



HAL
open science

ANALYSE DE DEFAILLANCE DES CIRCUITS INTEGRES PAR EMISSION DE LUMIERE DYNAMIQUE: DEVELOPPEMENT ET OPTIMISATION D'UN SYSTEME EXPERIMENTAL

Mustapha Remmach

► **To cite this version:**

Mustapha Remmach. ANALYSE DE DEFAILLANCE DES CIRCUITS INTEGRES PAR EMISSION DE LUMIERE DYNAMIQUE: DEVELOPPEMENT ET OPTIMISATION D'UN SYSTEME EXPERIMENTAL. Electronique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2009. Français. NNT: . tel-00997391

HAL Id: tel-00997391

<https://theses.hal.science/tel-00997391>

Submitted on 28 May 2014

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.

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par **Mustapha REMMACH**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : **Electronique**

**ANALYSE DE DEFAILLANCE DES CIRCUITS
INTEGRES PAR EMISSION DE LUMIERE
DYNAMIQUE:
DEVELOPPEMENT ET OPTIMISATION D'UN SYSTEME
EXPERIMENTAL**

Soutenu le : **03 Septembre 2009**

Après avis de :

MM.	Jean GASIOT	<i>Professeur émérite</i>	<i>Université de Montpellier II</i>	<i>Rapporteur</i>
	Marise BAFLEUR	<i>Directrice de recherche</i>	<i>LAAS - CNRS</i>	<i>Rapporteur</i>

Devant la commission d'examen formée de :

MM.	Nathalie LABAT	<i>Professeur</i>	<i>Université de Bordeaux I</i>	<i>Président</i>
	Dean LEWIS	<i>Professeur</i>	<i>Université de Bordeaux I</i>	<i>Directeur</i>
	Jean GASIOT	<i>Professeur émérite</i>	<i>Université de Montpellier II</i>	<i>Rapporteur</i>
	Philippe Perdu	<i>Docteur-Ingénieur</i>	<i>CNES</i>	<i>Co-directeur</i>
	Vincent POUGET	<i>Chargé de recherche</i>	<i>CNRS</i>	<i>Examineur</i>
MME.	Marise BAFLEUR	<i>Directrice de recherche</i>	<i>LAAS - CNRS</i>	<i>Rapporteur</i>

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse, réalisé dans les locaux du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) au sein du laboratoire d'analyse de défaillance, et effectué en collaboration avec le laboratoire IMS de l'Université de Bordeaux 1, n'aurait pu être accompli sans le support et le soutien de plusieurs personnes que je remercie honorablement :

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma profonde reconnaissance et gratitude à Monsieur Philippe Perdu, directeur de cette thèse, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et m'avoir apporté son appui tout au long du cheminement de ce mémoire. Je tiens aussi à exprimer ma profonde reconnaissance au Professeur Dean LEWIS, co-directeur de cette thèse, pour m'avoir apporté son soutien et pour m'avoir accordé sa confiance pour préparer ce travail de recherche.

Je tiens aussi à témoigner un profond respect au Professeur Emérite Jean GASIOT pour sa disponibilité, son soutien, ses encouragements tout au long de mon cursus universitaire et pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la mission d'être rapporteur. Je tiens également à remercier Madame Marise BABLEUR, directrice de recherche au LAAS, pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour sa contribution qui a permis d'élever la valeur scientifique de ce document.

Merci également aux autres membres du jury qui ont accepté de juger ce travail : La présidente du jury le Professeur Nathalie LABAT, et Vincent POUGET, chargé de recherche CNRS.

Je remercie amicalement Romain DESPLATS, Félix BEAUDOIN, Kevin SANCHEZ, Abdellatif FIRITI, Frédéric DARRACQ pour leur aide, leur présence et surtout leurs conseils. Je remercie également les personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler : Fabien ESSELY, Alexandre DOUIN, Roberto REYNA, Olivier CREPEL, Nicolas GUITARD....

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein du laboratoire d'analyse de défaillance du CNES, et j'en remercie ici tous les membres.

Enfin, je suis totalement redevable envers mes parents pour leur soutien et leur appui inconditionnel et ma compagne, pour sa compréhension, sa tolérance et son encouragement à tout instant.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS.....	3
TABLE DES MATIERES	5
INTRODUCTION.....	9
CHAPITRE 1 :	13
LOCALISATION DE DEFAUTS DANS LES CIRCUITS INTEGRES : ETAT DE L'ART ET IDENTIFICATION DES BESOINS.....	13
I. INTRODUCTION	13
II. LA PROBLEMATIQUE LIEE A LA LOCALISATION DE DEFAUT DANS LES CIRCUITS INTEGRES.....	14
III. LES TECHNIQUES DE MESURES PONCTUELLES.....	17
III.1. <i>LE TEST SOUS POINTES.....</i>	<i>18</i>
III.2. <i>LE TEST PAR FAISCEAU D'ELECTRONS</i>	<i>20</i>
III.3. <i>LA TECHNIQUE LVP.....</i>	<i>22</i>
III.4. <i>LIMITATION GENERIQUE DES TECHNIQUES DE MESURES PONCTUELLES.....</i>	<i>25</i>
IV. LES TECHNIQUES DE CARTOGRAPHIE OPTIQUES PAR LA FACE ARRIERE.....	26
IV.1. <i>LES PROPRIETES OPTIQUES DU SILICIUM.....</i>	<i>26</i>
IV.2. <i>LA MICROSCOPIE INFRAROUGE</i>	<i>28</i>
IV.3. <i>LES TECHNIQUES LASER</i>	<i>30</i>
IV.4. <i>LES TECHNIQUES BASEES SUR L'EMISSION DE LUMIERE</i>	<i>32</i>
IV.4.1. Principe de la photoémission.....	34
IV.4.1.1. Recombinaison par porteurs.....	34
IV.4.1.2. Courants d'oxyde	35
IV.4.1.3. Les porteurs accélérés par champs électrique.....	35
IV.4.2. Investigation de la lumière en face arrière.....	36
IV.4.3. Limitations.....	37
V. LES TECHNIQUES OPTIQUES DYNAMIQUES DE TEST DE CIRCUITS INTEGRES NOUVELLES GENERATIONS.....	37
V.1. <i>IE LASER DYNAMIQUE.....</i>	<i>37</i>
V.2. <i>L'EMISSION DE LUMIERE DYNAMIQUE</i>	<i>39</i>
VI. CONCLUSION.....	40

CHAPITRE 2 :	42
PHYSIQUE DE L'EMISSION DE LUMIERE DANS LES TRANSISTORS MOSFET EN COMMUTATION.....	42
I. INTRODUCTION	42
II. PHYSIQUE DES PORTEURS CHAUDS DANS LES TRANSISTORS MOSFET.....	43
<i>II.1. LES PORTEURS CHAUDS DANS LES TRANSISTORS MOSFET.....</i>	<i>43</i>
II.1.1. Principe.....	43
II.1.2. Le champ électrique dans le canal d'un transistor MOSFET.....	45
II.1.3. Le courant de substrat.....	46
<i>II.2. TRANSPORT ET DISTRIBUTION.....</i>	<i>47</i>
II.2.1. Problématique.....	48
II.2.2. Les interactions électron – phonon.....	49
II.2.3. Les interactions par ionisation par impact.....	50
II.2.4. Les interactions électron - électron (coulombiennes).....	52
II.2.5. Distribution dans le transistor MOSFET.....	54
III. L'EMISSION DE PHOTONS DANS LES TRANSISTORS MOSFET EN COMMUTATION	56
<i>III.1. L'EMISSION DE PHOTONS DANS LES MOSFET.....</i>	<i>57</i>
III.1.1. Principe.....	57
III.1.2. Mécanismes physiques d'émission.....	58
III.1.3. Paramètres liés à l'émission de photon.....	61
<i>III.2. CONSIDERATIONS SPECTRALES.....</i>	<i>64</i>
III.2.1. Spectre d'émission versus distribution en énergie des électrons.....	64
III.2.2. L'effet de l'alimentation sur le spectre.....	67
III.2.3. Le concept de signature spectrale.....	68
<i>III.3. CONSIDERATIONS TEMPORELLES.....</i>	<i>72</i>
III.3.1. Principe d'émission d'un inverseur CMOS.....	72
III.3.2. Forme d'émission d'un inverseur CMOS.....	74
III.3.3. Modélisation de l'émission de lumière sur un inverseur CMOS.....	77
III.3.4. Simulation de l'émission sur un inverseur CMOS.....	78
III.3.4.1. L'émission d'un inverseur CMOS.....	78
III.3.4.2. Simulations des effets résistifs parasites.....	81
IV. LE SPECTRE D'EMISSION ET LA QUANTITE DE PHOTON.....	84
<i>IV.1. EVOLUTION DU SPECTRE D'EMISSION.....</i>	<i>85</i>
<i>IV.2. PROBABILITE D'EMISSION.....</i>	<i>87</i>
V. CONCLUSION.....	89
CHAPITRE 3 :	90
MESURE DE L'EMISSION DE PHOTON.....	90
I. INTRODUCTION	90
II. PROBLEMATIQUE DE LA MESURE DE LA PHOTO-EMISSION	91
<i>II.1. NOMBRE DE PHOTONS COLLECTÉS.....</i>	<i>91</i>

II.2.	<i>LE DETECTEUR</i>	95
II.2.1.	Le bruit	96
II.2.2.	L'instabilité temporelle.....	96
II.2.3.	Le spectre.....	97
III.	LE SYSTEME PICA "PICOSECONDE IMAGING CIRCUIT ANALYSIS".....	98
III.1.	<i>PRINCIPE</i>	98
III.2.	<i>SCHEMA BLOC DU SYSTEME</i>	100
III.3.	<i>LE PMT MEPSICRON</i>	100
III.4.	<i>LIMITE DU PMT MEPSIcron</i>	102
IV.	DETECTEURS MONO POINT.....	103
IV.1.	<i>PRINCIPE DES DETECTEURS MONO-POINT</i>	104
IV.1.1.	Le détecteur SPAD (« Single Photon Avalanche Diode »).....	104
IV.1.1.1.	La photodiode.....	104
IV.1.1.2.	La photodiode à avalanche (APD : « Avalanche PhotoDiode »).....	106
IV.1.1.3.	Fonctionnement d'un SPAD.....	108
IV.1.1.4.	Initialisation d'un SPAD (Quenching).....	108
IV.1.1.5.	Structures	110
IV.1.1.6.	Rendement quantique.....	111
IV.1.1.7.	Résolution temporelle.....	112
IV.1.2.	PMT (Photo Multiplier Tube).....	114
IV.1.3.	SSPD (Super-conducting Single-element Photon Detector).....	115
IV.2.	<i>PRINCIPE DE LA DATATION DE PHOTON (Mode TCSPC)</i>	116
IV.3.	<i>DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME COMBINÉ</i>	118
IV.3.1.	Choix du détecteur.....	119
IV.3.2.	Implémentation sur un microscope à émission de lumière	121
IV.3.3.	Choix de la carte d'acquisition	122
IV.3.4.	Résultats et performances du nouveau système	123
V.	ANALYSE SPECTRALE.....	125
VI.	CONCLUSION.....	126
CHAPITRE 4 :		128
AMELIORATIONS APPORTEES A L'ANALYSE DYNAMIQUE DE CIRCUITS INTEGRES :		
TRAITEMENT DE DONNEES		128
I.	INTRODUCTION	128
II.	L'ANALYSE SPATIALE	130
II.1.	<i>LOCALISATION PAR CAD Autochanneling</i>	130
II.2.	<i>L'INFORMATION NETLIST</i>	133
II.3.	<i>RESULTATS DE L'ANALYSE SPATIALE</i>	134
III.	L'EMISSION EN TEMPS RESOLU (TRE).....	135
III.1.	<i>LA METHODE PPD (POSITIVE PHOTON DISCRIMINATION)</i>	135
III.1.1.	Principe.....	135
III.1.2.	Première étape : Attribution du poids	136

III.1.3.	Deuxième étape : Analyse temporelle	139
III.1.4.	Troisième étape : Seuillage des données	141
<i>III.2.</i>	<i>APPLICATION SUR DES ACQUISITIONS DE FAIBLE TENSION (VDD)</i>	<i>143</i>
III.2.1.	Acquisition de 150 minutes avec VDD = 0,9 Volts.....	144
III.2.2.	Acquisition de 50 minutes avec VDD = 0,9 Volts.....	144
IV.	L'EMISSION « 3D » : L'ANALYSE PICA.....	146
<i>IV.1.</i>	<i>LA METHODE STPC (SPATIO TEMPORAL PHOTON CORRELATION)</i>	<i>146</i>
<i>IV.2.</i>	<i>OPTIMISATION DE STPC : Traitement du signal et CAD Autochanneling</i>	<i>149</i>
IV.2.1.	Principe.....	149
IV.2.2.	Calcul du poids temporel et du dt	151
IV.2.3.	Interpolation et débruitage spatial.....	151
IV.2.4.	Débruitage fréquentiel	154
IV.2.5.	Calcul du seuil absolu.....	155
	La Figure 145 permet d'avoir une idée des résultats intermédiaires après les principales étapes du traitement appliqué au circuit Azuma	155
<i>IV.3.</i>	<i>APPLICATION POUR TEST DE CONFORMITE</i>	<i>157</i>
IV.3.1.	Circuit IBM	157
IV.3.2.	Circuit ST	158
V.	CONCLUSION.....	160
	CONCLUSION.....	162
	ANNEXE 1 :	165
	CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE CANAL D'UN TRANSISTOR MOS (CANAL LONG)	165
	ANNEXE 2 :	168
	L'ANALYSE SPECTRALE.....	168
	ANNEXE 3 :	176
	CONTRIBUTION SCIENTIFIQUE DE L'AUTEUR.....	176
	REFERENCE	179

INTRODUCTION

De nos jours, la société est submergée par l'essor considérable des circuits intégrés qui occupent la quasi-totalité des biens matériels utilisés. Cette formidable ascension de la microélectronique est simplement due aux progrès incessants en termes de performances des systèmes électroniques exigés dans de nombreux secteurs tels que la micro-informatique, les télécommunications, l'industrie automobile, l'aéronautique, etc. L'utilisation de circuits VLSI (« Very Large Scale Integration ») et ULSI (« Ultra Large Scale Integration ») contribue significativement à l'augmentation des performances impliquant ainsi des circuits de plus en plus complexes en matière de fonctionnalité et d'architecture. Parallèlement au développement de la microélectronique, l'augmentation du nombre et de la complexité des circuits électroniques implique une maîtrise des risques liés à leur utilisation, en particulier dans les applications nécessitant une grande fiabilité comme le spatial.

La qualité de fabrication des circuits intégrés est jugée au travers d'analyses technologiques qui font appel à des systèmes d'observation très puissants. Des tests plus approfondis, avec des outils adéquats, permettent de juger de leur qualité de conception, de la réponse aux spécifications électriques et de leur résistance à différents tests d'environnement représentatifs de leurs conditions d'utilisation. Si au cours de ces tests ou sur une configuration donnée, un circuit intégré est défaillant, l'analyse de défaillance va être entreprise afin de déterminer l'origine et les mécanismes de défaillances. Les informations ainsi recueillies vont permettre de distinguer si la défaillance est due à une utilisation incorrecte du circuit ou à un dysfonctionnement lié à un problème intrinsèque du circuit. Dans ce dernier cas, il faut déterminer s'il s'agit d'un cas isolé, ou d'un problème affectant l'ensemble d'un lot de fabrication. Finalement l'analyse de défaillance doit permettre la mise en place, si nécessaire, de mesures correctives de manière à éviter qu'un tel problème ne se reproduise, par exemple au cours de la vie active d'un satellite en orbite [PER01].

L'analyse de défaillance, au niveau des circuits intégrés, s'appuie essentiellement sur des techniques puissantes de localisation de défauts, telles que la microscopie à émission de lumière et le test par faisceau d'électrons développés et utilisés au cours des deux dernières décennies. Toutefois, la multiplication des niveaux d'interconnexion, l'utilisation d'un niveau

métallique couvrant toute la surface de la puce et l'évolution des techniques d'assemblage, rendent certaines techniques de localisation de défauts dites « conventionnelles » difficilement applicables. En effet, ces dernières exigent l'accès à la face active du composant par la face avant, ce qui n'est plus possible dans un certain nombre de cas, comme nous le montrerons dans le premier chapitre.

Ainsi, la localisation de défaillance devient un véritable défi, **les techniques de localisation doivent donc évoluer** en même temps que l'évolution des circuits. C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail de recherche qui a donc été entrepris dans le laboratoire d'analyse de défaillance du Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) en collaboration avec le laboratoire IMS, de façon à répondre au défi de la localisation de défauts pour des technologies de composants qui seront prochainement utilisées dans les projets spatiaux. Vu les contraintes des circuits de nouvelle génération et la complexification d'accès des circuits VLSI, l'analyse par émission de lumière constitue une technique de localisation prometteuse.

L'analyse de défaillance par des moyens optiques s'appuie sur une technique d'émission de lumière qui repose essentiellement sur une localisation directe de source lumineuse en régime statique (les émissions induites sont généralement causées, en présence de défauts, par une consommation anormale de courant lorsque le circuit est alimenté sous une tension donnée). Cependant, une émission de photons peut être non seulement le résultat d'un état électrique fixe, mais aussi l'image d'une activité électrique se déroulant au sein de la région active du composant, ce qui a donné lieu au développement de techniques d'émission de lumière dynamique, présentées dans le premier chapitre. Cette information est très complexe à exploiter en particulier dans le cadre de l'analyse de défaillance. Ce problème ne peut être ainsi résolu qu'en récoltant plus d'informations sur la nature des émissions obtenues qui sont de plus en plus difficiles à localiser, à identifier et à analyser. C'est dans cette optique que d'autres approches (la localisation, la propagation des signaux et le relevé spectral) liées à l'émission de lumière vont être considérées et vont donc contribuer à une compréhension plus maîtrisée des photoémissions observées. Le but de ce travail de recherche est d'améliorer ces approches par émissions de lumière. Tout d'abord, en procédant à un état de l'art des techniques existantes qui vise à identifier la technique par émission de lumière comme étant une technique prometteuse. Ensuite, à l'aide d'une bibliographie complète, des données théoriques seront exposées et nous permettront de maîtriser et de comprendre les informations que fournissent les différentes approches d'analyse par l'émission de lumière. Cette étude nous permettra par la suite d'évaluer l'importance d'optimiser un système de détection adapté

pour l'analyse de circuits de faibles dimensions. Enfin, le problème permanent du faible rapport signal sur bruit lié aux technologies avancées nous a amené à développer des méthodes alternatives de traitement de données. Cette étude se composera donc en quatre parties.

Le premier chapitre introduit la problématique de la localisation de défaillance dans les circuits intégrés explicitant ainsi les difficultés rencontrées lorsqu'il s'agit de localiser un défaut. Nous montrerons pourquoi le test par la face arrière est nécessaire en raison des multiples niveaux d'interconnexion des technologies actuelles et nous spécifierons le problème que rencontrent les utilisateurs n'ayant pas accès aux informations de conception. Ensuite un état de l'art des techniques de localisation est exposé afin de distinguer les techniques qui restent applicables à l'analyse des composants de nouvelles générations. Deux groupes de techniques seront distingués, les techniques dites de « probing » et les techniques de cartographie. De ces constats, l'analyse de l'émission de lumière sera davantage abordée puisque c'est une technique mature en mode statique et elle possède l'avantage d'être non invasive et donc de ne pas altérer la fonctionnalité du circuit. Enfin les approches dynamiques de l'émission seront abordées en considérant le système PICA « Picosecond Imaging Circuit Analysis » qui est actuellement disponible dans notre laboratoire.

Afin de mesurer et d'interpréter correctement l'émission de lumière provenant de transistors en commutation, il est fondamental d'en appréhender la physique.

C'est pourquoi nous abordons des éléments de modélisations de cette émission, en particulier au travers de l'étude de l'émission induite par les porteurs chauds. Leur nombre, leur distribution temporelle, leur distribution en énergie et leurs formes d'ondes d'émission (spectrales et temporelles) sont abordés dans le deuxième chapitre.

Pour allier la théorie du deuxième chapitre à la pratique, la détection de ces émissions fondamentalement faibles nécessite un mode opératoire complexe et optimisé. En effet, lors de la mesure de la photo émission, plusieurs difficultés interviennent sur la chaîne de détection. Tout d'abord, la quantité de photons est très faible avec les circuits actuels (comme il sera souligné dans le deuxième chapitre). Ensuite, ces photons subissent d'importantes atténuations liées au trajet optique lors de la collection. Et enfin, les détecteurs utilisés possèdent de faibles performances, en particulier dans la bande de fréquence optique des détecteurs classiques. Ces contraintes introduisent un rapport signal sur bruit relativement bas

impliquant des bases de données difficiles à exploiter. L'objectif du troisième chapitre est d'identifier les problèmes intervenant dans la chaîne de détection et d'apporter des solutions. Pour y arriver, un système optimisé est mis au point. Les résultats obtenus ouvrent une perspective encourageante en ce qui concerne l'identification des défauts par la face arrière.

Cependant, sur des acquisitions obtenues sur des technologies avancées avec des tensions d'alimentations inférieures à 1V, les photons détectés par des systèmes adéquats et adaptés, ne peuvent pas toujours être associés à la commutation d'un transistor. Certains photons proviennent même de secteurs où il n'y a aucune présence de transistor. Ces photons correspondent au bruit de fond. Les analyses PICA et mono point sont basées sur un principe d'échantillonnage. Les photons émis pendant les commutations de transistor ont une probabilité d'apparition plus élevée que les photons de bruit aléatoirement détectés. Un temps d'acquisition prolongé permet de bien visualiser cette différence. La nécessité d'utiliser un long temps d'acquisition (jusqu'à 24h) est l'un des inconvénients principaux du système. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce dernier chapitre qui consiste à développer des méthodes de traitement de données qui représentent des solutions alternatives qui sont intégrées dans notre nouveau système optimisé.

CHAPITRE 1 :

LOCALISATION DE DEFAUTS DANS LES CIRCUITS INTEGRES : ETAT DE L'ART ET IDENTIFICATION DES BESOINS.

I. INTRODUCTION

La localisation de défauts dans les circuits intégrés est une des étapes les plus difficiles de l'analyse de défaillance comme nous le verrons dans ce chapitre. Cette analyse de défaillance consiste à déterminer l'origine et les mécanismes de défaillance, de savoir s'il s'agit d'un problème lié à une mauvaise utilisation du circuit (fausse manœuvre d'un opérateur, environnement électrique mal adapté) ou d'un problème intrinsèque au circuit.

Cette analyse, au niveau des circuits intégrés, se réalise selon trois étapes distinctes : le diagnostic électrique, la localisation de défauts et leur analyse physico-chimique lorsqu'il s'agit d'un défaut « matériel » ou leur analyse électrique fine pour des défauts de conception.

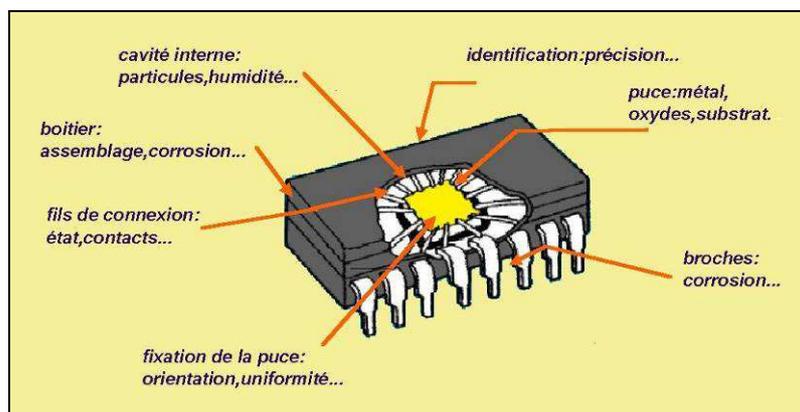


Figure 1 : Localisation et causes des défaillances dans un circuit intégré.

Les défauts dans les circuits intégrés proviennent du circuit en soi ou de son assemblage, tel qu'illustré à la Figure 1. Pour des circuits intégrés et des techniques d'assemblage peu complexes, le diagnostic électrique et l'analyse physico-chimique sont généralement en mesure de répondre aux questions posées par l'analyse de défaillance ; le défaut est localisé électriquement ou visuellement à l'aide de la microscopie optique ou de la microscopie électronique à balayage. Par contre, pour les circuits et leurs assemblages actuels, la localisation du ou des défaut(s) responsable(s) de pannes est pratiquement impossible sans des techniques adaptées à cette tâche.

Dans ce chapitre, le problème lié à l'analyse des circuits intégrés sera présenté et discuté. La nécessité résulte du besoin urgent de développer des moyens nouveaux et plus efficaces pour tester les circuits très denses et complexes. Après une présentation générale des techniques conventionnelles de localisation de défaillance (test sous pointes, faisceau d'électrons), une description détaillée sur des techniques innovantes basées sur des phénomènes optiques sera présentée. En particulier, la technique PICA « Picoseconde Imaging for Circuit Analysis » [KAS96] sera explicitée car elle représente une des techniques optiques dynamiques que nous avons contribué à optimiser durant ma thèse.

II. LA PROBLEMATIQUE LIEE A LA LOCALISATION DE DEFAUT DANS LES CIRCUITS INTEGRES

Dans les industries du semi-conducteur, la loi de Moore prévoit une réduction géométrique des composants électroniques impliquant des performances qui doublent tous les 18 mois [TAU98]. L'avancement technologique des circuits intégrés, caractérisé par une réduction incessante de région active ou passive des structures telles que les transistors et leurs interconnexions, impose une augmentation en densité, complexité et vitesse de fonctionnement [SCH97]. Cette intégration massive permet d'identifier ces nouveaux composants sous l'appellation de circuit VLSI (Very Large Scale Intégration) ou ULSI (Ultra Large Scale Intégration).

Dans certains cas, une analyse de défaillance de ces produits peut se révéler nécessaire, par exemple, lorsqu'un nouveau produit ne répond pas aux spécifications demandées, ou bien lorsqu'un circuit intégré est renvoyé au fabricant pour une défaillance constatée. Ainsi, dans

un circuit intégré assurant des fonctions électroniques, la première technique qui vient à l'esprit est de mesurer les niveaux électriques à l'intérieur du composant afin de déceler l'origine d'une anomalie constatée électriquement sur les broches extérieures du circuit. Ces techniques de mesure ponctuelles ou « probing » bien qu'en constante évolution ont à faire face à des problèmes d'accessibilité (Nous décrirons dans les paragraphes suivants ces techniques et leurs limitations). La localisation des défauts à l'intérieur du circuit devient donc un défi expérimental lorsqu'il s'agit d'accéder à la région active étant donné le type d'assemblage et le processus de fabrication employés pour l'élaboration des puces électroniques actuelles.

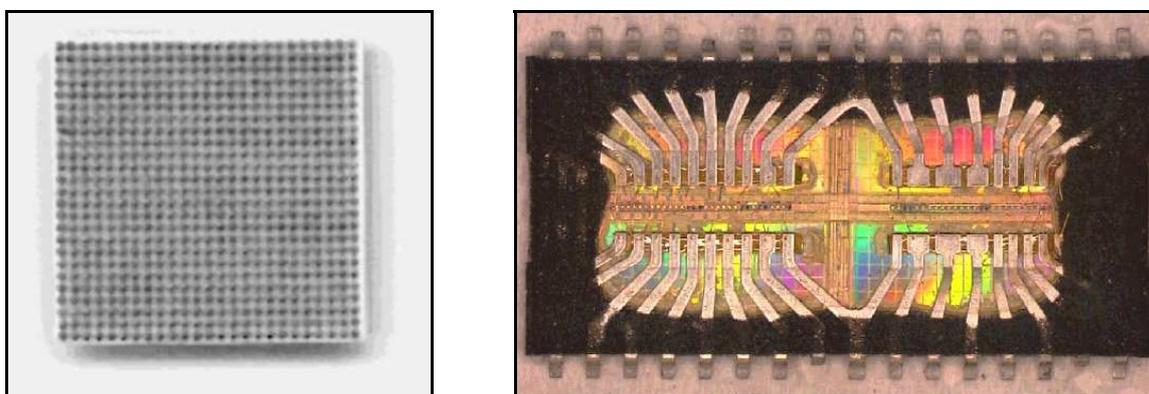


Figure 2 : Boîtier BGA avec une puce montée en flip-chip (à gauche) et assemblage LOC d'une mémoire DRAM 64 Mo (à droite).

En effet, l'assemblage des puces dans leur boîtier fait de plus en plus appel à des procédés pour lesquels la face active du composant est reportée sur les côtés des broches. Deux exemples de boîtier Flip-Chip de type BGA (« Ball Grid Array ») et de type LOC (« Lead On Chip ») sont montrés sur la Figure 2. Dans le premier cas, les broches reliant le circuit intégré à son environnement extérieur sont des billes métalliques réparties uniformément sur toute la surface du composant. Dans le second cas, les interconnexions sont directement sur la face active de la puce, de sorte que les interconnexions métalliques masquent une grande partie de la face active. De plus, l'intégration de structure « BEOL » (« Back End Of Line ») en terminaison des couches métalliques dans le processus de fabrication, comme le montre la Figure 3, combinée avec un assemblage de type Flip-Chip, crée une situation dans laquelle la région active d'un circuit intégré et les couches métalliques véhiculant le signal électrique sont physiquement inaccessibles pour une analyse en face avant, sans procéder à une destruction du composant. En effet, une telle intervention représente un risque important car

accéder à un point de mesure nécessite dans ce cas de retirer par des moyens physiques ou chimiques une partie du circuit qui pourrait contenir le défaut que l'on recherche. De plus, l'utilisation répandue de multiples niveaux d'interconnexions conjuguée à l'encapsulation « Flip-Chip » (Figure 3) amplifie le problème d'accessibilité pour les techniques face avant concernant la mesure de l'activité électrique dans les circuits intégrés en fonctionnement. Cette problématique est liée à l'impossibilité ou à la très grande difficulté d'accès à la zone active du composant par la face avant rendant souvent obsolète les techniques telles que le test sous pointes et le contraste de potentiel, qui requièrent un accès direct à la région à analyser. Afin de limiter les risques liés aux opérations de retrait d'une partie de circuit d'interconnexion lors de l'accès d'un point de mesure proche de la zone active, de nombreuses techniques optiques ont été mises au point. Elles permettent d'accéder aux zones actives à travers le silicium et donc sans retrait partiel des niveaux d'interconnexion situés en face avant du circuit intégré.

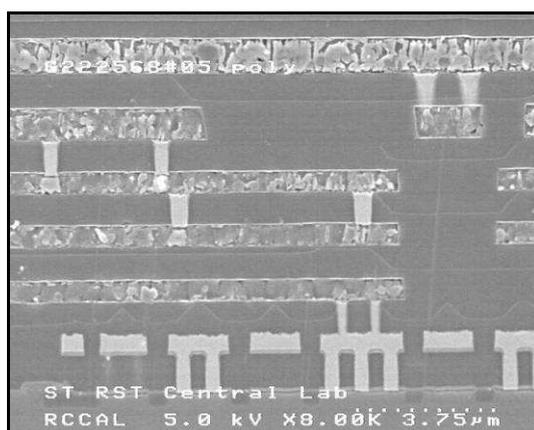


Figure 3 : Image en Microscopie électronique à balayage de la section d'un circuit ayant 6 niveaux d'interconnexion [PER01].

Ainsi, cette difficulté d'accès impose une forte demande de nouveaux systèmes qui peuvent analyser l'activité électrique d'un composant au travers de moyens sans contact. Le tableau de la Figure 4 montre les évolutions envisagées pour les tailles des composants, les tensions d'alimentation, les densités, les fréquences de fonctionnement et la propagation du signal de la décennie précédente à la prochaine décennie. Il confirme la nécessité d'une investigation sans contact par la face arrière.

Plusieurs techniques optiques sont utilisées pour localiser les défauts à l'intérieur du circuit intégré. Ces techniques applicables en face arrière du composant (à travers le substrat de silicium) sont des techniques de « probing » par faisceau laser (« LVP » ou « Laser Voltage Probing » [EIL00]). Il existe bien d'autres techniques basées sur l'émission de lumière et la stimulation laser photoélectrique ou photothermique. Ces techniques d'observation consistent à placer le circuit intégré (C.I.) dans sa configuration de défaillance afin de permettre une localisation directe et précise de la zone affectée par le défaut.

Toutefois, les défauts les plus difficiles à identifier sont liés à l'activité dynamique du circuit en fonctionnement (délais de propagation, la forme de l'horloge, etc...), il est donc nécessaire de pouvoir mesurer la propagation de la forme d'onde, à travers le circuit, avec une bonne résolution temporelle et un rapport signal sur bruit important. Pour résoudre ces problèmes, de nouvelles techniques de test ont été développées pour des débogages plus rapides et des circuits très denses. Outre le LVP précédemment cité, une technique basée sur l'émission de lumière nous a semblé particulièrement intéressante : la technique PICA « Picoseconde Imaging Circuit Analysis » [KAS96]. Cette technique innovante sera présentée dans les paragraphes suivants.

<i>Year of shipment</i>	<i>Technology generation (nm)</i>	<i>Chip clock (MHz)</i>	<i>RMS clock jitter (ps)</i>	<i>No. of wiring levels</i>	<i>Chip size (mm²)</i>	<i>No. of transistors per chip</i>	<i>Transistor density per cm²</i>	<i>Voltage range (V)</i>	<i>No. of chip I/Os</i>
1997	200	750	27	6	300	11M	3.7M	1.8–5.5	1450
1999	140	1250	16	6–7	340	21M	6.2M	1.3–3.3	2000
2001	120	1500	13	7	385	40M	10M	1.3–3.3	2400
2003	100	2100	9.5	7	430	76M	18M	0.9–3.3	3000
2006	70	3500	5.7	7–8	540	200M	39M	0.9–2.5	4000
2009	50	6000	3.3	8–9	620	520M	84M	0.6–2.5	5400
2012	35	10000	2	9	750	1.4B	180M	0.6–2.5	7300

Figure 4 : caractéristiques des circuits intégrés attendues par la Roadmap technologique nationale [KAS96].

III. LES TECHNIQUES DE MESURES PONCTUELLES

Revenons tout d'abord sur les techniques de mesures ponctuelles ou « probing ». La plus simple de ces techniques consiste à procéder au test sous pointes, dans laquelle un contact physique est utilisé sur une ligne métallique pour extraire le signal électrique, sachant que de telles sondes microscopiques sont capables de se poser sur des contacts de l'ordre de 0,5 μm .

Cependant des sondes plus petites ont été développées en utilisant une technique de test par faisceau d'électrons basée sur une sonde par microscope électronique à balayage. Dans ce cas, le composant est placé dans une chambre sous vide et les électrons primaires interagissent directement avec le circuit observé. Le nombre d'électrons secondaires réémis par la cible dépend du potentiel de celle-ci ouvrant la voie aux mesures de tension. Cette technique permet aussi de fournir une analyse temporelle de l'activité électrique dans la ligne [PER01].

Plus récemment, et afin de pouvoir poser des pointes sur des pistes de très faibles dimensions (50 nm), des techniques de nanoprobings ont été mises au point qui sont de plus en plus employées par les fabricants de circuits intégrés.

Enfin, pour limiter les problèmes d'accès inhérents à des points de mesure par la face avant des composants (retraits de zones d'interconnexions), nous avons déjà mentionné la technique de « probing » optique LVP. Nous allons donc présenter rapidement ces techniques et aborder leur limitation générique à la fin de ce paragraphe.

III.1. LE TEST SOUS POINTES

Une des techniques simples utilisées pour tester les circuits intégrés est basée sur l'utilisation d'une station composée de pointes mécaniques qui se posent en contact avec les plots ou les lignes métalliques d'un circuit comme le montre la Figure 5. Ces pointes, utilisées comme des sondes, peuvent être positionnées soit à l'aide d'un microscope optique, ou bien par automatisation du système de positionnement par l'intermédiaire d'une assistance informatique.

Toutefois, ces pointes mécaniques sont limitées en ce qui concerne la surface à atteindre, puisqu'elles peuvent se poser seulement sur une largeur de piste supérieure à cinq micromètres. Il est donc nécessaire de prévoir une phase de test dans le processus de fabrication en ajoutant des plots adaptés et placés stratégiquement pour le test sous pointes.

Récemment, de nouvelles techniques de nanoprobings ont été mises au point qui permettent de poser des pointes sur des technologies submicroniques donnant ainsi accès aux caractéristiques électriques des transistors de très faibles dimensions. En effet, de nombreuses techniques de nanoprobings ont été proposées. Elles divergent entre elles par l'emploi de modes opératoires différents tels que l'utilisation de la SEM « Scanning Electron

Microscope », l'AFM « Atomic Force Microscope » et du FIB « Focused Ion Beam » [LJU04, SEK03, GRU05]. Cependant, même si ces techniques emploient des modes de localisation différents, le principe d'analyse reste identique puisqu'elles s'appuient sur l'utilisation de pointes mécaniques nanométriques positionnées à l'aide de déplacements très précis et assistées par un système de navigation fiable (souvent l'utilisation d'informations layout « CAD »). Des résultats, utilisant un microscope d'émission à balayage, ont permis d'obtenir des mesures précises sur des composants de 65 nm [FUK06].

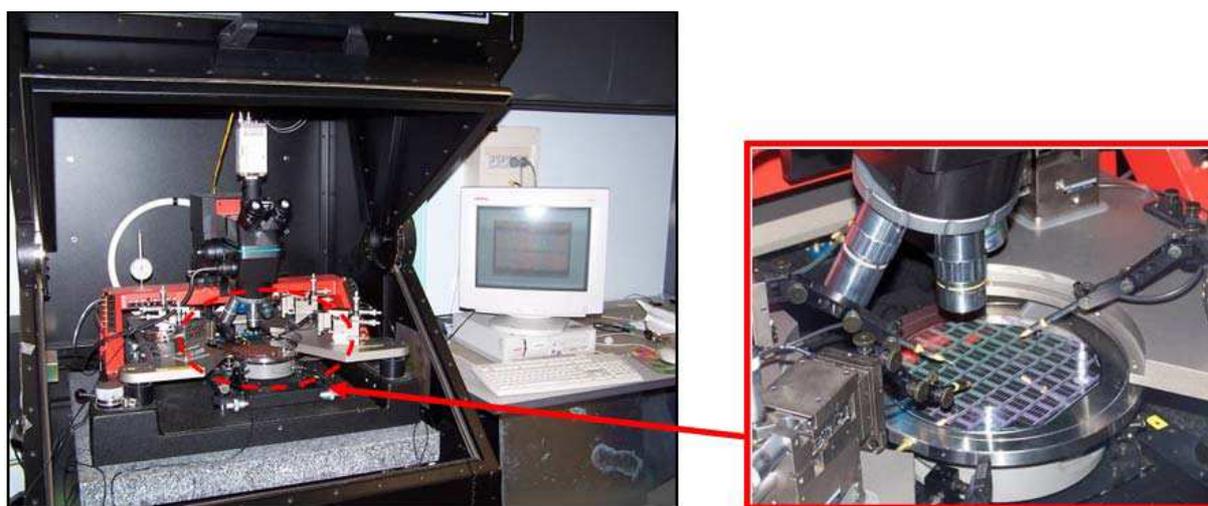


Figure 5 : Station de test sous pointes pour le test de circuits intégrés. Les pointes sont posées sur les plots du circuit afin de mesurer le signal électrique.

La société Zyvex propose un outil optimisé pour le test électrique de composant semiconducteur de dimensions inférieures à 100 nm. Ce système, qui utilise le mode SEM ou FIB, prévoit une mesure électrique de courant 0,1 fA sur des technologies de 65 nm (Figure 6 et Figure 7).

Bien que cette méthode soit simple d'utilisation pour son acquisition rapide des signaux électriques à la fois continus et alternatifs, elle comporte néanmoins des inconvénients défavorisant l'utilisation de cette technique :

- Il faut prévoir les points de mesure au niveau du métal supérieur du composant.
- Il est indispensable de prévoir l'emplacement des pointes durant le processus de fabrication pour faciliter l'accès aux lignes métalliques à tester.

- La faible taille, le nombre élevé et la forte densité des transistors rendent impossible l'analyse de toutes les structures du circuit.
- Les pointes peuvent endommager le circuit en rayant les pistes interconnectées ou en écrasant le diélectrique intermédiaire au point de contact induisant ainsi un court circuit avec le niveau métallique suivant.

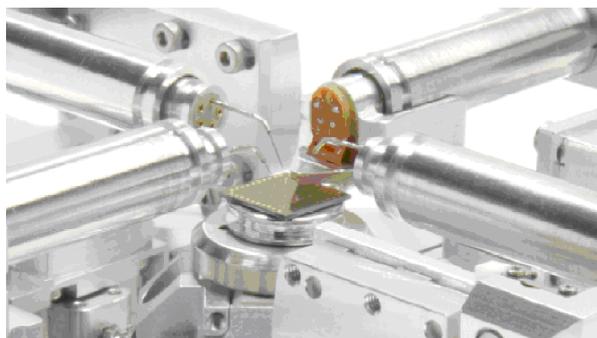


Figure 6 : Eléments principaux du système Zyvex composé de quatre positionneurs utilisant, pour cette analyse, trois pointes Nanométriques.

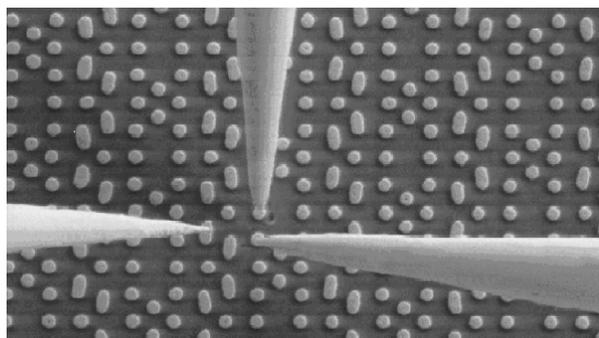


Figure 7 : Test d'un transistor de 65 nm en utilisant le système Zyvex avec des pointes ultra pointues au tungstène.

Dans tous les cas, ces techniques nécessitent un accès direct par contact ou proximité et donc une préparation d'échantillon complexe surtout lorsque plusieurs couches métalliques empêchent l'accès à la région active du composant. Généralement, ces techniques ne peuvent s'appliquer que sur les couches métalliques supérieures. Cependant, pour éviter le contact de la pointe sur ces couches supérieures, il existe une autre technique de probing sans contact qui donne un accès direct sur le métal sans risquer le dysfonctionnement électrique du circuit : c'est le test par faisceau d'électrons.

III.2. LE TEST PAR FAISCEAU D'ELECTRONS

Afin d'élargir le domaine du test des circuits intégrés en disposant de plus de moyens pour rechercher le défaut, d'autres techniques ont été introduites dans le passé telles que le test par faisceau d'électrons. Cette technique tire ses avantages du fait qu'elle soit sans contact et non destructive, ceci grâce à l'utilisation d'un balayage par faisceau d'électrons avec un diamètre de spot de 50-100 nm. Le changement d'intensité de l'image acquise du circuit par la face avant représente la variation du potentiel électrique à travers l'échantillon. Ce principe permet donc d'obtenir des informations différentes sur la fonctionnalité du composant telles que les

niveaux électriques des états logiques et la forme d'onde temporelle au niveau des nœuds internes du composant lorsque ce dernier est en fonctionnement.

Lorsqu'un faisceau d'électrons, avec une énergie autour de 1 keV, bombarde le circuit intégré, les électrons primaires interagissent avec les atomes cibles (typiquement du métal dans les lignes interconnectées) pour générer essentiellement des électrons secondaires. Les électrons primaires incidents pénétrant dans l'échantillon subissent avec les atomes consécutifs des interactions soit élastiques, pratiquement sans perte d'énergie, soit inélastiques, accompagnées de changements de direction et de perte d'énergie servant entre autre à l'excitation d'électrons secondaires porteurs d'informations topographiques, chimiques et électriques. Les électrons primaires subissent ainsi un nombre élevé de collisions avant d'être arrêtés ou de ressortir du matériau en atteignant la surface (électrons rétrodiffusés).

