Nuclear Instruments and Methods Physical Research B*. 146 (1998), p. 596-600.
- [113] M.C. CASEY et al. « Failure Analysis of Heavy Ion-Irradiated Schottky Diodes ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65 (2018), p. 269-279.
- [114] C. ABBATE et al. « Analysis of heavy ion irradiation induced thermal damage in SiC Schottky diode ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2015), p. 202-209.
- [115] J. RALSTON-GOOD. « Analysis of Schottky diode failure mechanisms during exposure to e-beam pulse using TCAD simulation ». Vanderbilt University, 2003.
- [116] S.K. GHANDHI. *Semiconductor power device*. John Wiley et Sons, 1977.
- [117] A.C. ENGLISH. « Mesoplasmas and second breakdown in silicon junctions ». In : *Solid-State Electronics* 6 (1963), p. 511-521.
- [118] I THOMPSON et E.L.G WILKONSON. « Destructive breakdown in large area phosphorus diffused high voltage n+-p junctions ». In : *Solid-State Electronics* 10 (1967), p. 983-989.
- [119] A. JAVANAINEN et al. « Heavy-ion-induced degradation in SiC Schottky diodes : incident angle and energy deposition dependence ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64 (2017), p. 2031-2037.
- [120] M.C. CASEY et al. « Schottky diode derating for survivability in a heavy ion environment ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6 (2015), p. 2482-2489.
- [121] A. MICHEZ, S. DHOMBRES et J. BOCH. « ECORCE : a TCAD tool for total ionizing dose and single event effect modeling ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62 (2015), p. 1516-1527.
- [122] A. RUOTOLO et al. « High-quality alloxide Schottky junctions fabricated on heavily Nb-doped SrTiO3 substrates ». In : *Physical review B* 76 (2007), p. 3343-3348.

- [123] M. MAUGUET et al. « Analysis of heavy ion irradiation test results on power diodes ». In : *IEEE Proceedings RADECS Data Workshop* (2018).
- [124] S. SAHU. *EEE-INST-002 : Instructions for EEE parts selection, screening, qualification and derating*. NASA. 2008. URL : http://nepp.nasa.gov/DocUploads/FFB52B88-36AE-4378-A05B2C084B5EE2CC/EEE-INST-002_add1.pdf.
- [125] G. HUBERT et al. « Study of Basic Mechanisms Induced by an Ionizing Particle on Simple Structures ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47 (2000), p. 519-526.
- [126] G.C. MESSENGER. « Collection of charge on junction nodes from ion tracks ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 29 (1982), p. 2024-2031.
- [127] W.G. BENNETT et al. « Experimental Characterization of Radiation-Induced Charge Sharing ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6 (2013), p. 4159-4165.
- [128] Y. DIMAIO. « Etude de l'interaction laser-matière en régime d'impulsions ultra-courtes : application au micro-usinage de matériaux à destination de senseurs ». Université de Saint Etienne, 2014.
- [129] N.C. HOOTEN. « Characterization of the two-photon absorption carrier generation region in bulk silicon diodes ». Vanderbilt University, 2011.
- [130] A.H. JOHNSTON et B.W. HUGHLOCK. « Latchup in CMOS from single particles ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 37 (1990), p. 1886-1893.
- [131] J.R. SCHWANK et al. « Effects of angle of incidence on proton and neutron-induced single event latchup ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), p. 3122-3131.
- [132] A. AL YOUSSEF et al. « Investigation of electrical latchup and SEL mechanisms at low temperature for applications down to 50 K ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64 (2017), p. 2089-2097.
- [133] L. ARTOLA, G. HUBERT et T. ROUSSELIN. « Single-event latchup modeling based on couple physical and electrical transient simulation in CMOS technology ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61 (2014), p. 3543-3549.
- [134] N.A. DODDS et al. « SEL-sensitive area mapping and the effects of reflection and diffraction from metal lines on laser SEE testing ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60 (2013), p. 2550-2558.
- [135] B.L. GREGORY et B.D. SHAFER. « Latch-up in CMOS integrated circuits ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 20 (1973), p. 293-299.
- [136] R. FANG et J.L. MOLL. « Latchup model for the parasitic p-n-p-n path in bulk CMOS ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 1 (1984), p. 113-120.
- [137] N.A. DODDS. « Single Event Latchup : hardening strategies, triggering mechanisms, and testing considerations ». Vanderbilt University, 2012.