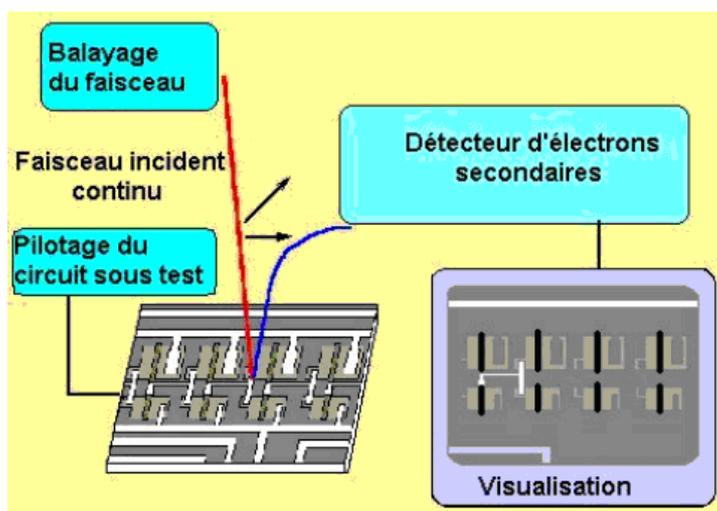


Figure 8 : Formation de l'image en électrons secondaires.

Dans un microscope électronique à balayage, le faisceau d'électrons balaye la surface de l'échantillon (Figure 8). L'image en électrons secondaires de cette surface contient trois informations de contraste : le contraste chimique, le contraste topographique et le contraste de potentiel. La résolution spatiale est de l'ordre de grandeur de la largeur du faisceau d'électrons soit $0,3 \mu\text{m}$.

Le contraste de potentiel est relatif au spectre d'énergie des électrons secondaires. La répartition énergétique des électrons réémis permet de distinguer les électrons secondaires des électrons Auger et des électrons rétrodiffusés.

Une piste polarisée positivement par rapport à la chambre du microscope (référence 0V) va attirer les électrons secondaires émis d'énergie insuffisante pour franchir la barrière de potentiel ainsi créée. Cette barrière n'existe pas pour une piste à 0V. On peut ainsi obtenir des relevés de tensions en un point du circuit (la Figure 9). Le faisceau d'électrons jouant le rôle d'une sonde.

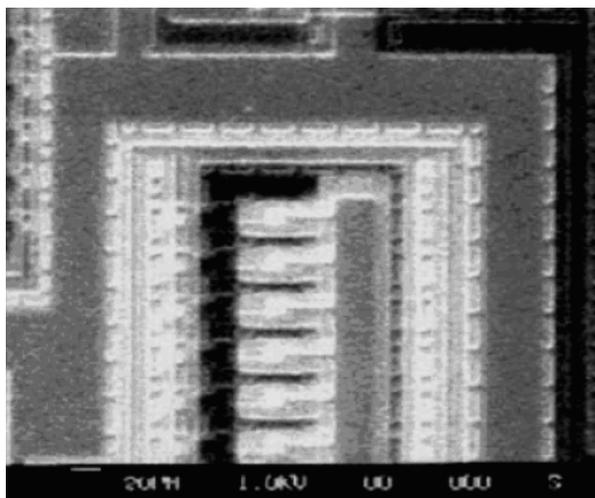


Figure 9 : image en contraste de potentiel d'un circuit intégré CMOS.

La principale limitation du contraste de potentiel est qu'il ne s'applique qu'à des lignes de métal supérieures et non écrantées par d'autres niveaux de métal. Ceci limite considérablement l'intérêt de cette technique dans les composants actuels en raison du grand nombre de couches métalliques, du remplissage de ces couches pour des raisons de planarisation et le développement de techniques d'assemblages qui ne permettent plus l'accès direct par la face active du circuit.

III.3. LA TECHNIQUE LVP

Nous verrons dans le paragraphe IV que les propriétés de transparence du silicium pour du proche infrarouge favorisent l'utilisation d'une sonde laser pouvant accéder à la zone active des transistors au travers du silicium par la face arrière [WIL99].

D'une façon générale les techniques d'analyse basées sur l'approche sonde, utilisent un faisceau laser qui ne perturbe pas le comportement électrique statique et dynamique du

composant. L'objectif est de sonder les paramètres électriques, optiques et thermiques de la zone observée. Au cours de l'analyse, le circuit intégré est électriquement excité, ce qui induit des modifications dans les paramètres physiques du circuit. Les paramètres ainsi modifiés sont nombreux, à savoir la température, le champ électrique, la densité de porteurs le champ magnétique, etc... Ces modifications vont produire au point sondé un changement des paramètres de l'onde laser réfléchi ou transmise par le composant. Les variations d'un ou de plusieurs paramètres de l'onde laser sont captées à l'aide d'un photo-détecteur. La connaissance des propriétés de l'interaction laser - semiconducteur permet la déduction des mécanismes physiques responsables de ces modifications et donc des paramètres électriques (charges, courant, champ, tension...) à leur origine.

Peu de techniques utilisant le laser comme sonde ont une utilité pour la localisation de défaut. L'une d'elles, nommée Laser Thermal Probing, permet par interférométrie de localiser des points chauds de l'ordre du milliKelvin avec une précision micrométrique [CLA01, ALT01]. Cette technique, applicable à l'analyse par la face arrière, est par contre assez complexe dans sa mise en œuvre. La technique la plus intéressante pour l'analyse des circuits intégrés est la mesure de tension.

La technique nommée Laser Voltage Probing (LVP) est d'ailleurs l'unique utilisation commerciale à ce jour parmi les techniques laser sonde [YEE00]. En effet, pour mesurer la tension à des nœuds du circuit intégré en passant par la face arrière du composant, la technique la plus couramment utilisée pendant plusieurs années a été le LVP.

Des travaux pour développer de tels outils ont été entrepris pendant plusieurs années. La technique LVP a démontré son application pour le test de circuits VLSI par la société Intel [EIL00, RUS01]. Les résultats favorables obtenus par ces recherches ont mené à la construction d'un système commercial par Schlumberger.

Le principe de la technique LVP repose sur des interactions optoélectroniques. Ces interactions sont nombreuses et peuvent apparaître dans une jonction P-N lorsqu'un faisceau optique est focalisé sur celle-ci. Ces interactions sont très complexes et sont apparentées à différents effets incluant : l'Electro-absorption, connue comme l'effet Franz-keldysh, l'effet Electro-réflexion et l'effet plasma-optique qui est dû à la modulation des porteurs libres par absorption et réfraction de l'indice du milieu [KIT76]. Récemment, Paniccia et al ont analysé ces différents processus montrant que l'effet dominant dans les technologies CMOS actuelles

est l'Electro-absorption [PAN98]. En présence d'un fort champ électrique, des états tunnel sont à la fois créés près de la bande de conduction et de la bande de valence du semi-conducteur comme le montre la Figure 10. Ces états réduisent l'énergie et favorisent l'absorption de photons d'énergie près du gap. Les forts champs induisent donc un décalage du front d'absorption du semi-conducteur vers les faibles énergies (voir Figure 11). En utilisant un laser d'énergie près du gap, il est donc possible de mesurer le coefficient d'absorption, et donc la tension au travers de la jonction p-n.

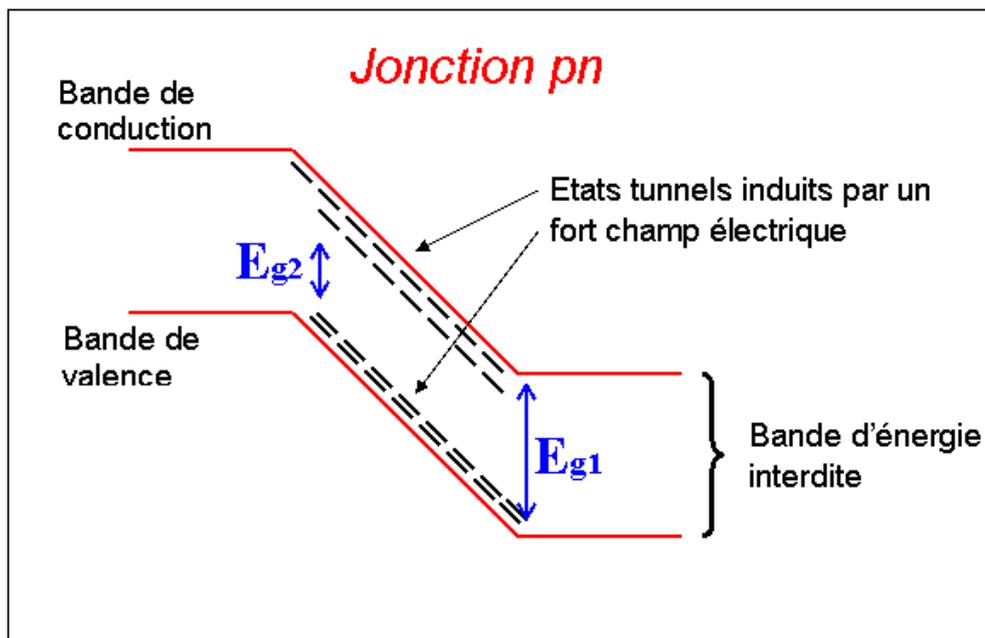


Figure 10 : Illustration du rétrécissement du gap dû à un fort champ électrique (>104 V/cm qui crée des états tunnels au-dessous de la bande de conduction et au-dessus de la bande de valence).

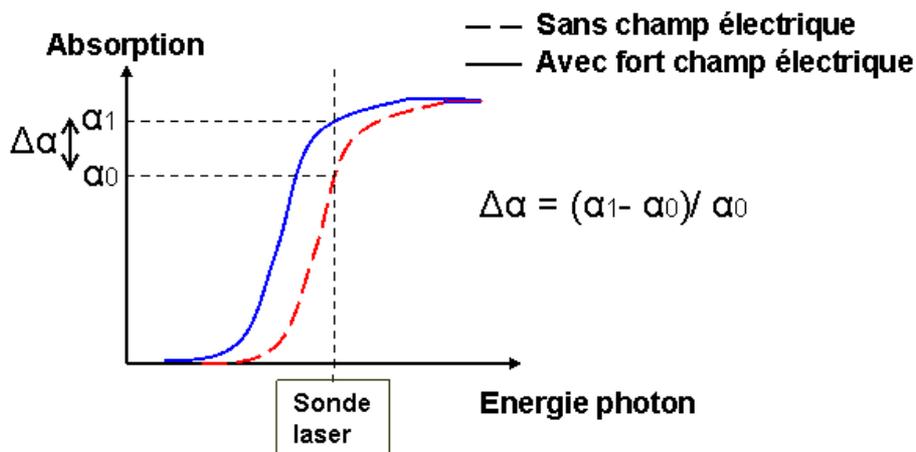


Figure 11 : Décalage du front d'absorption à cause du rétrécissement du gap dû à un fort champ électrique appliqué.

Cette technique, présentée comme une technique sonde, est basée sur des différences d'absorption. Cette absorption correspond à la génération de porteurs et donc de photocourants qui viennent perturber la mesure dans les technologies les plus récentes (Figure 11). En outre, ces charges peuvent être stockées dans le cas de technologies sur substrat isolant (SOI « Silicon On Insulator ») rendant le LVP impropre à l'analyse de composants en technologies SOI.

III.4. LIMITATION GÉNÉRIQUE DES TECHNIQUES DE MESURES PONCTUELLES

La principale limitation des techniques de probing est qu'il faut savoir où mesurer.

Bien adaptées aux fabricants de circuits intégrés qui disposent de toutes les informations de conception, les techniques de probing sont difficilement applicables par un utilisateur de composant. Le spatial, consommateur en très faible volume n'a pas accès aux informations de conception de composants (sauf pour les ASICs).

C'est pourquoi nous avons développé ou adapté de nombreuses techniques de cartographie qui permettent de localiser directement une zone défaillante lorsque celle-ci peut être associée à un comportement physique particulier (échauffement local, émission de lumière). Ces techniques de cartographies peuvent également être employées pour faire des cartographies de grandeurs physiques liées au comportement électrique interne du composant sous test. La comparaison entre les cartographies d'un composant de référence et du composant défaillant, permet d'établir une cartographie des différences aboutissant dans la plupart des cas à la localisation précise de la défaillance.

Ces deux approches de cartographies, pouvant être appliquées de manière conjointe, constituent le cœur des techniques utilisables en localisation de défauts pour les utilisateurs de composants n'ayant pas accès aux informations de conception.

Nous ne présenterons pas les techniques d'imagerie par contraste de potentiel trop limitées aux analyses par la face avant des composants. Nous insisterons par contre sur les techniques de cartographies optiques seules aptes à répondre aux limitations d'accès aux zones actives des circuits intégrés en technologies avancées.

IV. LES TECHNIQUES DE CARTOGRAPHIE OPTIQUES PAR LA FACE ARRIERE

Confrontés aux difficultés d'accès, une des alternatives consiste à passer par la face arrière du circuit à travers le silicium. Il s'agit donc de techniques optiques à des longueurs d'onde et dans des conditions telles que le silicium du substrat, aminci ou non, peut être considéré comme étant relativement transparent. Des techniques optiques basées sur l'excitation par un faisceau laser (OBIRCH : « Optical Beam Induced Resistance Change », OBIC: « Optical Beam Induced Current »...) ou sur l'émission de lumière (EMMI : « Emission Microscopy ») ont été développées ces dernières années afin de faire face à cette difficulté de localisation qu'imposent les circuits de nouvelles générations [POU90, KOL92]. La technique laser consiste à utiliser un faisceau optique dans le but de prélever localement des informations sur le fonctionnement d'un circuit intégré et notamment d'obtenir des mesures de courants et de tensions. La technique d'émission de lumière détecte, quant à elle, de faibles émissions induites par un processus quelconque tel qu'une recombinaison de porteurs et des zones de fort champ électrique qui peuvent régner dans la région active d'un circuit intégré. A partir de ces techniques, la cartographie d'une large région du circuit sous test, alliée à une bonne sensibilité du détecteur et une comparaison de l'image acquise avec le layout du circuit, rendent plus facile la localisation de la région défailante du circuit.

IV.1. LES PROPRIETES OPTIQUES DU SILICIUM

L'application des techniques optiques est donc basée sur l'hypothèse d'une certaine transparence du silicium pour les longueurs d'ondes considérées et sur l'interaction photon-matière, en particulier lorsque l'on considère des techniques lasers. Nous sommes donc amenés à approfondir ces notions et à rappeler les propriétés optiques du silicium.

L'absorption optique dans le silicium est constituée principalement des mécanismes d'absorption intrabande et interbande. Pour le silicium cristallin intrinsèque, le mécanisme d'absorption est essentiellement interbande, et dépend donc de la structure de bande du silicium. Un photon incident est absorbé s'il peut exciter un électron de la bande de valence jusqu'à la bande de conduction. Le silicium intrinsèque est donc transparent pour une lumière

ayant des photons d'énergie inférieure à sa bande d'énergie interdite E_{bandgap} , qui est de 1,12 eV à une température de 300K. La longueur d'onde équivalente λ_{bandgap} est de 1,1 μm . Le coefficient d'absorption du silicium intrinsèque, en fonction de la longueur d'onde du photon (entre 0,8 μm et 1,06 μm), donné par l'équation 1 (qui est basée sur un résultat expérimental), est montré à la Figure 12 [GER93, SAR87].

$$\alpha[\text{cm}^{-1}] = (85,015\lambda^{-1} - 77,104)^2 \text{ pour } [0,8\mu\text{m} < \lambda < 1,06\mu\text{m}] \quad 1$$

On remarque que le coefficient d'absorption devient rapidement très faible pour des longueurs d'ondes proches de λ_{bandgap} . Pour des longueurs d'ondes supérieures à $\lambda_{\text{bandgap}} = 1,1\mu\text{m}$, ce modèle n'est plus applicable.

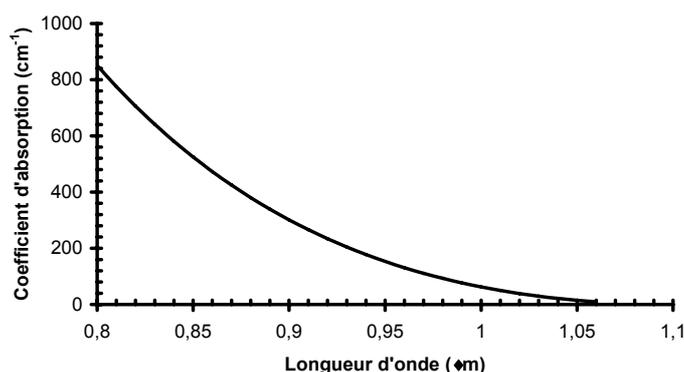


Figure 12 : Coefficient d'absorption dans le silicium cristallin intrinsèque en fonction de la longueur d'onde du photon.

Par contre, pour des substrats dopés, le coefficient d'absorption dépend fortement de la concentration d'impuretés dans le silicium, comme on peut le voir à la Figure 13 pour un substrat de type n. Pour un faisceau lumineux d'énergie inférieure à la bande d'énergie interdite du silicium, le mécanisme d'absorption intrabande, à savoir l'absorption par les porteurs libres, devient prépondérant. Le silicium n'est donc plus transparent dans le proche infrarouge. Toutefois, de façon générale, l'absorption optique est minimale aux énergies près de la bande d'énergie interdite du silicium. Par conséquent, il est possible de tirer avantage des propriétés optiques du silicium dans l'infrarouge, pour observer les zones actives et leurs activités électriques afin de mener à bien la localisation de défauts au travers du substrat en silicium des circuits intégrés.

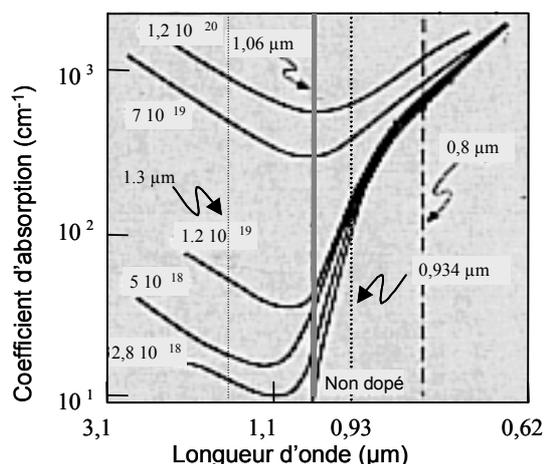


Figure 13 : Coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour un substrat de type n [JOH93].

L'absorption optique est minimale près de $\lambda_{p,g} = 1,1 \mu\text{m}$.

Il est intéressant de noter que l'arséniure de gallium (AsGa) est également transparent pour des faisceaux de lumière ayant une longueur d'onde dans le proche infrarouge. En effet, la valeur de la bande d'énergie interdite de l'AsGa est de 1,424 eV à une température de 300K, ce qui correspond à une longueur d'onde équivalente à 0,87 μm [SZE85].

IV.2. LA MICROSCOPIE INFRAROUGE

La microscopie infrarouge utilise une source lumineuse, cohérente ou non, de longueur d'onde infrarouge [JOS92]. Elle permet de visualiser les zones actives au travers du substrat de silicium. Cette technique permet l'examen non destructif des couches d'isolation, ainsi que des contacts et niveaux d'interconnexion inférieurs, sans avoir à enlever les couches métalliques supérieures. Plus généralement, la microscopie infrarouge est utilisée comme support pour les techniques optiques de localisation de défaut.

Un microscope optique ayant une source de lumière dans l'infrarouge intégrant des objectifs adaptés à la transmission de lumière à ces longueurs d'onde, constitue le système de base de la microscopie infrarouge. Le faisceau lumineux, focalisé sur la zone active du circuit intégré au travers du silicium, est plus ou moins réfléchi par les différents éléments constituant cette zone active. Cette lumière réfléchie est ensuite acquise par un détecteur suffisamment sensible dans le proche infrarouge, pour former une image de la zone analysée.

Un microscope à balayage laser (LSM : « Laser Scanning Microscopy ») infrarouge peut également être utilisé pour visualiser la zone active au travers du silicium. La longueur d'onde du laser est choisie de manière à optimiser la transmission au travers du silicium (qui dépend fortement des dopages rencontrés). L'acquisition de l'image se fait en balayant le laser sur la face arrière des composants. Focalisé sur la zone active, le faisceau laser est réfléchi principalement par les structures métalliques composant cette zone. La détection du faisceau laser réfléchi, à l'aide d'un détecteur comme, par exemple, une photodiode en germanium, permet de visualiser la zone active des circuits intégrés.

Une meilleure résolution en profondeur est obtenue à l'aide de la microscopie confocale laser. Un diaphragme est inséré entre le circuit intégré et la photodiode, de façon à sélectionner uniquement la composante réfléchie par le plan observé et permettre l'élimination de la contribution réfléchie par la face arrière. On peut ainsi améliorer la résolution et le rapport signal sur bruit en s'affranchissant de la lumière diffractée par la surface qui est réfléchie hors du plan observé (hors focalisation). Une image obtenue par la microscopie infrarouge, comparativement à celle obtenue par la microscopie confocale laser est critique lorsque des structures de très faibles dimensions sont observées à fort grossissement. Une comparaison d'observations effectuées par la face arrière d'un circuit intégré de technologie CMOS $0,8\ \mu\text{m}$ à l'aide de l'objectif 100X, montrée à la Figure 14, illustre bien la meilleure qualité de l'image obtenue à l'aide de la microscopie confocale laser.

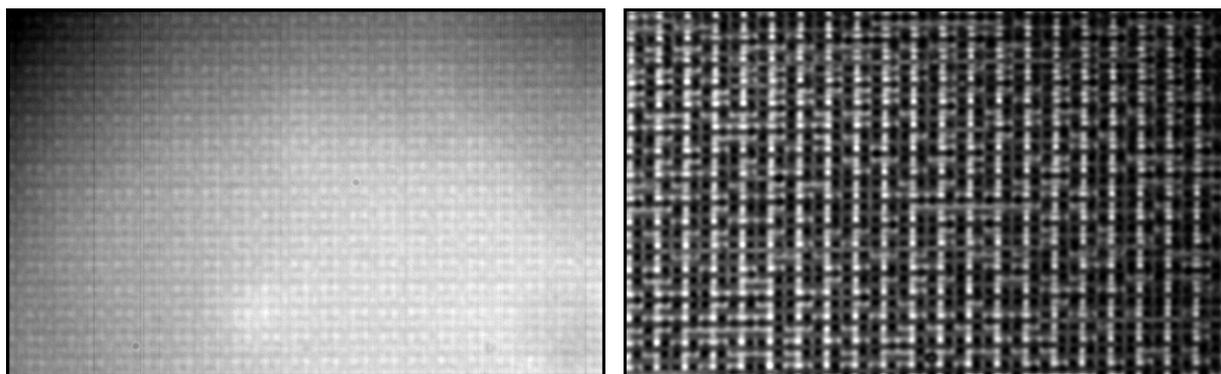


Figure 14 : Images de microscopie infrarouge (gauche) et de microscopie confocale laser (droite) obtenues par la face arrière d'un circuit de technologie CMOS $0,8\ \mu\text{m}$ à l'aide d'un objectif 100X. L'image en microscopie confocale laser offre un meilleur contraste.

L'observation par la face arrière impose des critères stricts sur la préparation d'échantillons : cette face du silicium doit être de qualité optique. Plus la surface est rugueuse, plus la diffraction à l'interface air - silicium domine, ce qui réduit considérablement le contraste de l'image obtenue de la zone active. Afin de minimiser la diffraction, une rugosité de surface moyenne inférieure ou égale à 10 fois la longueur d'onde (critère $\lambda/10$) est généralement recommandée. Une fois l'image de la zone acquise, nous pouvons utiliser des techniques optiques pour localiser les zones de défaut. Il s'agit de techniques laser et de techniques émissives.

IV.3. LES TECHNIQUES LASER

Les méthodes qui peuvent être ainsi mises en œuvre sont regroupées en trois familles distinctes [LEW99]. La première famille, comme nous l'avons vu précédemment, concerne l'utilisation des lasers en tant que sondes, tandis que la deuxième famille les utilise en tant que pompes. La troisième famille consiste à combiner les deux approches précédentes. Dans l'approche dite sonde, le faisceau laser prélève localement des informations, en analysant la lumière réfléchiée ou transmise par le composant, sans modifier son comportement. Tandis que dans l'approche pompe, le faisceau laser est utilisé pour perturber le fonctionnement du composant, afin de récupérer directement aux bornes de ce dernier une information relative à cette perturbation. Dans l'approche pompe-sonde, un premier faisceau laser pompe est utilisé pour perturber le composant, tandis qu'un second laser sonde prélève les informations relatives à cette perturbation (Figure 15).

Dans la suite de ce paragraphe, nous présenterons uniquement les techniques de cartographie de type pompe, puisque l'unique approche sonde susceptible d'être intéressante est utilisée dans la technique LVP citée précédemment.

Dans cette approche pompe, le laser apporte de l'énergie au circuit intégré de façon à modifier son fonctionnement. Les techniques dites pompe sont bien adaptées à la localisation de défaut, étant donné que l'effet de la stimulation par le faisceau laser dépend fortement de l'état électrique de la zone investiguée. De plus, les techniques pompe sont beaucoup plus faciles à mettre en œuvre que les techniques sonde, car l'effet de la perturbation induite par le faisceau laser est mesuré électriquement aux bornes du circuit qui sert de détecteur. De façon générale les techniques pompe commercialisées à ce jour sont implantées sur des microscopes à

balayage laser. La longueur d'onde laser est optimisée en fonction du type d'excitation exploité par la technique, qui est soit la génération de paires électrons-trous, soit l'échauffement thermique.

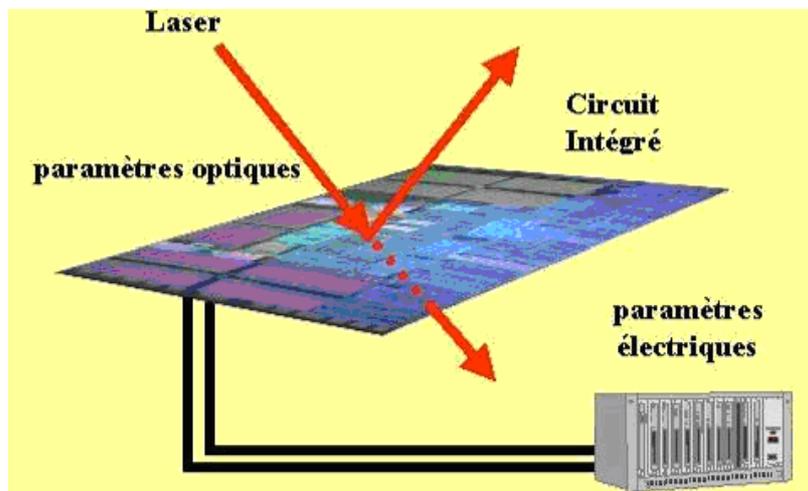


Figure 15 : Interaction du faisceau laser avec le circuit intégré. Cette interaction affecte les paramètres optiques du faisceau laser et/ou les paramètres électriques du circuit intégré.

La technique OBIC (Optical Beam Induced Current) utilise un laser pour induire des photocourants localement afin de cartographier les défauts de jonctions en silicium, la sensibilité au latch-up ou aux basculements logiques des circuits intégrés [POU90, LEW01]. Lors de l'excitation laser, le composant est soumis à une tension constante. De façon à détecter les photocourants induits par la pompe laser, un amplificateur de courant est inséré en série avec la broche d'alimentation. Ces variations de courant sont ensuite cartographiées et superposées sur l'image réfléchie obtenue en microscopie à balayage laser. Les zones sensibles sont ainsi localisées avec précision.

La technique LIVA (Light Induced Voltage Alteration) consiste à mesurer les variations de la tension induite par le faisceau laser aux bornes du circuit intégré, lorsque ce dernier est placé dans sa configuration défailante à l'aide d'une source de courant constante [COL94]. Dans cette configuration le circuit agit comme son propre amplificateur, ce qui rend cette technique plus sensible pour la localisation de défauts. La présence d'un défaut peut soit amplifier l'effet des photocourants induits en modifiant la consommation des éléments du circuit intégré connectés à la région défectueuse, soit être directement le siège d'une recombinaison de porteurs. La variation du signal LIVA sera différente pour un circuit défailant ou non.

Les techniques OBIRCH (Optical Beam Induced Resistance Change) et TIVA (Thermally-Induced Voltage Alteration) consistent à détecter la variation de résistance induite par le faisceau laser, et donc la variation de consommation aux bornes du circuit intégré, lorsque ce dernier est alimenté dans son état défaillant [BEA01]. Ces techniques de stimulation thermique laser peuvent donc être utilisées pour détecter des courts-circuits et des défauts dans les lignes d'interconnexion, ou dans les vias, tels des précipités de silicium ou des « void ». En effet, lorsque le laser incident chauffe un endroit où il y a un défaut, la variation de résistance du métal sera affectée par ce défaut. Par conséquent, la différence de variations de la résistance entre un élément métallique sans défaut et un élément métallique ayant un défaut, sera répercutée sur la valeur du courant ou de la tension mesurée.

La technique SEI (Seebeck Effect Imaging) consiste à mesurer la variation de potentiel induit par les gradients de température dans des matériaux métalliques en circuit ouvert, ou dans des thermocouples [COL98]. Lorsque le circuit est non alimenté, des structures de type thermocouples, tels les vias, peuvent être visualisées. Un défaut dans l'une de ces structures se manifestera par une force électromotrice différente, ce qui permettra de localiser des défauts dans des structures multicouches métalliques.

Les techniques laser en mode pompe sont donc basées sur une faible perturbation induite par le faisceau laser dans le circuit analysé. Le caractère non invasif de ces techniques n'est donc que relatif. Une technique d'observation directe sans aucune stimulation semble donc très intéressante. C'est le cas de l'émission de lumière.

IV.4. LES TECHNIQUES BASEES SUR L'EMISSION DE LUMIERE

L'émission de lumière est une technique de localisation directe des défauts qui est utilisée depuis la fin des années 80. Cette technique fut difficilement acceptée par les industries du fait d'une méconnaissance des propriétés du silicium. En effet, celles-ci pensaient que le silicium ne pouvait pas émettre de la lumière à cause du gap indirect qui privilégiait plutôt les phénomènes par phonon. Cependant, cette dernière décennie a prouvé l'importance de la technique par émission de lumière pour la localisation et l'identification de défauts par la face avant. Dernièrement, cette technique a été améliorée afin de permettre son application à l'analyse par la face arrière.

Cette technique est généralement implantée sur un microscope optique. En effet, plusieurs systèmes disponibles sur le marché sont dédiés à la microscopie par émission. Ils peuvent varier selon le constructeur ou l'utilisateur, mais le système fondamental est celui de la Figure 16. Ce système doit être capable de détecter une faible émission mais aussi de visualiser l'image du circuit. En superposant les deux images, l'émission peut être localisée, comme le montre la Figure 17. Le système possède une plate-forme maintenant le circuit en test qui doit être stimulé électriquement ou thermiquement de façon à activer la zone défectueuse. Généralement, le meilleur résultat est obtenu avec un système qui met toutes les entrées dans un état connu. L'émission de lumière du circuit sous test est capturée par le microscope optique qui la transmet au détecteur avec une ouverture numérique (NA) des objectifs aussi grande que possible afin d'optimiser l'angle de collection. Les détecteurs avec une bonne sensibilité (Détecteur CCD par exemple) sont montés directement au-dessus du microscope.

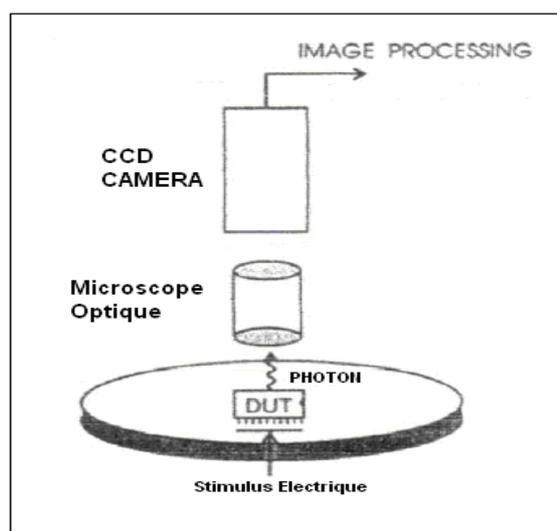


Figure 16 : système de base d'un microscope à photo émission.

La procédure de test est composée de trois acquisitions distinctes :

- Image visible du circuit sous test, obtenue par illumination du circuit avec une source de lumière externe (photo de gauche à la Figure 17).
- Image d'émission, qui est le résultat de l'acquisition de lumière issue du circuit fonctionnant dans les conditions voulues sans illumination (photo du milieu à la Figure 17).

- Après la soustraction de l'image d'émission par l'image de bruit (Image de bruit, obtenue après arrêt à la fois du fonctionnement du circuit et de la source de lumière externe afin de mesurer les émissions parasites), le résultat obtenu superposé à l'image visible permet de localiser la position de la région défaillante du circuit (photo de droite à la Figure 17).



Figure 17 : localisation de défaut d'une mémoire SRAM.

En comparant l'image optique avec le layout, il est possible par exemple d'identifier le(s) transistor(s) à l'origine de la photoémission.

IV.4.1. Principe de la photoémission

L'émission peut être due non seulement à une défaillance du circuit mais aussi à un fonctionnement normal des transistors. Les phénomènes d'émission peuvent être classés selon trois groupes différents : *recombinaison de porteurs*, *courants d'oxyde* et *les porteurs accélérés par champ* [KOL92]. Ces phénomènes sont caractérisés par une différence en spectre d'émission, qui peut être effectivement utilisée pour les distinguer pendant le processus de test (comme nous le verrons dans le deuxième chapitre).

IV.4.1.1. Recombinaison par porteurs

La recombinaison radiative des porteurs minoritaires injectés dans les jonctions *p-n* permet l'analyse des composants bipolaires, tels que les diodes des jonctions base-émetteur des transistors bipolaires et des thyristors (Figure 18).

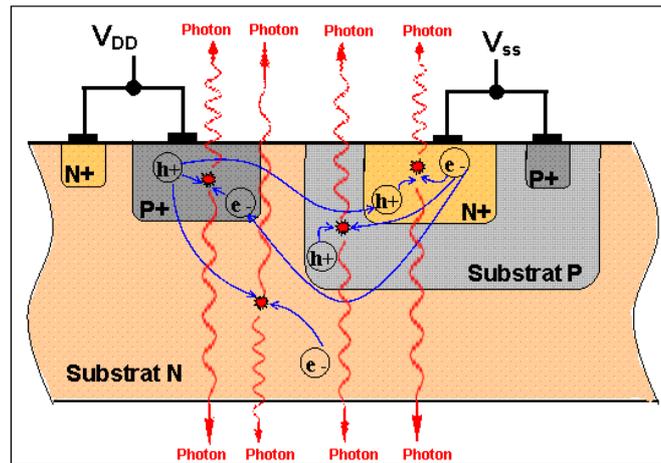


Figure 18 : Emission de lumière d'une diode de protection en polarisation directe.

IV.4.1.2. Courants d'oxyde

Les courants d'oxyde représentent des courants qui circulent dans des diélectriques endommagés, comme le montre la Figure 19. Ce phénomène offre donc le potentiel d'investiguer la qualité des oxydes et des capacités.

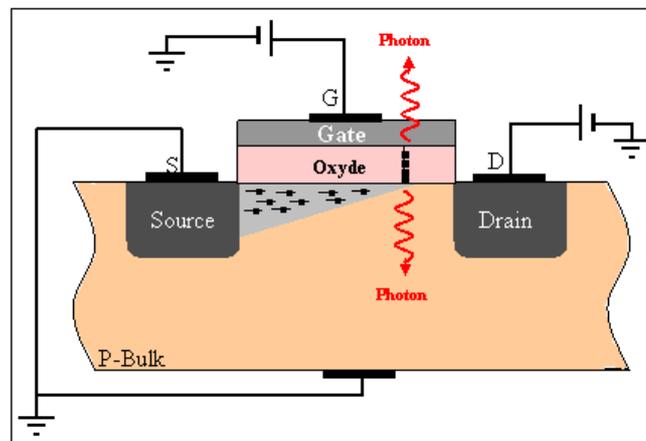


Figure 19 : Emission de lumière suite à une fuite de courant dans l'oxyde.

IV.4.1.3. Les porteurs accélérés par champs électrique

L'émission due à la désexcitation radiative de porteurs rapides, permet une investigation des jonctions p-n en inverse, structures de protection contre les décharges électrostatiques (ESD : «Electrostatic Discharge»), des décharges micro plasma et des transistors MOS («Metal Oxyde Semiconductor») en saturation. Ce dernier processus est lié à un

comportement normal alloué à chaque commutation de transistor dans un circuit intégré et fera l'objet d'une étude plus approfondie tout au long de ce mémoire, puisque le transistor MOS représente non seulement la structure élémentaire des circuits intégrés, mais aussi un exemple fondamental représentatif de la technique PICA qui sera exposée au paragraphe suivant.

IV.4.2. Investigation de la lumière en face arrière

Comme nous l'avons cité précédemment, le nombre très important de niveaux d'interconnexion ne permet plus d'observer l'émission par la face avant. Ces difficultés d'accès imposent une orientation vers une analyse de la lumière en face arrière du composant, c'est-à-dire à travers le substrat de silicium. Cette nouvelle approche d'investigation est rendue possible grâce aux propriétés optiques du silicium expliquées dans le paragraphe précédent. Cependant, l'analyse de la lumière émise à travers le substrat de silicium impose de nouvelles limitations qui seront explicitées dans le paragraphe suivant. Nous verrons par la suite dans le troisième chapitre que pour suivre cette évolution des émissions issues des nouveaux composants, les détecteurs doivent donc être optimisés pour de la détection dans le proche infra rouge, caractérisé par des longueurs d'ondes non absorbées par le silicium. La Figure 20 caractérise un exemple d'adaptation des détecteurs CCD concernant les longueurs d'ondes dans le proche infrarouge.

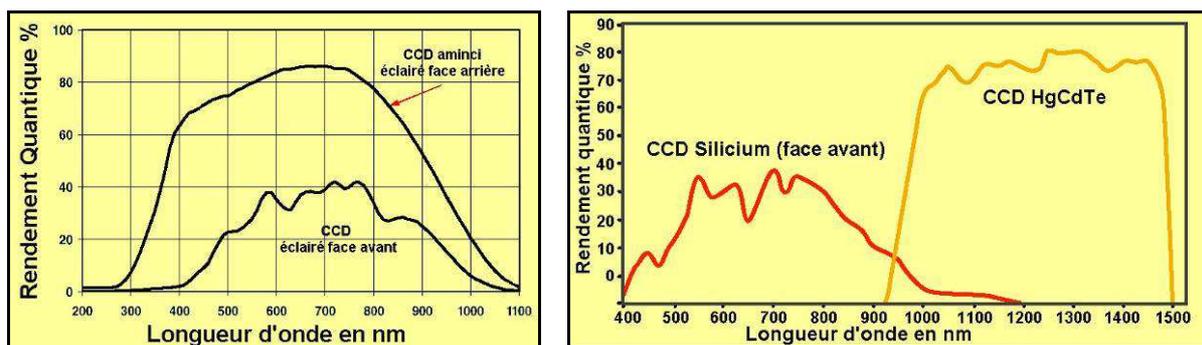


Figure 20 : Rendement quantique des détecteurs CCD silicium pour l'analyse par la face arrière (à gauche) et comparaison avec un détecteur CCD HgCdTe (à droite) [PER01]. Les détecteurs CCD HgCdTe ont un meilleur rendement quantique dans le proche infrarouge.

IV.4.3. Limitations

Bien que la technique d'émission de lumière ait apporté une aide précieuse pour l'analyse de circuits défectueux ces dernières années, des limitations imposées par l'investigation de la lumière par la face arrière impliquent la recherche de nouvelles approches concernant l'analyse de circuits à l'aide de moyens optiques. En effet, l'utilisation des systèmes d'émission de lumières actuelles au travers du substrat silicium induit des limitations en ce qui concerne l'absorption, la transmission et la réfraction de la lumière dans le silicium, la résolution spatiale et la sensibilité (ces paramètres seront explicités dans le troisième chapitre lors de l'optimisation d'un nouveau système).

Les techniques optiques présentées jusqu'à présent permettent de localiser des défauts de type court circuit, défauts statiques induisant une surconsommation de courant. Nous devons donc mettre au point de nouvelles techniques permettant de détecter d'autres types de défauts. Dans ces techniques, nous détaillerons celles qui utilisent le principe de l'émission de lumière mais sous un aspect dynamique. L'investigation de ces techniques et leurs applications à l'analyse de défaillance, représente le cœur de notre travail de thèse et notre contribution à la mise en place de ces techniques.

V. LES TECHNIQUES OPTIQUES DYNAMIQUES DE TEST DE CIRCUITS INTEGRES NOUVELLES GENERATIONS.

Deux techniques optiques dynamiques sont utilisables pour réaliser des cartographies de circuits intégrés à des fins de localisation de défaut : les techniques laser dynamiques et les techniques émission de lumière dynamique.

V.1. LE LASER DYNAMIQUE

La capacité de perturbation du circuit, fonctionnant en régime dynamique (horloge ou vecteur de test), par un faisceau laser est aussi largement utilisée dans l'expertise des circuits intégrés. Il s'agit par exemple de mettre le circuit à analyser dans une configuration particulière près de

la limite « pass/fail » (Figure 21) caractérisée par une frontière entre l'état de fonctionnement normal et l'état de fonctionnement anormal (défaut). Lorsque le circuit est placé à la limite du « pass/fail » pour une température, une tension et une fréquence données, le laser, par la perturbation qu'il apporte, induit un changement de comportement électrique au niveau des zones sensibles. Ces régions sont ainsi localisées en agissant sur les temps de propagation qui résultent d'un basculement de l'état « pass » à l'état « fail » ou inversement. Le principe de fonctionnement basique de cette technique réside donc dans la perturbation par un laser des caractéristiques temporelles d'un transistor telles que les temps de propagation des signaux qui changent de manière contrôlée et répétée en traversant le composant illuminé comme le montre la Figure 22. Il existe deux modes basiques de fonctionnement permettant d'induire de telles altérations non permanentes dans le comportement du composant : soit en utilisant le laser comme source de chaleur localisée, qui est une technique communément appelée RIL (resistive interconnection localization) et présentée par Cole et al [COL02], démontrant l'effet du décalage de la fréquence. Ou bien en utilisant le laser comme une source de courant localisée ; ces techniques sont dénommées LADA (Laser Assisted Device Alteration) ou SDL (Soft Defect Localization) [ROW03]. La sélection d'un mode dépend du choix de la longueur d'onde du laser qui se situe dans le proche infra rouge. Dans tous les cas, le même laser qui est utilisé pour induire une perturbation temporelle localisée spatialement est aussi utilisé pour de l'imagerie optique des régions analysées permettant de faciliter la navigation et la localisation.

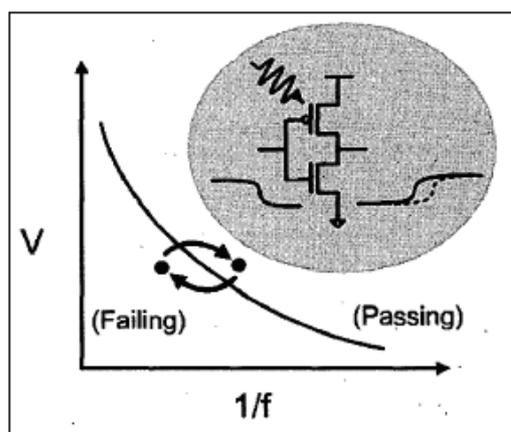


Figure 21 : un faisceau laser a la capacité de perturber les caractéristiques d'un transistor en agissant sur le signal temporel pour provoquer une transition pass/fail dans le comportement du circuit.