-
- [138] Alan WEGER et al. « Transmission line pulse picosecond imaging circuit analysis methodology of ESD and latchup ». In : *41st Annual International Reliability Physics Symposium, Dallas, Texas* (2003).
- [139] D. MCMORROW et al. « Laser induced latchup screening and mitigation in CMOS devices ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), p. 1819-1824.
- [140] A. AL YOUSSEF. « Etude par modélisation des SEE induits pas l'environnement radiatif dans les composants électroniques ». Université Toulouse 3, 2017.
- [141] N. ANDRIANJOHANY et al. « Single event effect prediction early in the design phase and latchup case study on ASIC ». In : *Proceedings RADECS 2018 IEEE Transactions on Nuclear Science* (2018).

Liste des acronymes

- ASET** *Analog Single Event Transient*. 32
- ASIC** *Application-Specific Integrated Circuit*. iii, iv, vii, x, xi, 31, 70, 147–152, 154–160, 162–166, 168, 170–174, 176–178, 180, 181, 183, 184
- CERN** *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*. 160
- CMOS** *Complementary MOS*. iii, x, 34, 147–156, 158, 160, 162, 164, 166, 168, 170, 172, 174, 176, 178, 180, 181, 183, 184
- CNES** *Centre National d’Etudes Spatiales*. 107, 124, 139, 149, 160, 181
- CYCLONE** *Cyclotron de Louvain La Neuve*. ii, 37, 38, 108, 160
- DPSS** *Diode-Pumped Solide State*. 48, 55
- DRAM** *Dynamic Random Access Memory*. 32
- DSET** *Digital Single Event Transient*. 32
- ECORCE** *Etude du COmportement sous Radiation des Composants Electronique*. 104
- ESA** *European Space Agency*. 36, 107, 108
- ESRF** *European Synchrotron Radiation Facility*. 40
- FAI** *Fédération Aéronautique Internationale*. 7
- FAIR** *Facility for Antiproton and Ion Research*. 40
- FCA** *Free Carrier Absorption*. v, 18, 19, 128, 130
- FPGA** *Field-Programmable Gate Array*. 158–160
- GaN** *Nitride de Gallium*. 31, 39, 42, 185
- GANIL** *Grand Accélérateur National d’Ions Lourds*. ii, xiii, 37, 38, 107, 108, 114, 121, 124
- GCR** *Galactic Cosmic Rays*. 10
- GEO** *Geostationary Orbit*. 8
- GPL** *GNU General Public License*. 77, 104
- GSI** *Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH*. 40
- GUARD** *Graphical Universal Autorange Delatcher*. 158
- HCE** *High Current Event*. 33, 36
- HEMT** *High Electron Mobility Transistor*. 39
- IGBT** *Insulated Gate Bipolar Transistor*. 34