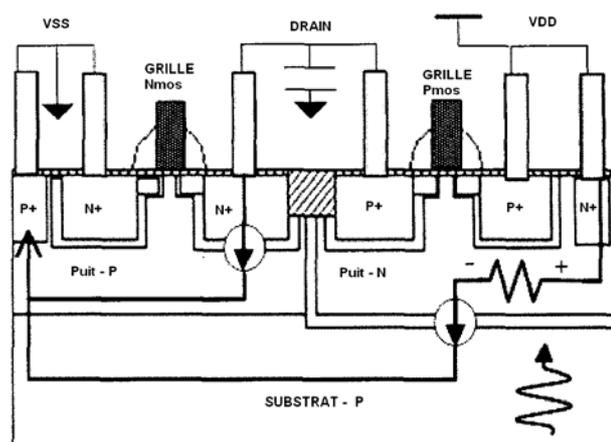


Figure 22 : Sources critiques de photocourant dans les CMOS avec une illumination laser par la face arrière.

Ces techniques sont également largement étudiées dans le laboratoire du CNES [SAN05]. Pour notre part, nous nous sommes attaché à l'émission de lumière dynamique.

V.2. L'EMISSION DE LUMIERE DYNAMIQUE

Les techniques d'émission de lumière décrites jusqu'à présent permettent de localiser des fuites de courant causées par des défauts. Il n'est donc pas possible, avec l'émission de lumière statique, de localiser des anomalies qui ne correspondent pas à des surconsommations statiques. De plus en plus de défauts se manifestent pour un circuit à sa fréquence de fonctionnement. L'information sur le fonctionnement dynamique du circuit est donc un élément important dans notre approche d'expertises de circuits VLSI.

Nous avons présenté l'émission de lumière d'un transistor MOS en conduction traversé par un courant. Cet événement arrive lors de la commutation d'une porte CMOS. Il y a donc potentiellement l'opportunité par ces techniques d'imager dynamiquement un circuit intégré en fonctionnement et donc d'établir des cartographies spatio-temporelles. C'est ce qui a été utilisé par le système PICA dont voici une brève présentation.



Figure 23 : Le système IDS PICA.

En 1996, Jeff Kash et Jim Tsang de IBM ont développé une nouvelle technique optique pour l'émission de lumière dynamique, appelée PICA (Picoseconde Imaging Circuit Analysis) [KAS96]. Une telle technique visait à satisfaire les demandes concernant la résolution spatiale submicronique, la résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde, et de l'imagerie à travers le substrat de silicium. Cette technologie exploite l'émission de photons lors de commutations de transistors CMOS. Le détecteur PICA enregistre le temps (t) et la position (x, y) de chaque photon et en fournit le listing. Récemment, NPtest a introduit un outil commercial (Figure 23) basé sur la technique PICA [TSA00]. Un des détecteurs de lumière disponible dans le commerce utilise le principe de comptage de photon unique [HUN96]. Le photomultiplicateur constitue une des parties importantes du détecteur dans le système PICA, dont le fonctionnement et les caractéristiques seront détaillés dans le troisième chapitre consacré à l'optimisation de ces techniques dans la cadre de l'analyse de défaillance.

VI. CONCLUSION

L'utilisation de méthodes d'analyse de défaillance conventionnelles est devenue inefficace, dans certains cas, à cause de la réduction des tailles et de l'augmentation des niveaux d'interconnexions qui empêchent l'accès et le test d'un unique transistor. Afin de surmonter cet obstacle, la dernière décennie a permis le passage des méthodes mécaniques et électriques (test sous pointes et test par faisceau d'électrons) vers des approches basées sur les phénomènes optiques favorisant le développement de la technique émission de lumière. De nos jours, un grand nombre de défauts sont liés à la propagation du signal à l'intérieur du circuit intégré. Leur localisation et leur analyse impose l'accès à l'analyse dynamique et donc à la nécessité de mesurer les signaux à l'intérieur des circuits intégrés sans avoir recours à un accès mécanique. Ce besoin a donné naissance à la concurrence et à la complémentarité de nouvelles techniques optiques basées sur le laser et l'émission de lumière.

L'émission de lumière dynamique étant par nature une technique non invasive, nous l'avons privilégiée dans ce travail de thèse. Elle se réalise avec un détecteur spatio-temporel permettant d'établir des cartographies dynamiques qui regroupent l'intérêt des cartographies pour des utilisateurs ne disposant pas des informations de conception et l'intérêt des mesures temporelles donnant une information en tout point du circuit sur le fonctionnement de celui-ci.

Notre travail de thèse portera donc sur l'amélioration de ces techniques pour l'application en analyse de défaillance. Cela nécessite une bonne compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et de la façon dont nous pouvons les exploiter. C'est l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE 2 :

PHYSIQUE DE L'EMISSION DE LUMIERE DANS LES TRANSISTORS MOSFET EN COMMUTATION

I. INTRODUCTION

Nous avons vu au chapitre précédent que l'émission de lumière dynamique présentait les avantages suivants :

- non invasive
- analyse possible par la face arrière
- cartographie dynamique

Cette émission de lumière va donc nous permettre de juger de la présence ou de l'absence de commutations, du retard ou de l'avance d'un signal et plus généralement de toute anomalie générant une modification de la cartographie dynamique.

Nous verrons dans ce chapitre que la quantité de photons et leur distribution énergétique et temporelle joue un rôle clef. En effet, d'autres phénomènes émissifs sont largement utilisés en analyse de défaillance. Il est donc important de les classer et de les identifier pour ne pas les confondre avec les phénomènes qui nous intéressent. Pour cela, les fondements physiques de l'émission de lumière dans les transistors MOSFET en commutation seront abordés, et plus particulièrement, nous nous focaliserons sur le phénomène des électrons chauds et l'émission de lumière induite.

A partir de ces études et après compilation de données et modèles existants, nous étudierons successivement la distribution énergétique puis la distribution temporelle de cette émission. Ensuite nous nous intéresserons plus particulièrement à l'enveloppe temporelle et à la composition spectrale de cette émission. Le but étant d'être capable à terme d'utiliser cette

connaissance théorique pour différencier une transition « normale » ayant des signatures temporelles et spectrales prévues de transitions anormales.

II. PHYSIQUE DES PORTEURS CHAUDS DANS LES TRANSISTORS MOSFET

Le phénomène des porteurs dans les transistors MOSFET constitue une source d'émission inconnue et complexe à expliquer puisqu'elle met en jeu plusieurs mécanismes physiques qui découlent directement des complexités imposées par les circuits actuels. De plus, nous verrons par la suite que la thermalisation de ces porteurs qualifiés de « porteurs chauds » est une des principales sources d'émission du MOSFET en commutation. Les travaux menés sur les électrons chauds, leur quantification et leur caractérisation sont une précieuse source d'informations pour caractériser l'émission de photons de MOSFET en commutation. Donc, pour mieux cerner l'émission de lumière par porteurs chauds dans les transistors MOSFET, il est primordial d'en étudier la physique.

II.1. LES PORTEURS CHAUDS DANS LES TRANSISTORS MOSFET

Dans un semi-conducteur, des porteurs chauds peuvent être créés par diverses méthodes. Par absorption de photons : l'absorption d'un photon avec une énergie bien supérieure à l'énergie de la bande interdite peut générer des porteurs chauds (un électron chaud et un trou chaud simultanément). L'autre méthode pour créer des porteurs chauds, qui constitue le moyen le plus intéressant, est l'addition d'une énergie cinétique à un porteur libre déjà existant. C'est le cas dans le canal d'un transistor MOSFET en saturation.

II.1.1. Principe

Dans un transistor MOSFET, lorsque la tension de grille est supérieure à la tension de seuil, une couche d'inversion (le canal) se crée entre le drain et la source. Si la tension de drain du transistor augmente, la zone de déplétion autour du drain va neutraliser la couche d'inversion et pincer le canal à côté du drain (*pinch off*). Il se crée une zone de charge d'espace due au

pincement du canal et du drain (*Figure 24*). Le champ électrique, qui est très important dans cette zone, permet de générer, par accélération, des porteurs chauds (électrons chauds ou trous chauds).

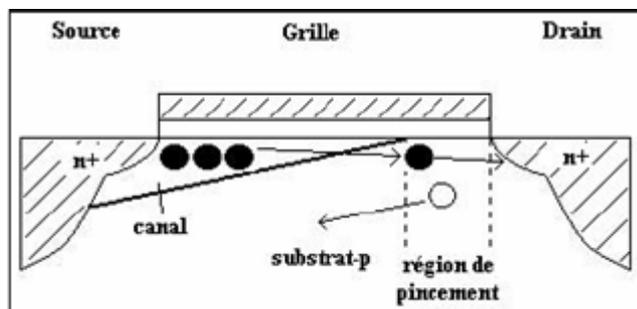


Figure 24 : Transistor nMOSFET en saturation.

Un porteur chaud est donc défini par une énergie cinétique plus importante que celle attendue d'un porteur à la température du réseau cristallin. Un électron chaud, par son énergie, occupe donc un état de la bande de conduction bien au-dessus de la bande de conduction minimale dans la structure de bande du silicium, comme le montre la *Figure 25* (cas a, b et d). De la même manière, un trou chaud occupe un état de la bande de valence bien inférieur à la bande de valence minimale.

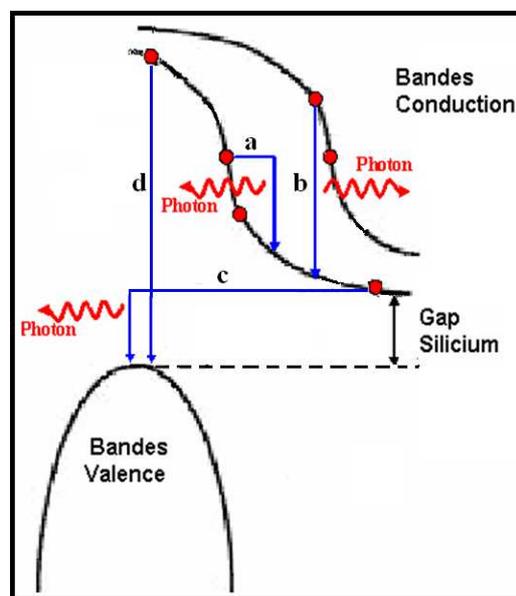


Figure 25 : Types de transition dans le silicium.

Le résultat de ce gain d'énergie se répercute sur les différents niveaux supérieurs de la bande de conduction (*Figure 25* cas a et b). En effet, ces niveaux sont vides en l'absence de champ électrique et se remplissent sous l'effet de ce dernier. Donc, les porteurs chauds générés dans les MOSFET saturés apparaissent à des niveaux de la bande de conduction et de valence généralement non fréquentés.

II.1.2. Le champ électrique dans le canal d'un transistor MOSFET

Ainsi, la présence d'un fort champ électrique dans la région de pincement du canal d'un transistor MOSFET en saturation favorise la création de porteurs chauds. Par conséquent, la distribution énergétique de porteurs chauds va dépendre du champ électrique, comme nous le constaterons ultérieurement lors de l'étude physique des phénomènes de transport et de distribution des porteurs chauds.

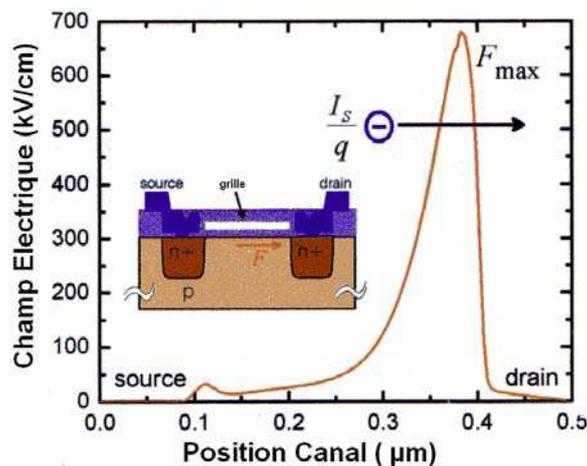


Figure 26 : Intensité du champ électrique le long du canal d'un transistor MOSFET en saturation.

Néanmoins, la *Figure 26* indique la forme et l'influence du champ électrique sur les porteurs dans le canal d'un MOSFET lorsque le transistor est en saturation. Le champ maximal, près de la diffusion du drain, augmente l'énergie du porteur dans le silicium. Cette énergie est fournie par accélération du porteur grâce au champ électrique. Si l'on considère le champ électrique F , l'énergie cinétique est qFd , où q représente la charge du porteur, et d la distance entre deux chocs consécutifs d'une charge sous l'influence du champ électrique. Quand la charge mobile entre en collision avec le réseau, une impureté ou une autre charge, elle perd cette énergie acquise et recommence encore à acquérir de l'énergie tant que le champ électrique existe. Par exemple, le libre parcours moyen étant typiquement de quelques

centaines d'angströms pour le silicium, un électron peut acquérir une énergie de l'ordre de 1 eV, entre chaque événement d'interaction avec des temps de l'ordre de la picoseconde, dans le canal conducteur d'un transistor nMOSFET sous un champ électrique de 10^5 V/cm. Ce phénomène crée des transitions de courant de durée 10 – 100 ps qui apparaissent lors des commutations des composants MOSFET submicroniques.

L'équation 2 identifie les paramètres clés intervenant dans l'expression du champ électrique, un calcul détaillé sur l'expression du champ électrique est détaillé en annexe 1.

$$F_{\max} = \frac{V_{DS} - V_{DS}^{sat}}{l} \quad (2)$$

L'équation 2 montre que le champ électrique maximal dans la région de saturation du canal du transistor (*pinch off*), peut être déterminé à partir de la tension qui existe dans la région de saturation ($V_{DS} - V_{Dssat}$) et une dimension équivalente l représentant une part de saturation dans le canal.

II.1.3. Le courant de substrat

Un des phénomènes engendrés par les porteurs chauds est l'apparition d'un courant appelé courant de substrat qui est dû à l'ionisation par impact. C'est un phénomène strictement corrélé avec la distribution des porteurs chauds dans les transistors.

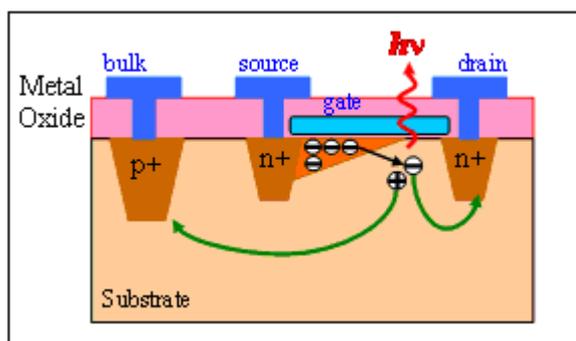


Figure 27 : Durant leur accélération dans le canal, les électrons chauds peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour créer une paire électron-trou due à de l'ionisation par impact.

En effet, accélérés dans le canal, les porteurs peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour créer une paire électron-trou par l'ionisation par impact des atomes du cristal (Figure 27). Le

courant de substrat représente un bon indicateur sur l'énergie cinétique des porteurs dans les MOSFET [BUD95], plusieurs modèles de fiabilité utilisent directement la corrélation entre la dégradation et le courant de substrat pour prédire la durée de vie du composant [HU85]. Des modèles et des simulations de type Monte Carlo ont été entrepris afin d'obtenir la distribution en porteurs chauds et donnent une description détaillée du courant de substrat. Un modèle compact intéressant a été développé par Chan et al. dans les années 80 [CHA84/85].

Cependant, comprendre la relation qui lie les paramètres électriques et l'émission d'un MOSFET nécessite la prise en considération des phénomènes physiques des porteurs chauds lors de leur transport dans le canal du transistor.

En effet, la quantité et l'énergie des photons émis d'un transistor MOSFET en saturation, dépendent de la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds. Cependant, pour avoir des informations concernant la fonction de distribution de porteurs chauds, des résultats dérivés de simulations de Monte Carlo [FIS95], incluant plusieurs phénomènes d'interaction des porteurs lors de leur transport dans le canal, ont été établis afin d'obtenir des propriétés électriques dans le MOSFET silicium de différentes dimensions.

II.2. TRANSPORT ET DISTRIBUTION

Le gain et la perte d'énergie des porteurs chauds dépendent des paramètres physiques et électriques du composant. Au travers de ces paramètres, le transport des porteurs dans les semi-conducteurs peut être représenté par une distribution énergétique des porteurs. Cette dernière peut être considérée comme un intermédiaire dans la compréhension de phénomènes émissifs observés et l'activité interne régnant dans le composant.

En effet, le manque d'information concernant la distribution en énergie des porteurs constitue un élément non maîtrisé et un obstacle majeur dans la compréhension physique des phénomènes liés aux porteurs chauds. Dans le passé, le transport des porteurs chauds dans le silicium fut l'objet d'une compréhension incomplète des phénomènes physiques impliqués. De plus, l'apparition de nouveaux phénomènes introduits par les composants de faibles dimensions complexifie le problème. Néanmoins, le but de ce paragraphe est de spécifier les phénomènes physiques que subissent les électrons pendant leur transport dans le canal d'un transistor MOSFET. Des données bibliographiques utilisant des simulations physiques nous permettront de caractériser la fonction de distribution des porteurs chauds afin d'évaluer la

gamme d'énergies cinétiques que possèdent les porteurs chauds pendant leur transport dans le canal sous l'influence du champ électrique.

II.2.1. Problématique

Plusieurs éléments physiques interviennent lors du transport des électrons dans les composants silicium. Certains de ces éléments sont évidents, comme les équations de transport de *drift-diffusion* ou la prise en compte d'une structure de bande correcte, mais d'autres restent complexes à déterminer, tels que les phénomènes de collision. En effet, jusqu'à présent, il n'était pas indispensable d'avoir une compréhension approfondie sur le transport des électrons dans les composants semi-conducteurs, étant donnée l'équation générale de *drift-diffusion* :

$$J_n = nq\mu_n + qD_n \nabla_n \quad (3)$$

Cependant, pour les composants avancés, la situation est différente. En effet, dans les composants de faibles dimensions, μ_n et D_n ne sont plus des paramètres qui dépendent du matériau et du champ électrique, ils sont plutôt dépendants de la physique microscopique, de la structure du composant et même des conditions de polarisation.

L'évaluation de la distribution des porteurs chauds, pour les composants conventionnels, dépend essentiellement du champ électrique et des phénomènes de collision qui sont provoqués lors du transport des électrons dans le canal.

Comme nous l'avons vu précédemment, un porteur chaud est défini comme un porteur libre ayant une énergie cinétique considérable par rapport à celle attendue à la température de l'environnement cristallin qui l'entoure. Ainsi, lorsque le porteur interagit ou est dispersé par le réseau ou d'autres porteurs, une distribution en énergie des porteurs est établie, montrant le rôle de chaque interaction pour l'établissement d'un état d'équilibre thermique.

Des calculs théoriques peuvent générer des distributions détaillées sur les énergies des porteurs dans le transistor MOSFET sous des conditions normales de polarisation. Les accords entre différents modes théoriques sont actuellement assez bons pour établir des conclusions générales [FIS95]. Cependant, pour avoir une représentation assez grossière de la distribution en énergie des porteurs lors de leur transport dans un canal d'un transistor MOSFET, il est nécessaire d'évaluer les impacts qu'introduit chaque mécanisme d'interaction

puisque les porteurs chauds peuvent émettre de la lumière à travers les interactions avec les phonons, les impuretés ou les autres porteurs.

Il existe plusieurs mécanismes de collision qui modifient le vecteur d'onde de l'électron et dans certains cas aussi son énergie, autrement dit qui donnent lieu à une interaction avec l'électron. Ils correspondent à des écarts par rapport à une périodicité parfaite du réseau des ions. On évitera de cataloguer toutes les interactions possibles, pour se focaliser seulement sur les phénomènes par ionisation par impact, par phonons et par d'autres porteurs (effets coulombiens), puisqu'ils représentent les principales interactions intervenant dans le transport des porteurs chauds. En effet, l'objectif est d'identifier les phénomènes d'interaction des électrons pendant leur transport et leur impact sur la distribution en énergie. Nous verrons par la suite que les connaissances acquises sur la distribution en énergie des porteurs chauds, nous ont permis de conclure qu'elle influence fortement le spectre d'émission induit.

II.2.2. Les interactions électron – phonon

Une des interactions qui influence la distribution en énergie des électrons est caractérisée par les collisions que subissent les électrons avec le réseau pendant leur transport. L'interaction par les vibrations de réseau est le résultat d'atomes du cristal qui ne sont pas rigoureusement fixés en un arrangement périodique, mais qui subissent par rapport à leurs positions d'équilibre des oscillations dont l'amplitude croît avec la température. Ces déviations donnent lieu à une diffusion des électrons qui dépend de la température. L'interaction d'un électron avec un phonon est une dispersion inélastique dans laquelle l'énergie de l'électron n'est pas conservée. Nous ne donnerons pas ici de traitement détaillé de l'interaction électron - phonon et nous nous limiterons à l'évaluation de la distribution en énergie des électrons après une interaction.

Une comparaison de plusieurs modèles récents pour le transport des électrons dans le silicium introduit un taux pour expliciter l'intégralité des mécanismes d'interaction par phonon. Les résultats exposés suggèrent les conclusions suivantes : tous les modèles convergent et donnent une description similaire du taux d'interaction électron - phonon de la bande de conduction sur une large gamme d'énergie (jusqu'à 5 eV) et donnent lieu à des similitudes en termes de distribution en énergie des électrons, comme l'affiche la Figure 28, pour des forts champs électriques. Les modèles ne donnent pas le même spectre pour les énergies élevées (au-dessus

de 3 eV). Ces différences (Figure 28) s'expliquent par le caractère indissociable du taux d'ionisation par impact pour les énergies élevées, qui sera discuté ultérieurement.

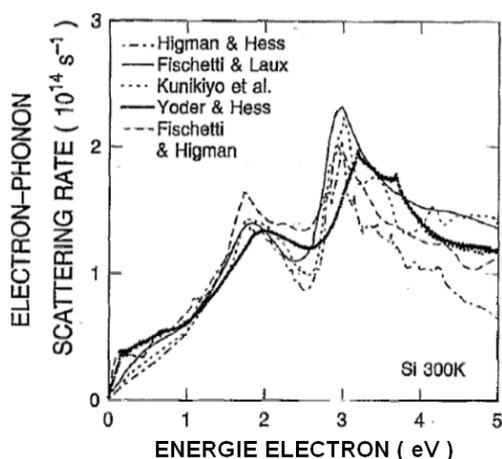


Figure 28 : Taux total d'interactions électron – phonon dans le silicium à 300K fourni par des modèles à partir de calculs de type Monte Carlo [FIS95].

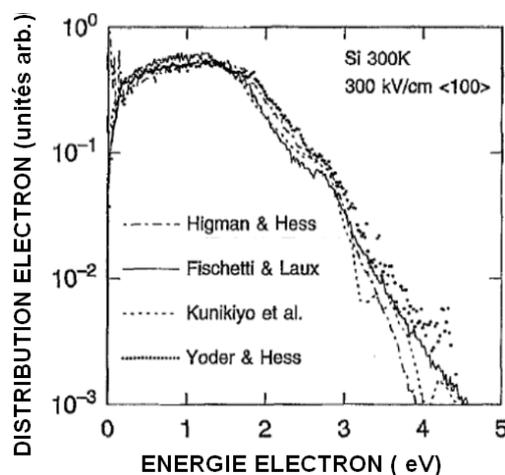


Figure 29 : Distribution énergétique des électrons obtenus pour des simulations à des champs de 300 kV/cm, en utilisant le taux d'interaction électron – phonon de gauche [FIS95].

En conclusion, les distributions à 300K de la Figure 29, relatives à un champ homogène de 300 kV/cm, aboutissent au même accord. Pour de basses énergies (1eV), on peut s'attendre à une distribution d'électrons assez uniforme correspondant à des taux d'interaction électron-photon linéaires dans cette zone.

II.2.3. Les interactions par ionisation par impact

En régime de saturation, les électrons qui pénètrent dans la zone dépeuplée sont accélérés par le champ électrique et certains d'entre eux acquièrent suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser par impact un atome du réseau.

En effet, l'ionisation par impact ou par choc apparaît pour des champs électriques intenses. Lorsqu'un électron dérive dans un solide sous l'effet d'un champ électrique, celui-ci gagne de l'énergie cinétique et la transmet au cristal par le biais des nombreux chocs qu'il effectue avec les atomes du réseau. Ce processus assure la dissipation thermique de l'énergie potentielle perdue par les électrons (L'énergie cinétique et l'impulsion sont conservées au cours de collisions entre électrons). Cependant, si le champ électrique est suffisamment intense, certains électrons de la bande de conduction peuvent acquérir une énergie telle que leur

impact sur un atome du réseau cristallin aboutit à la rupture d'une liaison de valence. On obtient donc deux électrons dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. Ce processus peut devenir cumulatif dans le cas de champs extrêmement intenses et conduire au phénomène d'avalanche. Les trous générés par l'ionisation peuvent emprunter différents chemins et contribuer au courant de substrat (Figure 30).

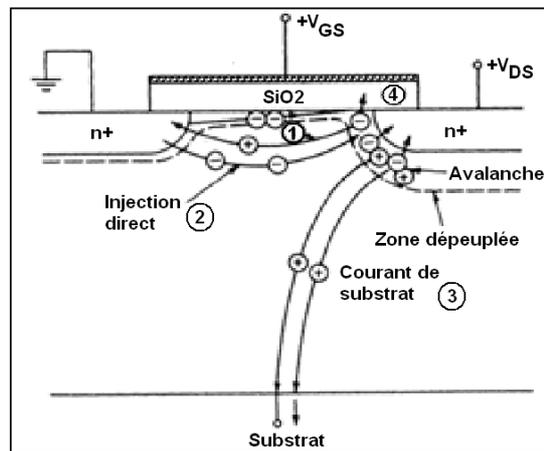


Figure 30 : Porteurs générés par ionisation par impact à la jonction canal - drain et les différentes composantes de courants parasites.

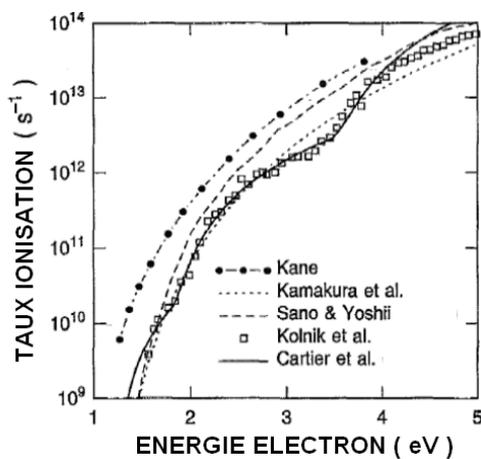


Figure 31 : Comparaison des taux d'ionisation par impact dans le silicium à 300K fournis par des modèles à partir de calculs de type Monte Carlo [FIS95].

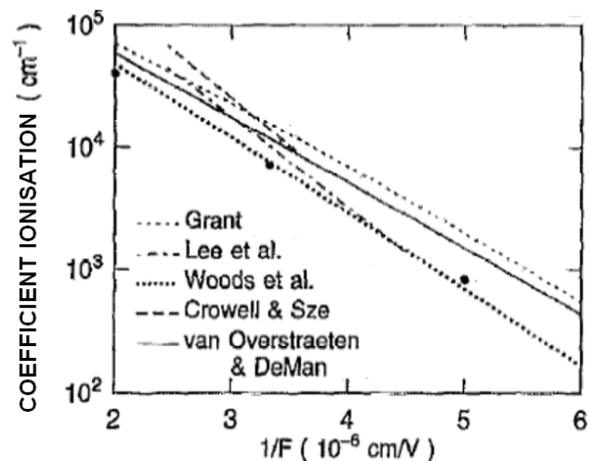


Figure 32 : Coefficient d'ionisation (pour le silicium à 300K) en fonction de l'inverse du champ électrique obtenu en utilisant le modèle de transport dans [FIS95].

La Figure 31 et la Figure 32 exposent les coefficients d'ionisation par impact en fonction du champ électrique et de l'énergie des porteurs. La Figure 33 représente la fonction de distribution en énergie des porteurs en considérant le taux d'ionisation calculé par les modèles de simulation.

Les modèles sont en accord pour les énergies de porteurs inférieures à 3 eV. La discordance concernant les fortes énergies (tracé Keldysh sur la Figure 33) est essentiellement due à la considération des effets de « feedback » d'un processus d'ionisation par impact. En effet, lorsqu'un électron arrache une paire électron - trou à la bande de valence, la création d'un électron secondaire en plus de l'électron responsable augmente le nombre de porteurs dans la jonction canal – drain. Certains modèles prennent donc en compte les électrons secondaires générés par le processus d'ionisation par impact en les incluant lors de la détermination de la distribution.

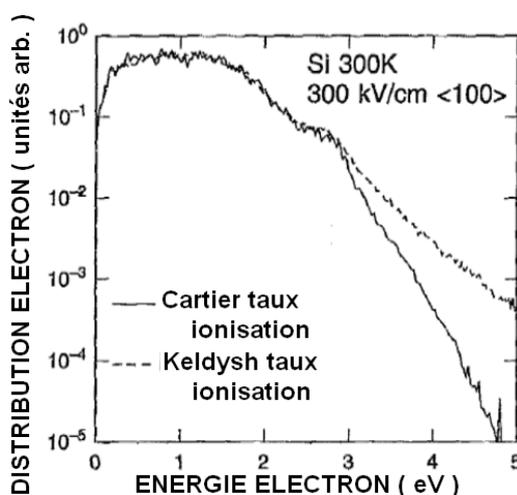


Figure 33 : Distribution énergétique des électrons obtenus pour des simulations à des champs de 300 kV/cm, en utilisant le taux d'ionisation de type Keldysh employé dans le passé et le taux donné dans [\[FIS95\]](#).

Cependant, les interactions par phonon prédominent pour les fortes énergies et empêchent la contribution des effets des électrons secondaires sur la distribution. Les phénomènes d'ionisation et d'interaction par phonon mettent en évidence des calculs complexes lorsqu'il s'agit de déterminer le taux relatif à chacun pour la détermination de la fonction de distribution. De plus, pour les fortes énergies, il est difficile de dissocier les interactions par phonon du processus d'ionisation par impact. Ainsi, les différents modèles incluent ces deux principales interactions lors du calcul de la fonction de distribution.

II.2.4. Les interactions électron - électron (coulombiennes)

L'interaction électron - électron représente un des phénomènes de dispersion risquant de devenir prépondérant lors du transport dans le canal d'un transistor et pouvant apporter une contribution significative à la fonction de distribution en énergie de porteurs. Cette

contribution sera d'autant plus importante lorsque les composants de faibles dimensions seront considérés.

En effet, l'interaction de deux électrons peut être caractérisée par deux composantes ; les interactions qualifiées de SEE (Short range Electron Electron), qui impliquent des interactions entre deux électrons voisins se situant à de faibles distances, et les interactions qualifiées de PEE (Plasmon long range Electron Electron) qui sont le résultat d'une interaction entre un électron et les excitations collectives d'un plasma d'électrons (Dans un transistor, il s'agit de l'interaction d'un électron du canal avec les électrons du drain). Les oscillations du plasma ne sont pas des excitations extérieures au système électronique, étant donné qu'un électron transfère son vecteur d'onde et son énergie au plasma, l'énergie et le moment sont ensuite redistribués parmi les porteurs et non perdus dans l'environnement thermique, comme c'est le cas des interactions par phonons.

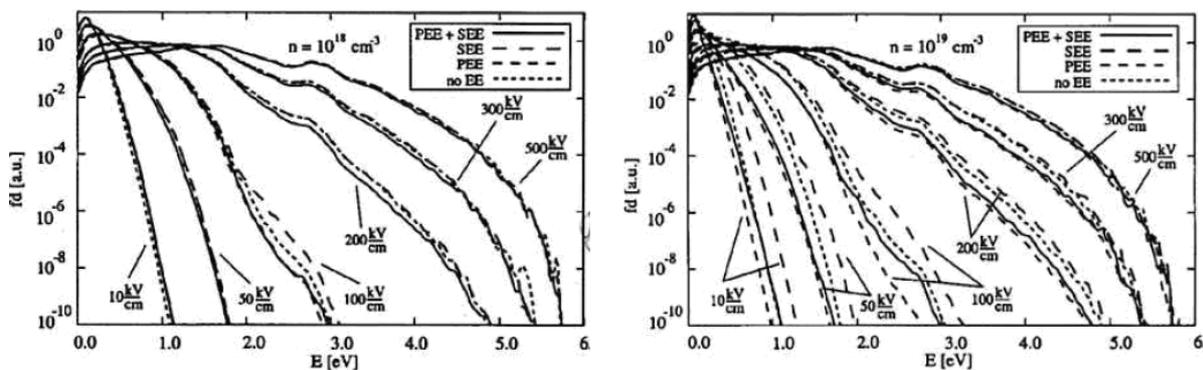


Figure 34 Distribution en énergie des électrons obtenus sur substrat pour différentes valeurs de champs électriques avec et sans interactions coulombiennes. La figure de gauche est obtenue en considérant une concentration de $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et la figure de droite avec une concentration de $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [MIE01].

Les effets de l'interaction entre électrons sur la distribution énergétique ont été établis en considérant des approches du type Monté Carlo [FIS95, MIE01]. Pour connaître l'impact des interactions coulombiennes sur la distribution en énergie, il est primordial de considérer les paramètres clés, à savoir la concentration en électrons et le champ électrique. La Figure 34 met en évidence les résultats de distribution obtenus pour des champs électriques divers et pour deux concentrations typiques. Et afin de distinguer les effets dispersifs de SEE et PEE et jauger l'influence de chacun sur la distribution en énergie des électrons, pour chaque valeur de champ électrique, quatre distributions sont calculées en considérant les différents cas, à savoir : pas d'effet coulombien, uniquement les effets SEE, uniquement les effets PEE et enfin la conjugaison des deux : SEE + PEE.

On remarque que les effets coulombiens sont faibles mais augmentent significativement avec la concentration en électrons, d'où une forte probabilité de dispersion en faveur de l'interaction entre électrons lorsque la densité en électrons augmente.

Dans les composants que l'on pourrait qualifier de technologie non agressive, les interactions de type coulombien entre les électrons jouent un rôle mineur dans la distribution en énergie des électrons par rapport aux interactions par phonons et impuretés. Des exemples montreront le faible impact de ces interactions sur la distribution lorsqu'il s'agit de composants de dimensions conventionnelles, mais une remise en question des interactions électron – électron sur la fonction de distribution est envisageable lors de la considération des technologies de faibles dimensions.

Ainsi, la considération de tous les phénomènes de collision intervenant lors du transport des porteurs chauds permet d'établir une distribution en énergie dans le canal d'un transistor MOSFET.

II.2.5. Distribution dans le transistor MOSFET

La Figure 35 et la Figure 36 sont établies en considérant les différents phénomènes (vus ci-dessus) qui interviennent lors du transport des porteurs dans un transistor MOSFET en saturation.

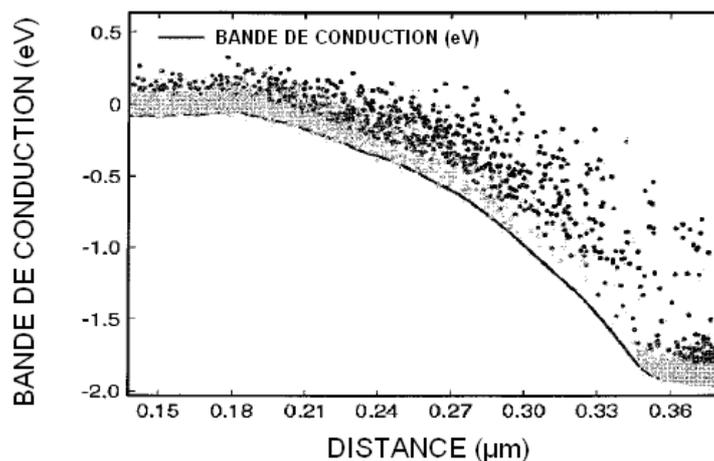


Figure 35 : Dépendance de la position dans le canal de l'énergie de la bande de conduction et l'énergie cinétique des électrons dans n-FET de 0,15 µm [FIS95].

La distribution en énergie des porteurs dans un MOSFET sous des conditions normales de polarisation peut être théoriquement extraite. Fischetti et al [FIS95] ont calculé la distribution en énergie des électrons pour un nMOSFET saturé de technologie submicronique (0,15 µm de

longueur de canal effective, $V_{DS}=3,4$ V et $V_{GS}=1$ V). La Figure 36 montre les calculs Monte Carlo de la distribution moyenne en énergie des électrons en fonction de la position du canal entre la source et le drain du transistor. Les points situés au-dessus de la bande de conduction indiquent les énergies des particules simulées dans le canal, sous les mêmes conditions de polarisation, comme défini précédemment. Les électrons, dans la partie de faible champ électrique du canal, à savoir près de la source ($x < 0,2$ μm), ont un excès d'énergie de moins de 0,2 eV et sont décrits par une température $T_E < 3000$ K. Les champs électriques intenses existent entre la fin du pinch off et le drain ($0,27 < x < 0,35 \mu\text{m}$) quand le nMOSFET est en saturation.

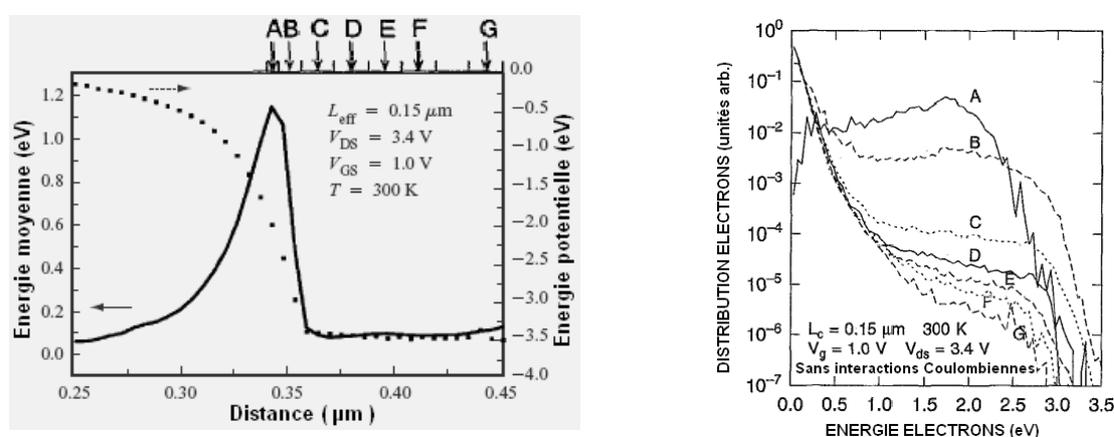


Figure 36 : Distribution en énergie des électrons collectée par chaque pas (A-G) [FIS95].

Pour comparaison, la Figure 37 et la Figure 38 affichent la distribution en énergie sur le même transistor en incluant les effets coulombiens. Bien qu'une augmentation du champ électrique soit constatée dans la région de saturation du canal, la Figure 38 montre que les effets coulombiens n'ont pas d'influence notable sur la distribution en électrons en ce qui concerne les transistors pour la dimension considérée.

De ces constats, on peut dire que pour les composants conventionnels, à savoir les composants ayant une longueur de canal effective $L_{\text{eff}} \geq 0,15$ μm ($V_{DD} \geq 1$ V), la distribution dépend essentiellement du champ électrique et donc des tensions d'alimentation (comme l'indique la Figure 34).

Néanmoins, ces résultats, obtenus de simulations physiques, explicitent la complexité du calcul de la distribution en énergie des porteurs lorsqu'il s'agit d'avoir une approche théorique

du phénomène. D'où la nécessité d'avoir plus d'informations expérimentales en prenant en compte les différentes approches de la technique par émission de lumière.

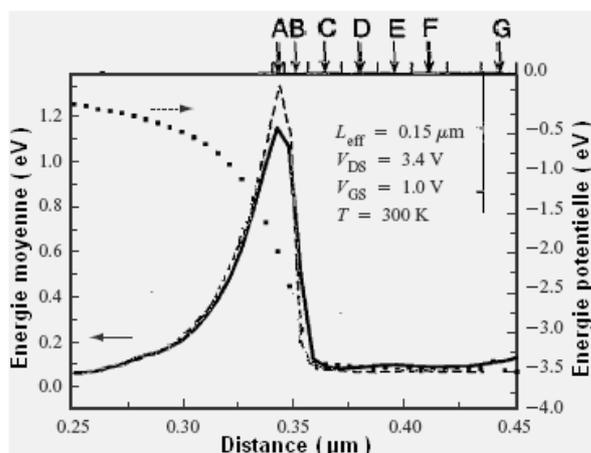


Figure 37 : Dépendance de la position dans le canal de l'énergie de la bande de conduction et l'énergie cinétique des électrons dans n-FET de $0,15 \mu\text{m}$ en prenant en compte les effets coulombiens [FIS95].

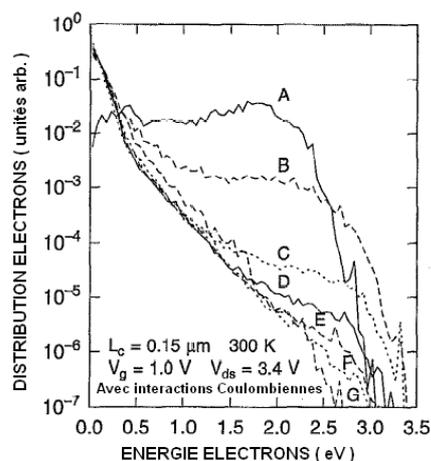


Figure 38 : Distribution en énergie des électrons collectée par chaque pas (A-G) en incluant les effets coulombiens [FIS95].

L'évaluation de la distribution en énergie des porteurs chauds lorsque les différentes collisions sont considérées confirme l'influence majeure du champ électrique sur l'énergie des porteurs. Pour l'émission de photons, cette distribution fournit des informations importantes, notamment en ce qui concerne l'énergie et la quantité de photons susceptibles d'être émis. De ce fait, pour compléter l'étude, on va s'intéresser tout d'abord aux processus d'émission qui thermalisent la distribution en énergie des porteurs chauds. Ensuite, selon les résultats obtenus sur les distributions précédemment citées, on va aborder l'émission de photons en considérant les paramètres physiques (géométriques et électriques) qui influencent le champ électrique et la quantité de porteurs (dopage).

III. L'EMISSION DE PHOTONS DANS LES TRANSISTORS MOSFET EN COMMUTATION

Le fonctionnement dynamique du circuit CMOS est le siège d'une émission de lumière dynamique dont nous pouvons étudier la forme et le spectre pour différents paramètres variables, telles que les tensions d'alimentation. Lorsqu'une émission est perçue, s'agit-il d'un fonctionnement normal ou défaillant ? En s'appuyant sur les phénomènes physiques vus

précédemment, l'aspect temporel et spectral, le nombre de photons collectés contribuent à y répondre et c'est pour cela que nous allons étudier ces aspects.

III.1. L'EMISSION DE PHOTONS DANS LES MOSFET

Avant d'aborder les différents aspects de l'émission de lumière dans les transistors MOSFET, il est nécessaire de connaître au préalable comment, à partir des porteurs chauds, les photons sont créés et quels sont les mécanismes mis en jeu. Ces remarques vont nous permettre de compiler les informations théoriques avec l'émission de photons pour en ressortir les paramètres qui lient la physique à l'émission de photons.

III.1.1.Principe

Nous avons vu que l'énergie cinétique élevée d'un porteur chaud le place à des niveaux énergétiques supérieurs dans la bande de conduction pour les électrons et dans la bande de valence pour les trous. Ces états, hautement énergétiques, introduisent la possibilité d'une émission de photons par la transition vers un état bas de la bande de conduction pour les électrons et pareillement pour les trous.

En effet, les porteurs de forte énergie se thermalisent vers les états de faible énergie selon un processus microscopique qui peut générer des photons. Quelques photons sont réabsorbés dans le substrat avec la création possible d'une paire électron-trou. Alors que les trous donnent une faible contribution additionnelle au courant de substrat, les électrons vont soit se recombiner soit diffuser vers le drain. Les photons non absorbés dans le substrat ou dans les couches qui couvrent la région émissive s'échappent du composant et peuvent être détectés par des instruments adaptés. Le porteur chaud aboutit donc à un état final de faible énergie cinétique, accompagné par l'émission d'un photon qui contient la plupart de l'énergie cinétique perdue, et en fonction de sa position, le porteur peut recommencer à acquérir de l'énergie cinétique tant qu'un champ électrique existe. Ainsi cette émission est localisée près du drain où un champ maximal est présent selon l'équation 2 (Figure 39).

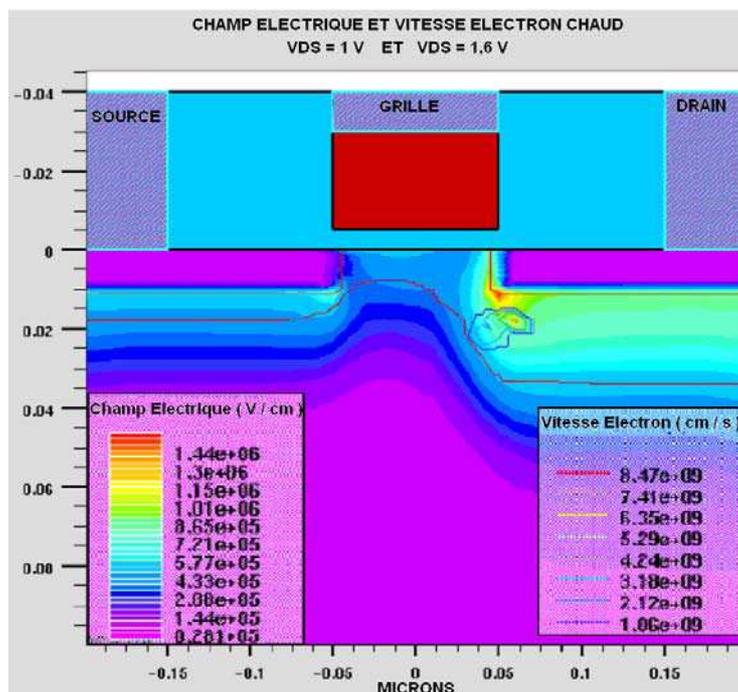


Figure 39 : Localisation de l'émission des porteurs chauds sur un transistor nMOSFET à partir d'une simulation 2D. Le champ électrique et la vitesse de saturation sont indiqués pour des conditions d'alimentation ($V_{DS}=1,6V$ et $V_{GS}=1V$).

III.1.2. Mécanismes physiques d'émission

L'émission d'un photon est due à une relaxation d'un électron hautement énergétique. Plusieurs types de transitions optiques impliquant des porteurs à l'état ou non d'équilibre thermique peuvent produire des émissions dans le visible ou dans le proche infrarouge. Les calculs quantitatifs de la manière dont les porteurs chauds peuvent émettre de la lumière dans les MOSFETS ont été étudiés par plusieurs groupes. Cependant, comme nous l'avons vu, les distributions calculées des porteurs chauds sont généralement similaires, tandis que des divergences existent sur les détails quantitatifs des transitions optiques. Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer le phénomène d'émission par les porteurs chauds :

- Bremsstrahlung des électrons chauds [TOR87]
- Recombinaison indirecte avec participation de phonon [HER89]
- Transition directe d'un trou dans la même bande [DAS88]
- Dans la bande de conduction, désexcitation spontanée directe ou indirecte d'un électron chaud vers des niveaux d'énergies inférieurs [BUD92]

Il y a deux types importants de mécanismes d'émission de photons dans les semi-conducteurs : la recombinaison radiative (Figure 25 cas c et d) impliquant à la fois les deux types de porteurs (électrons - trous) et la transition radiative dans laquelle est impliqué seulement un type de porteurs (Figure 25 cas a et b).

Le mécanisme inter-bande ($c-v$) qui est dû à une recombinaison de la bande de conduction vers la bande de valence, est quasi inexistant dans le cas de la luminescence par porteurs chauds. Cette probabilité quasi nulle n'est due, tout d'abord, qu'au gap indirect du silicium et ensuite à une forte probabilité d'émission en faveur d'un mécanisme intra-bande. La Figure 40 et la Figure 41 calculées par [BUD92] confirment la domination des mécanismes intra-bandes.

Le mécanisme intra-bande résulte soit d'une émission dans la bande de conduction ($c-c$) soit d'une émission dans la bande de valence ($v-v$). Les mécanismes peuvent être soit en faveur d'une transition directe, dans laquelle un unique photon fournit une énergie en conservant le moment donc le même vecteur d'onde (Figure 25 cas b), soit en faveur d'une transition indirecte, dans laquelle un photon, une énergie et une interaction auxiliaire fournissent le moment donc un vecteur d'onde différent (Figure 25 cas a).

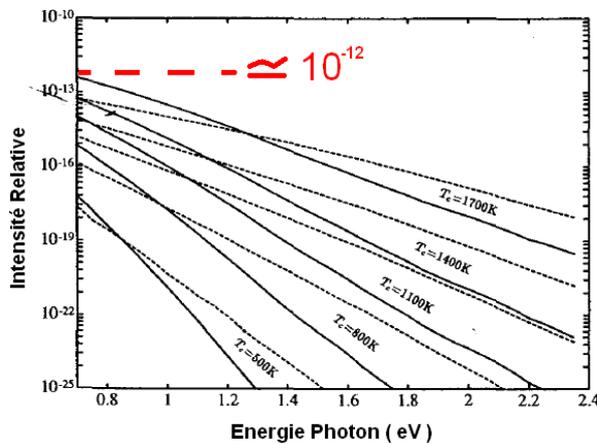


Figure 40 : Spectre d'émission pour des transitions intra-bandes directes (courbe continue) et indirectes (courbe discontinue). Ces spectres sont calculés pour des porteurs de différentes températures.

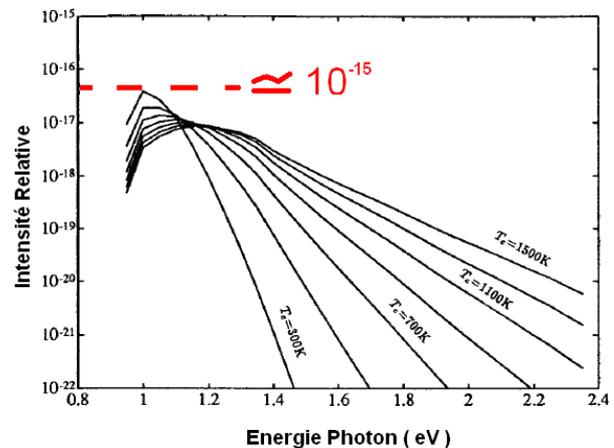


Figure 41 : Spectre calculé pour les radiations PP $c-v$ en fonction de la température des porteurs [BUD92].

Les deux plus importants mécanismes d'émission indirecte dans le silicium sont la participation de phonons (PP) et la participation d'impuretés ionisées (PI), puisqu'ils représentent les mécanismes de collision dominant dans le silicium comme nous l'avons précisé précédemment.

Des travaux antérieurs offrent une description moins générale des mécanismes possibles d'émission de lumière. Par exemple, seules les transitions $c-v$ PP sont considérées pour contribuer à la recombinaison indirecte, et les mécanismes PI sont présumés dominer les transitions indirectes $c-c$ et $v-v$ (les mécanismes PP $c-c$ et PP $v-v$ sont ignorés). De plus, les émissions dues aux transitions directes PI $c-c$ (où $v-v$) sont attribuées à des radiations Bremsstrahlung.

Les premières explications d'une telle émission reposaient sur la théorie du Bremsstrahlung où l'émission d'un photon par perte d'énergie était due à un freinage d'un porteur chaud dans le champ coulombien d'une charge ionisée (Figure 42). Ces explications furent contredites par des expériences. En 1991, Wong et al [WON92] ont rapporté que l'intensité de l'émission de photon dans le transistor nMOSFET ne changeait pas si une électrode auxiliaire décalait la région de fort champ de la fin du canal vers la source. Ce décalage vers le canal impose une densité en impuretés deux fois moindre que celle près du drain, par conséquent une émission de photon liée à une impureté (émission Bremsstrahlung) devrait diminuer de la même quantité. De plus, [BUD92] ont calculé qu'un tel processus est complètement négligeable pour des densités en impuretés inférieures à $5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, tandis que la plupart des photons avec une énergie en dessous de 2 eV sont émis par une transition directe. Cependant, la réduction des technologies s'accompagne d'une élévation en densité de dopage, ce qui pourrait remettre en question la non prise en compte de l'effet du Bremsstrahlung.

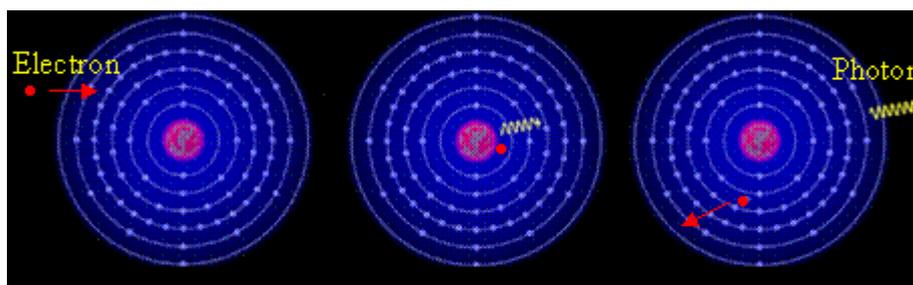


Figure 42 : Emission Bremsstrahlung d'un électron dans le champ coulombien d'un atome ionisé.

Une modélisation du spectre de luminescence a été établie par J. Bude [BUD92] pour les transitions directes et PP $c-c$ pour des températures variant entre 500 et 1700 K (Figure 40). L'intensité de l'émission augmente rapidement avec la température. Les transitions directes $c-c$ sont dominantes pour les faibles énergies alors que les transitions PP $c-c$ dominent pour les photons de fortes énergies. Ces remarques reflètent bien les constats généraux qui affirment

que l'émission due aux transitions directes c-c diminue plus rapidement que celle des transitions indirectes c-c qui sont dues à la contrainte additionnelle imposée par la conservation du moment du cristal.

Finalement les mécanismes d'émission intra bande ayant une forte probabilité d'intervenir pendant une désexcitation d'un porteur sont : une transition directe pour de faibles énergies et une indirecte avec la participation de phonons pour de fortes énergies.

Ces remarques confirment l'influence sur l'émission des interactions précédemment citées lors de l'étude faite sur le transport des porteurs. De plus, les informations incluses dans les distributions identifiées facilitent la compréhension des paramètres liés à l'émission de photons.

III.1.3. Paramètres liés à l'émission de photon

La luminescence dans le transistor MOSFET dépend essentiellement de deux facteurs ; le nombre d'électrons traversant le canal et la probabilité pour que chaque électron émette un photon. Cette probabilité dépend fortement de la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds dans le canal, calculée dans la Figure 34 et la Figure 36. Nous avons vu que le champ électrique constitue un facteur influant fortement sur la distribution en énergie des porteurs chauds. Du point de vue macroscopique, les paramètres agissant sur le champ électrique (équation 2) et intervenant donc dans l'émission de photon sont : les tensions d'alimentation et les dimensions géométriques du composant. Les tensions d'alimentation régulent à la fois le champ électrique selon l'équation 2 et le courant par la tension grille – source (V_{GS}). Les dimensions géométriques imposent leurs contributions au travers de certains paramètres tels que la largeur de grille (W), l'épaisseur de grille (t_{ox}) et la profondeur de jonction (X_j).

Cependant, si on considère une technologie non agressive caractérisée par des dimensions géométriques larges :

- Le courant dans le canal d'un transistor MOSFET, selon l'équation 4, dépend essentiellement de la tension de grille (V_{GS}) qui régule le flux d'électrons et des dimensions de la grille (W/L) qui se comportent comme un gain en courant. En effet, pour les

composants conventionnels, le courant dans le canal (I_{DS}) est fonction de la tension de grille et des dimensions du composant, suivant l'équation :

$$I_{DS} = \mu C_{ox} \left(\frac{W}{L_{eff}} \right) (V_{GS} - V_{TH})^2 \quad (4)$$

Où V_{GS} est la tension appliquée entre la grille et la source, V_{TH} représente la tension de seuil, μ est la mobilité des porteurs, W est la largeur du canal et L_{eff} représente la longueur efficace du canal entre les diffusions de la source et du drain.

- La tension de saturation (V_{DSsat}) dans l'équation 2, dépend de la tension V_{GS} puisque, pour les composants conventionnels, la tension V_{DSsat} peut être déduite de $V_{GS} - V_{TH}$.

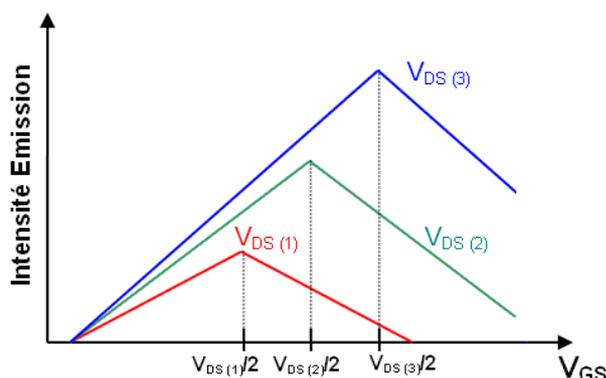


Figure 43 : Forme de l'intensité de l'émission de lumière attendue en fonction des tensions appliquées (V_{GS} et V_{DS}).

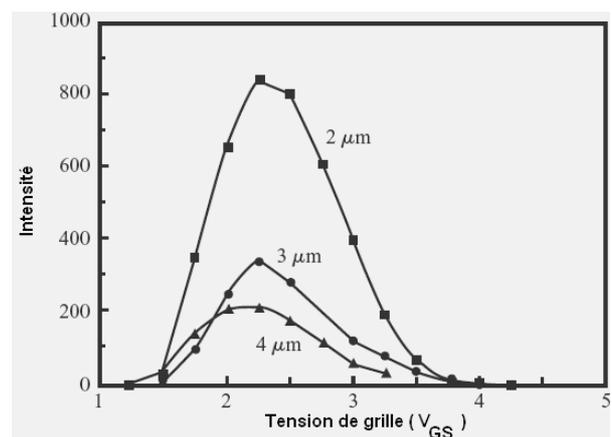


Figure 44 : Dépendance de l'intensité de l'émission en fonction de la tension V_{GS} pour trois longueurs de grilles différentes ($V_{DS}=5V$) [HAW90].

Dans ces conditions, le transistor MOSFET en saturation est caractérisé par une intensité d'émission qui augmente avec V_{DS} . D'autre part, l'intensité de l'émission est une fonction des variations de la tension V_{GS} et du W/L . Donc finalement, le nombre d'électrons présents dans le canal augmente avec V_{GS} , mais l'augmentation de V_{GS} signifie une réduction de $V_{DS} - V_{DSsat}$ dans l'équation 2 impliquant une diminution des porteurs chauds due à l'affaiblissement du champ électrique. Ces constats imposent une intensité maximale de l'émission autour de $V_{GS} = V_{DS}/2$. Ainsi le schéma de la Figure 43 montre la forme de l'intensité de l'émission attendue en fonction de V_{GS} et V_{DS} . La Figure 44 indique l'évolution

de la tension en fonction de la technologie [HAW90]. On remarque que l'intensité de l'émission dépend linéairement du courant dans le composant (V_{GS} , W et L).

Ainsi, si on considère une densité de porteurs constante dans le canal (V_{GS} constant) où une intensité maximale est obtenue ($V_{GS}=V_{DS}/2$), l'intensité de l'émission est essentiellement dépendante de la tension V_{DS} pour une technologie donnée.

Le nombre de photons détectés dans un transistor MOSFET et donc la probabilité de générer un photon dépend exponentiellement de la tension V_{DS} , comme le montre la Figure 45. Ainsi, on remarque que l'intensité de l'émission varie en $\exp(-V_0/V_{DS})$, où V_0 est un paramètre qui dépend de la géométrie du composant et de la mobilité des porteurs. Bien que l'émission mesurée soit fonction de V_{DS} (ou V_{DD}), la variable physique significative est le champ électrique dans le canal. En effet, la dépendance de l'émission par rapport à la tension V_{DS} peut être démontrée en considérant le calcul du champ électrique de l'équation 2. La Figure 46 montre que pour une tension donnée, l'intensité d'émission est plus élevée pour une grille de $0,25 \mu\text{m}$ que pour une grille de $0,6 \mu\text{m}$, démontrant ainsi l'influence majeure du champ électrique dans le canal (résultats en accord avec les distributions en énergie obtenues en fonction du champs électrique).

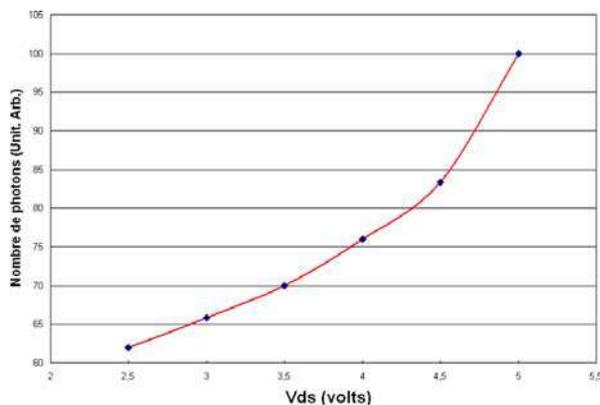


Figure 45 : Nombre de photons émis en fonction de la tension appliquée sur un transistor MOSFET de technologie $0,6 \mu\text{m}$.

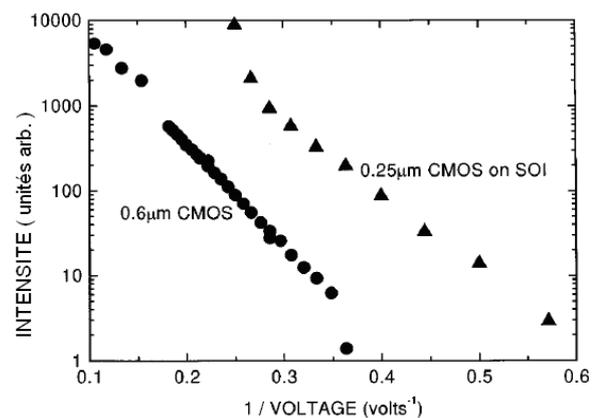


Figure 46 : Intensité de l'émission de lumière en fonction de la tension appliquée (V_{DD}) sur des technologies de $0,6 \mu\text{m}$ et $0,25 \mu\text{m}$ [TSA97].

Maintenant que les paramètres clés influençant sur l'émission, sont identifiés. Il s'agit de les exploiter dans les deux approches que fournies la technique par émission de lumière des transistors MOSFET en commutation.

III.2. CONSIDERATIONS SPECTRALES

Le spectre d'émission de photons a suscité un grand intérêt dans le domaine de l'analyse de défaillance [TOR87, ISH90, KOL92]. Chaque mécanisme de défaillance (dont la cause est liée aux faibles oxydes, effets des porteurs chauds, fuites de jonction, *latch up* ou d'autres problèmes de courant de fuite), est caractérisé par une enveloppe spectrale spécifique [TAO96] (Figure 47).

En s'appuyant sur les données physiques vues précédemment, nous constaterons par la suite que l'approche spectrale peut fournir davantage d'informations sur l'émission et que les données considérées jusqu'à présent sont nécessaires pour aborder l'enveloppe spectrale de l'émission intervenant dans les technologies actuelles.

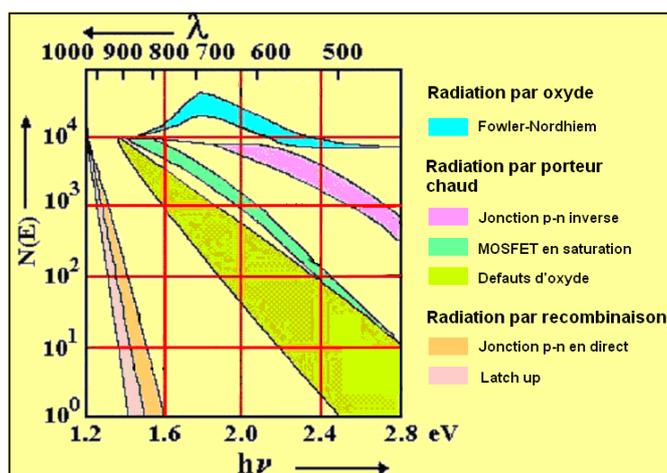


Figure 47 : Spectre d'émission typique de la plupart des défauts [KOL92].

III.2.1. Spectre d'émission versus distribution en énergie des électrons

Afin de confirmer les résultats obtenus à partir des modèles de simulation, plusieurs groupes ont tenté d'établir une corrélation entre les résultats expérimentaux et la distribution en énergie des porteurs (Figure 48). En effet, à partir de la mesure des effets des porteurs chauds dans un MOSFET, la luminescence peut fournir des informations expérimentales détaillées sur la fonction de distribution en énergie des porteurs. Cependant, la déconvolution de la fonction de distribution en énergie des porteurs à partir de la distribution en énergie des photons présente certaines difficultés. Les deux principales difficultés sont le risque de déformation, par la structure du composant, de la distribution mesurée par rapport à celle

émise réellement au niveau de l'activité interne, et une mauvaise considération des processus d'émission de photons.

La fonction de distribution en énergie des photons (spectre d'émission) découle de manière proportionnelle de la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds (Figure 48). Ainsi, l'intérêt de déterminer la fonction de distribution en énergie des porteurs est d'avoir une idée sur l'intervalle dans lequel pourrait se situer le spectre d'émission des photons.

De manière générale, une source d'émission est caractérisée par une quantité de photons dans un spectre de longueur d'onde. La quantité de photons émis par unité de temps est principalement fonction de V_{GS} et des dimensions latérales du transistor, à savoir la largeur de grille (W), alors que l'énergie cinétique des porteurs qui détermine les longueurs d'ondes des émissions est essentiellement due au champ électrique et dépend essentiellement de la tension V_{DS} (où V_{DD}) et de la longueur effective de la zone dépeuplée dans le canal.

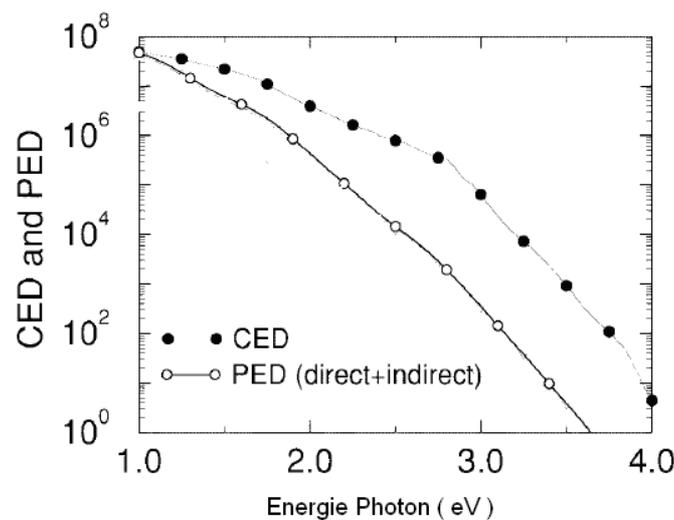


Figure 48 : Distribution en énergie de porteurs (CED « Carriers Emission Distribution ») simulée et distribution en énergie de photons (PED « Photon Emission Distribution ») d'un composant de dimension 0.4 μm à $V_{DD} = 6V$ [SEL98].

Plusieurs informations peuvent être extraites d'une fonction en énergie (porteurs ou photons). L'information principale et explicite d'une distribution est l'intensité en fonction de l'énergie. A partir des représentations affichées dans les paragraphes précédents, les distributions sont caractérisées selon deux parties distinctes.

La première englobe une quantité élevée et constante de porteurs (Figure 49). Ainsi, les émissions issues de cette partie sont caractérisées par des longueurs d'ondes plus éloignées dans le proche infrarouge, imposant une détection difficile à cause d'une incompatibilité avec la réponse spectrale des détecteurs utilisés dans les systèmes actuels comme nous le verrons dans le troisième chapitre. De plus, le bruit thermique devient conséquent à ces longueurs d'onde, rendant difficile la décorrélation des photons du bruit.

La seconde partie de la distribution affiche une quantité qui varie en fonction de l'énergie cinétique (Figure 50) et identifie une faible portion de porteurs de forte énergie. Cette partie est d'autant plus importante qu'elle correspond à l'intervalle d'énergie compatible avec les systèmes utilisés pour l'analyse de défaillance par émission de lumière. De plus, cette partie de la distribution est sensible aux variations des paramètres électriques et des géométries, comme le démontre le spectre d'émission de la Figure 53.

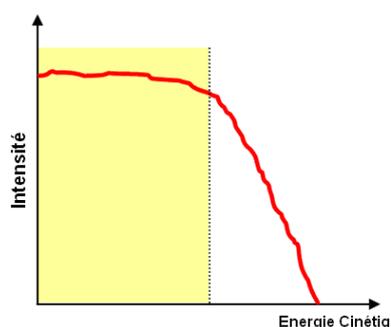


Figure 49. Intensité des porteurs aux faibles énergies de la fonction de distribution.

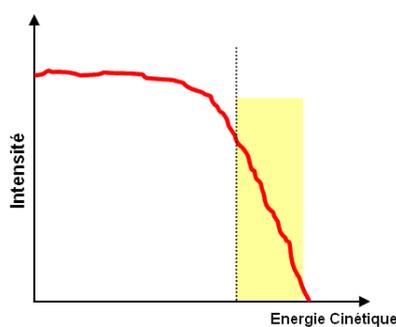


Figure 50. Intensité des porteurs aux fortes énergies de la fonction de distribution.

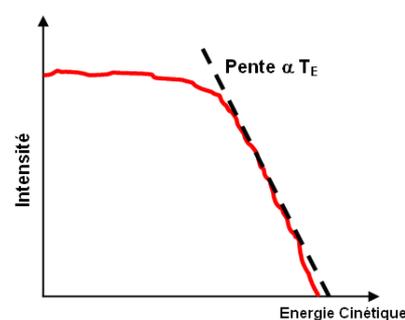


Figure 51. Température caractéristique de la fonction de distribution en considérant une fonction de distribution Maxwell Boltzmann.

Une autre information peut être extraite de la pente de la fonction de distribution. En effet, pour les énergies cinétiques élevées, les porteurs sont généralement caractérisés par une distribution de type Maxwell Boltzmann, où la probabilité qu'un porteur ait une énergie cinétique E est proportionnelle à $\exp(-E/k_B T_E)$. T_E est la température effective de la distribution tandis que k_B représente la constante de Boltzmann (Figure 51).

La fonction de distribution en énergie est donc composée de deux parties. Celle de fortes énergies est primordiale étant donné qu'elle fournit des informations sur l'état des porteurs chauds et s'affranchit de l'influence du bruit thermique.

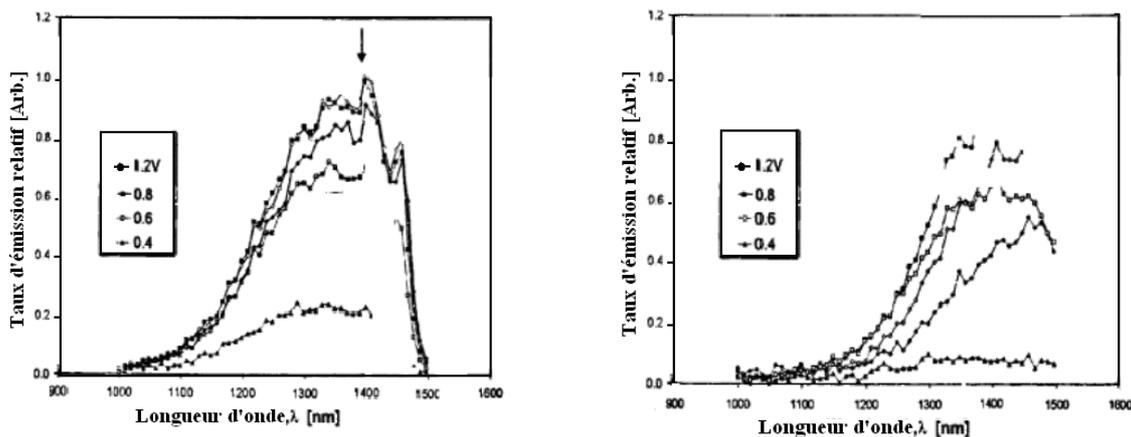


Figure 52. Forme du spectre d'émission pour des transistors MOSFET n et p sur une technologie de $0,18 \mu\text{m}$ d'après [ROW03].

Ces observations montrent la complexité des phénomènes liés aux énergies des porteurs qui empêchent (par les systèmes de détection) de dresser un spectre d'émission général et unique des porteurs chauds. Les résultats affirmant qu'il existe un pic unique (à une longueur d'onde particulière) caractéristique du spectre d'émission des porteurs chauds (Figure 52) sont seulement dus à la fonction de transfert du système de détection qui introduit une réponse spectrale imposant des limites de spectre [ROW 03]. Cependant, le concept de signature spectrale doit être envisageable étant donnée la complexité des émissions optiques observées.

III.2.2. L'effet de l'alimentation sur le spectre

Avec des longueurs de grille inférieures au micromètre, les transistors MOSFET sont caractérisés par des champs électriques dans le canal pouvant dépasser des valeurs de 10^5 V/cm, et ceci particulièrement lorsque le transistor est en régime de saturation. Comme pour la distribution de porteurs, le spectre d'émission indique un comportement exponentiel (Maxwell Boltzmann) où la pente (et donc la température) dépend de la tension V_{DS} (Figure 53). Ces résultats sont en accord avec l'influence que doit avoir la tension V_{DS} sur les porteurs chauds. En effet, la réduction de V_{DS} implique une diminution du champ électrique et donc une émission d'intensité plus faible caractérisée par des porteurs moins énergétiques et donc des températures plus basses.

Ainsi, la réduction des tensions d'alimentation a une forte influence sur le spectre d'émission des porteurs chauds en réduisant les énergies des photons. Cette réduction d'énergie devient

problématique pour la réponse spectrale des détecteurs (comme on le verra dans le troisième chapitre) qui affichent des intensités d'émission de plus en plus faibles.

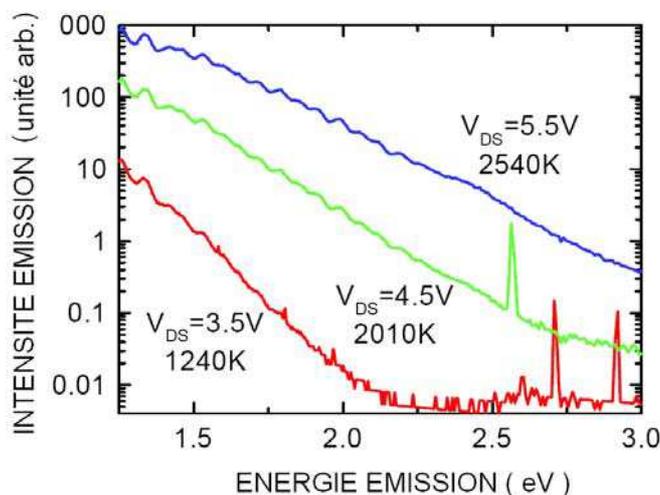


Figure 53 : Le spectre d'émission optique d'un transistor MOSFET en fonction de la tension drain source (V_{DS}). La température effective de chaque spectre est indiquée [KAS98].

Cependant, les résultats par analyse spectrale permettent d'avoir des informations complémentaires sur la nature de l'émission en considérant l'enveloppe spectrale. Cette dernière renferme non seulement des données importantes dans la compréhension des phénomènes de porteurs chauds mais permet aussi l'identification de signature spectrale unique pour chaque phénomène émissif observé.

III.2.3. Le concept de signature spectrale

En utilisant des informations obtenues avec un système spectral de photoémission, il est possible d'appliquer une technique d'emprunt propre au défaut pour identifier des mécanismes de défaillance [LIU95]. Le principe de base de cette technique s'appuie sur la notion d'enveloppe spectrale propre à chaque phénomène émissif observé. Cependant, le spectre d'émission mesuré affiche souvent des caractéristiques différentes de signature spectrale dues à la variation des tensions d'alimentation et des paramètres physiques. Ainsi, il est difficile de dresser des conclusions sur les mécanismes de défaillance par comparaison directe des spectres obtenus. Des paramètres additionnels (issus du spectre) sont nécessaires pour vérifier l'identité particulière de chaque défaut.

Pour obtenir davantage d'informations sur un relevé spectral d'un phénomène émissif, une technique liée à la caractérisation de signature spectrale a été mise au point par [TAO97]. Le principe de cette technique est que chaque mécanisme de défaillance possède sa propre caractéristique spectrale. Ainsi, cette technique s'appuie sur des paramètres quantitatifs qui identifient les propriétés spectrales de chaque émission. Deux méthodes sont introduites pour obtenir ces paramètres pouvant considérer la variation spectrale en fonction de la tension d'alimentation et du type de composant. Ces méthodes sont identifiées par des paramètres en longueur d'onde $\lambda_{1.0}$ et $\lambda_{50\%}$.

La première méthode, $\lambda_{1.0}$, introduit la notion de surface normalisée qui fait usage de la surface selon l'intensité de l'émission par rapport à la courbe en longueur d'onde. Ainsi la surface représente la quantité totale de l'émission émise pour un composant sous certaines conditions d'alimentation. L'intensité normalisée est donnée par l'équation 5.

$$Intensité - normalisée(\lambda) = \frac{Intensité(\lambda)}{\int_{\lambda_{START}}^{\lambda_{END}} Intensité(\lambda) d\lambda} Area \quad (5)$$

Avec $Area = (\lambda_{end} - \lambda_{start}) \cdot 1$

Où λ représente la longueur d'onde, λ_{start} et λ_{end} représentent les longueurs d'onde de début et de fin de la courbe spectrale obtenues.

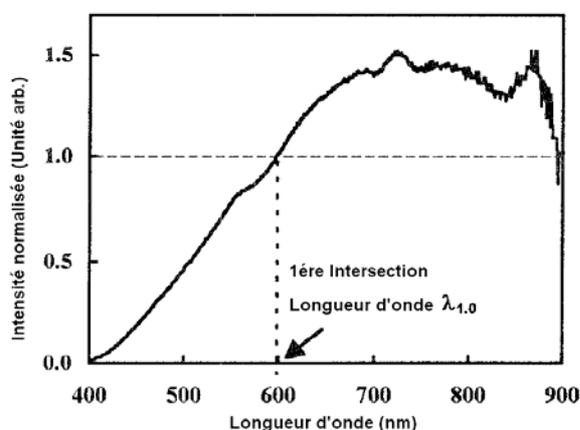


Figure 54 : Surface normalisée du relevé spectral et la première intersection en longueur d'onde $\lambda_{1.0}$ [TAO96].

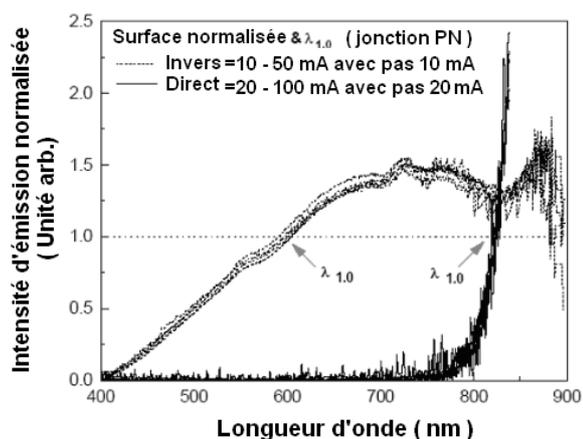


Figure 55 : Application du paramètre $\lambda_{1.0}$ sur les spectres d'émissions d'une jonction pn [TAO97].

Pour mieux comprendre le principe de cette méthode, prenons l'exemple de la Figure 54. La courbe affiche des mesures sur une échelle en longueurs d'onde allant de 400 nm à 900 nm (donc pour la méthode $\lambda_{\text{start}} = 400$ nm et $\lambda_{\text{end}} = 900$ nm). Le terme « Area » de l'équation 5 correspond au nombre 500 qui représente un pas de 1 nm sur toute l'échelle et donc 500 unités. Ainsi, si l'émission émise était constante en intensité sur tout l'ensemble du spectre, alors sa valeur en intensité serait de 1 selon ce principe de normalisation. Sinon, $\lambda_{1.0}$ est la longueur d'onde qui correspond à la première intersection sur le spectre normalisé par une intensité égale à 1 représentant ainsi une valeur moyenne normalisée en intensité. La Figure 55 représente une application du paramètre $\lambda_{1.0}$ sur le spectre d'émission d'une jonction PN.

L'autre moyen pour analyser les données spectrales est de tracer une surface cumulée en fonction de la longueur d'onde (Figure 56). Un tel tracé conduit à la considération d'un autre paramètre $\lambda_{50\%}$. $\lambda_{50\%}$ est la longueur d'onde à laquelle 50% de photons sont émis à des longueurs d'onde au-dessous de $\lambda_{50\%}$. La surface cumulée est définie selon l'équation 6. La Figure 57 représente une application du paramètre $\lambda_{50\%}$ sur le spectre d'émission d'une jonction PN.

$$\text{Cumulative.Area}(\lambda) = \frac{\int_{\lambda_{START}}^{\lambda} \text{Intensité}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{START}}^{\lambda_{END}} \text{Intensité}(\lambda) d\lambda} \times 100\% \quad (6)$$

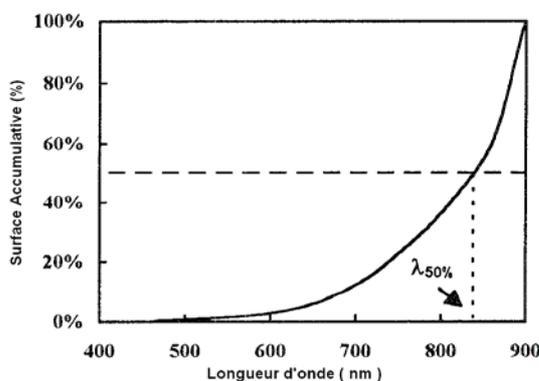


Figure 56 : Surface cumulée normalisée par rapport à la longueur d'onde et la définition de $\lambda_{50\%}$ [TAO96].

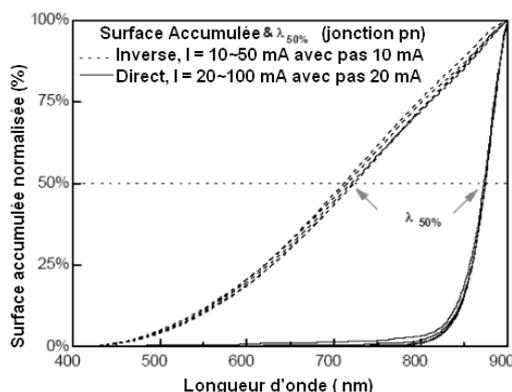


Figure 57: Application du paramètre $\lambda_{50\%}$ sur les spectres d'émissions d'une jonction pn [TAO97].

Ces paramètres identifiés ont permis de dresser un spectre dynamique d'émission qui permet d'afficher les signatures spectrales en fonction de différents paramètres, notamment les tensions d'alimentation (Figure 58).

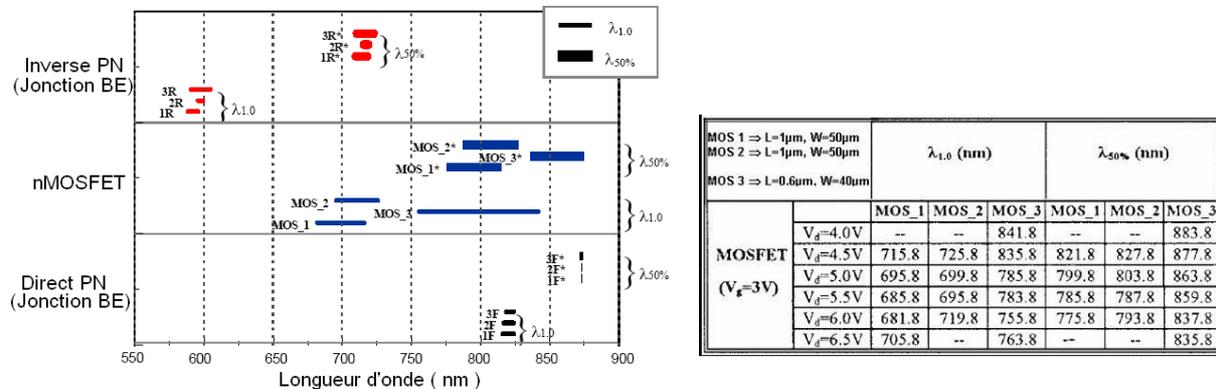


Figure 58. Distribution des paramètres $\lambda_{1.0}$ et $\lambda_{50\%}$ pour différents types de composants sous des conditions de tests différents. Trois transistors MOSFET de différentes technologies sont représentés en fonction de la tension d'alimentation [TAO97].

L'exemple de cette technique confirme l'aptitude de l'analyse spectrale à fournir des informations quantitatives sur les émissions observées. Le concept de signature spectrale, comme le montre la Figure 58, est une donnée importante étant donné les résultats complexes des MOSFETs par rapport aux autres composants. Les paramètres en longueurs d'onde ($\lambda_{1.0}$ et $\lambda_{50\%}$) pour différentes dimensions de MOSFET, indiquent le décalage vers des longueurs d'onde plus courtes avec l'augmentation de la tension de drain. Ce changement de spectre confirme bien la forte influence du champ électrique dans un MOSFET en saturation.

L'analyse spectrale de la lumière émise des circuits défaillants est une approche alternative pour l'identification de défauts. En effet, les différents défauts (originaires de différents mécanismes physiques) émettent de la lumière avec des caractéristiques spectrales différentes. Ainsi, leurs spectres peuvent constituer un moyen pour l'analyse de signatures de défaut.

Cependant, les circuits denses sont aussi le siège d'activités dynamiques complexes orchestrées par une ou plusieurs fréquences de fonctionnement [WEG02]. La multitude d'émissions obtenues peut s'avérer être une tâche difficile lorsqu'il s'agit d'interpréter les causes. De ce fait, il est indispensable de considérer les enveloppes électriques des circuits permettant ainsi d'identifier les problèmes dynamiques souvent rencontrés.

III.3. CONSIDERATIONS TEMPORELLES

Les circuits CMOS de technologie avancée peuvent présenter des défauts dynamiques (qui affectent la propagation de signaux) que nous ne localisons pas en émission de lumière statique. L'information sur le fonctionnement dynamique du circuit est donc un élément important dans notre approche expertise des circuits VLSI. Il est donc indispensable de trouver des méthodes alternatives capables de tester le fonctionnement au niveau des connexions et des régions actives d'un circuit intégré.

Nous avons vu que l'intensité de l'émission dépend exponentiellement des tensions d'alimentations, et linéairement des courants de commutation. Cette dépendance reflète l'état électrique d'un circuit en fonctionnement en fournissant un moyen effectif de visualisation du comportement électrique en fonction du temps.

Nous avons aussi vu, dans les circuits CMOS, que l'intensité de l'émission est une fonction qui dépend fortement à la fois de la tension drain – source (V_{DS}) et de la tension grille – source (V_{GS}). Pour les composants à canal long classique, l'intensité de l'émission montre un pic près de $V_{DS}=V_{GS}/2$ [REM03].

III.3.1.Principe d'émission d'un inverseur CMOS

L'intérêt de considérer l'aspect dynamique peut se justifier à partir de l'exemple de l'inverseur CMOS non chargé lors d'une commutation (Figure 59).

Rappelons, tout d'abord, le principe d'une porte CMOS pour les technologies CMOS « traditionnelles » :

- Lorsqu'on est dans les conditions de tension continue, à savoir que la tension de grille est nulle, le transistor pMOSFET conduit alors que le transistor nMOSFET est bloqué.
- En situation inverse, lorsque la tension de grille est à VDD, le transistor pMOSFET est bloqué alors que le nMOSFET est passant.

Grâce à cette complémentarité de la structure, sous les conditions statiques, il n'existe pas de courant dans la porte CMOS. L'absence de courant dans les conditions continues rend la

technologie CMOS peu consommatrice d'énergie, favorisant ainsi une large densité d'intégration de circuit électronique.