- InGaAs** *Arséniure d'Indium-Gallium.* 49, 69
- INSA** *Institut National des Sciences Appliquées.*
- JLCC** *J-Leaded Chip Carrier.* 156, 162
- LED** *Light Emitting Diode.* 69
- LEO** *Low Earth Orbit.* v, 8, 9
- LET** *Linear Energy Transfer.* v, xi, 15–17, 23, 24, 29, 34, 35, 37, 38, 41, 73, 76, 78, 82, 100, 111, 113, 114, 121, 122, 139–143, 146, 151, 153, 156, 160, 161, 173–179, 181, 184
- LHC** *Large Hadron Collider.* 37
- LISA** *Laser Irradiation tool for SEE Analysis.* iii, vi, xiii, 1, 35, 46, 48–50, 69, 81, 83, 131, 183
- LPCNO** *Laboratoire de Physique et Chimie des Nano-Objets.* 46, 48, 52
- MBU** *Multiple Bit Upset.*
- MCU** *Multiple Cell Upset.* 32
- MEB** *Microscope Electronique à Balayage.* vii, 97–99, 104
- MOS** *Metal-Oxide-Semiconducteur.* x, 34, 93, 95, 97, 98, 105, 149, 152, 153, 157, 158, 197
- MOSFET** *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor.* 29, 38, 39, 98
- MRAM** *Magnetic Random Access Memory.* 33
- NASA** *National Aeronautics and Space Administration.* 84, 97, 119
- NIEL** *Non-Ionizing Energy Loss.* 15
- NSREC** *Nuclear and Space Radiation Effects Conference.* vi, 30
- PIST** *Pre/Post Irradiation Stress Test.* viii, 113–117, 119
- RADIAC** *Radiations et Composants (laboratoire université de Montpellier).* 104
- RAM** *Random Access Memory.* 152
- RHBD** *Radiation Hardening By Design.* 31, 33
- ROI** *Region Of Interest.* 69
- RPP** *Rectangular Parallelepiped model.* 41
- SAA** *South Atlantic Anomaly.* 8, 36
- SEB** *Single Event Burnout.* viii, ix, 31, 34, 39, 97, 105, 111, 113, 116, 117, 119, 120, 122, 123, 127, 128, 132, 136–142, 145, 146
- SEDR** *Single Event Dielectric Rupture.* 34
- SEE** *Single Event Effect.* 28, 29, 31, 46, 52, 155, 156

- SEFI** *Single Event Functional Interrupt*. 33
- SEGR** *Single Event Gate Rupture*. 34, 39
- SEL** *Single Event Latchup*. iii, iv, x, xi, xiv, 31, 34, 36, 39, 147–152, 154–181, 184
- SET** *Single Event Transient*. 32, 39, 155, 158
- SEU** *Single Event Upset*. 32, 33, 39, 155, 158
- SHE** *Single Hard Error*. 33
- SiC** *Carbure de Silicium*. 31, 39, 42, 108, 185
- SISO** *Serial In Serial Out*. 156
- SMA** *SurMiniature version A*. 123
- SMBU** *Same word Multiple Bit Upset*. 32
- SMU** *Source Measure Unit*. 113, 131
- SPA** *Single Photon Absorption*. v, 1, 18, 19, 76, 78–80, 128, 130, 135
- SPICE** *Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*. 160, 161
- SRAM** *Static Random Access Memory*. x, 39, 50, 154
- SRH** *Shockley-Read-Hall*. 25, 26
- SWIR** *Short Wave Infrared*. vii, x, 52, 69, 70, 164, 166, 167
- TAMU** *Texas A and M's University cyclotron*. 37
- TCAD** *Technology Computer-Assisted Design*. 104, 160, 167, 171, 176
- TID** *Total Ionizing Dose*. i, vi, 5, 28–30
- TMBS** *Trench MOS Barrier Schottky*.
- TNID** *Total Non-Ionizing Dose*. i, 5, 28–30
- TPA** *Two Photon Absorption*. v, ix, x, 18, 20, 39, 76, 78–80, 128, 130, 137, 138, 152, 154
- UCL** *Université Catholique de Louvain*. xiii, 37, 38, 107, 108, 114, 121, 139, 160
- YAG** *Grenat d'Yttrium-Aluminium (Yttrium Aluminium Garnet)*. 48

Glossaire

Affinité électronique

Quantité d'énergie χ dégagée à la suite de la capture d'un électron par un atome isolé. [87](#)

Apochromatique

Qualifie un système optique corrigeant les distances focales pour trois longueurs d'onde (correction des aberrations chromatiques) et les aberrations sphériques pour deux longueurs d'onde. C'est une version améliorée de l'objectif achromatique. [49](#), [52](#)

Avalanche

Augmentation exponentielle du courant dans une structure due à un phénomène d'ionisation par impact. [96](#)

Beam waist

Rayon du faisceau laser au point de focalisation à $1/e^2$ de l'intensité maximale (profil Gaussien). [vii](#), [71](#), [72](#), [74](#), [77](#)

Biréfringence

Propriété physique conduisant à un indice optique dépendant de la polarisation de l'onde lumineuse traversant le milieu (la propagation est anisotrope).