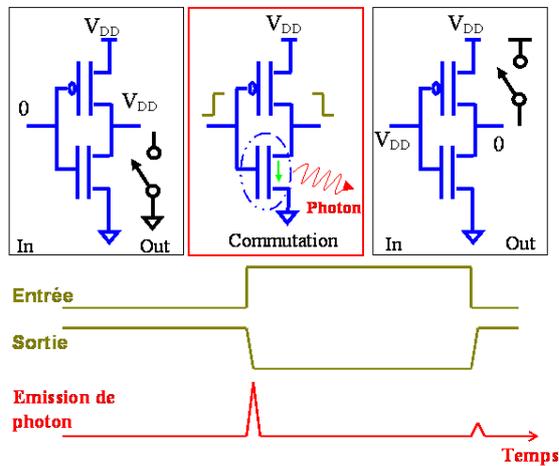


Figure 59 : Considération dynamique de l'émission de photons dans un inverseur CMOS. Une émission de photons existe au travers d'une saturation à la fois des transistors nMOSFET et pMOSFET.

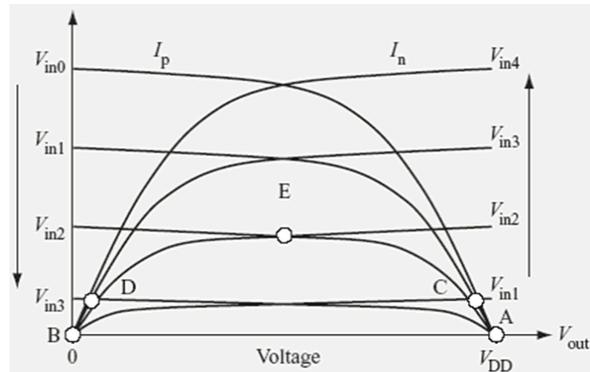
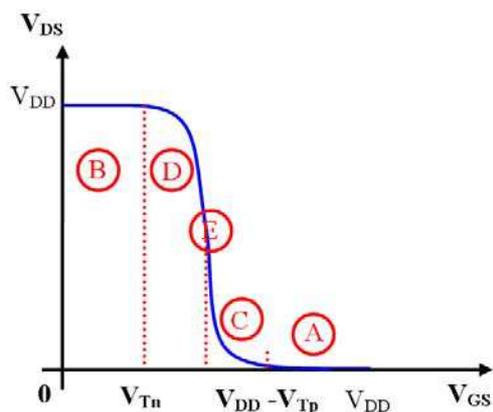


Figure 60 : Les différentes phases électriques lors de la commutation d'une porte CMOS.

La commutation de la tension d'entrée, V_{in} , implique que la tension de sortie, V_{out} , de l'inverseur suit le tracé montré par les points ABCDE (Figure 60). Pendant la commutation de V_{in} , les transistors passent par trois états, d'abord un comportement linéaire du nMOSFET avec le pMOSFET en saturation, ensuite le nMOSFET et le pMOSFET sont en saturation, et enfin un comportement linéaire du pMOSFET avec le nMOSFET en saturation (comme le montre le tableau 1 et la Figure 61).

En effet, il existe un intervalle de tension où conduisent à la fois les transistors nFET et pFET lorsque la grille (où la tension d'entrée V_{IN}) bascule de 0 à V_{DD} . Durant cet intervalle, un pic de courant apparaît à $V_{IN}=V_{GS}=V_{DD}/2$ pendant un bref instant puisque les transistors sont tous deux en saturation. Cette transition produit une émission optique avec une intensité élevée en faveur du transistor nFET. L'émission associée peut répondre instantanément aux changements électriques et du courant se produisant à des temps de l'ordre de la picoseconde, caractéristiques des circuits intégrés CMOS modernes. Ainsi, quand la porte logique CMOS change d'état logique, cette commutation se caractérise par la circulation d'un courant qui se manifeste par une émission de lumière. Cette émission induite qui coïncide avec la commutation électrique, permet son utilisation comme diagnostic temporel de circuit.



Région	V_{GS}	V_{DS}	nMOS	pMOS
B	$< V_{Tn}$	V_{OUT} (Etat haut)	OFF	linéaire
D	V_{IN} (Etat bas)	V_{OUT} (Etat haut)	saturation	linéaire
E	V_{TH}	V_{TH}	saturation	saturation
C	V_{IN} (Etat haut)	V_{OUT} (Etat bas)	linéaire	saturation
A	$> (V_{DD} - V_{Tp})$	V_{OUT} (Etat bas)	linéaire	OFF

Figure 61 : Représentation graphique des différentes étapes lors de la commutation d'un inverseur CMOS.

Tableau 1 : Etats des transistors de la porte CMOS pendant les différentes étapes d'une commutation.

III.3.2. Forme d'émission d'un inverseur CMOS

La Figure 62 montre un relevé expérimental d'un inverseur lorsque l'entrée (V_{IN}) varie de 0 à V_{DD} et que la sortie (V_{OUT}) varie de V_{DD} à 0. L'émission de lumière d'un nFET est observée durant la première moitié de la transition lorsque V_{OUT} commence à diminuer et V_{IN} approche de $V_{DD}/2$. L'émission d'un pFET est perçue pendant la seconde moitié de la transition lorsque V_{OUT} approche de 0 et que le pFET est en saturation.

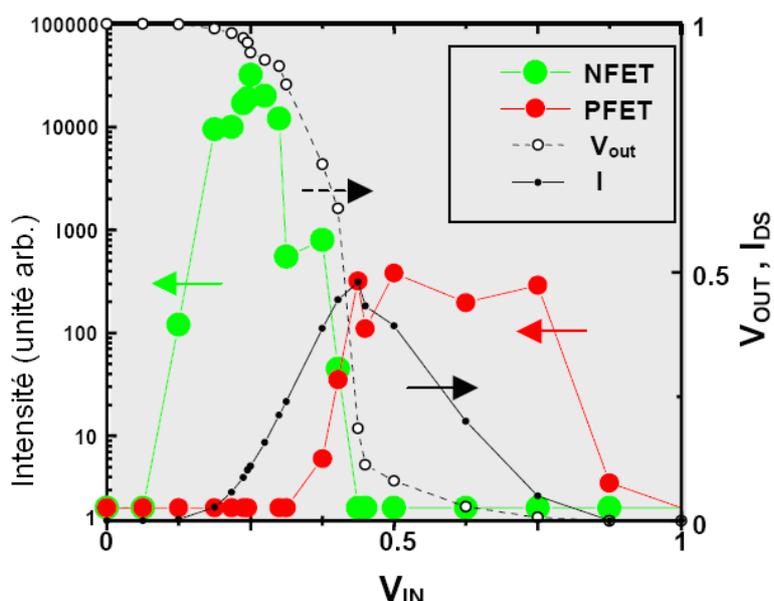
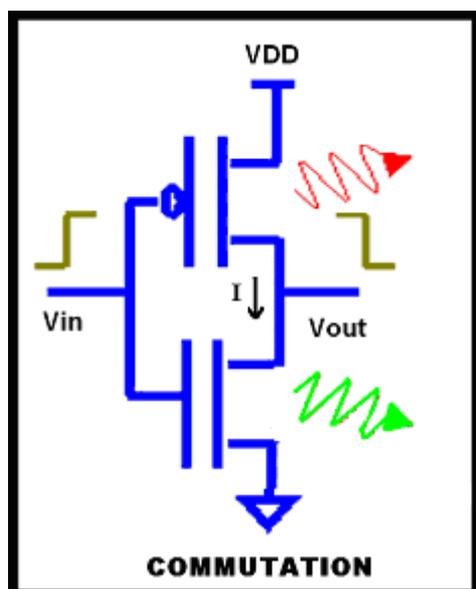


Figure 62 : Intensité de l'émission des transistors nFET et pFET en fonction de la tension V_{OUT} et du courant I_{DS} [TSA00].

Ces remarques montrent ainsi que l'observation d'émission des deux transistors peut être combinée pour caractériser le début et la fin de la commutation.

Cependant, les circuits CMOS sont caractérisés par des délais de propagation de porte à porte de 10-50 ps. Les temps de montée et de descente de ces portes sont de l'ordre du double des temps de propagation de porte à porte. Comme indiqué au-dessus, l'émission d'un nFET apparaît durant le début du temps de montée du signal d'entrée. Cela a pour conséquence un pic d'émission de largeur inférieure à la moitié du temps de montée de la porte. Ainsi, la largeur du pic d'émission est comparable au temps de propagation de porte à porte.

Jusqu'à présent, seul le cas de l'inverseur non chargé était considéré. Cependant, dans un composant fonctionnel, une porte logique pilote un ou plusieurs circuits. Dans les circuits CMOS, la charge générée par les circuits en aval est principalement due aux lignes métalliques reliant les portes entre elles et les grilles des transistors FET (Figure 63). Ainsi, les charges sont essentiellement de nature capacitive. Lorsqu'un inverseur est chargé par une charge capacitive, la tension de sortie ne peut suivre instantanément les changements de la tension d'entrée (Figure 64). Par exemple, V_{IN} atteint $V_{DD}/2$ tandis que V_{OUT} reste temporairement à l'état haut. Dans cette situation, l'émission d'un nFET peut être plus intense que dans le cas d'un inverseur non chargé. Cette différence d'intensité s'explique par le courant additionnel apporté par la charge même après l'extinction du transistor pFET. De plus, la présence d'une charge agit sur la largeur du pic d'émission en modifiant l'enveloppe électrique. Ces remarques seront confirmées ultérieurement lors des simulations.

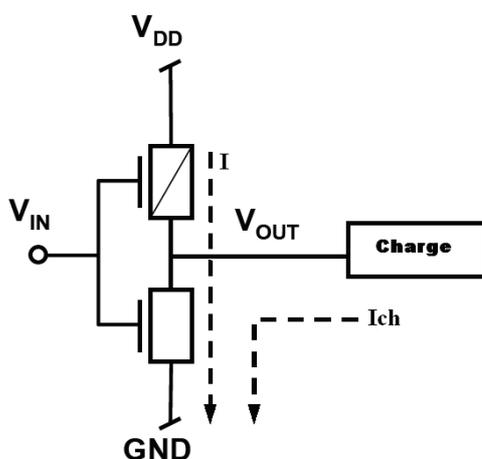


Figure 63 : Inverseur CMOS montrant une commutation qui induit des chemins de courants

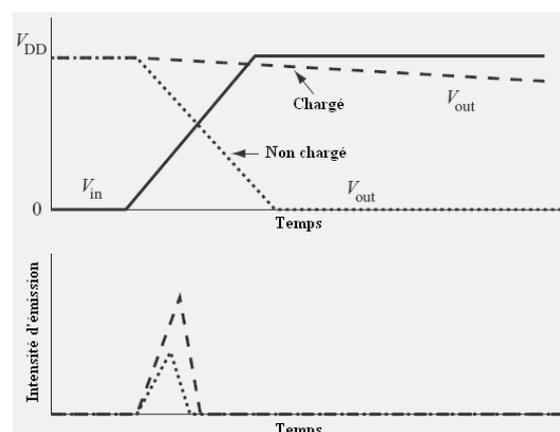


Figure 64 : Intensité de l'émission pour un nFET lorsque l'inverseur est chargé et non chargé

La présence de la charge augmente ainsi la quantité d'émissions d'un nFET durant la transition de V_{DD} à 0 de V_{OUT} , tandis que l'émission d'un nFET reste uniquement lors de la commutation dans un inverseur non chargé. Pour la transition de 0 à V_{DD} de V_{OUT} , la situation opposée apparaît pour le transistor pFET. Ainsi que ce soit un inverseur chargé ou non, les commutations génèrent des émissions optiques dues aux porteurs chauds. L'émission dominante est associée au nFET pendant la transition V_{DD} à 0 de V_{OUT} . La présence du courant dans le nFET et pFET est indispensable pour observer une émission optique dans une porte CMOS.

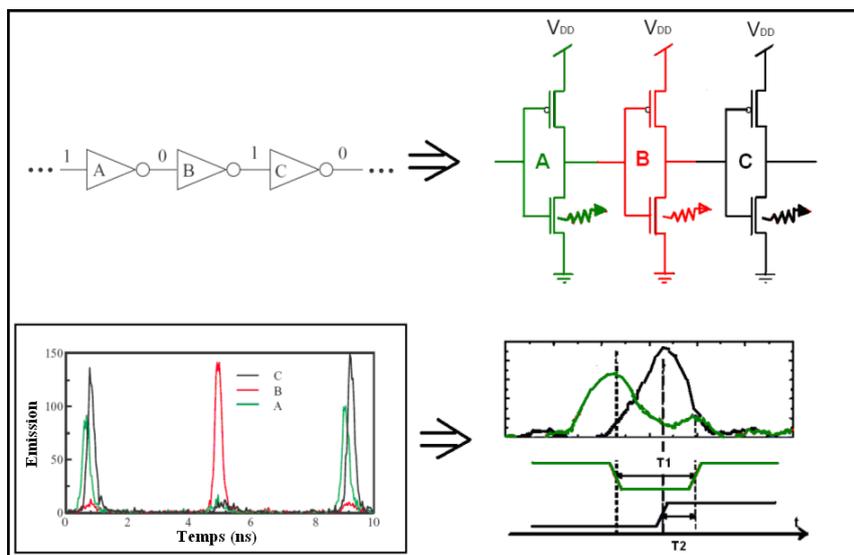


Figure 65 : Considération du temps de propagation d'une chaîne d'inverseurs composée de trois portes.

Les portes CMOS constituent donc les structures de base qui composent les circuits complexes (les chaînes d'inverseurs, des oscillateurs, et des portes logiques). Les cas d'une chaîne d'inverseurs et d'un oscillateur permettent d'évaluer l'importance des temps de propagation et de considérer la notion d'enveloppe électrique (Figure 65) par la vérification du bon fonctionnement dynamique du circuit en repérant des dysfonctionnements au niveau de la propagation des signaux (glitch, commutation inattendue.....) et en contrôlant les synchronisations et les tops d'horloges. L'information d'enveloppe sera davantage essentielle, surtout lorsqu'un défaut est présent dans la structure analysée.

Ainsi, la modélisation de l'émission et les simulations, qui vont suivre, confirment l'importance de l'enveloppe dynamique et constituent un intermédiaire entre la physique (étudiée dans les paragraphes précédents) et l'interprétation d'un défaut observé.

III.3.3. Modélisation de l'émission de lumière sur un inverseur CMOS

La non linéarité de la relation existante entre les conditions de fonctionnement du MOSFET et de l'intensité de l'émission limite l'estimation directe de la forme d'onde électrique et les mesures optiques. Un tel problème peut être résolu avec la combinaison d'un modèle compact de l'émission et de simulation électrique permettant ainsi de mieux comprendre les mesures expérimentales.

Afin de caractériser l'émission issue d'un transistor MOSFET en saturation, un lien entre l'intensité lumineuse et le comportement électrique peut être établi de manière approximative. Nous savons que l'émission de lumière est due à des transitions intra bandes des électrons chauds. Cette émission dépend :

- du nombre d'électrons traversant le canal ;
- de la probabilité de chaque électron d'émettre un photon.

La probabilité d'émission dépend de l'énergie des électrons chauds, qui est influencée par l'intensité du champ électrique le long du canal. Ainsi la probabilité est liée au champ électrique maximal :

$$N_{ph} = \frac{I_S}{q} f(F_{\max}) \quad (7)$$

Le champ électrique maximum dans le canal est donné par l'équation 2 précédemment citée. Un modèle compact a été développé par [STE02] et identifie le nombre de photons selon l'équation suivante:

$$N_{ph} = \alpha_{ph} \frac{I_S}{q} \exp\left(-\frac{\beta_{ph}}{V_{DS} - V_{DS}^{sat}}\right) \quad (8)$$

Où les coefficients α_{ph} et β_{ph} sont fonction des paramètres technologiques, et peuvent être déterminés à partir de mesures expérimentales.

Les valeurs utilisées par Franco Stellari [STE99] sont : $\alpha_{ph} = 1,51 \cdot 10^{-10}$ ph/e- et $\beta_{ph} = 20,74$ V.

Pour utiliser l'expression (8), il est important de clarifier la dépendance de V_{DS}^{sat} par rapport à V_{GS} . On a vu précédemment que $V_{DS}^{sat} = V_{GS} - V_T$ donc en connaissant la tension de seuil, on

pourrait déterminer la tension pour un V_{GS} donné. Cette équation n'est valable que pour les composants de fortes dimensions. Pour les composants à canal court $V_{GS} - V_T$ n'est plus valide. Il existe donc de nouvelles formules plus complexes concernant les canaux courts, mais ces formules requièrent la connaissance de quelques paramètres technologiques qui ne sont pas usuellement disponibles. Dans certaines publications, V_{DS}^{sat} est trouvé de manière expérimentale [CHA85].

III.3.4. Simulation de l'émission sur un inverseur CMOS

Selon l'équation 8 et les remarques vues jusqu'à présent, l'émission de photons est fonction de la tension d'alimentation et la détermination de la tension de saturation va être très importante afin d'avoir une émission la plus proche de la réalité. Pour visualiser l'émission de photons à partir de l'équation 8, on a simulé sous le logiciel de simulation électrique ORCAD, un inverseur constitué de modèles de transistors BSIM3v2 qui sont présents dans la bibliothèque d'ORCAD. Nous avons vu que ce modèle de transistors permettait de prendre en compte les effets de la géométrie et les paramètres liés aux procédés de fabrication rendant ainsi la simulation plus précise et donc proche de la réalité. A partir de ce modèle incorporant l'équation 8, nous avons pu visualiser la forme d'émission en fonction du défaut simulé.

III.3.4.1. L'émission d'un inverseur CMOS

La Figure 66 montre la caractéristique en tension de la sortie V_{out} de l'inverseur non chargé en fonction de l'entrée V_{in} , ainsi que le courant circulant dans l'inverseur au moment de la commutation. Comme nous l'avons dans le paragraphe précédent, lors des considérations temporelles, on retrouve bien dans la simulation que l'émission de lumière du nMOSFET débute dès que V_{in} s'approche de $V_{DD}/2$ et que le transistor nMOSFET est passant. L'émission de lumière du pMOSFET s'effectue après celle du nMOSFET quand le transistor pMOSFET entre en saturation.

Même si le transistor pMOSFET est deux fois plus large que le transistor NMOSFET, il existe une différence d'émission entre un pMOSFET et un nMOSFET. En effet, sachant que la charge électrique est la même pour les deux, ils subissent un champ électrique d'intensité identique. D'un autre côté, la différence de masse effective et de temps de collision pour les trous implique une mobilité des trous qui est typiquement de moitié inférieure à celle des électrons. Le résultat, en considérant le même champ électrique, est que les trous vont gagner

en moyenne moins d'énergie que les électrons après une collision. Ainsi, la température de la distribution des trous chauds dans un pMOSFET est plus faible que celle régnant dans un nMOSFET comparable. Cette différence de température signifie que l'émission optique issue d'un pMOSFET est beaucoup plus faible, comparée à celle des électrons du nMOSFET.

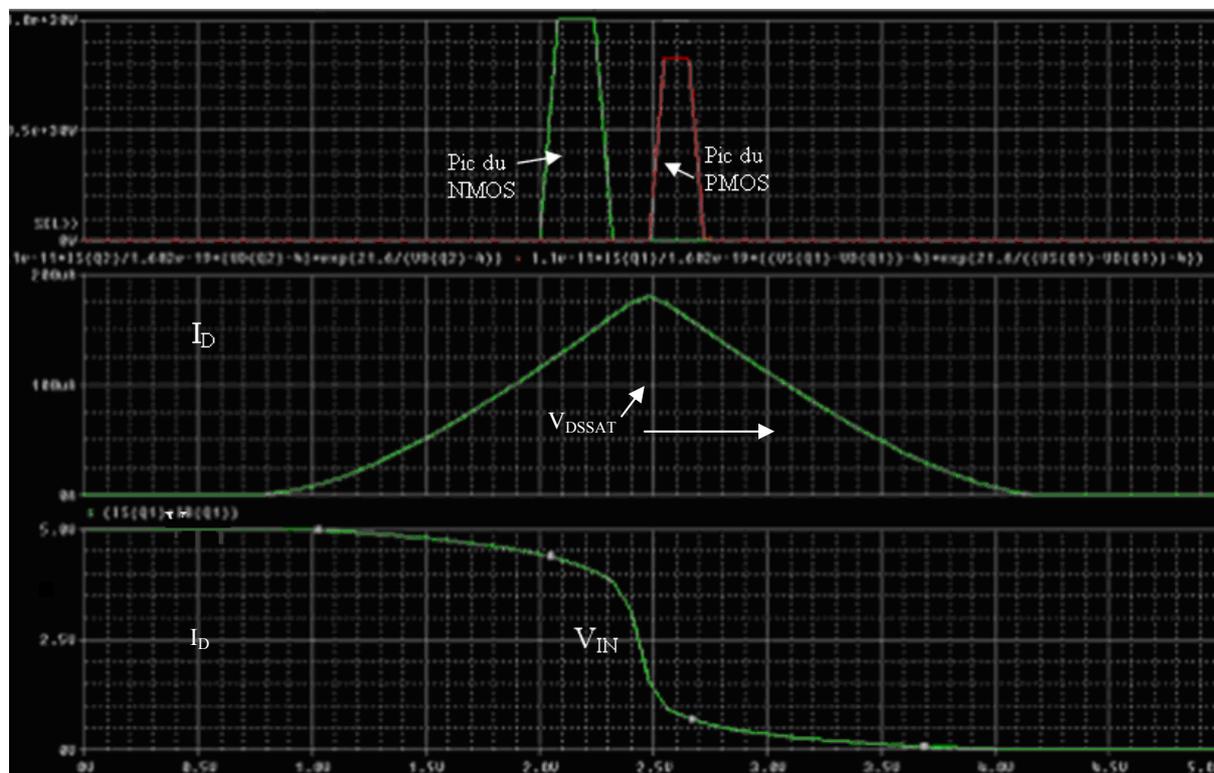


Figure 66 : Simulation de l'émission de lumière dans un inverseur non chargé.

Finalement, en combinant le début de l'émission du nMOSFET et la fin de celle du pMOSFET, on retrouve la période de commutation de l'inverseur.

Cependant, il est nécessaire d'utiliser la bonne valeur de la tension V_{DS}^{sat} de l'équation 8. En effet, selon la valeur donnée à V_{DS}^{sat} , les pics d'émission sont plus ou moins décalés par rapport à la tension d'entrée (Figure 67). C'est pour cela qu'il est important de déterminer la valeur exacte de la tension de saturation pour chaque transistor. Pour des technologies supérieures à $0,5 \mu\text{m}$, il est toujours possible d'utiliser la formule : $V_{DS}^{sat} = V_{GS} - V_T$ mais pour les technologies inférieures à cette limite, il est nécessaire de trouver une nouvelle approche, théorique ou expérimentale, comme citée précédemment.

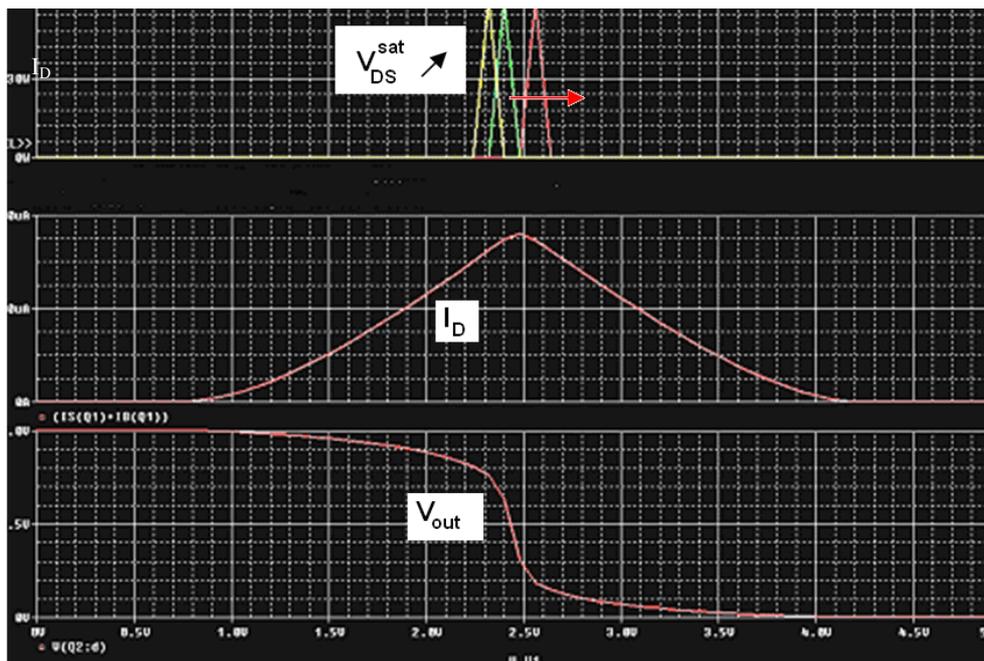


Figure 67 : Variation du pic d'émission en fonction du V_{DSSAT} .

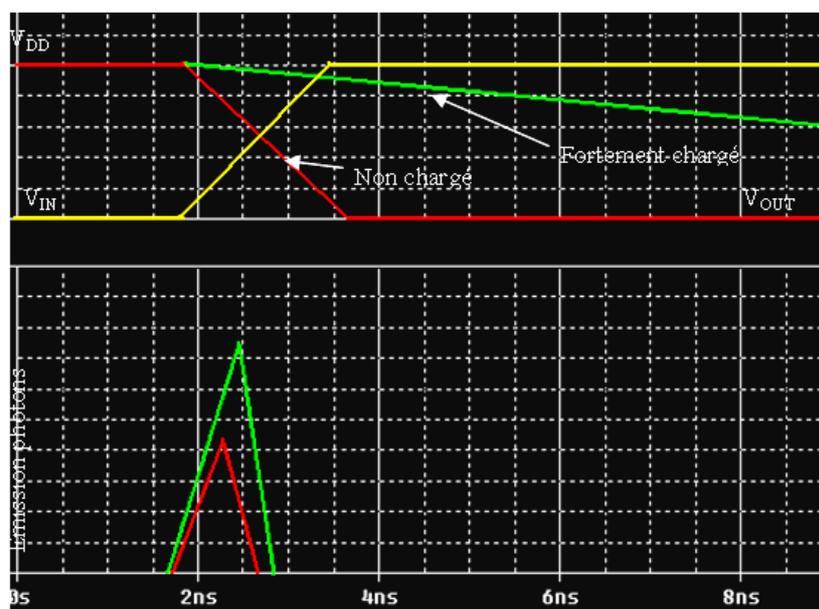


Figure 68 : Dépendance temporelle de l'intensité de l'émission de lumière en fonction de la charge d'une porte CMOS.

Nous avons vu que dans les circuits CMOS, la charge est due aux lignes de métal qui relient les portes, aux capacités d'entrée des portes suivantes et aux capacités parasites. Quand un inverseur est chargé, la sortie ne passe pas instantanément de l'état haut à l'état bas ou inversement. Nous retrouvons bien les conséquences des charges sur l'enveloppe de l'émission obtenue en comparant la simulation de l'émission de photons d'un inverseur non

chargé en fonction du temps par rapport à celle d'un inverseur chargé par une capacité de 100 pF (Figure 68).

III.3.4.2. Simulations des effets résistifs parasites

Pour mieux comprendre l'intérêt de l'enveloppe temporelle de l'émission, il est nécessaire de faire diverses simulations électriques de plusieurs catégories de défauts qui endommagent les circuits intégrés. Parmi les plus connus, on distingue les défauts de type résistif. Les effets résistifs parasites peuvent être répartis en deux catégories différentes : les défauts de type « SHORT » et les défauts de type « OPEN ».



Figure 69 : Défaut de type « SHORT » entre deux lignes métalliques.

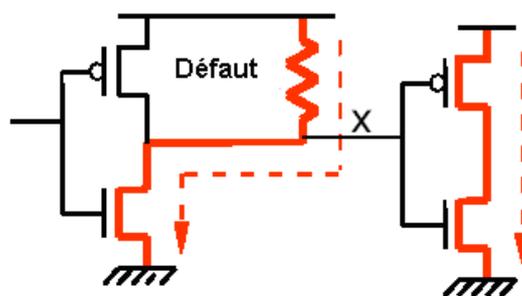


Figure 70 : Défaut de type résistif modélisé par une résistance variable qui court-circuite le transistor PMOSFET du premier étage.

Les défauts de type court-circuit « SHORT » ou « BRIDGES » sont des connexions involontaires entre les nœuds du circuit intégré. Ces défauts peuvent être causés par deux lignes de métal qui entrent en contact (Figure 69), par un défaut d'oxyde sur la grille, par électromigration...

Ces défauts peuvent être modélisés par une résistance variable qui vient court-circuiter des éléments du circuit. Il existe plusieurs façons de représenter les défauts de type « SHORT ». Par exemple, dans une chaîne d'inverseurs, il est possible de relier VDD ou VSS avec la sortie par une résistance variable, (Figure 70) ou aussi de mettre une résistance variable entre l'entrée de l'inverseur et les drains du nMOSFET et du pMOSFET.

Selon la valeur de la résistance, il peut ou ne pas y avoir une émission de photons. En effet, si la résistance du défaut est bien supérieure à la résistance du canal du transistor mis en parallèle avec le défaut, il y aura peu d'influence sur l'émission observée. Par contre, pour des valeurs voisines ou inférieures à la résistance du canal du transistor, il faut s'attendre à un changement de l'enveloppe de l'émission observée et donc des temps de propagation (Figure 71).

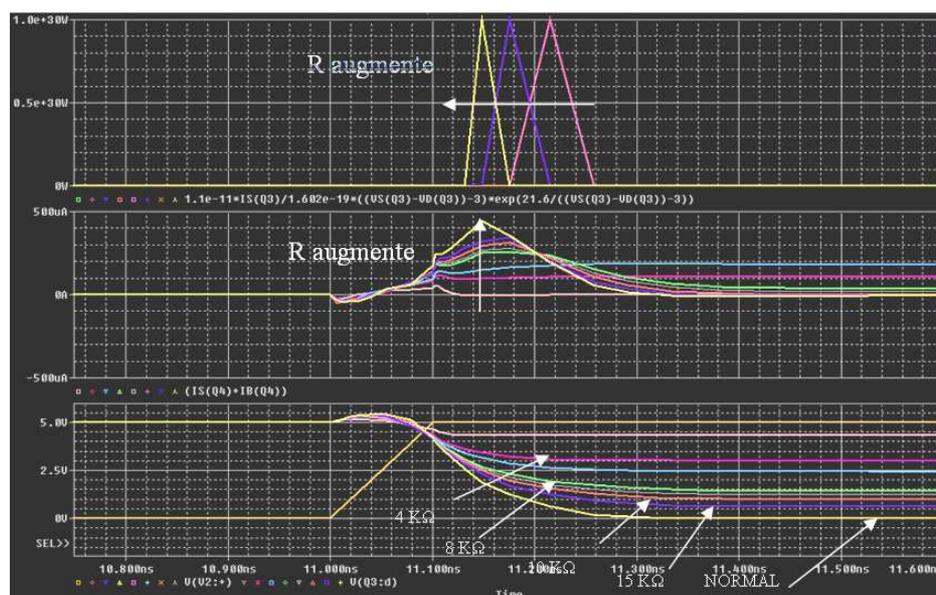


Figure 71 : Simulation de la tension, du courant et de l'émission de lumière en sortie de la structure en fonction de la variation de la résistance.

Les défauts de type circuit ouvert « OPEN » sont des discontinuités électriques sur le circuit qui sont dues soit à un manque d'oxyde, soit à une ouverture dans le polysilicium, ou encore à une erreur sur le masque au niveau de la fabrication (Figure 72 et Figure 73).

Ce type de défauts peut affecter un ou plusieurs transistors selon son emplacement dans le circuit. Par exemple, si le défaut se situe au niveau de la grille d'entrée, la paire de transistors sera défectueuse. Par contre, s'il se trouve sur le drain ou sur la source, cela n'affectera qu'un seul transistor (Figure 74).

On remarque que plus la résistance est importante plus la sortie de l'inverseur met du temps pour arriver à 5 V, ce qui implique que le courant et ainsi l'émission de lumière sont eux aussi retardés dans le temps. Quand la valeur de la résistance est trop importante, la sortie de l'inverseur ne peut pas passer à 5 V. Nous voyons bien que ce défaut n'a pas de conséquence sur le front montant qui arrive sur l'inverseur, la sortie passe bien instantanément de 5 V à 0 V, car il n'y a aucune anomalie sur le transistor NMOSFET (Figure 75).

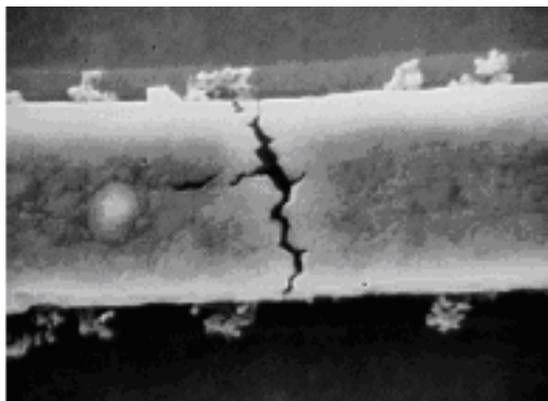


Figure 72 : Défaut de type « OPEN » sur une grille d'entrée.

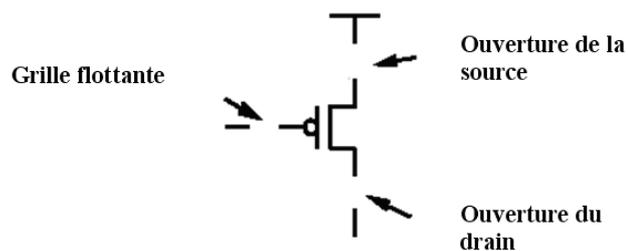


Figure 73 : Défaut de type « OPEN » modélisé par circuit-ouvert selon sa position sur le transistor.

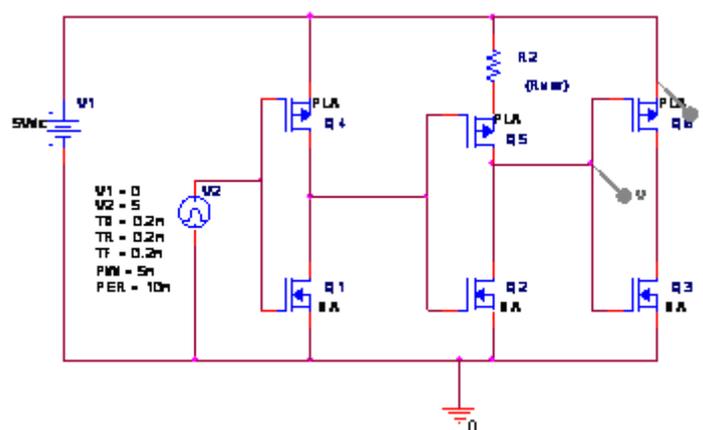


Figure 74 : Défaut de type « OPEN » modélisé par une résistance variable.

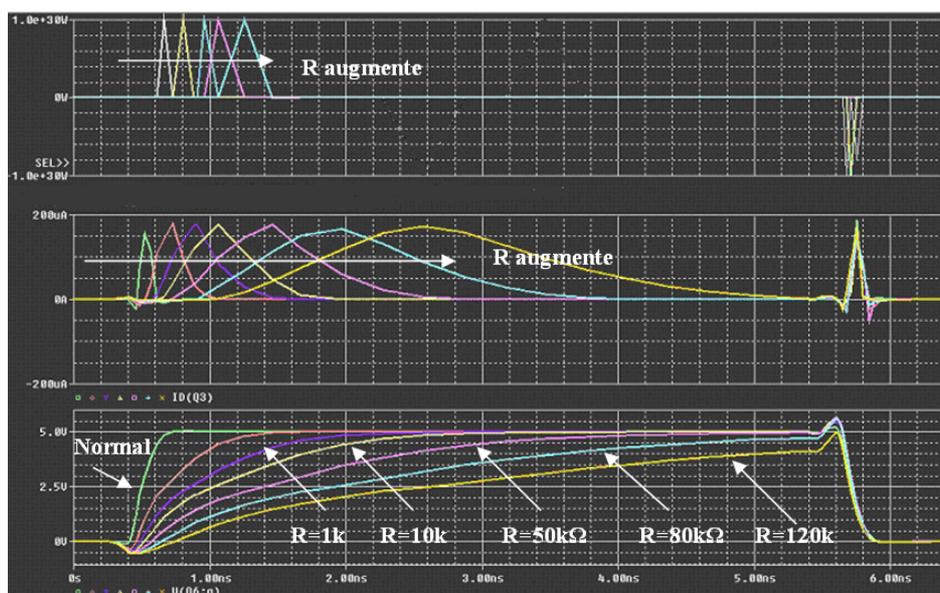


Figure 75 : Conséquences de la variation de la résistance sur la tension, le courant de sortie et sur l'émission de lumière du dernier inverseur.

Ces types de défauts sont donc bien localisables en émission de lumière. Par exemple, dans une chaîne d'inverseurs, lorsque le pic d'émission d'un transistor est fortement retardé, il est possible de conclure qu'un défaut de type résistif vient perturber le fonctionnement du transistor en question.

La simulation de ces phénomènes sur des portes CMOS montre qu'il peut y avoir des répercussions sur l'enveloppe de l'émission observée lorsqu'un défaut est présent.

L'inverseur est un exemple représentatif de l'intérêt de l'émission de lumière dynamique lorsqu'il s'agit de caractériser l'activité interne du circuit. En effet, l'émission en temps résolu permet de mesurer la propagation du signal lorsqu'un circuit est en fonctionnement. Cette information est critique dans l'analyse de défaillance et dans la caractérisation de performances apparentées aux problèmes de déformations d'horloge, de retards et de fiabilité impliquant des défauts dynamiques. Ces derniers donnent accès à la considération de l'enveloppe électrique en fonction du temps et permettent d'obtenir des informations supplémentaires sur la nature de l'émission observée.

Nous avons considéré, jusqu'à présent, la physique et les différents aspects de l'émission de lumière dans les transistors MOSFET en commutation. Ce qui permettra, lorsque l'on sera en présence d'un défaut expérimental, de modéliser, de simuler et de donner une compréhension théorique de la nature du défaut. Cependant, un problème majeur subsiste lorsqu'il s'agit de détecter l'émission d'un défaut. En effet, les circuits intégrés actuels et futurs sont caractérisés par des émissions fondamentalement faibles qui représentent un défi expérimental pour les systèmes actuels.

IV. LE SPECTRE D'EMISSION ET LA QUANTITE DE PHOTON

Nous pouvons nous demander si l'intensité de l'émission de lumière sera suffisamment élevée pour être détectée avec un rapport signal sur bruit suffisant et dans un temps d'acquisition raisonnable. Le nombre de photons émis est lié à l'énergie cinétique des porteurs chauds près de la région de saturation du drain dans un transistor MOSFET. Or, un des effets de la réduction de la tension d'alimentation est la baisse de cette énergie cinétique.

Sachant que l'émission dépend essentiellement de la tension VDD, cela suggère que le spectre et la quantité de l'émission de porteurs chauds, pourrait être remise en question dans les

composants de faibles dimensions. De plus, pour la fin de cette décennie, les circuits CMOS auront des longueurs de grille de l'ordre de 45 nm, et des tensions de fonctionnement en dessous de 1V.

IV.1. EVOLUTION DU SPECTRE D'EMISSION

Nous avons vu que les populations des porteurs, dans la partie de forte énergie de la distribution d'énergie cinétique, évoluent exponentiellement avec les tensions pour les composants de longues dimensions. D'autres processus, non pris en compte jusqu'à présent à cause de leurs faibles impacts sur les technologies actuelles, deviennent non négligeables pour les transistors nouvelles technologies. En effet les interactions coulombiennes et le transport balistiques des électrons constituent des processus de transport introduits par les faibles géométries et l'augmentation du dopage qui caractérise les nouveaux circuits.

Des simulations Monte Carlo [FIS01], incluant les interactions coulombiennes entre porteurs, ont permis de prédire la fonction de distribution des porteurs chauds près du drain pour un nMOSFET avec une longueur de grille de 50 nm et une tension V_{DS} de 1V. Les résultats démontrent qu'un certain nombre de porteurs chauds possède des énergies cinétiques de plus de 1,2 eV dans les futures technologies CMOS à 1 V (Figure 76). La distribution de porteurs de forte énergie prend une forme exponentielle avec un température effective (T_E) plus élevée que celle attendue avec la réduction de l'alimentation. La partie de forte énergie de la distribution a une énergie caractéristique représentative de l'intensité de l'interactions coulombienne avec les porteurs. Fischetti et al [FIS00] ont utilisé l'expression de « température de coulomb » pour décrire cette énergie caractéristique. Les porteurs dans le canal entrent en équilibre avec les densités de porteurs de la source et du drain au travers d'interaction coulombiennes, produisant des températures de porteurs chauds de 2700 K dans la partie des fortes énergies.

Les points noirs de la Figure 76 représentent une distribution où les interactions coulombiennes sont ignorées. En l'absence de dispersion entre porteurs, l'énergie maximale des porteurs dans le canal est limitée par les tensions d'alimentation et la pente de la distribution est caractérisée par une température de 300 K. Le nombre de porteurs chauds contenus dans la courbe à points noirs affiche une intensité trois fois moindre que celle incluant les interactions coulombiennes. Ainsi, la non considération de ces effets produit une

sous estimation du nombre de porteurs chauds avec des énergies supérieures à la tension d'alimentation.

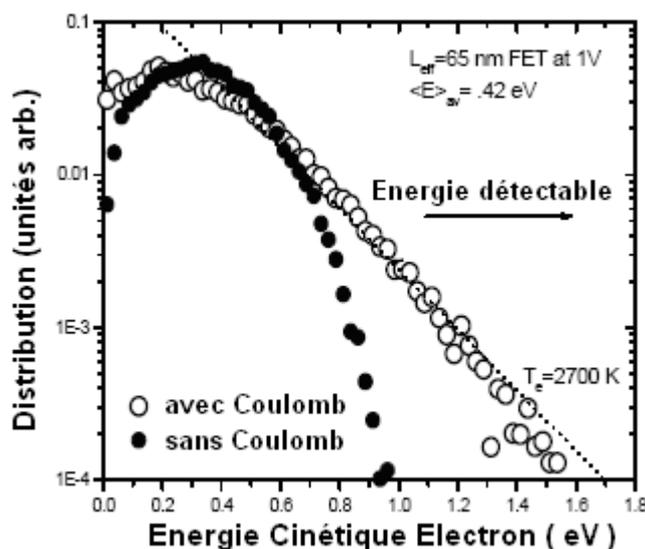


Figure 76. Fonction de distribution de porteurs chauds simulée pour un FET de 65 nm à 1V. Remarque de l'excès de la traînée de fortes énergies lorsque les interactions coulombiennes sont considérées [TSA01].

L'hypothèse initiale d'une très faible émission de porteurs chauds avec des énergies au-dessous de 1 eV pour des tensions de fonctionnement en dessous de 1V n'est donc pas applicable car elle considère une approche de particule unique dans le transport des porteurs dans les transistors sub-0,1 μm .

La théorie générale concernant la réduction des géométries d'un transistor FET implique un facteur de réduction pour les dimensions physiques avec les tensions d'alimentation dans les composants CMOS, qui définit les changements des propriétés électriques. Le champ électrique maximal, F_{max} , dans un FET saturé apparaît près du drain et joue un rôle crucial dans les composants non balistiques. F_{max} dépend fortement de l'épaisseur d'oxyde, T_{ox} , et de la profondeur de jonction, X_j selon l'équation 1. Si les dimensions latérales et V_{DD} sont diminuées d'un facteur constant, mais T_{ox} et X_j restent inchangés, F_{max} diminuerait du même facteur. Il faut prendre en compte une réduction de T_{ox} et X_j qui vont augmenter de manière significative le champ électrique.

Ces remarques, au niveau du spectre d'émission, impliquent que les porteurs chauds dans les FETs ne peuvent excéder des énergies plus grandes que eV_{DD} . Étant donné que les détecteurs optiques utilisés actuellement ont une faible sensibilité aux énergies de photon en dessous de

1 eV, le spectre d'émission ne sera plus couvert par les détecteurs actuels en terme de longueur d'onde ($\lambda > \mu\text{m}$) [BOI05] (Figure 77).

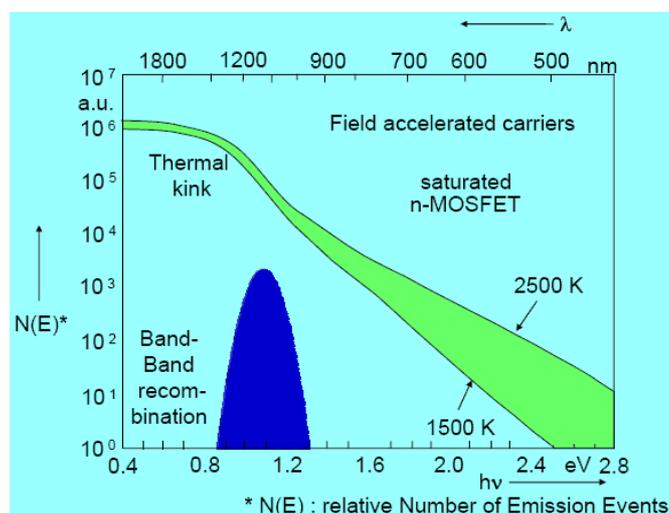


Figure 77. Spectre d'émission des porteurs chauds du transistor MOSFET en saturation pour les composants de faibles dimensions [BOI05].

IV.2. PROBABILITE D'EMISSION

Lors de la détection d'une émission, un des facteurs important limitant le temps d'acquisition et par conséquent le rapport signal sur bruit dans la reconstruction du signal par la mesure optique, est l'intensité totale de l'émission pour une polarisation donnée du DUT (circuit sous test). Le même concept peut être exprimé avec la probabilité d'émission qui quantifie la probabilité de certains porteurs à émettre un photon.

La densité spectrale de photons émis avec une énergie de ~ 1 eV est considérée comme constante et a pour valeur $S_e = 10^7 \text{ eV}^{-1} \text{ S}^{-1}$ d'après [VIL95].

Il est possible de considérer une commutation d'un transistor MOSFET avec une longueur de la région de porteurs chauds $l = 10$ nm, un courant de drain $I_D = 10 \mu\text{A}$ et une vitesse de saturation de porteurs $V_S = 10^7$ cm/s. En supposant une saturation de vitesse des porteurs près du drain, le nombre d'électrons qui acquiert assez d'énergie pour produire de la luminescence est de :

$$N_e = \frac{I_D}{q \cdot V_s} \cong 6 \quad (9)$$

En considérant une durée de commutation $T_c = 200$ ps, de l'équation 9, il est possible d'estimer le nombre moyen N_{ph} de photons émis par commutation.

$$N_{ph} = Se \cdot B \cdot T_c \cdot N_e \quad (10)$$

Où B est la bande d'émission considérée. Pour notre détecteur, si nous considérons une bande de $1,1 \mu\text{m} - 1,3 \mu\text{m}$ donc $B = 0,2 \mu\text{m}$ (ce qui correspond à une bande de $B \approx 0,16$ eV). Cette bande correspond au détecteur que nous utilisons.

Étant donné qu'un rendement de collection raisonnable d'un système optique est généralement évalué à $\gamma_{opt} = 4\%$ (voir chapitre suivant), N_i , le nombre moyen de photons atteignant le détecteur est très faible.

$$N_i = \gamma_{opt} N_{ph} \cong 8 \cdot 10^{-5} \text{ ph / commutation} \quad (11)$$

Pour cette bande spectrale.

D'autres résultats sont dans [KAS97] où l'auteur indique qu'il obtient un nombre de photons par commutation de l'ordre de 2×10^{-5} ph/commutation.

Ces constats montrent qu'afin de détecter un photon unique, il est statistiquement nécessaire d'attendre à peu près 10.000 commutations du circuit. Nous en déduisons que le comptage de photon est nécessaire pour ce type d'application.

La détection de ces émissions de faibles intensités, notamment celles provenant d'un transistor pFET, nécessitent des systèmes de détection ultra sensibles et des techniques de mesure particulière. Ces systèmes seront détaillés dans le chapitre suivant.

V. CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que la quantité et l'énergie des photons émis par un transistor MOSFET en saturation dépendaient fortement de la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds dans le canal. Cette distribution est le résultat d'interactions intervenant sous l'influence du champ électrique. L'émission de photons dépend du nombre d'électrons traversant le canal et de la probabilité que chaque électron émette un photon. Cette probabilité est liée à la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds dans le canal. De manière générale, l'émission de photons dans un transistor MOSFET dépend linéairement des dimensions géométriques et exponentiellement des tensions d'alimentation. Ainsi, la technique par émission de lumière dynamique possède la capacité de fournir des informations fondamentales sur l'activité du circuit et donc des paramètres physiques associés.

Nous avons vu également dans ce chapitre que la considération de l'aspect spectral et de l'enveloppe temporelle permet de définir le concept de signature unique propre à chaque défaut observé. De plus, la modélisation et les simulations établies sur l'inverseur CMOS complètent l'étude sur la nature du défaut en servant d'intermédiaire entre l'interprétation des résultats expérimentaux et la physique étudiée.

Cependant, la quantité d'émissions reste fondamentalement faible et l'intensité aura tendance à diminuer avec la réduction des technologies. Cette diminution est surtout liée aux énergies des photons qui ne seront plus suffisantes pour les détecteurs à base de silicium, incapables de détecter des photons au-delà de $1,1 \mu\text{m}$.

Ainsi pour optimiser et rendre la technique par émission de lumière dynamique applicable pour les technologies de faibles dimensions, il est indispensable de disposer d'un système de détection infrarouge capable de fournir l'enveloppe en fonction du temps avec une bonne sensibilité, un faible niveau de bruit, une bande spectrale adaptée et une bonne résolution temporelle. Cette étude fera l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE 3 :

MESURE DE L'EMISSION DE PHOTON

I. INTRODUCTION

Comme nous l'avons vu la microscopie à émission de lumière est largement utilisée dans le domaine de l'analyse de défaillance. Elle représente un outil puissant et utile lorsqu'il s'agit de localiser et d'analyser les régions émissives et reste incontournable malgré l'augmentation continue de la complexité des circuits intégrés. Il existe plusieurs types de systèmes dédiés à la technique par microscopie à émission de lumière, présentés au premier chapitre. Au deuxième chapitre, nous avons vu que cette émission décroît, « glisse » vers l'infrarouge et image des phénomènes très rapides avec les nouvelles technologies CMOS. Cette photoémission fondamentalement faible requiert des détecteurs sensibles et faible bruit. L'information temporelle relevée par l'émission de lumière impose aux détecteurs d'avoir une bonne sensibilité temporelle (100 ps). Ainsi, pour détecter ces faibles émissions et exploiter la forme d'onde obtenue (électrique et spectrale), il est indispensable d'être muni de systèmes très sensibles. C'est dans cette optique que s'inscrivent les objectifs de ce chapitre qui consistent, au travers de comparaisons et d'optimisation, à évaluer parmi les systèmes existants le plus adapté à fournir les informations sur la photoémission (temporelle et spectrale). Pour cela, il est nécessaire d'identifier les problèmes rencontrés sur les systèmes disponibles actuellement dans notre laboratoire.

Etant donné que l'aspect spectral de l'émission nécessite l'utilisation d'un système particulier, la partie concernant l'analyse spectrale sera abordée en fin de chapitre.

II. PROBLEMATIQUE DE LA MESURE DE LA PHOTO-EMISSION

II.1. NOMBRE DE PHOTONS COLLECTÉS

L'intensité de l'émission qu'il est possible de collecter en face arrière du circuit à travers le silicium dépend de l'atténuation durant le trajet optique et du rendement quantique du détecteur. Si un objectif de microscope, avec une large ouverture numérique, collecte les photons émis de manière isotrope par le composant sous test, les contributions principales pour un rendement de détection total sont :

- L'angle de collection limité
- L'absorption dans le substrat silicium
- La réflexion à l'interface silicium - air
- Les pertes dans les miroirs et les lentilles du système optique

L'émission d'un transistor MOSFET est presque uniforme sur l'angle solide 4π , sachant que le système optique peut collecter seulement une petite part de cette luminescence. Le nombre de photons se propage ainsi dans le cône circulaire $d\Omega$, identifié par un angle θ avec la direction orthogonale à l'interface silicium-air (*Figure 78*).

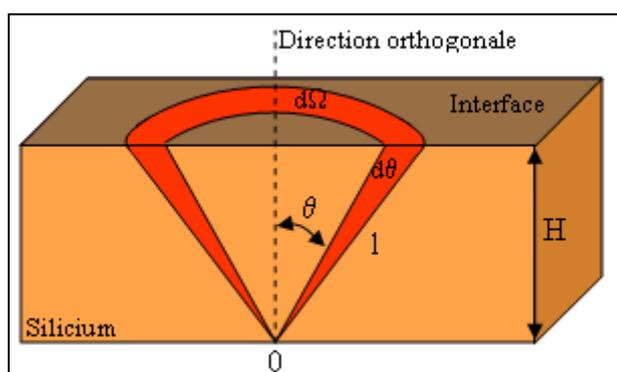


Figure 78 ; Evaluation de la luminescence émise dans un cône circulaire $d\Omega$ qui est défini par un angle θ de direction orthogonale à l'interface silicium-air.

Ensuite, l'émission de lumière, émise par la région active, traverse le substrat silicium puis l'interface air – substrat avant d'atteindre le détecteur qui ne captera qu'une partie de

l'émission. Ces contraintes sont imposées par les phénomènes physiques liés à l'absorption et la transmission optique pour un matériau silicium.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre concernant les propriétés optiques du silicium, la lumière émise peut être plus ou moins absorbée selon les conditions et la composition du substrat silicium. En effet, le coefficient d'absorption α est dépendant de certains paramètres tels que la température et le dopage. Pour un photon à une énergie (ou longueur d'onde) donnée, le facteur d'absorption pourrait varier fortement. Par exemple, pour une énergie de $E = 1,2$ eV ($\lambda = 1,1$ μm), $\alpha = 20$ cm^{-1} pour un dopage de substrat de 10^{18}cm^{-3} . D'une manière générale, le flux de photons à travers le substrat peut être exprimé comme une fonction dépendante du coefficient d'absorption (α) et de la distance parcourue (z).

Le flux de photons Φ est donné par la relation suivante :

$$\Phi(\alpha, z) = \Phi_i \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (12)$$

Où Φ_i représente le flux de photons initial.

Les photons non absorbés sont transmis, au travers du substrat, via un facteur de transmission qui est dépendant de l'indice du matériau et du facteur d'absorption. Si l'on considère un flux perpendiculaire à l'interface substrat – air, dans ce cas, le coefficient de transmission peut être exprimé selon l'équation suivante :

$$T = 1 - \frac{(1-n)^2 + \kappa^2}{(1+n)^2 + \kappa^2} \quad (13)$$

Où $\kappa = \frac{\lambda \cdot \alpha}{4\pi}$ et n est l'indice du silicium pour un dopage et une température donnés. Si on reprend l'exemple de l'absorption, avec $\kappa = 0,000175$, on obtient un coefficient de transmission $T = 0,70 = 70$ %.

Si l'on raisonne en intensité lumineuse, la transmission d'un photon provenant de la zone active jusqu'à la face arrière du substrat silicium peut être calculée à l'aide de la relation de Beer-Lambert :

$$T = (I_0 / I) \exp(-\alpha_{si} d_{si}) \quad (14)$$

Où I est l'intensité lumineuse après transmission, I_0 l'intensité lumineuse avant transmission, α_{Si} le coefficient d'absorption du silicium et d_{Si} l'épaisseur du substrat silicium.

Le pourcentage de transmission, calculé à l'aide de l'équation 12 (identifiée dans le premier chapitre) et de l'équation 14, est donné en fonction de la longueur d'onde (*Figure 79*), pour trois épaisseurs différentes du substrat silicium. On peut observer que ce substrat filtre les longueurs d'onde dans le visible et laisse passer les longueurs d'onde dans le proche infrarouge (1 μm et plus de longueur d'onde). On remarque également que pour des longueurs d'onde proches de la bande interdite du silicium, la transmission au travers du substrat dépend fortement de son épaisseur ; cette transmission est plus importante pour des substrats de faibles épaisseurs. Pour des longueurs d'onde inférieures à 800nm, la transmission est pratiquement nulle pour une épaisseur de substrat supérieure à 50 μm .

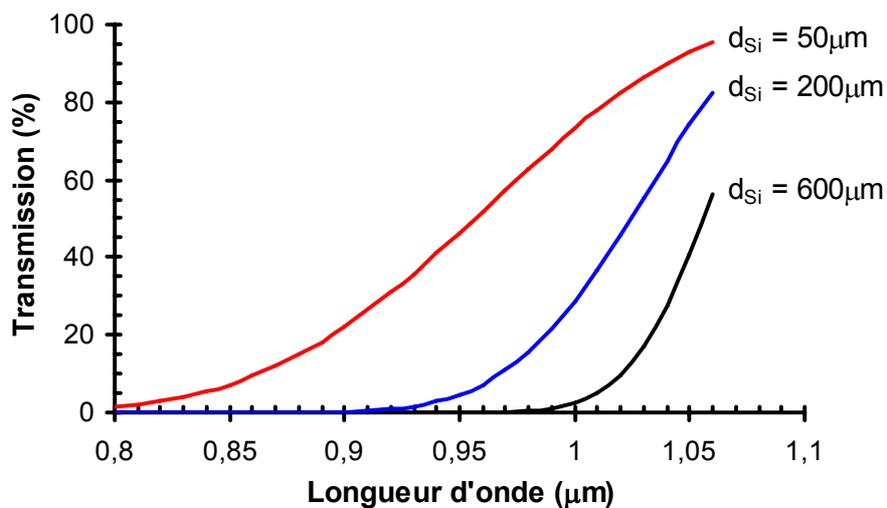


Figure 79 : Transmission au travers d'un substrat de silicium intrinsèque en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs du substrat. La transmission est maximisée pour de faibles épaisseurs de substrat.

Le dernier point concerne l'angle de réfraction qui implique un angle critique pour l'émission de photons. Cet angle critique est défini comme étant l'angle maximal par rapport à la normale de l'interface silicium – air que doit avoir la trajectoire du photon pour franchir cette interface et pour être ensuite capté par le détecteur. L'angle critique est déduit de la loi de Snell Descartes. En utilisant un angle de 90° pour les faisceaux lumineux réfractés, on obtient :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (15)$$

Avec l'indice de silicium $n_1 = n_{\text{si}} = 3,42$, l'angle critique est de 17° comme le montre la *Figure 80*.

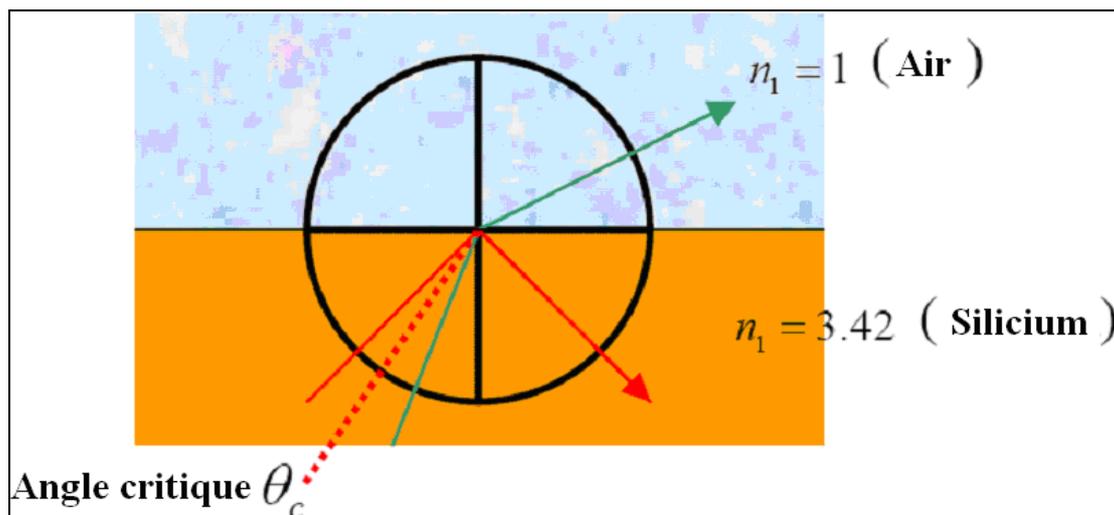


Figure 80 : Angle de réfraction pour un photon provenant de la face arrière en direction de l'interface silicium – air. L'angle critique pour l'interface silicium – air est de 17° . Tous les photons, à l'interface, avec un angle plus grand sont réfléchis vers le silicium.

Tous ces phénomènes limitent la quantité de photons, souvent faible, qui arrive au détecteur. Il est, par conséquent, souvent nécessaire d'amincir le substrat silicium afin de réduire l'effet de filtrage, particulièrement pour des substrats fortement dopés où il y a une forte absorption de l'émission dans le proche infrarouge.

La lumière collectée par un objectif en face arrière doit être focalisée sur la région active du détecteur. Les principales imperfections d'un microscope sont :

- Une ouverture numérique de collection limitée.
- Des pertes au niveau des miroirs et des lentilles.

Tous ces facteurs sont considérés comme étant quasiment constants dans le proche infrarouge. En prenant en compte une réflectivité définie du miroir ($\sim 95\%$) et une transparence des

lentilles (~90%), les pertes dans les objectifs, δ_{pert} , peuvent être estimées à une valeur de l'ordre de 81% pour notre système [REM03].

$$\delta_{\text{pert}} = 0,95 \times 0,95 \times 0,9 = 0,81 \quad (16)$$

Une autre problématique liée à l'observation à travers le silicium est due à la résolution spatiale. Cette dernière est définie comme étant capable de distinguer l'origine spatiale de photons venant de sources de lumière différentes et très proches.

En adoptant les systèmes optiques conventionnels, la résolution spatiale est limitée suivant le critère de Rayleigh défini par l'équation suivante :

$$R_{\text{Max}} = 0,61 \frac{\lambda}{NA} \quad (17)$$

Où λ représente la longueur d'onde de l'émission et NA (« Numerical Aperture ») l'ouverture numérique des optiques de collection. R_{max} définit la limite de séparabilité entre deux sources lumineuses pour pouvoir les distinguer.

Etant donné que l'émission se situe dans le domaine du proche infra rouge, avec une longueur d'onde supérieure à celle du visible, la résolution spatiale est d'autant plus faible que la longueur d'onde est importante. Afin de surmonter cette limitation, il serait opportun d'adopter des systèmes optiques à forte ouverture numérique.

Tous ces paramètres induisent différentes atténuations que subit l'émission induite lors du trajet optique vers le détecteur.

II.2. LE DETECTEUR

Comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, l'émission issue des circuits en commutation est fondamentalement faible. Pour extraire une information électrique utile de l'émission issue d'un circuit intégré, il est important d'exploiter les différentes possibilités pour mesurer de si faibles émissions dans le proche infrarouge. En effet, détecter un signal, c'est aussi le distinguer du bruit. Or le rapport signal sur bruit (SNR) de la mesure est réduit, comme nous venons de le voir, par les pertes et les atténuations qui affectent l'émission de lumière durant

le trajet de collection. Il est donc très important de disposer de détecteurs sensibles dans la bande spectrale d'observation et peu bruyants. Ce qui nous amène à identifier l'influence du détecteur employé qui est caractérisé par des paramètres importants : bruit, instabilité temporelle et rendement quantique. Ces paramètres, lorsqu'ils sont insuffisants, peuvent aggraver la problématique du nombre de photons collectés.

Ainsi pour détecter le maximum de photons à la sortie, il faut optimiser ces paramètres suivants:

- Le bruit du détecteur.
- Le « jitter », qui caractérise l'incertitude de la mesure en temps d'un photon.
- Le rendement quantique total du détecteur.

II.2.1. Le bruit

Les détecteurs de photoémission sont caractérisés par un bruit interne (qualifié de courant d'obscurité) auquel vient se rajouter le bruit, lié à la mesure.

Le taux de courant d'obscurité est une mesure du taux d'événements thermiques observés dans une obscurité totale. Etant donné que ce taux est d'origine thermique, il peut être réduit en refroidissant le détecteur. Cependant, le bruit reste pénalisant pour la détection, étant donnée la faible émission attendue.

II.2.2. L'instabilité temporelle

Nous verrons par la suite que dans le cas des détecteurs temporels, l'instabilité temporelle est une limitation qui doit être prise en considération. En effet, l'instabilité temporelle caractérise l'incertitude de la mesure en temps d'un photon. Un détecteur de comptage de photon convertit le dernier incident en un signal électrique qui sera affiché dans un histogramme temporel. Le processus de conversion introduit des fluctuations de temps ajoutées à l'instabilité temporelle du détecteur, le photon va être daté avec une incertitude.

Ainsi, pour préserver l'information en temps, les détecteurs doivent avoir une faible incertitude temporelle. Une forte instabilité va « étaler » temporellement la puissance du signal et donc réduire localement le rapport signal sur bruit.

II.2.3. Le spectre

Nous avons vu que la réduction des dimensions de technologies entraîne la diminution des tensions d'alimentation induisant une décroissance exponentielle de l'émission de photons [REM05], ainsi qu'un décalage vers le proche infrarouge (Figure 81). Cette problématique ne favorise pas les détecteurs utilisés actuellement puisque leurs domaines spectraux sont caractérisés par une limite en longueur d'onde et ne dépassent pas généralement l'énergie de bande interdite du silicium. Pour expliciter le problème du spectre des détecteurs sur les émissions issues des futurs composants, la Figure 82 superpose le spectre d'un détecteur CCD (détecteur couramment utilisé) et le spectre d'émission des porteurs chauds d'un MOSFET. L'analyse par la face arrière joue également un rôle important dans le spectre observé compte tenu de l'effet de filtrage du silicium. La prise en compte de tous ces effets, qui sont représentés Figure 82, montre que seule une faible quantité de photons peut être détecté par un détecteur CCD en face arrière du composant.

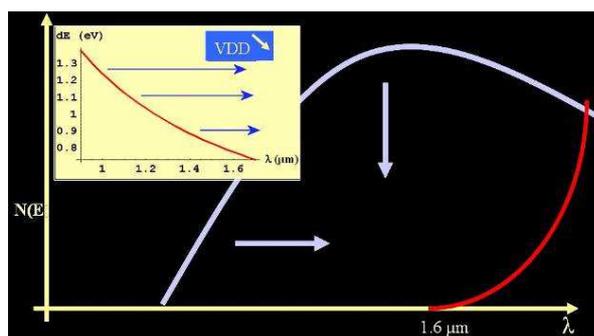


Figure 81 : Effet du VDD sur la distribution en énergie des photons.

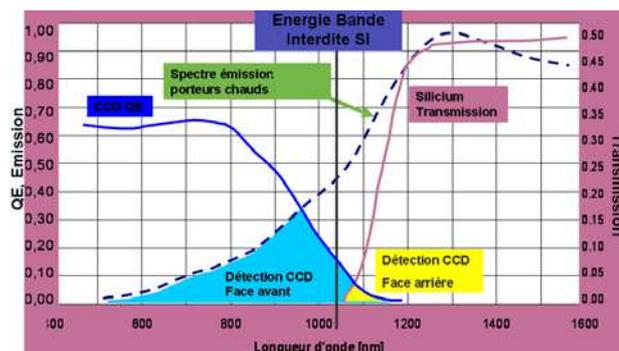


Figure 82 : Superposition du spectre d'émission des porteurs chauds, du rendement quantique (QE) du détecteur CCD, et de la transmission du silicium.

Après avoir exposé les différentes difficultés rencontrées lors de la détection des émissions de lumière, nous allons nous intéresser au système de détection, actuellement disponible dans notre laboratoire qui a servi de support à cette thèse.

III. LE SYSTEME PICA “PICOSECONDE IMAGING CIRCUIT ANALYSIS”

Le système PICA est dédié à l’analyse de l’émission de lumière dynamique. Il permet simultanément d’imager et de résoudre en temps l’émission. Au début de chaque séquence de test, répétée cycliquement, le testeur génère une impulsion servant de référence temporelle.

III.1. PRINCIPE

Un exemple de la capacité du système PICA à fournir des informations est présenté à la Figure 83. La technique est utilisée pour imager une portion d’une chaîne d’inverseurs en fonctionnement, composée de 20 inverseurs CMOS. Grâce à l’information temporelle de l’émission disponible sur le système PICA, il est possible de créer une séquence d’images, comme celles montrées dans la Figure 84, qui affichent le comportement de l’émission dans le temps. Cette séquence d’images s’appuie sur la représentation temporelle de l’émission qui peut être affichée en chronogramme, comme le montre la Figure 85, permettant ainsi de distinguer les temps de commutation alloués à chaque inverseur CMOS.

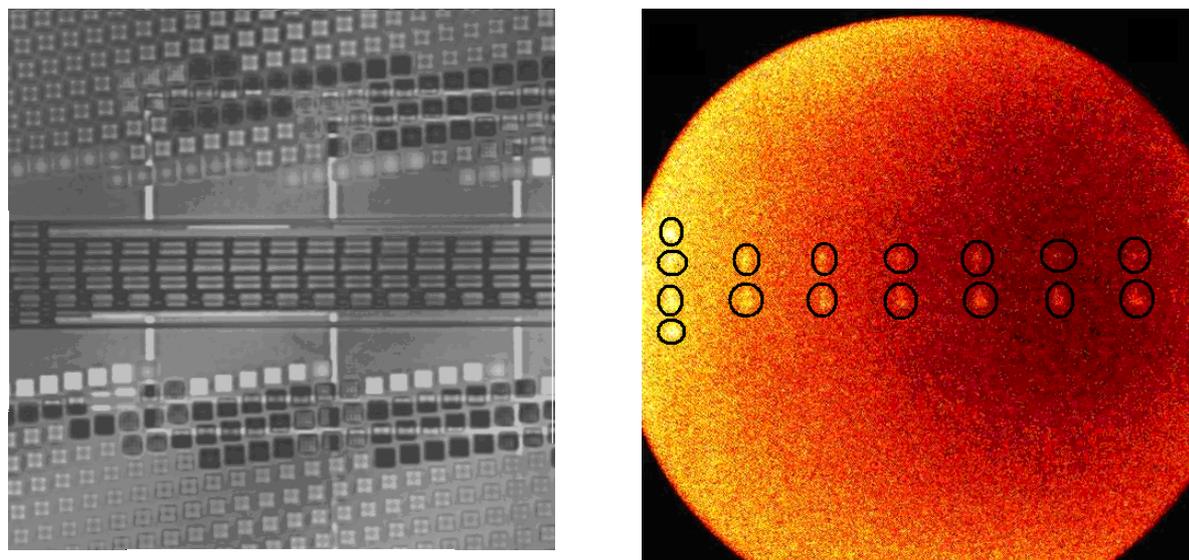


Figure 83: Localisation spatiale d’émissions provenant d’une chaîne d’inverseurs obtenue avec le détecteur PICA.

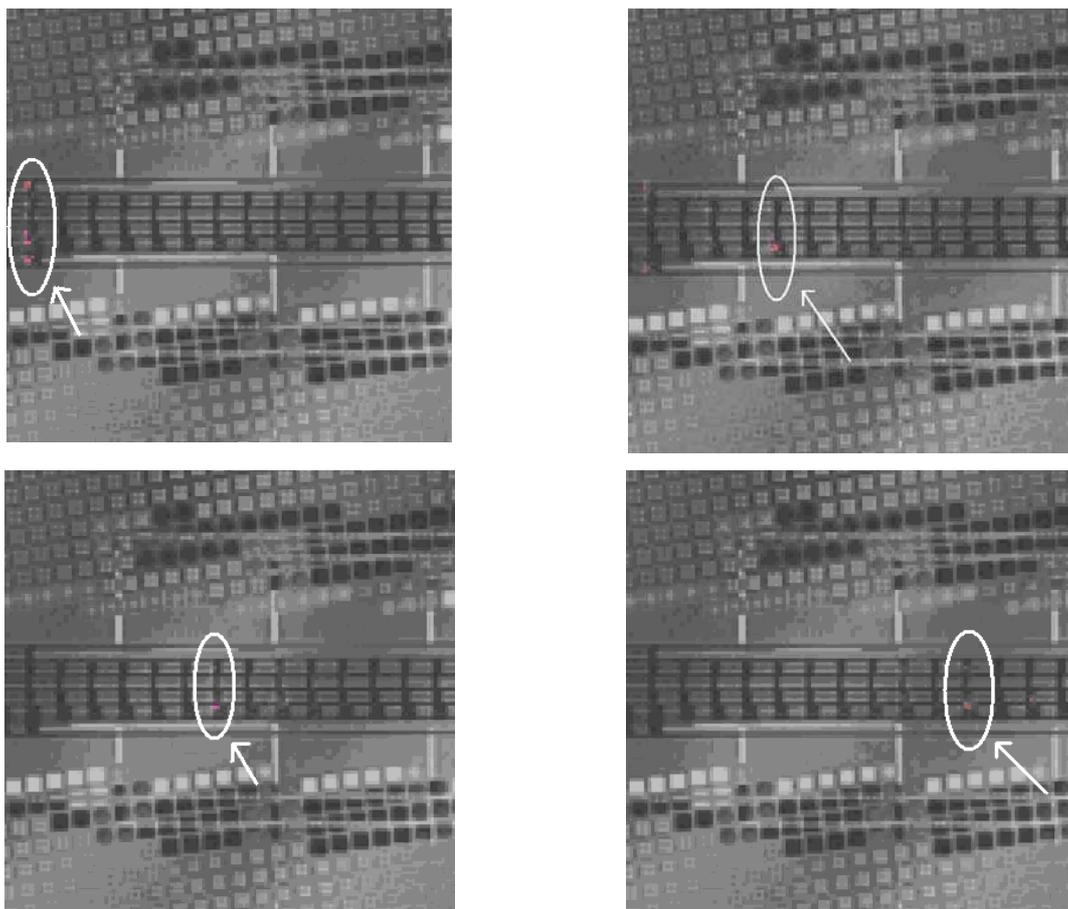


Figure 84 : Séquence d'images d'émission correspondant à la propagation du signal le long de la chaîne d'inverseurs.

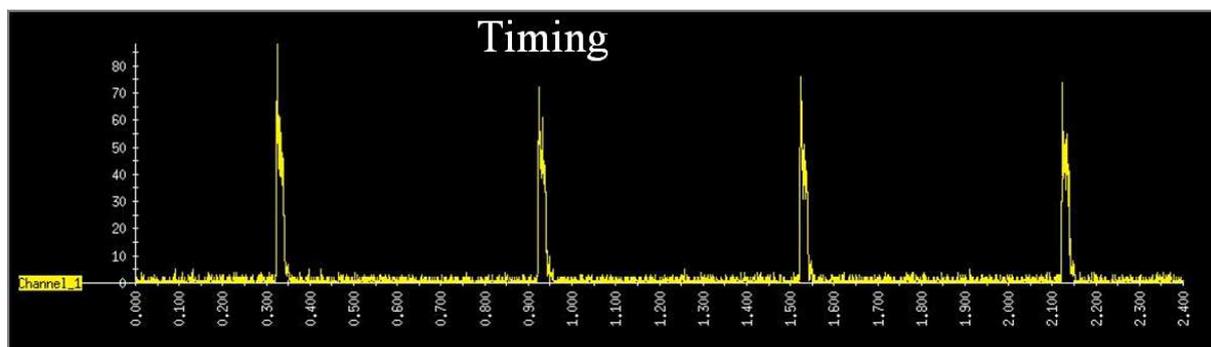


Figure 85 : Représentation de la propagation du signal dans la chaîne d'inverseurs.

III.2. SCHEMA BLOC DU SYSTEME

La Figure 86 représente un schéma du système PICA permettant la localisation spatiale et l'information temporelle de l'émission de lumière d'un circuit intégré en fonctionnement. L'échantillon à analyser se situe en bas à gauche du schéma. Il est stimulé par un testeur.

Lorsqu'une émission émane du circuit, elle est captée par les objectifs de collection et transmis à un détecteur spécifique, le PMT Mepsicron. A chaque appel de courant du photomultiplicateur (PMT) correspondant à l'amplification d'un photoélectron, une impulsion est générée. Elle est datée à partir de la référence temporelle précédemment décrite. La position est conservée par un système d'amplification multicanaux et décodée par un analyseur de position.

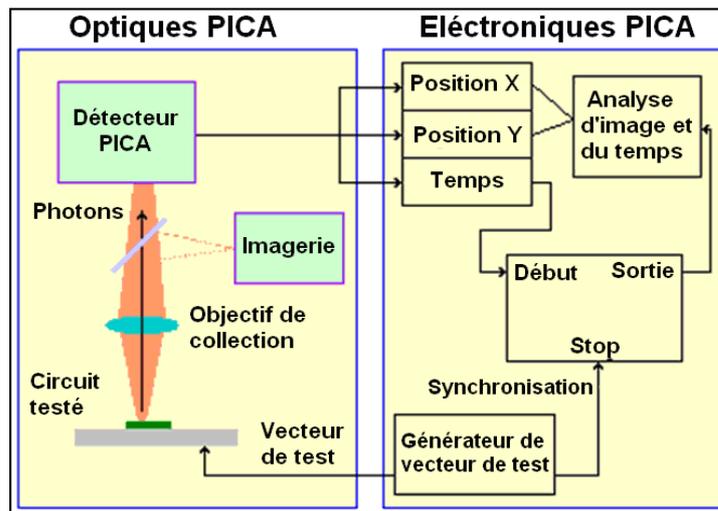


Figure 86 : Schéma block de l'ensemble du système PICA.

Ensuite les coordonnées spatiales et temporelles sont stockées pour l'affichage et l'analyse des images optiques et pour procéder aussi à l'étude temporelle.

III.3. LE PMT MEPSICRON

Une coupe du détecteur PICA, le *Mepsicron*, est représentée à la Figure 87 [MEL97]. Un tel détecteur a été utilisé auparavant dans le domaine de la physique atomique et dans l'industrie chimique, mais il est utilisé ici pour l'analyse de l'émission de lumière des circuits car c'est un détecteur 3D permettant de fournir simultanément les coordonnées spatiales (x,y) et

temporelle (t) de l'émission observée. L'émission optique issue de l'échantillon est imagée sur la photocathode S25 représentée au sommet de la *Figure 87*. Le rendement quantique de la photocathode est théoriquement uniforme sur toute sa surface, dont le rendement spectral est représenté sur la *Figure 88*.

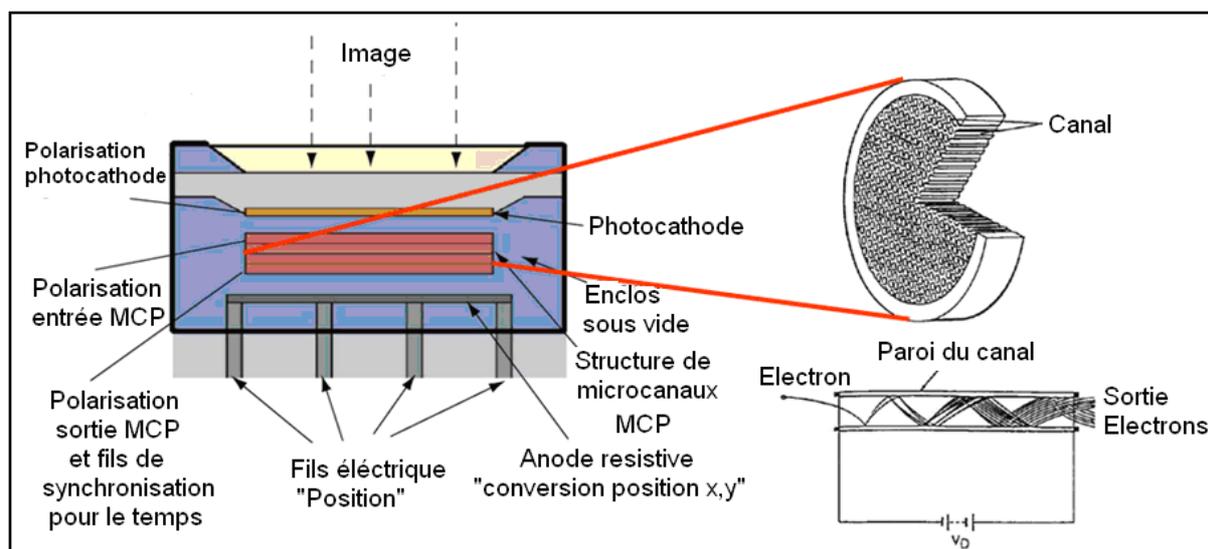


Figure 87 : Structure du détecteur PICA : le PMT Mepsicron.

Type	QE	Taux de Bruit Max cts/sec, -25° C
S25	10% @ 500 nm 1% @ 800 nm	350
Super S25B (Broad)	8% @ 500 nm 2.0% @ 800 nm	500
Super S25R (NIR)	4.8% @ 800 nm 0.5% @ 900 nm	500

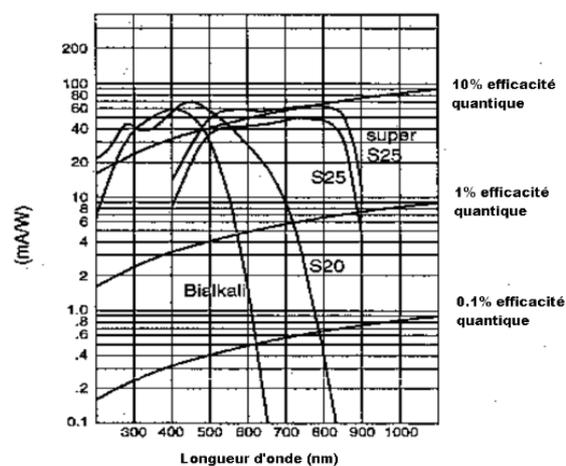


Tableau 1 : Caractéristiques du détecteur Mepsicron S25 intégré dans le système IDS PICA.

Figure 88 : Réponse spectrale de la photocathode super S25 intégrée dans le détecteur PICA.

Le principe de fonctionnement est le suivant : un champ électrique est appliqué entre la photocathode et le premier Micro-Channel Plate (MCP). Ce champ accélère le photoélectron émis de la photocathode sur le premier MCP et empêche la déviation des électrons. Lorsque l'électron entre dans un MCP, il est sujet à une large accélération causée par la haute tension alimentant les MCP. A l'intérieur, le photoélectron subit de multiples collisions avec la paroi,

produisant finalement une multiplication d'électrons de 10^5 ou 10^6 . Ces électrons sont approvisionnés par la haute tension qui alimente le photomultiplicateur. L'impulsion de courant, créée par l'approvisionnement des MCP, sert d'impulsion de déclenchement pour la technique qui effectue le comptage de photons (TCSPC « Time Correlated Single Photon Counting »). Avec une telle méthode, une résolution temporelle d'environ 200 ps à mi-hauteur du pic appelé FWHM (Full Width at Half Maximum) est démontrée. Des améliorations récentes semblent favoriser des résolutions autour de 100 ps FWHM [TSA97].

Le « paquet » d'électrons, confiné dans le tube MCP, émerge de ce dernier et percute une anode résistive. Le paquet se propage vers les angles de l'anode résistive, collecté par une charge sensible qui est amplifiée à chacun des quatre coins. Les coordonnées x et y du point d'arrivée sont ainsi déduites à partir du rapport de la charge collectée à chaque amplificateur [LAM79]. Typiquement, la résolution spatiale d'un tel dispositif est de 60 μm pour 1 pouce de diamètre de photocathode. Il n'est pas possible de détecter des photons successifs séparés de quelques microsecondes. Cela est dû essentiellement à la constante de temps RC de l'anode résistive et de la charge amplificatrice qui impliquent un temps mort du détecteur de plusieurs microsecondes entre chaque détection de photons consécutifs.

III.4. LIMITE DU PMT MEPSICRON

Bien que le taux de bruit du détecteur est satisfaisant, le problème majeur du PMT Mepsicron II est une réponse spectrale franchement limitée à 900 nm (Figure 89), alors que les détecteurs actuels, comme le CCD, coupent en spectre généralement vers 1100 nm et possèdent un rendement quantique assez conséquent dans le proche infrarouge (900 - 1000 nm).

Ainsi, la *Figure 89* affiche le rendement quantique des détecteurs utilisés dans notre laboratoire, qui sont représentatifs des détecteurs utilisés actuellement. Les rendements quantiques des détecteurs exposés sont différents par leur forme spectrale et leur amplitude. De ce fait, le rendement du détecteur PICA, par la photocathode utilisée est optimisé pour de la détection de lumière dans le domaine du visible. Cependant, comme nous l'avons identifié, le spectre d'émission des circuits de faible dimension a tendance à se déplacer de plus en plus dans le domaine du proche infrarouge. Ces remarques remettent donc en question la sensibilité des détecteurs utilisés actuellement.

Un nouvel outil est développé par la compagnie Hamamatsu, le système TRIPHEMOS, qui corrige le problème du rendement quantique dont est pénalisé le système PICA. En effet, le TRIPHEMOS intègre une photocathode en matériau InGaAs qui est optimisé pour la détection des émissions dans le proche infra rouge.

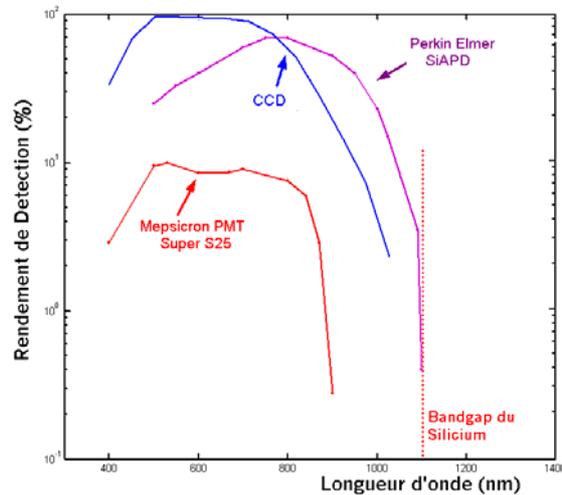


Figure 89. Rendements quantiques des détecteurs utilisés dans nos laboratoires

Cependant, ce nouveau système reste inaccessible par son prix très élevé. De plus, au moment de mon travail de recherche, le TRIPHEMOS était en cours de développement.

Ainsi, le détecteur PICA comporte un problème de compatibilité spectrale de l'émission issue de circuits nouvelles générations impliquant donc la recherche de détecteurs sensibles dans le proche infra rouge. Etant donné qu'il n'existe pas encore, à cette période, de détecteur optimisé pour ces longueurs d'onde procurant les mêmes performances que le détecteur PICA, il est nécessaire de s'orienter vers les détecteurs mono point qui sont optimisés pour les spectres attendus.

IV. DETECTEURS MONO POINT

L'émission de lumière dynamique utilise un système capable de relever l'information temporelle à partir d'une observation optique issue de circuits en fonctionnement à une certaine fréquence.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre pour l'émission de lumière statique, les systèmes basés sur la détection de phénomènes optiques nécessitent l'utilisation de microscopes afin de collecter l'émission induite du circuit. La différence essentielle par

rapport au statique est que l'émission dynamique utilise un détecteur et une électronique optimisés pour la datation des photons.

Les détecteurs, capables d'extraire l'information temporelle à partir de l'émission de lumière, ont la capacité de capter un photon unique par cycle. Cette fonction leur confère non seulement l'aptitude à faire du comptage de photons mais aussi la possibilité de dater les photons moyennant une électronique associée. Qualifiés de *single photon counting detector*, ces détecteurs se distinguent selon deux types :

- les détecteurs spatio-temporels
- les détecteurs mono point

Comme nous venons de le voir avec le système PICA, les détecteurs qualifiés de spatio-temporels ont la capacité de fournir non seulement la localisation spatiale du photon mais aussi l'information temporelle associée.