Bulk

Technologie de fabrication de composants électroniques basés sur un substrat massif. [152](#), [155](#)

Champ électrique de claquage

Champ électrique appliqué à un matériau ou une structure au delà duquel le courant augmente exponentiellement. La cause principale est un effet d'avalanche. [93](#), [102](#)

Charge critique

Charge seuil nécessaire au déclenchement d'un événement singulier. [156](#)

Diffusion ambipolaire

Diffusion conjointe des électrons et des trous pour assurer l'électroneutralité (diffusion thermique). [26](#), [103](#), [160](#)

Distance de travail

Distance entre la dernière optique de l'objectif et l'échantillon. [49](#)

Eutectique

Mélange de deux ou plusieurs corps purs qui fond et se solidifie à température constante de manière uniforme. [97](#)

Fermion

particule à spin demi-entier.

Fluence

Nombre de particules par unité de surface (unité : cm^{-2}). 113

Flux

Nombre de particules par unité de surface et de temps (unité : $cm^{-2}.s^{-1}$).

GEANT4

Geometry And Tracking version 4. Code de calcul développé par le CERN simulant le passage de particules à travers la matière par la méthode Monte-Carlo. v, 23, 24, 156, 160

Ionisation Par Impact

Des porteurs de charge (électrons ou trous) très énergétiques (suite à une accélération par un champ électrique par exemple) transfèrent une partie de leur énergie à des porteurs de charges liés à des états dans la bande de valence, les transférant dans la bande de conduction. 100, 104, 135–137, 139, 142, 143

Longueur de Rayleigh

Également appelée profondeur de champ, c'est la distance au point de focalisation suivant l'axe optique pour laquelle le rayon du faisceau est égal à $\sqrt{2}\omega_0$. 74, 132

Mesoplasma

Plasma localisé dans la matière.

Monte-Carlo

Méthode algorithmique permettant d'évaluer une grandeur physique en utilisant des techniques probabilistes. 23, 160

Muon

Particule élémentaire de la famille des fermions, notée μ et possédant les mêmes propriétés que l'électron mais une masse 207 fois plus élevée (électron lourd). 10, 12

Nanosatellite

La norme *Cubesat* les définit comme une structure constituée de 1 à 6 modules cubiques de 10 cm de côté et d'une masse de 1 kg à 10 kg [56]. 36

Niveau de Fermi

Niveau de plus haute énergie E_F occupé par les électrons du système à la température de 0 K). 87, 92

Niveau du vide

Energie d'un électron isolé du réseau cristallin et dépourvu d'énergie cinétique. 87

Particule alpha

Particules constituées de deux protons et deux neutrons (noyau d'hélium 4). 10, 15

Pion

Particule composite de spin nul, notée π . 10, 12

Positron

antiparticule associée à l'électron et possédant une charge électrique positive $+q$. 10, 14, 15, 20–22

Précision dans l'axe

Précision du positionnement après un mouvement égal à la course totale de la platine. 49, 68

Répétabilité uni / bidirectionnelle

Mesure de la capacité d'un système à atteindre plusieurs fois une position visée lorsque l'approche se fait dans le même sens / dans un sens opposé, après correction de l'erreur systématique. 49, 66, 68

Résistance carrée

Résistance électrique équivalente d'une couche mince ($\Omega \cdot \square^{-1}$). 171

Rayon gamma

Rayonnement électromagnétique de longueur d'onde inférieure au picomètre. 10

RF

Désigne les signaux dans la gamme des fréquences radio [3 kHz ; 300 GHz]. 57–59

Semiconducteur dégénéré

Semiconducteur très fortement dopé, au point d'être assimilé à un quasi-métal.

Signal Transistor-Transistor Logic

Signal carré défini par un niveau bas $< 1.4V$ et un niveau haut $> 2.4 V$. Il est lié à une famille de circuits logiques alimentés en 5V basés sur des transistors bipolaires. 58, 59, 123

Taux de polarisation circulaire

Indicateur de la qualité de polarisation circulaire du faisceau : $T = \left(1 - \left(\frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}} \right)^2 \right)^{1/2}$
avec P_{min} et P_{max} les puissances minimale et maximale mesurées en sortie d'un polariseur rotatif (polarisation linéaire) après la lame quart d'onde.