Les détecteurs mono point ont seulement la capacité de mesurer l'information temporelle, sachant que la localisation spatiale de la zone à analyser est faite au préalable avec la combinaison d'autres systèmes. L'avantage des détecteurs mono point se situe au niveau de la flexibilité dans le choix de la sensibilité spectrale.

IV.1. PRINCIPE DES DETECTEURS MONO-POINT

Il existe divers détecteurs mono point qui divergent par leur principe de détection. Pour identifier le détecteur qui sera adapté à nos applications, il a été nécessaire de procéder à une description des différents principes des détecteurs existants.

IV.1.1. Le détecteur SPAD (« Single Photon Avalanche Diode »)

IV.1.1.1. La photodiode

S'ils possèdent une énergie suffisante, les photons pénétrant dans le semi-conducteur peuvent créer des paires d'électrons – trous qui sont générées dans la zone de charge d'espace d'une jonction polarisée en inverse. Ces paires sont dissociées par le champ électrique présent dans cette zone de charge d'espace dans la jonction PN.

Le rayonnement incident génère des porteurs minoritaires, c'est-à-dire des électrons dans la région P et des trous dans la région N (Figure 90). Dans la zone dépeuplée, les paires électrons - trous sont dissociées par le champ électrique. Ce courant s'appelle le courant de transit. Dans les régions neutres, les porteurs minoritaires créés diffusent jusqu'à la limite de la zone dépeuplée. On l'appelle courant de diffusion. Le courant total sera la somme des deux courants de diffusion des zones N et P et du courant de transit de la zone dépeuplée. Pour avoir la meilleure efficacité quantique, la majorité des photo-porteurs devra être créée dans la zone dépeuplée, car dans cette zone, il n'y a pratiquement pas de recombinaison, ce qui veut dire que chaque paire créée contribue à un courant externe. La largeur W de la zone dépeuplée est une fonction de la concentration de dopage de la tension de polarisation inverse appliquée à la photodiode selon l'équation suivante :

$$W = \sqrt{2 \frac{\epsilon_{sc} \epsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_D - V)} \quad (18)$$

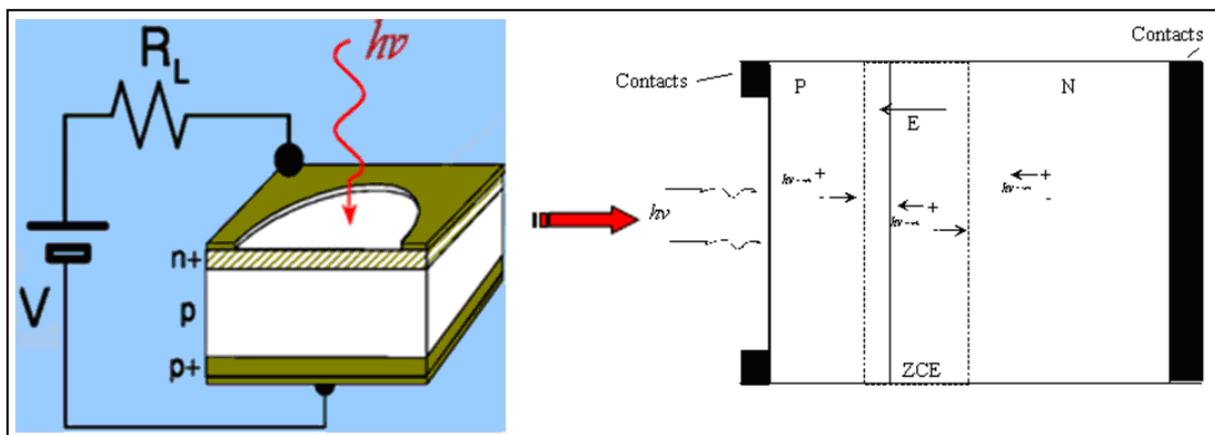


Figure 90 : Fonctionnement et principe de transport de charge d'une jonction PN polarisée lorsqu'un photon est détecté.

Une photodiode doit avoir une zone de charge d'espace suffisamment grande pour que le photocourant soit essentiellement créé dans cette zone. En effet, la probabilité pour un photon d'être absorbé dépend exponentiellement de la distance parcourue par le photon dans le semiconducteur. On peut augmenter artificiellement la zone de détection en intercalant une

région intrinsèque I entre les régions de type N et de type P. Ceci conduit à un autre type de photodiode : photodiode PIN (Figure 91). Si la polarisation inverse de la structure est suffisante, un champ électrique important existe dans toute la zone intrinsèque et les photoporteurs atteignent très vite leur vitesse limite. On obtient ainsi des photodiodes très rapides. De plus, le champ électrique dans la région dépeuplée empêche la recombinaison des porteurs, ce qui rend la photodiode très sensible. Bien que le rendement quantique puisse être très élevé, ces composants sont caractérisés par une incertitude temporelle (*Jitter*) plus importante que celle d'une diode p-n, à cause du temps nécessaire aux porteurs pour traverser la jonction.

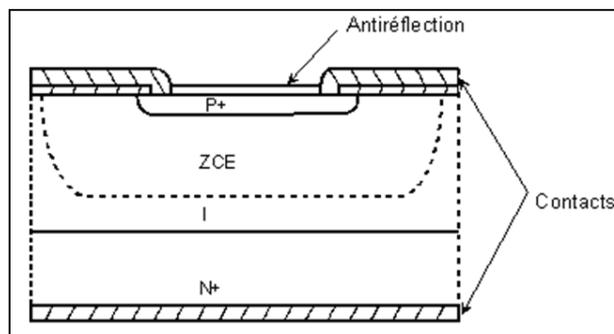


Figure 91 : Coupe transversale d'une photodiode PIN

IV.1.1.2. La photodiode à avalanche (APD : « Avalanche PhotoDiode »)

Un détecteur APD détecte la lumière en utilisant le même principe mais avec des tensions inverses appliquées beaucoup plus importantes au voisinage de la tension d'avalanche. La largeur W de la charge d'espace augmente proportionnellement à la racine carrée de la tension inverse appliquée. La tension V ne peut augmenter indéfiniment car il existe une limite à la valeur du champ électrique. En effet, lorsque le champ électrique augmente, la force exercée sur les électrons liés augmente. Si cette force est supérieure à la force de liaison des électrons de valence sur les noyaux, ces électrons sont libérés, le matériau devient conducteur et la tension n'augmente plus. La paire électron - trou créée par l'ionisation est évacuée par le champ électrique et donne naissance à un courant inverse important. Lorsque la zone de charge d'espace n'est pas étroite ($>1\mu\text{m}$), un phénomène de claquage de la jonction peut survenir. En effet, l'accélération acquise par quelques porteurs est suffisante pour leur permettre de générer des paires électrons - trous par le processus d'ionisation par choc des atomes du cristal. Ces paires sont à leur tour accélérées et peuvent créer d'autres paires ; il en résulte un processus en chaîne, c'est l'effet avalanche (*Figure 92*). Ce processus d'avalanche

nécessite non seulement un champ élevé mais aussi une distance suffisante permettant l'accélération des porteurs. On obtient ainsi une multiplication interne du photo-courant. Le gain peut être supérieur à 100.

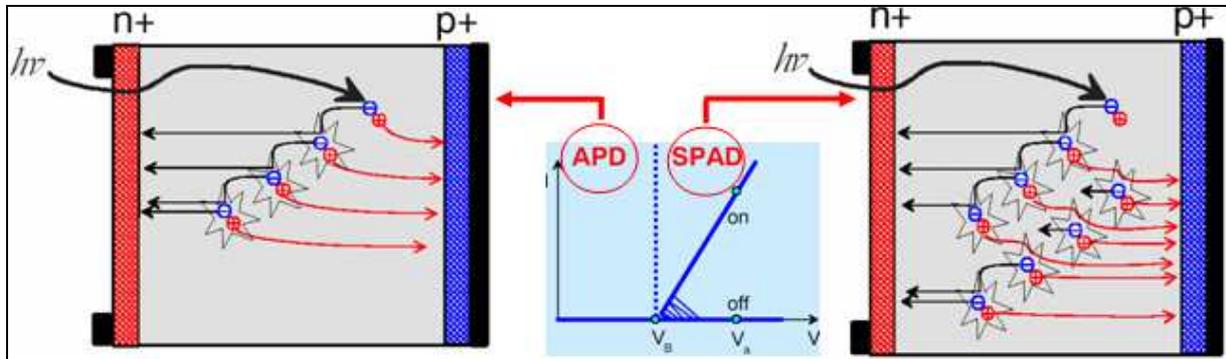


Figure 92 : Le détecteur APD est polarisé en dessous de la tension de claquage pour éviter l'ionisation par impact des trous, produisant ainsi une multiplication linéaire des premiers porteurs photo-générés (côté gauche). Par contre, le détecteur SPAD est polarisé au-dessus de la tension de claquage et chaque porteur dans la jonction déclenche un processus d'avalanche, produisant ainsi une impulsion de courant détectable.

Dans une photodiode à avalanche, la tension inverse appliquée à la diode crée un champ électrique intense dans la région dépeuplée. La chute de tension est réglée de telle manière que seuls les électrons peuvent acquérir assez d'énergie pour créer d'autres couples de porteurs par ionisation par impact, comme le montre la *Figure 92*, évitant ainsi le retour positif qui caractérise la rupture de l'effet avalanche. Si la zone dépeuplée est suffisamment épaisse pour chaque photon absorbé, beaucoup d'électrons et de trous sont créés et traversent la jonction produisant un courant détectable. Ce dispositif travaille en *mode linéaire*, étant donné que la quantité de courant est proportionnelle au nombre de photons détectés. De plus, le processus d'ionisation se termine automatiquement lorsqu'il n'y a plus de photons.

Selon le paramètre privilégié, une photodiode à avalanche sera faite soit sur une diode p-n pour obtenir une bonne résolution temporelle (faible *Jitter*), soit sur une diode p-i-n pour l'aspect rendement quantique avec un facteur d'amplification plus important.

Les photodiodes APD peuvent détecter un unique photon seulement dans des cas favorables et leurs performances en tant que détecteurs de photon unique ne sont pas très satisfaisantes. Alors que l'avalanche accentuée des détecteurs SPAD constitue un excellent détecteur sensible à la présence de photons en quantité très faible (*Figure 92*).

IV.1.1.3. Fonctionnement d'un SPAD

Dans la littérature, le terme SPAD (Single-Photon Avalanche Diode) définit une catégorie spécifique de photodiode à avalanche travaillant à des tensions inverses bien au-dessus de la tension de claquage de la jonction (*Figure 92*). En effet, lorsque la tension inverse de la photodiode dépasse la tension de claquage, un processus d'ionisation par impact très rapide permet aux électrons et aux trous de se multiplier avec un gain presque infini. Dans cette configuration, un seul photon détecté peut déclencher un processus d'avalanche, menant à des mesures de courant de l'ordre du milliampère. L'augmentation du courant continue tant que le champ électrique dans le composant n'est pas altéré par l'accroissement du courant et de la population en électrons et en trous. Cependant, s'il existe des résistances séries dans la diode, le surplus de tension s'abaisse à travers les résistances par le courant qui augmente. Cet effet réduit la tension inverse à travers la région de fort champ, et ralentit ainsi le taux d'accroissement de l'avalanche. Finalement, un état stable est atteint, dans lequel la tension à travers la région de fort champ est réduite à la tension de claquage, et où le taux de génération et le taux d'extraction se compensent. Dans ces conditions, le courant est stable, et les résistances séries, par un effet de contre réaction négative en tension, tendent à stabiliser le niveau de courant contre les fluctuations. Ce mode de comptage des électrons et la stabilisation de l'avalanche à travers des résistances, utilisent le même principe du comptage en *mode Geiger*. Cependant, si on utilise le SPAD directement dans cette configuration, aucune information ne permet de caractériser le moment de déclenchement de l'avalanche afin de dater le temps d'arrivée du photon, et de plus le processus d'avalanche ne peut être rompu pour rendre possible la détection du prochain photon. La photodiode doit donc être réinitialisée, ce qui amène à une rupture de l'avalanche, c'est le processus de réinitialisation « Quenching ».

IV.1.1.4. Initialisation d'un SPAD (*Quenching*)

Après la détection d'un photon, une avalanche d'un SPAD doit être de courte durée pour trois raisons :

- Une dissipation thermique excessive due à l'alimentation conduit à l'échauffement de la diode et au décalage de sa tension de claquage. Ces effets induisent un changement du rendement quantique du détecteur, introduisant ainsi une distorsion non linéaire sévère dans le comptage de photons.

- Les porteurs participant à l'avalanche peuvent être piégés près de la jonction et sont ultérieurement libérés quand la tension est réinitialisée à travers la jonction, redéclenchant ainsi le détecteur APD. Cet effet communément appelé *Afterpulse* a une probabilité d'événement qui est proportionnelle au nombre de pièges remplis, qui sont à leur tour proportionnels aux charges traversant la jonction pendant l'avalanche avant l'activation de l'initialisation de la diode. Le nombre de charges peut être limité en assurant rapidement l'initialisation de l'avalanche, ou bien la réduction de cet effet « *afterpulse* » peut être améliorée en augmentant le temps (temps mort) quand le SPAD reste en phase d'initialisation.

- Les porteurs chauds issus de l'avalanche peuvent émettre des photons secondaires dus à une désexcitation radiative. Ces photons peuvent être absorbés dans le SPAD, déclenchant ainsi une fausse avalanche.

Il existe deux façons de stopper l'avalanche afin de préparer le SPAD pour une nouvelle détection (*Figure 93*).

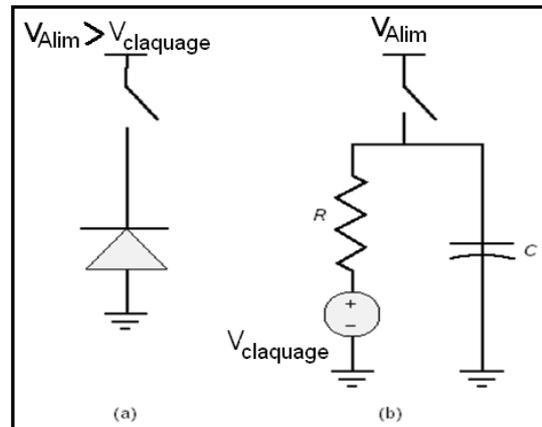


Figure 93 : Les circuits à réinitialisation passive. (a) Dans le mode Geiger, le détecteur SPAD est polarisé à une tension au-dessus de la tension de claquage et quitte ensuite cet état dû à la résistance qui induit un circuit ouvert. (b) Une fois que l'avalanche a été initialisée, le SPAD a un comportement qui suit ce circuit modèle.

Le moyen le plus simple est une réinitialisation passive, qui consiste à placer une résistance de forte valeur en série avec la diode. Le processus de multiplication dû à l'avalanche se réduit, étant donnée la chute de tension aux bornes de la diode causée par la présence de la résistance. Cette chute de tension limite le courant au-dessous de quelques microampères, bloquant ainsi le processus d'avalanche avec un courant qui tend vers des valeurs très faibles. L'avalanche

est rapidement bloquée en quelques nanosecondes, mais cela aux dépens d'un temps de récupération (*dead time*) très lent, dû à la présence de capacités parasites (circuit RC). Ainsi, cette configuration simple est caractérisée par un temps de comptage faible (dû au temps de récupération lent de l'avalanche).

L'autre moyen est la réinitialisation *active*, qui est caractérisée par un temps de récupération beaucoup plus court, mais ceci au travers d'un mécanisme beaucoup plus complexe. Afin d'accélérer le blocage de l'avalanche, la détection du courant au début du processus et la réinitialisation de la photodiode doivent être effectuées le plus rapidement possible. Pour avoir un temps de propagation de quelques centaines de picosecondes, l'électronique associée doit être très proche du détecteur. De plus, le comparateur (qui détecte l'avalanche) et le contrôleur de l'alimentation du SPAD, doivent être conçus pour répondre au temps de propagation demandé.

IV.1.1.5. Structures

Plusieurs détecteurs SPAD silicium sont disponibles sur le marché. La *Figure 94* affiche les deux types de structures silicium (la structure « *Shallow jonction* » ou la structure « *Reach-through* »). La structure « *Shallow jonction* » est une structure sur une technologie *Planar* qui est caractérisée par une jonction dépeuplée de fine couche (1 μm) et de faibles tensions inverses (de 15 V à 50 V).

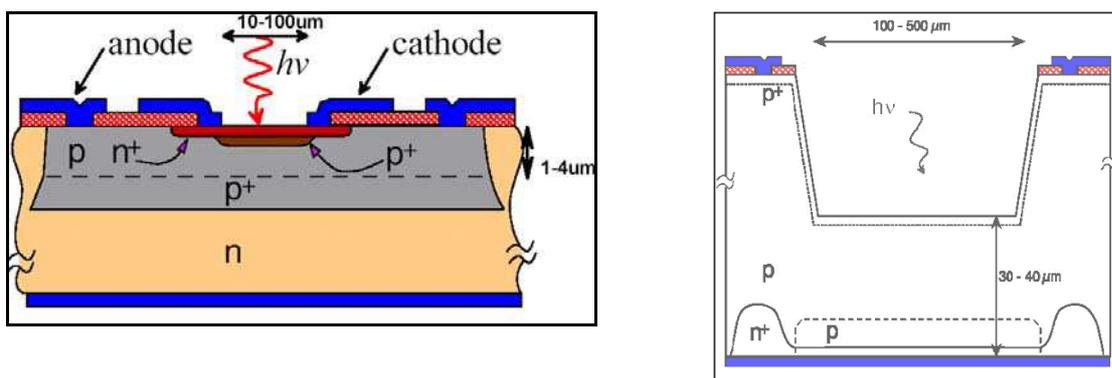


Figure 94 : La structure Planar SPAD (à gauche) et la structure Reach-through SPAD utilisée pour le Perkin Elmer (à droite).

Des diffusions profondes évitent les effets de bords et délimitent une petite région sensible (diamètre de moins de 10 μm). L'autre structure, qualifiée de « *Reach-through* » SPAD, qui

est celle utilisée pour la fabrication du SPAD Perking Elmer, emploie une technologie utilisant un dopage p très faible. Le composant est constitué d'une couche dépeuplée épaisse (de 20 à 100 μm) avec des tensions inverses de fortes valeurs (de 100 à 500 V).

IV.1.1.6. Rendement quantique

La première caractéristique, en termes de performance de la photodiode, est le rendement quantique (QE) qui correspond à la probabilité de détection d'un photon par la photodiode. Pour qu'un photon puisse être détecté, il doit être non seulement absorbé dans le volume actif du détecteur et générer une paire d'électron-trou, mais il est nécessaire que ces premiers porteurs réussissent à déclencher une avalanche. Cette probabilité dépend principalement de l'absorption d'un photon dans la zone dépeuplée, ou près de celle-ci, qui varie exponentiellement avec l'épaisseur de cette zone. En considérant la réflexion à l'interface, le rendement quantique peut être formulé selon l'équation suivante :

$$\eta = \beta(1 - R)e^{-\alpha D} \left(1 - e^{-\alpha(x_d + x_n)}\right) \quad (19)$$

Où α représente le coefficient d'absorption, D la profondeur à laquelle la zone dépeuplée commence (tous les porteurs générés dans la cathode fortement dopée sont directement envoyés sur le contact métallique sans produire de l'ionisation par impact), R le coefficient de réflexion (~30% pour l'interface air - silicium), β la probabilité qu'un photon absorbé déclenche un processus d'avalanche et x_n et x_d les extensions de la région neutre en dessous de la jonction, où les porteurs photo-générés peuvent encore atteindre la zone de fort champ. La surface peut être enrobée par des couches d'antireflets pour améliorer l'interface air - silicium.

La probabilité de déclenchement d'une avalanche augmente linéairement avec l'excès de tension au-delà de la tension de claquage. Des données expérimentales obtenues permettent de confirmer cette dépendance avec l'excès de tension avec une limite de saturation, comme illustré dans la *Figure 95*.

La structure *Planar* a été étudiée et optimisée pour l'aspect précision temporelle, alors que la structure « *Reach-through* » SPAD privilégie le rendement quantique élevé. En général, une réponse temporelle de quelques dizaines de picosecondes requiert une photodiode de faible volume. Ainsi, dans le cas des SPADs silicium, le rendement quantique d'une structure *Planar* affiche son maximum aux alentours de 500 nm avec une valeur au-dessus de 40%,

mais cette dernière chute brusquement à 8% pour 800 nm et à 3% pour 900 nm. Un rendement quantique élevé peut être obtenu avec des structures *Reach-through*, où le volume entier au-dessous de la jonction p+ est complètement dépeuplée en présence de polarisation.

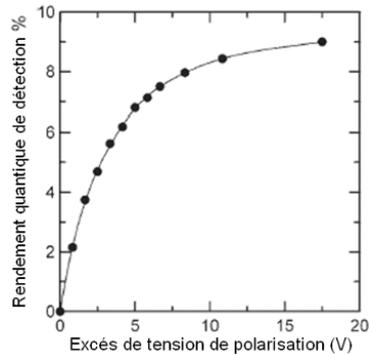


Figure 95 : Rendement quantique en fonction de la tension d'excès pour une technologie Planar avec $V_{claq} = 17V$.

La probabilité de détection dépend fortement de la tension appliquée mais aussi de la température du détecteur, qui doit être contrôlée pour assurer un rendement quantique constant.

La sensibilité en longueur d'onde est donnée par la nature du matériau constituant le détecteur.

IV.1.1.7. Résolution temporelle

La résolution temporelle est usuellement assimilée à la largeur à mi-hauteur de la courbe de réponse obtenue. Dans un système optimisé, l'instabilité de l'électronique peut être réduite en dessous de 10 ps. Dans ce cas, les performances temporelles sont limitées par le détecteur utilisé. La distribution statistique du temps de détection d'un photon détermine le temps de réponse du détecteur. Cette distribution est due à la fois à la position d'absorption du photon dans la zone dépeuplée et au temps que prend un porteur photo-généré pour être évacué. Si l'on considère que les porteurs parcourent la zone dépeuplée x_d à une vitesse de saturation V_S , le temps de parcours est proportionnel au rapport x_d / V_S . En supposant que $v_S = 10^7$ cm/s, cela conduit à une dispersion de 10 ps pour chaque micron de l'épaisseur dépeuplée. Cette instabilité est donc très petite dans le cas des structures de type « *shallow junction* ».

Quand les photons sont collectés à l'extérieur ou près de la région dépeuplée, ils ne peuvent pas déclencher un processus d'avalanche tant qu'ils n'atteignent pas la zone de fort champ. Dans ce cas, leurs influences se manifestent par une légère contribution à la réponse temporelle. Dans le cas d'une photodiode PIN, la vitesse des porteurs dans la région neutre en dehors de la jonction est déterminée par les coefficients de diffusion D_n et D_p . Pour les électrons, cela correspond à un temps constant qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\tau = \frac{x_n}{\pi^2 D_n} \quad (20)$$

Si l'on considère $x_n = 2 \mu\text{m}$ et une concentration de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} , le temps est égal à $\tau = 240 \text{ ps}$.

Un autre facteur qui limite la résolution temporelle est la propagation de la position de déclenchement de l'avalanche pour couvrir entièrement la jonction. L'extension de l'avalanche aux régions voisines est basée selon trois mécanismes différents :

- La dérive (drift) due aux faibles champs transversaux.
- La diffusion aidée par la multiplication. Grâce à la densité élevée de porteurs libres générée par le processus d'avalanche, les électrons et les trous peuvent diffuser dans les régions voisines où l'avalanche n'a pas encore été déclenchée.
- La réabsorption des photons secondaires émis par les porteurs chauds générés par le champ électrique intense.

Ces phénomènes ont pour effet un changement du temps de montée du pic du courant induit par l'avalanche. Ces effets peuvent être réduits en augmentant la tension inverse appliquée au détecteur SPAD.

Ces détecteurs SPAD Silicium sont caractérisés par une résolution temporelle élevée (typiquement de 50 ps pour une structure *shallow junction* SPAD et de 300 ps pour une structure « *Reach-through* » SPAD) et un rendement de détection élevé dans le visible (35 % à 600 nm pour une structure « *shallow junction* » SPAD et de 60 % à 600nm pour une structure « *Reach-through* » SPAD). Concernant le courant d'obscurité, pour un détecteur de type « *shallow junction* », il est très faible : de l'ordre de 100 cps (Counts Par Seconde) à température ambiante et avoisine 10 cps en abaissant la température. Les effets qualifiés d' « *after pulse* » qui sont liés aux porteurs piégés durant l'avalanche sont minimes, ce qui est

dû en partie au silicium cristallin intrinsèque. Le SPAD silicium peut donc être employé non seulement en mode détecteur déclenché mais aussi dans les conditions de détection continue avec des taux de comptage élevés.

Ainsi, le choix du surplus de tension (au-dessus de la tension de claquage) sur le détecteur SPAD est un compromis entre le rendement quantique, la résolution temporelle et le taux de bruit dans le détecteur. Tous ces paramètres augmentent avec la tension appliquée au-delà de la tension de claquage. Cependant, il est à noter que l'ensemble du rendement de détection du SPAD en *mode* « Geiger » tend à une tension de saturation de l'ordre de 10% de la tension de claquage (due à la saturation à la fois du rendement et de l'extension bornée par la structure de la zone de déplétion), tandis que le *dark count* augmente radicalement avec la tension en excès.

IV.1.2. PMT (Photo Multiplier Tube)

Un des détecteurs de lumière disponible dans le commerce utilise le principe de comptage de photon unique [HUN96]. Le photomultiplicateur est un dispositif formé d'une photocathode faite d'un matériau photosensible, suivie d'un système de collection des électrons, puis d'une section où les électrons sont multipliés, et finalement l'anode, d'où le signal sera envoyé au reste du système électronique. Les éléments de base d'un photomultiplicateur classique sont représentés sur la *Figure 96*, où la chaîne multiplicatrice d'électrons est assurée par des dynodes.

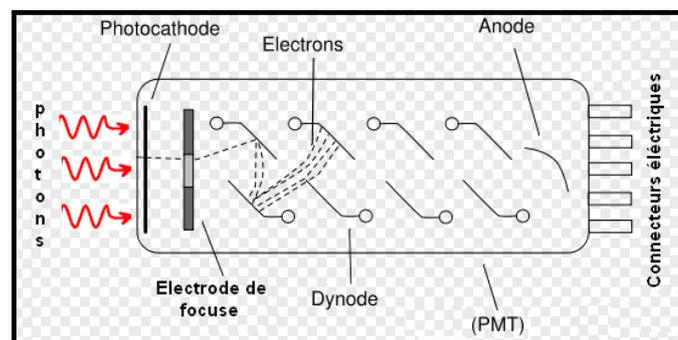


Figure 96 : Éléments de base d'un photomultiplicateur.

Une haute tension est appliquée à la cathode, aux dynodes et à l'anode, de telle sorte que tous ces éléments se trouvent à des tensions différentes croissantes. Lorsqu'un photon incident arrive sur la cathode, un électron y est émis par effet photoélectrique. A cause de la tension,

cet électron est dirigé et accéléré vers la première dynode où il va transférer son énergie par choc avec celle-ci. Ceci donne naissance à des électrons secondaires qui sont émis et accélérés vers la dynode suivante et ainsi de suite. Une cascade d'électrons est donc créée et collectée à l'anode pour donner un courant qui sera amplifié et analysé.

Le rendement quantique caractérisé par la probabilité pour un photon de générer un photoélectron, est fonction à la fois de la longueur d'onde du photon et du matériau utilisé pour la photocathode.

L'accélération du photoélectron puis les collisions dans le photomultiplicateur mènent à la création d'un pic d'électrons typiquement de 10^6 électrons en moins de 1 ns. Ce pic amplifié, qui a pour origine l'absorption d'un unique photon, peut alors être détecté et analysé. Des pics électriques de bruit peuvent aussi être générés dans le photomultiplicateur. Ces électrons générés par la photocathode, qui sont essentiellement thermiques, produisent un bruit aléatoire, qualifié de *dark count*, avec un taux de 10 – 1000 électrons par seconde pour une photocathode de 1 pouce de diamètre refroidie à -25°C . Ce bruit ne peut être distingué du photon incident. D'autres sources de bruit sont dues à des pics d'électrons générés par des rayons cosmiques ou par génération thermique d'électrons dans la phase de multiplication du photomultiplicateur. Nous avons réalisé des traitements de bruit pour pouvoir distinguer le photon issu du circuit des photons de bruit. Ces traitements seront détaillés ultérieurement.

IV.1.3. SSPD (Super-conducting Single-element Photon Detector)

Un nouveau type de détecteur basé sur des lignes conductrices de Nitrure de Niobium (NbN) a été développé [STE05]. La région active du SSPD a une épaisseur de 3 à 10 nm. Des lignes de NbN supraconducteur de largeurs de 100 à 200 nm sont déposées sur un substrat saphir (*Figure 97*). Les lignes disposées en serpentins occupent une région de plus de $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ pour améliorer l'efficacité de la détection. Un schéma de fonctionnement du détecteur est représenté *Figure 98*. Le détecteur SSPD est refroidi à $\approx 3\ \text{K}$ par cryogénie avec de l'hélium liquide. Il est ensuite complètement enfermé dans une cage refroidie à 40 K pour éliminer le bruit environnant causé par les radiations thermiques. Le flux de photons est acheminé vers le détecteur via une fibre optique. Un filtre est placé sur le chemin de la fibre pour éviter les émissions de longueur d'onde $<400\ \text{nm}$ et $>2,5\ \mu\text{m}$ auxquelles le détecteur est très sensible.

Le détecteur SSPD fonctionne via un mécanisme de formation de point chaud assisté par un courant comme le décrit la *Figure 99*. Le détecteur est refroidi pour être bien en dessous de la

température de transition en supraconducteur ($\approx 10,5$ K) des lignes minces de NbN. Une source de courant limitée est utilisée pour alimenter les lignes à la limite du seuil du courant critique (I_c). Le courant est établi à 90 % de I_c . Lorsqu'un photon est absorbé par une ligne, il produit une élévation de température, qui rompt localement la supraconductivité et les lignes de courant se resserrent à l'extérieur de ce point chaud (*Figure 99*). La densité de courant J_c excédant dans ces régions implique la création d'un segment résistif transversal en série avec le reste des pistes supraconductrices (*Figure 99*). Ce changement soudain (quelques dizaines de picosecondes) dans les résistances séries crée un pic de tension en terminaison des lignes. Un amplificateur RF avec un gain total de ≈ 50 dB et une fréquence de coupure de 2 GHz sont utilisés pour amplifier le pic.

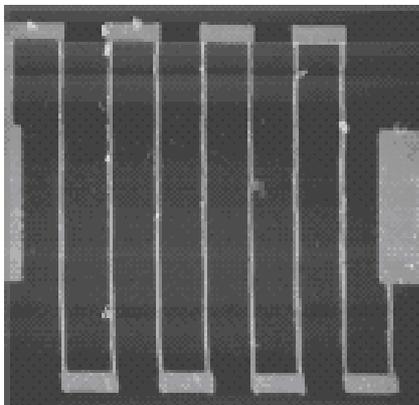


Figure 97 : Image représentant un SSPD ($15 \mu\text{m}$)² montrant la structure de la piste en serpentin en matériau NbN. Des plots utilisés pour le contact électrique avec les lignes, sont partiellement visibles sur les bords de l'image.

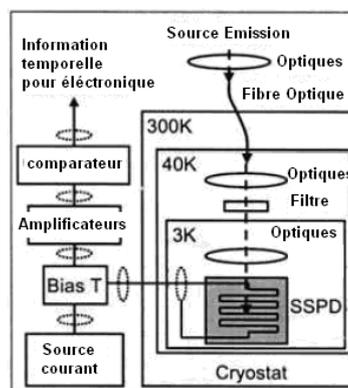


Figure 98 : Fonctionnement utilisé pour caractériser le SSPD et la faisabilité des mesures de la photo-émission en temps résolu.

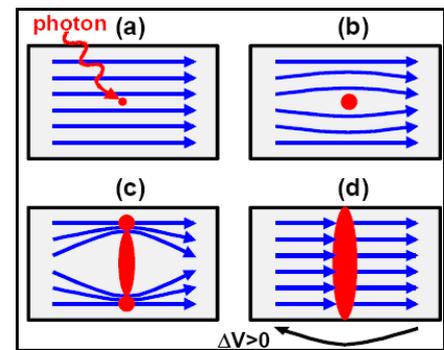


Figure 99 : Diagramme illustrant le mécanisme de la formation du point chaud par courant assisté. Un court segment de la piste de NbN est montré. Les flèches bleues représentent la circulation du courant dans la piste. Les points rouges indiquent les régions résistives.

Maintenant que les différents principes des détecteurs mono-point disponibles sont identifiés, il est nécessaire de comprendre le processus de datation de photon.

IV.2. PRINCIPE DE LA DATATION DE PHOTON (MODE TCSPC)

En général, les détecteurs mono-point de photons intégrant une structure qui suit le fonctionnement décrit dans la Figure 100, sont employés soit pour détecter un signal optique

faible quasi continu (comptage de photons) ou bien pour mesurer la forme d'onde des signaux rapides (datation de photons). Dans le cas du SPAD par exemple, le détecteur compte simplement les photons, et le taux d'avalanche représente l'information utile. Les capacités en terme de mesures temporelles ne sont pas exploitées lorsque le bruit devient trop important ou le rendement quantique trop faible. La reconstruction de la forme rapide des signaux optiques nécessite l'utilisation d'une technique de comptage de photons corrélé temporellement (TCSPC) [KAS97]. Cette technique procède par échantillonnage, elle est nécessaire à cause de la faible probabilité de détection : typiquement un photon détecté pour un million de commutations d'un transistor MOSFET.

L'hypothèse de base pour appliquer la méthode TCSPC est qu'au plus un photon par impulsion doit arriver au détecteur. Comme il a été souligné dans le second chapitre, 10^5 commutations sont requises pour produire un seul photon émis en moyenne dans un transistor nMOS.

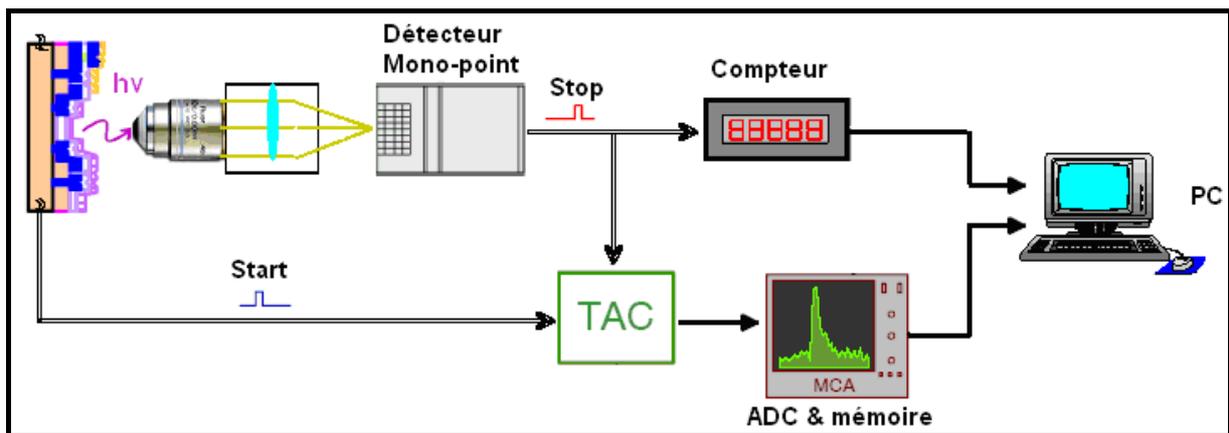


Figure 100 : Schéma d'un fonctionnement typique réalisant à la fois le comptage et la mesure de temporelle.

La dépendance temporelle de l'émission ne peut donc pas être déterminée par un seul événement (ou commutation) d'un circuit en fonctionnement dynamique, c'est pourquoi de multiples cycles de fonctionnement doivent être cumulés pour établir la dépendance temporelle de la forme d'onde optique. Puisque un photon est détecté pour dix millions de commutations en moyenne pour chaque cycle, cette forme d'onde ne représente pas l'intensité actuelle de l'émission en fonction du temps, mais plutôt la mesure de la probabilité d'un photon détecté à un temps donné relatif au commencement du cycle. Toutefois, pour chaque photon détecté il est nécessaire de déterminer le délai entre le début du déclenchement du cycle et l'émission du photon.

Un signal de déclenchement électrique (*trigger*) en synchronisation avec le début de chaque cycle est utilisé pour initialiser un chronomètre électronique. Si un photon est capté par le détecteur, le chronomètre est arrêté. Cependant, celui-ci est remis à zéro à la fin du cycle si aucun photon n'est détecté. Typiquement, un convertisseur du temps en tension (TAC : « Time to Amplitude Converter ») suivi d'un convertisseur analogique/numérique est utilisé comme chronomètre digital pour les mesures des délais temporels. Un tel délai correspond au temps entre le début du cycle et l'émission photonique, auquel vient se rajouter un décalage constant fixé par les délais des systèmes électroniques et optiques. Le délai mesuré est envoyé à un analyseur multicanaux (MCA : Multi-Channel Analyzer) qui stocke l'information dans des canaux et adapte un histogramme du nombre de photons détectés pour chaque pas temporel possible, en fonction de la résolution temporelle (bin). Au fur et à mesure que les photons sont accumulés, l'histogramme fournit finalement (après plusieurs répétitions de cycle) une bonne représentation de la forme d'onde optique. Le rapport signal sur bruit (SNR) augmente avec le nombre de cycles. Pour la plupart des cas, lorsque le comptage de photons est utilisé, le bruit est dû à la combinaison du courant d'obscurité du détecteur et à la distribution de photons incidents. Ce dernier terme est toujours négligeable pour le test de circuit au vu du très faible taux d'émission.

Dans un cas idéal de mesure, le temps d'arrivée de chaque photon devrait être acquis et mémorisé. En pratique, cependant, les temps de conversions de l'électronique sont trop lents et ainsi, seul le premier photon est détecté lors de la mesure pendant le cycle. De plus, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, seulement un nombre très faible de photons est détecté par le système. Donc afin d'optimiser cette détection, un effort particulier doit être fait pour limiter les pertes optiques entre la source d'émission et le détecteur.

En conclusion, les problèmes identifiés précédemment qui sont essentiellement liés au trajet optique, au spectre d'émission et au bruit vont être pris en considération lors du développement de notre nouveau système de détection.

IV.3. DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME COMBINÉ

L'accès à l'information spatiale et temporelle est indispensable en analyse de défaillance. Les détecteurs mono-point donnent rapidement une information temporelle. La localisation des sources de lumière d'un circuit en fonctionnement peut être effectuée à l'aide d'un microscope à émission de lumière présentant un meilleur rendement quantique que le

détecteur PICA. C'est donc tout naturellement que nous avons décidé de coupler ces deux techniques en implémentant sur notre microscope à émission de lumière un détecteur mono point.

IV.3.1. Choix du détecteur

Nous avons vu que l'évolution du spectre d'émission en fonction des dimensions du composant implique une remise en question des détecteurs actuels. En effet, cette discordance spectrale nécessite la recherche de détecteurs capables de compenser le déclin prévu de la photoémission avec la réduction de V_{DD} .

Ce problème de sensibilité spectrale peut être résolu en choisissant des détecteurs conçus avec des matériaux sensibles à la gamme d'énergie du proche infrarouge ($>1,1$ eV ou $<1,1$ μm en longueur d'onde). Ces matériaux sont généralement de l'InGaAs (qui est un composé ternaire de l'Indium, le Gallium et l'Arsenic) ou du Germanium et ont la particularité d'avoir une bande interdite (Bandgap) dans la gamme spectrale recherchée.

Les détecteurs peuvent être conçus sur du germanium, impliquant un gain en sensibilité dans le proche infrarouge avec une coupure en longueur d'onde à $1,85$ μm . Le germanium permet la détection de photons moins énergétiques. Cependant, l'utilisation de ce type de matériaux à faible bande interdite conduit à des valeurs de bruit élevées dues à une forte probabilité d'excitation thermique d'un électron vers la bande de conduction.

Les détecteurs conçus avec des matériaux InGaAs, avec un gap de $0,73$ eV, ont la possibilité de détecter des photons avec une sensibilité en longueur d'onde jusqu'à 1650 nm. Les photons sont absorbés dans la couche InGaAs. Ces couches sont conçues pour optimiser le comportement de l'avalanche et minimiser le bruit associé à la structure des couches. Le choix d'un détecteur NIR (pour le proche infrarouge) se fera donc sur des matériaux de type InGaAs.

Plusieurs détecteurs qui utilisent les différents modes de détection cités précédemment (InGaAs-APD, NIR PMT et SSPD), existent sur le marché. Pour procéder au meilleur choix, il est nécessaire de classifier ces détecteurs selon leurs performances et en parallèle considérer la faisabilité de notre nouveau système. Tous ces détecteurs permettent de

détecter des émissions très faibles dans le proche infrarouge, mais les conditions pratiques de fonctionnement doivent être prises en compte, sachant que les paramètres-clés d'un détecteur TRE (Time Resolve Emission) sont le rendement quantique, la sensibilité spectrale, la résolution temporelle, le bruit et le coût. Le *Tableau 2* compare les spécifications de quelques détecteurs proches infrarouges existants. Seul le détecteur SSPD combine à la fois un rendement quantique élevé dans le proche infrarouge, une faible instabilité temporelle et un bruit faible. Ces propriétés font du détecteur SSPD un outil idéal adapté pour le diagnostic des circuits de nouvelle génération.

Détecteur	QE (1300 nm)	Instabilité Temporelle (ps)	Taux Courant Obscurité (s ⁻¹)
Mepsicron II	$\ll 10^{-4}$	≈ 100	< 1
Si-APD	$\ll 10^{-4}$	300-600	10-100
SPAD	$\ll 10^{-4}$	≈ 30	10-100
InGaAs-PMT	0.005	≈ 100	20K- 200K
InGaAs-APD	0.1	200-400	50K- 100K*
SSPD	0.1 DE	≈ 30	< 30

Tableau 2 : Performances et caractéristiques des détecteurs utilisés pour la photo-émission.

Cependant, le SSPD constitue un détecteur encombrant et très onéreux. L'objectif est une implémentation peu coûteuse d'un détecteur TRE dans un microscope à émission de lumière (Phemos 1000). Le choix du détecteur mono-point est fait à partir de deux détecteurs différents répondant à ce critère de coût: le NIR PMT de la compagnie Hamamatsu et l'InGaAs-APD de la société Id Quantique.

Le détecteur InGaAs-APD est caractérisé par un rendement quantique élevé dans le proche infrarouge mais avec un bruit et une instabilité temporelle élevés. De plus, ce détecteur doit fonctionner en mode déclenché qui implique des fenêtres temporelles réduites. Des résultats que nous avons obtenus sur une chaîne d'inverseurs CMOS (*Figure 101*) montrent un temps mort nécessaire à la réinitialisation du système, qui empêche des utilisations de boucles supérieures à une fréquence de 100 kHz.

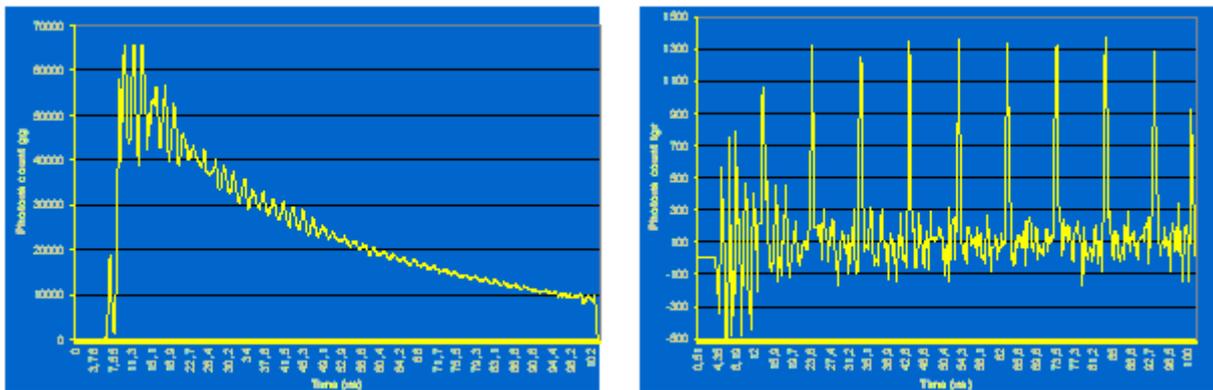


Figure 101 : Acquisition temporelle de l'émission de lumière TRE « Time Resolved Emission » obtenue avec un module InGaAs- APD d'Id Quantique. C'est une photo-émission de 2 minutes d'acquisition avec un temps mort de 2 μ s (image de gauche) et un temps mort de 10 μ s (image de droite).