Temperature intrinsèque

Température au delà de laquelle la densité de porteur générée thermiquement n'est plus négligeable devant le dopage. 101

Temps de recouvrement

Temps nécessaire au passage d'une jonction d'un état passant à un état bloqué. [86](#), [92](#), [96](#)

Tension inverse maximale admissible

Notée VRRM (Maximum Repeating Reverse Voltage), c'est la tension inverse à ne pas dépasser pour garantir le bon fonctionnement et la fiabilité de la diode. Cette valeur est donnée par le constructeur. [viii](#), [ix](#), [93](#), [109](#), [111](#), [113](#), [117–121](#), [123](#), [126](#), [128](#), [129](#), [132](#), [133](#), [138](#), [140](#), [141](#), [143](#)

Travail de sortie

Energie minimale (notée $q\phi$) qu'il faut communiquer à un électron pour lui faire quitter le matériau (différence entre le niveau d'énergie dans le vide et le niveau de Fermi). [87](#), [93](#)

Liste des symboles

α_{fca} Coefficient d'absorption par porteurs libres. 78

α_{spa} Coefficient d'absorption à un photon. 75, 78

β_{tpa} Coefficient d'absorption à deux photons. 75, 78

m_e Masse de l'électron, $m \approx 9.109.10^{-31}kg$. 201, 203

E_C Energie de la bande de conduction.

A Constante de Richardson, $A = \frac{4\pi q m_e k^2}{h^3} \approx 1.202.10^6 A.m^{-2}.K^{-2}$. 89,

E_p Energie moyenne d'ionisation directe dans le silicium.

E_V Energie de la bande de valence.

k Constante de Boltzmann, $q \approx 1.381.10^{-23}J.K^{-1}$. 201, 203

h Constante de Planck, $h \approx 6.626.10^{-34}m^2.kg.s^{-1}$. 201, 203

ϵ_s Permittivité diélectrique dans un milieu S. 88,

ρ_{Si} Masse volumique du silicium ($\rho_{Si} \approx 2.33g.cm^{-3}$).

ρ Masse volumique.

σ_{ex} Section efficace de capture par porteurs libres. 75

V_b Hauteur de la barrière de potentiel de la jonction Schottky.

ω_0 *beam waist* (rayon du faisceau laser au point de focalisation).

z_R Distance de Rayleigh (profondeur de champ).

Étude de la génération d'événements singuliers par excitation laser impulsionnel dans des composants silicium utilisés en environnement radiatif

Résumé — Les composants électroniques utilisés pour des applications spatiales sont soumis à des rayonnements susceptibles de les rendre inopérants. Pour se prémunir de tels effets, leur sensibilité est testée au sol dans des accélérateurs de particules. Ces installations étant peu présentes à travers le monde et onéreuses, cela favorise le développement de moyens complémentaires d'analyse de la sensibilité aux radiations. Aussi, ce travail de thèse porte sur l'utilisation d'impulsions lasers pour reproduire sous certaines conditions les effets des ions lourds. Le déclenchement de phénomènes parfois destructifs sur plusieurs types de composants de niveaux d'intégration différents a été obtenu sur le banc laser développé pendant cette thèse. Cela ouvre la voie de l'utilisation du laser comme outil de diagnostic en tirant partie de ses avantages en termes d'accessibilité, de coûts et de compréhension fine des effets.

Mots clés : Événements singuliers, laser impulsionnel, ions lourds, interactions photon - matière, diodes Schottky, SEB, ASIC CMOS, SEL

Study of single events triggered by pulsed laser excitation in silicon devices used in radiative environment

Abstract — Electronic components used for space applications may exhibit failures under radiation. To prevent such effects, the radiation sensitivity is evaluated using particle accelerators. Since those facilities are only few around the world and expensive, complementary tests are needed to analyse radiation sensitivity. This work contributes to the use of laser pulses to reproduce under given conditions the effects of heavy ions. Using the laser set-up developed during this thesis, single events which may be destructive were triggered on several types of electronic components. This paves the way to the use of laser as a diagnostic tool, given its advantages in terms of accessibility, costs and detailed analysis.

Keywords : Single events, pulsed laser, heavy ions, interactions of photons with matter, Schottky diodes, SEB, CMOS ASIC, SEL