La comparaison des détecteurs (Tableau 2) montre des mauvaises caractéristiques en faveur du détecteur PMT infrarouge. Néanmoins, il n'a pas besoin d'un temps mort comme pour les détecteurs APD. Cet avantage permet de compenser le faible rendement quantique du détecteur PMT en augmentant le nombre de boucles et donc le taux de photons émis. C'est dans ce contexte que le détecteur PMT a été choisi pour notre application.

Les paragraphes précédents démontrent l'efficacité de la photodiode à avalanche en termes de détection et mettent en évidence les qualités du détecteur SPAD qui constitue le candidat par excellence pour notre système. En effet, le bon rendement et la meilleure résolution temporelle entrent dans les spécifications et les caractéristiques attendues pour le bon fonctionnement de notre système. Cependant, les performances étudiées jusqu'à présent sont fournies par les SPADs silicium. Les SPADs InGaAs sont actuellement instables et leurs performances ne sont pas tout à fait optimisées (InGaAs- APD d'Id Quantique). Ces considérations confortent le choix du détecteur PMT InGaAs malgré ses caractéristiques moyennes dans la détection d'émissions dans le proche infrarouge.

IV.3.2. Implémentation sur un microscope à émission de lumière

Pour obtenir une information spatiale et temporelle de la région émissive du composant, un système combiné offrant à la fois une émission résolue temporellement et une localisation spatiale de la région analysée est une solution peu coûteuse. Nous avons donc implémenté un détecteur TRE «Time Resolved Emission » sur un microscope à émission de lumière existant dans notre laboratoire. La localisation de la région émissive est faite à l'aide de la caméra

disponible sur le microscope à émission. Une fois que les coordonnées (x, y) sont connues, nous avons modifié le système pour que le trajet optique soit dévié, par le basculement d'un miroir, vers notre détecteur TRE qui va fournir l'information temporelle de l'émission.

La *Figure 102* présente la nouvelle configuration du système optimisé pour de la détection d'émission dans l'infrarouge. Le principal avantage de cette implémentation est le fait qu'elle n'altère pas la fonctionnalité originelle du microscope à émission utilisé (le Phemos 1000). Cependant, pour améliorer les problèmes identifiés précédemment, quelques caractéristiques ont été considérées pour la réalisation de ce système, telles qu'une collection maximale pour les faibles émissions et une stabilité du système optimal pour permettre le fonctionnement en mode mono-point.

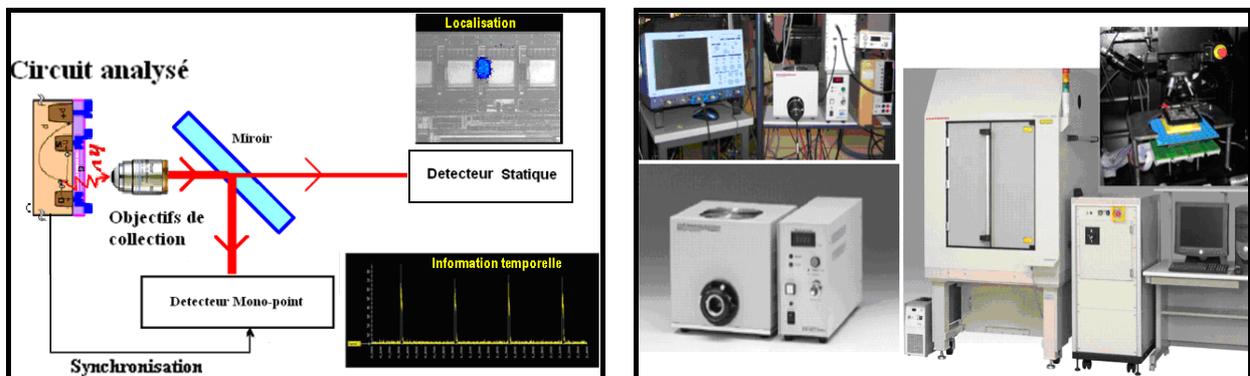


Figure 102 : Représentation d'un système combinant la position de la région émissive et l'information temporelle analysée. A gauche, le principe de fonctionnement, et à droite, l'équipement utilisé.

IV.3.3. Choix de la carte d'acquisition

Afin d'acquérir la forme d'onde de l'émission en temps résolu (TRE), une carte d'acquisition est indispensable, incluant le mode TCSPC, comme décrit précédemment. Cette carte d'acquisition va gérer le comptage de photons et attribuer le temps à chaque photon. Elle contribue aux instabilités temporelles générales et au temps d'acquisition du système. Plusieurs cartes d'acquisition ont été mises au point pour ces applications, mais seulement deux ont retenu notre attention (*Figure 103*) : la carte Becker&Hickl SPC-630 [SPC630] et la carte PicoHarp 300 de PicoQuant [PIC300]. Chaque carte possède des qualités qui lui sont propres. En effet, la carte SPC-630 possède des performances temporelles excellentes (7 ps), alors que la carte PicoHarp 300 peut emmagasiner plus de données. Cependant, le but de notre application n'est pas d'améliorer la technique TRE à des échelles de l'ordre de la

picoseconde, mais plutôt d'avoir une carte d'acquisition capable d'avoir une capacité de comptage de photons maximale afin de procéder à de longues acquisitions. C'est dans ce contexte que la carte d'acquisition PicoHarp 300 est adoptée pour notre application, car elle représente un bon compromis entre le nombre de photons accumulés et les performances temporelles.

La carte est reliée à un ordinateur qui gère l'affichage de la photoémission détectée et qui utilise les algorithmes de traitement de bruit en utilisant les méthodes détaillées précédemment.



Figure 103 : Cartes d'acquisition pour le comptage et la mise en forme de la photo-émission. A gauche, la carte Becker&Hickl SPC-630, et à droite, la carte PicoHarp 300 de PicoQuant.

IV.3.4. Résultats et performances du nouveau système

Afin d'évaluer les performances de ce nouveau système, nous avons établi des essais sur une structure dynamique de chaînes d'inverseurs, qui est composée d'inverseurs CMOS avec des grilles de différentes largeurs (W), comme le montre la *Figure 104* [REM05]. Cette structure permet donc de prouver la validité et la limite de détection de notre système. En effet, alors que les détecteurs actuels (PICA, CCD et SPAD silicium) ne captent aucune émission de cette structure, ce système composé d'un détecteur NIR PMT affiche une émission au bout de 2 minutes d'acquisition sur une technologie de 120 nm (*Figure 105*).

Pour déterminer les limites de détection du système, des expérimentations sur des composants de technologie 90 nm ont été entreprises. Des mesures ont été faites en parallèle avec d'autres détecteurs, tels que la caméra MCT pour la localisation spatiale et le SSPD pour le TRE.

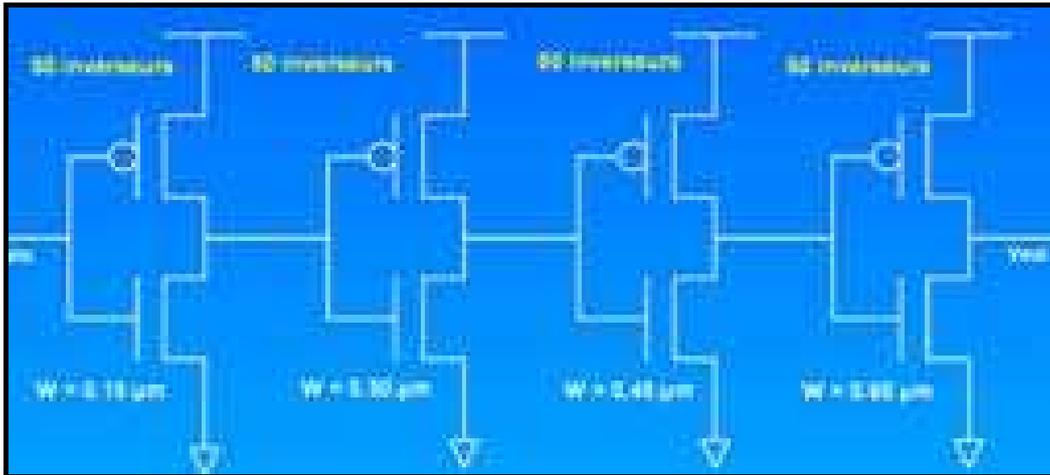


Figure 104 : Une structure est composée d'une série de chaînes d'inverseurs qui intègrent des largeurs de grilles différentes.

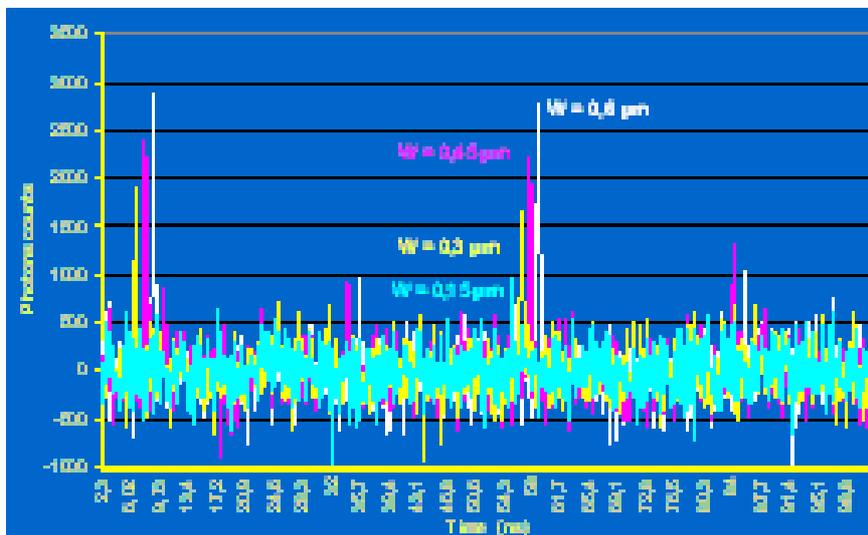


Figure 105 : Acquisitions obtenues avec le détecteur NIR PMT. L'émission est collectée pour différentes largeurs de grille après 2 minutes d'acquisition.

La localisation du spot d'émission avec la caméra MCT (*Figure 106*) permet de positionner le détecteur SSPD sur la région émissive. Une photoémission est obtenue après 15 minutes d'acquisition avec un rapport signal sur bruit assez faible (*Figure 107* à gauche). Une photoémission est obtenue avec le détecteur SSPD sur la même structure, mais avec un W/L plus important (*Figure 107* à droite) qui affiche un diagramme temporel avec un bon rapport signal sur bruit.

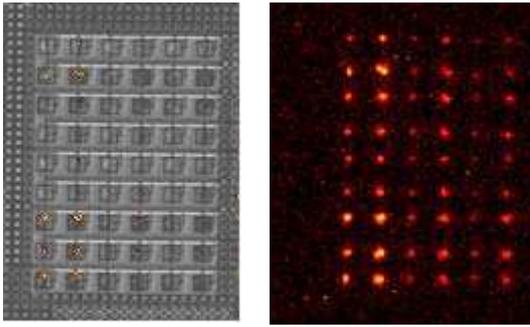


Figure 106 : Photo-émission obtenue avec une caméra MCT en 15 minutes d'acquisition sur une technologies de 90 nm à une fréquence de 20 MHz et à 2V

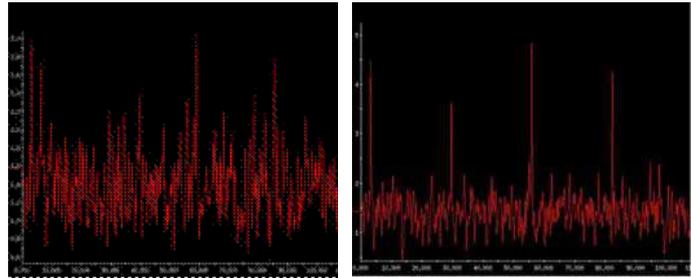


Figure 107 : Photo-émission obtenue avec un détecteur SSPD en 15 minutes d'acquisition sur un inverseur de 90 nm. La photoémission est obtenue avec un W/L=6 (à gauche) et W/L=16 (à droite)

Par contre, l'acquisition obtenue avec le NIR PMT de notre système ne montre aucun pic d'émission, même après 15 minutes d'acquisition. Ces résultats mettent en évidence les limites du détecteur NIR PMT, dues à un faible rendement quantique (5%) et à un fort bruit. Cependant, pour de faibles valeurs de W/L (imposées par les futures technologies), les détecteurs les plus sensibles (dans la gamme spectrale appropriée) arriveront à leurs limites de détection.

La réduction de la probabilité d'émission impose des moyens additionnels pour améliorer le rendement de collection des photons. Par exemple, l'utilisation de lentilles à immersion optimise cette collection en augmentant l'ouverture numérique.

V. ANALYSE SPECTRALE

Les analyses et les études des spectres d'émission utilisées jusqu'à présent dans le deuxième chapitre sont issues de données bibliographiques utilisant des calculs de type monte carlo. Cependant, le manque de preuves expérimentales nous a poussé à évaluer un système d'analyse spectrale (pour éviter d'alourdir ce chapitre, la théorie concernant l'analyse spectrale sera détaillée en annexe 2).

Deux choix instrumentaux étaient possibles : le relevé direct ou le couplage à notre système par une fibre optique et insertion d'un monochromateur dans le chemin optique.

Sachant que l'élément le plus important est (dans les deux cas) de disposer de détecteurs propres à la détection infrarouge avec une haute sensibilité. La différence entre les deux approches est que l'utilisation d'un monochromateur permet d'avoir à disposition un nombre de réglages et de possibilités beaucoup plus élevé par rapport à un spectromètre dans lequel, normalement, la résolution en longueur d'onde et les temps d'acquisition sont prédéterminés. De plus les spectromètres sont optimisés pour des résolutions spectrales très fines (typiquement 4nm), laissant peu d'intensité lumineuse à focaliser dans la fibre. Il est donc plus adapté d'utiliser un dispositif permettant de sélectionner des pas spectraux plus grands (~ 50nm) comme le monochromateur.

Des expériences ont été faites avec un spectromètre, pour reconstruire le spectre d'émission d'un transistor MOS seul (qui est la source lumineuse la plus intense que l'on ait à disposition). Même si le dispositif avait des spécifications très satisfaisantes (surtout le rendement quantique et la bande spectrale de détection bien placée dans l'infrarouge), aucune mesure n'a donné de résultats suffisants pour retrouver le spectre d'émission cherché.

L'autre moyen pour obtenir un spectre d'émission, c'est d'utiliser notre système, optimisé pour la détection infrarouge, avec l'insertion d'un monochromateur fibré pour sélectionner la gamme spectrale désirée. Des expérimentations sont envisagées pour poursuivre ce travail sur l'analyse spectrale.

VI. CONCLUSION

La probabilité de détection d'une commutation d'un transistor MOSFET est faible. Ceci est dû à la faible probabilité de photoémission, comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre, et aux différentes atténuations du système de collection (trajet optique et détecteurs actuels) identifiées dans ce chapitre. En effet, les problèmes rencontrés lors de la mesure de la faible luminescence des porteurs chauds ont été abordés. L'évaluation de la collection optique et la comparaison de différents détecteurs mono-point ont été établies afin de sélectionner le dispositif adapté pour la technique d'émission en temps résolue. Ce système est optimisé pour détecter les émissions issues des circuits de faibles dimensions et de fréquences de fonctionnement élevées.

Bien que le détecteur NIR PMT n'offre pas le meilleur rendement quantique de détection de la lumière proche infrarouge, il améliore significativement à la fois le rendement quantique et la résolution temporelle par rapport au détecteur PICA. En effet, ce système, conjuguant un détecteur spatial pour la localisation et un détecteur mono point pour l'aspect temporel, possède presque les mêmes caractéristiques, mais optimisées pour la détection dans le proche infrarouge. De plus, nous avons vu que le système peut intégrer l'analyse spectrale moyennant l'addition d'un monochromateur.

Ainsi, ces systèmes donnent accès à la forme d'onde de l'émission observée dans les circuits intégrés. Cependant, les détecteurs NIR restent toujours aussi bruyants et pour contourner ce problème, un traitement du bruit reste l'unique solution afin d'augmenter le rapport signal sur bruit. Ces considérations constituent le contenu du prochain chapitre.

CHAPITRE 4 :

AMELIORATIONS APORTEES A L'ANALYSE DYNAMIQUE DE CIRCUITS INTEGRES : TRAITEMENT DE DONNEES

I. INTRODUCTION

Le chapitre précédent a montré qu'une analyse dynamique des commutations peut être extraite de l'émission optique issue de transistors de faibles dimensions à condition de disposer de systèmes adéquats et adaptés. Nous avons vu que la probabilité pour qu'un photon soit émis par un transistor couplé à plusieurs paramètres (trajet optique, sensibilité du détecteur.....) est très faible. De plus, comme les circuits de dernières générations fonctionnent à des tensions de plus en plus basses (comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre), cette probabilité de détection s'en trouve encore diminuée. C'est pourquoi il est nécessaire de répéter la séquence de test afin d'augmenter le nombre de photons détectés pour une analyse dynamique (x, y, t) donnée.

Cependant, même sous des conditions idéales, une acquisition obtenue sur une technologie employant des tensions d'alimentation inférieures à 1 V, ne permet pas d'afficher toutes les zones d'émissions des transistors lorsqu'il s'agit d'une localisation spatiale (x,y) et de mesurer tous les pics de commutation lorsqu'il s'agit d'une analyse en temps résolu (t) . En effet, du bruit ou du signal erroné (artefacts) peut être considéré comme des zones émissives et comme des pics de commutation alors qu'il n'a pas lieu d'être. L'objectif essentiel est donc de parvenir à réduire au maximum le temps d'acquisition pour en retirer un maximum d'informations temporelles et spatiales.

Ainsi, la faiblesse du signal d'émission dans les nouvelles technologies, son spectre ainsi que les limitations spectrales et en bruit des détecteurs rendent très intéressantes les méthodes de traitement du signal. Les méthodes de traitement de données présentées dans ce chapitre se

distinguent en trois parties comme le montre la Figure 108. La première partie concerne l'analyse spatiale lorsqu'une localisation de zones émissives de transistors est considérée. En effet, une méthode de débruitage spatial, comme diagnostic initial, peut servir à déterminer rapidement quel transistor est activé. La seconde partie traitera d'une méthode qui analyse les données temporelles uniquement issues de détecteurs mono-points. La dernière partie vise à développer une méthode de traitement de données spatio-temporelles pour analyser des données (x,y,t) du détecteur PICA.

Ces différentes méthodes seront donc intégrées dans notre nouveau système de détection afin d'améliorer les temps d'acquisition, d'obtenir les résultats en quelques minutes d'acquisition et d'exploiter des données très bruitées.

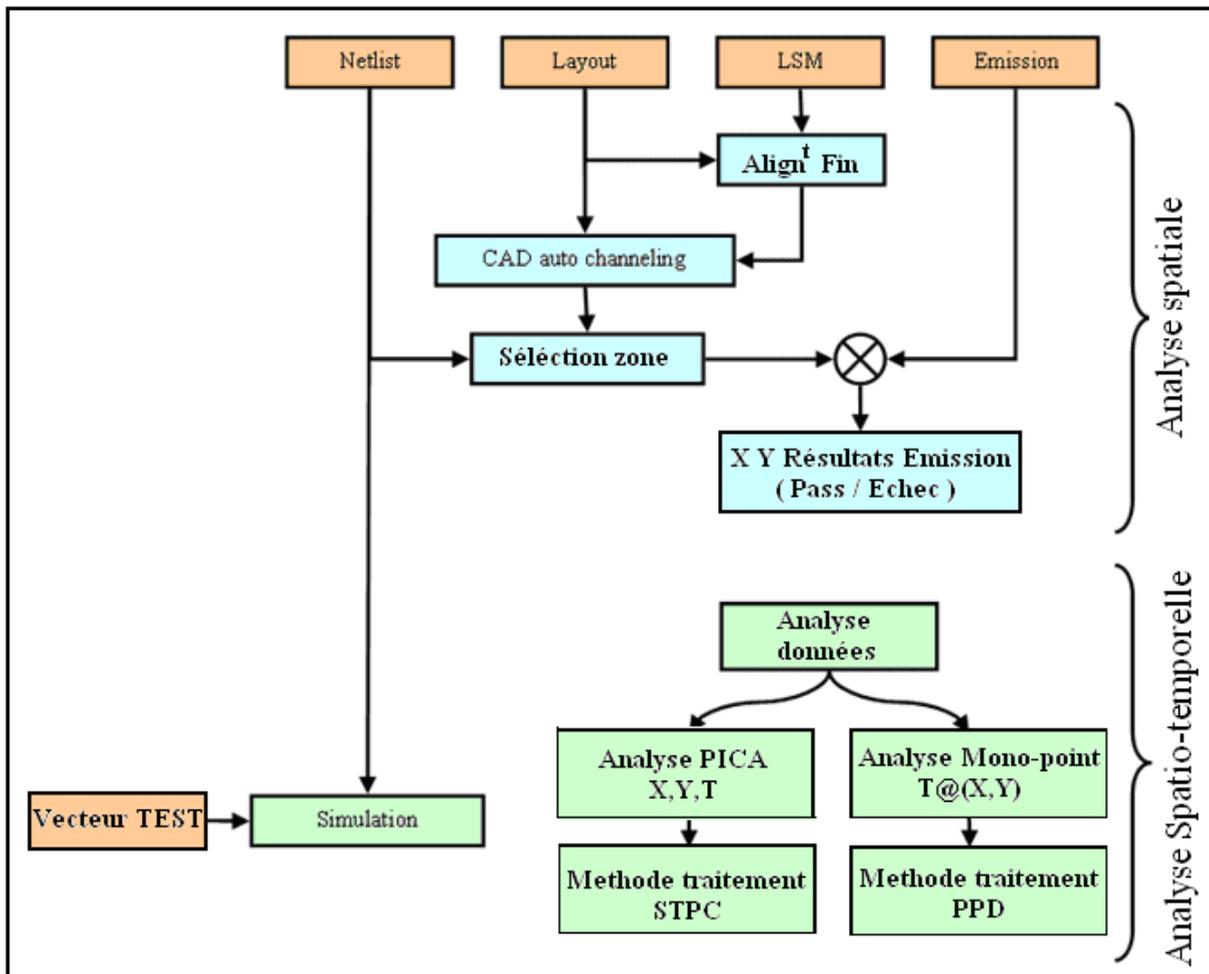


Figure 108 : Organisation du traitement de données obtenues sur l'émission dynamique pour l'analyse de circuits intégrés.

II. L'ANALYSE SPATIALE

Le but est de localiser rapidement des zones d'émission de photons en utilisant des détecteurs statiques (Information temporelle exclue) de rendement quantique élevé telles que les caméras MCT et CCD. De plus, pour des technologies de faibles dimensions, cette analyse spatiale pourrait être un outil complémentaire pour l'analyse temporelle de l'émission. En effet, le mode opératoire de cette dernière pourrait être confronté à deux problèmes majeurs. Tout d'abord, la localisation précise (avec une bonne résolution) d'un transistor unique parmi des transistors très proches devient difficile sans un alignement CAD (On entend par CAD l'ensemble des fichiers donnant l'implantation des composants du circuit) au préalable. Ensuite, avec des commutations apparaissant uniquement pendant un court instant durant la séquence de test, une très faible émission est ainsi attendue du transistor concerné. L'analyse spatiale pourrait apporter des solutions en effectuant un premier diagnostic : aucune émission n'est détecté sur le transistor visé ou bien une émission est recueillie sur un transistor non activé, dans ce cas la localisation est identifiée.

L'analyse spatiale peut être conduite en effectuant un traitement du résultat obtenu sur une caméra statique (MCT, CCD..) qui fournit des données concernant la localisation de la zone émissive du défaut. A partir de ces données, des traitements de débruitage spatiaux ont été mis au point en utilisant le support des données de conception du circuit, et en particulier, le dessin des masques et la Netlist.

II.1. LOCALISATION PAR CAD AUTOCHANNELING

Nous avons vu dans les chapitres précédents que l'émission de lumière dans les composants semiconducteurs est issue principalement des jonctions ou des régions actives des transistors. Cependant, certains photons sont recueillis sur d'autres régions telles que les structures métalliques qui sont peut-être due aux photons de bruit ou de réflexions parasites. En s'appuyant sur l'information layout (dessin de masques), une approche sur la CAD Autochanneling a été adoptée, dont le but est de créer un fichier qui définit une nouvelle couche dans le layout, contenant les zones où l'émission devrait apparaître (autour des zones de drain) [DES03]. Cette nouvelle couche est alors utilisée comme un masque pour exclure les zones contenant du bruit des zones où du signal est attendu. Avec cette méthode, le bruit est

caractérisé et supprimé (traitement de signal) pour identifier des signaux de très faible intensité dans les zones de commutation de transistor.

Le schéma de la *Figure 109* représente le dessin des masques d'un inverseur CMOS, et la *Figure 110* affiche la conception d'un des circuits-typs à traiter (Azuma). Il s'agit d'une chaîne d'inverseurs formée par des transistors CMOS n et p : le polysilicium, la diffusion et le puits N sont représentés sur cette figure avec un zoom sur un étage de quatre transistors CMOS. On remarque que la diffusion peut ne pas contenir de polysilicium et que la diffusion incluse dans du puits N correspond à un transistor à canal p et le reste au n.

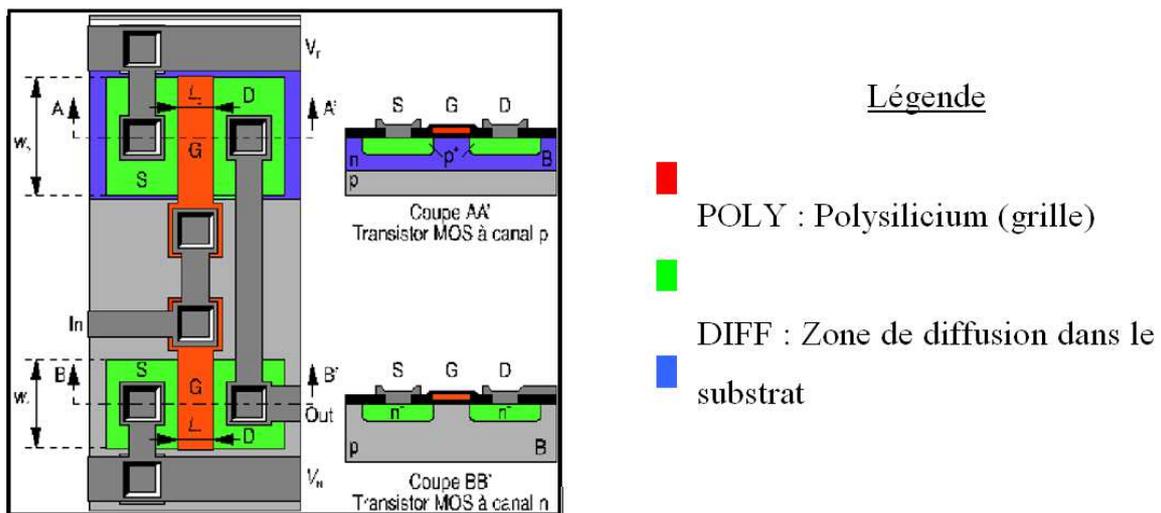


Figure 109 : Dessin des masques d'un inverseur CMOS.

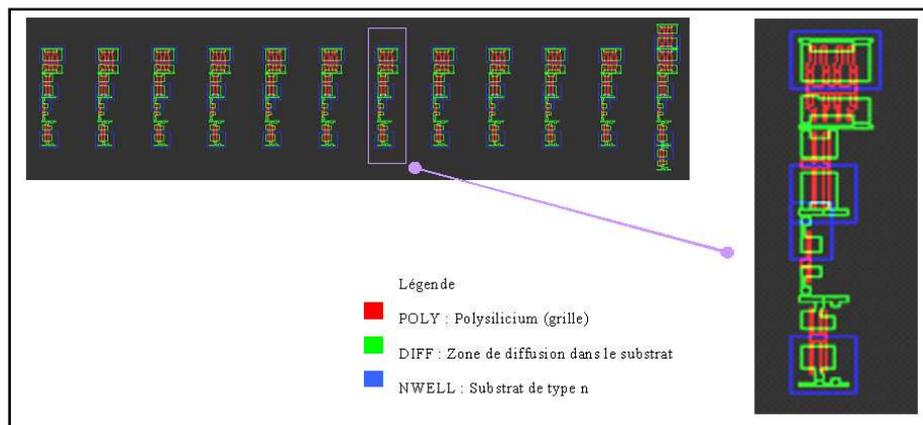


Figure 110. Schéma de CAD représentant la chaîne d'inverseurs du circuit Azuma.

L'émission de photons par un transistor en fonctionnement lors de ces commutations montre que les photons sont émis dans une région englobant sa grille (polysilicium) et sont englobés par la zone de diffusion.

La forme de la zone donnée par le capteur est théoriquement celle d'une tâche d'Airy (*Figure 111*) de diamètre maximal φ donné par le critère de Rayleigh :

$$\varphi = 1,22 \cdot \lambda \quad (21)$$

Le détecteur PICA capte dans le proche infrarouge, d'où une tâche d'une taille de l'ordre du micromètre. Cependant, il faudra considérer un grossissement aussi grand que possible lors de l'acquisition.

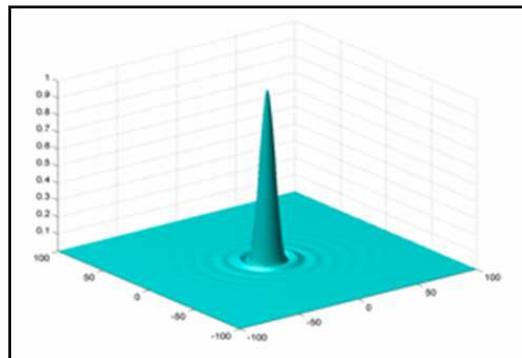


Figure 111 : Tache d'Airy.

La méthode de définition des zones d'émission de photons (*channel*) consiste à utiliser la diffusion, le polysilicium et le puits N pour déduire des zones centrées sur la tâche et les élargir ultérieurement s'il y a eu grossissement. En effet, selon la théorie du deuxième chapitre, il est certain que les zones obtenues engloberont totalement le signal (photons issus de commutations).

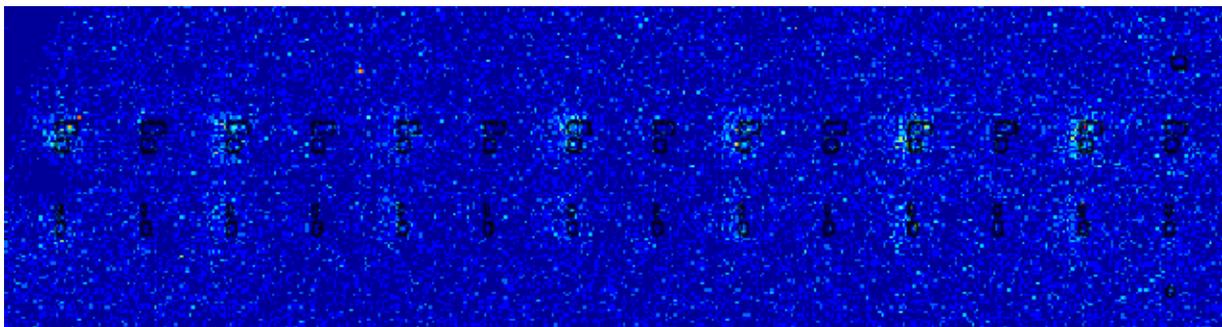


Figure 112 : Localisation d'émission de transistor à l'aide de Channel sur une acquisition PICA du circuit Azuma.

Dans cette méthode, seules les zones de diffusion qui contiennent du polysilicium sont conservées. Les zones d'émission des transistors n et p sont ainsi obtenues. Les zones

contenues dans du puits N sont celles des transistors à canal p et les autres celles des transistors à canal n. Ces zones sont appelées « *channels* », d'où le terme de « CAD *autochanneling* ». Ce sont les canaux qui vont ensuite être utilisés pour le traitement de détection/débruitage. A ce stade, on est en mesure de différencier spatialement le signal mêlé au bruit (dans le « *channel* ») du bruit pur (en dehors du « *channel* »).

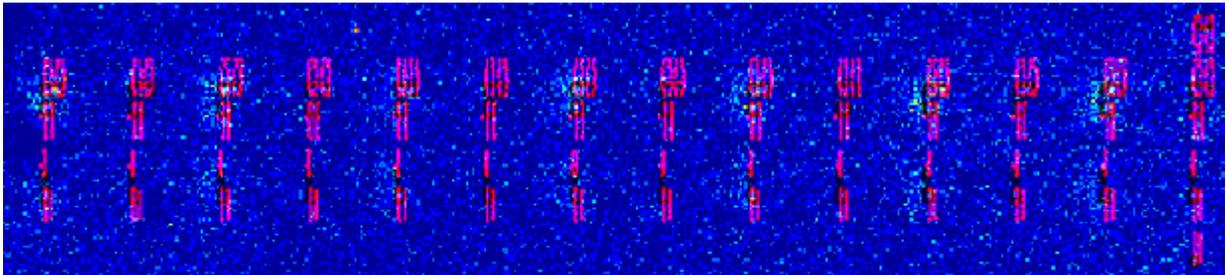


Figure 113 : Localisation de transistor en intégrant des channels et du POLY.

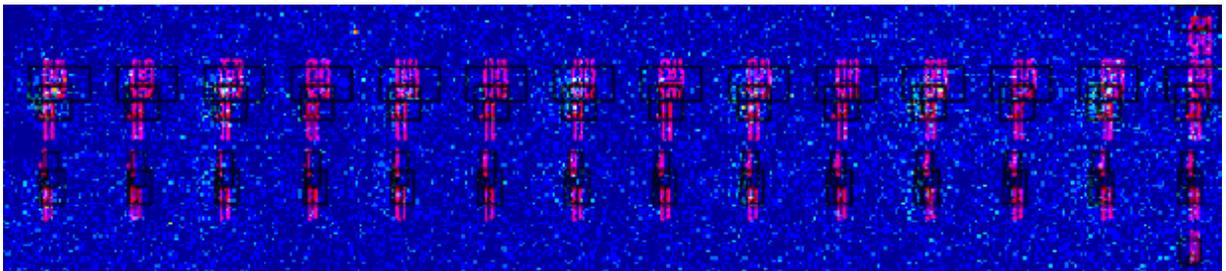


Figure 114 : Acquisition PICA du circuit Azuma avec des zones « channels » élargies et POLY inclus.

En effet, sur la *Figure 112*, on peut distinguer le « *channel* » représentant les photons des transistors à canal n du circuit Azuma. En rajoutant d'autres informations *layout* telles que le polysilicium et les grilles des transistors (*Figure 113*), on remarque que les zones ainsi définies sont trop petites car l'acquisition a été faite avec un faible grossissement (x5). On obtient la *Figure 114* où tous les photons émis par les transistors sont inclus dans les zones définies.

II.2. L'INFORMATION NETLIST

On rappelle qu'une *Netlist* est une représentation en fichier texte du circuit qui souligne les connexions entre les différents éléments du circuit.

Lorsqu'une *Netlist* est disponible, une localisation plus précise peut être envisagée. En effet, selon le vecteur de test utilisé pour activer le composant, tous les transistors ne commutent pas. Étant donné qu'une analyse temporelle est intéressante lorsque des commutations apparaissent, une sélection de zones (après une pré-localisation CAD autochanneling) est établie en activant les transistors désirés.

II.3. RESULTATS DE L'ANALYSE SPATIALE

En alimentant un circuit avec une séquence de test, une localisation de CAD autochanneling est combinée avec une acquisition d'émission statique pour déterminer les zones de transistor. L'information supplémentaire de la netlist du circuit augmente ainsi le niveau de confiance pour la sélection de zones à analyser. Des mesures d'émission sont localisées et confirmées par des canaux filtrant les photons extérieurs qui représentent du bruit (Figure 115 et la Figure 116).

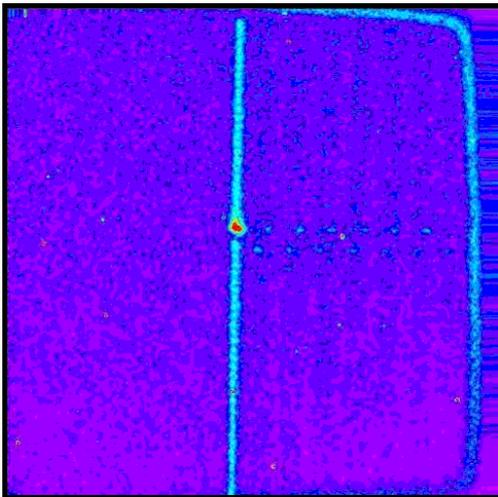


Figure 115 : acquisition d'émission statique sur une chaîne d'inverseurs avec une caméra MCT. La zone intéressée est localisée à droite du spot central d'émission.



Figure 116 : Après une analyse spatiale, l'émission issue de tous les canaux CAD est confirmée. La région zoomée correspond au centre de la zone d'émission. La zone verticale. Sur la ligne verticale, chaque rectangle plein signifie qu'une émission est mesurée. Les photons de bruit à l'extérieur des canaux rectangulaires ont été éliminés.

Maintenant que nous savons où regarder avec une localisation spatiale précise et débruitée, il reste à effectuer un débruitage temporel lorsqu'une analyse dynamique est entreprise.

III. L'EMISSION EN TEMPS RESOLU (TRE)

Le but de l'analyse dynamique de l'émission est de fournir l'information temporelle (t) sur des zones émissives (x,y) localisées spatialement. Une des approches (précédemment identifiée dans les chapitres précédents), connue sous le nom de la technique en temps résolu, capture l'information temporelle obtenue avec des détecteurs mono-point. Les acquisitions ainsi obtenues sont donc utilisées comme points de départ pour le développement de méthodes de traitement afin de compenser les problèmes du rapport signal sur bruit. Ce paragraphe expose le développement d'une méthode de traitement basée sur des données comportant uniquement l'information temporelle.

Les calculs sont générés sous Matlab en forme de scripts qui permettent de développer, par des fonctions mathématiques et des lignes de codes, la méthode de traitement qui va suivre.

III.1. LA METHODE PPD (POSITIVE PHOTON DISCRIMINATION)

III.1.1.Principe

A partir des données obtenues sur les détecteurs mono-point SPAD Perking Elmer et PMT dans notre laboratoire, nous avons donc développé une méthode capable de traiter des bases de données bruitées qui se basent uniquement sur l'aspect temporel.

Ainsi, les détecteurs de mono-point (SSPD, SPAD, PMT) nous permettent de réaliser des acquisitions résolues temporellement. Les données sont souvent très bruitées, et de longues acquisitions peuvent être nécessaires pour discriminer clairement le signal du bruit. Les risques de manquer des commutations ou de considérer du bruit pour du signal ne sont pas négligeables. Une méthode de *post-processing* a été développée, dont l'objectif est l'extraction des temps de commutation des données brutes, et ce malgré le bruit. De plus, dans

les technologies de faibles dimensions avec de très faibles tensions d'alimentation, le signal est complètement noyé dans le bruit.

Le principe de ce traitement, appelé « Positive Photon Discrimination », est de classer les photons acquis soit comme étant du signal soit comme étant du bruit [REM04.]. Ce processus comporte trois étapes de traitement. Dans la première partie du processus, nous attribuons à chaque événement un paramètre qui est le « poids ». La seconde étape consiste à réaliser une analyse temporelle pour extraire la fréquence caractéristique la plus basse du signal, afin d'exécuter un filtrage fréquentiel. Et la dernière partie permet de spécifier un seuil qui délimite le signal du bruit. La Figure 117 est la représentation graphique de ce processus.

Pour valider cette méthode nous avons travaillé sur des bases de données difficiles à exploiter, fournies par un autre laboratoire dont les informations sont confidentielles.

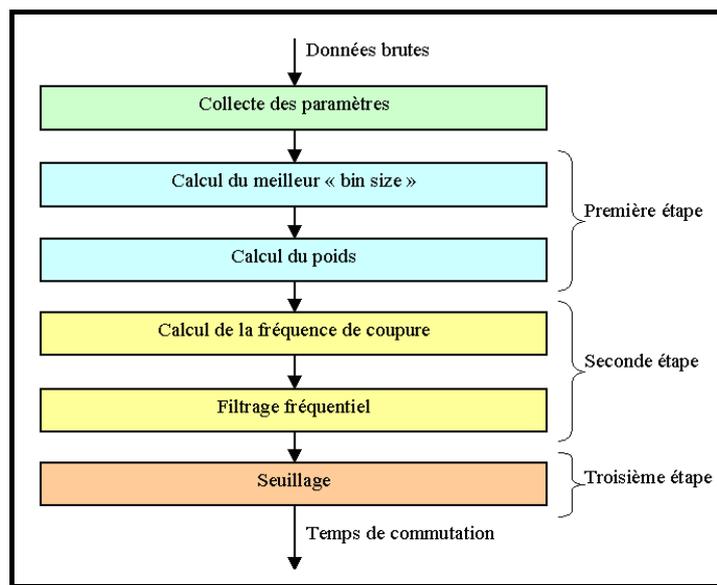


Figure 117 : Positive Photon Discrimination.

III.1.2. Première étape : Attribution du poids

La première étape dans la méthode *PPD* que nous avons mise au point a pour but d'attribuer à chaque événement un poids. Cette valeur doit être faible pour les événements dus au bruit et aussi élevée que possible pour les événements significatifs. Nous attribuons au photon une densité locale comprise entre $t_i - \Delta t/2$ et $t_i + \Delta t/2$ (t_i étant le temps de commutation de l'événement en train d'être traité). En scannant successivement tous les photons, la valeur du

pois est calculée comme étant le nombre de photons trouvés dans cet intervalle Δt (aussi appelé « Bin size »). Par exemple, si un photon est isolé, son poids sera de un. Si trois photons sont trouvés dans l'intervalle Δt , leur poids sera de trois. Cette étape d'attribution du poids est le cœur du processus de « Positive Photon Correlation » (Figure 118 et Figure 119).

La justification d'une telle approche pour l'attribution du poids repose sur le principe de la photoémission résolue temporellement elle-même (TRE). Puisque, comme nous l'avons vu, la probabilité qu'une émission de photons intervienne durant la commutation d'un transistor est très faible, le circuit sous test est stimulé électriquement par une séquence répétée de très nombreuses fois.

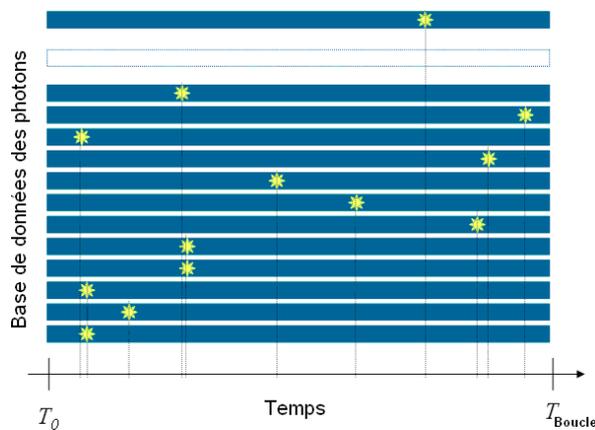


Figure 118 : Principe d'acquisition en temps résolu. Les photons enregistrés en temps. Le temps est référencé selon la période de test.

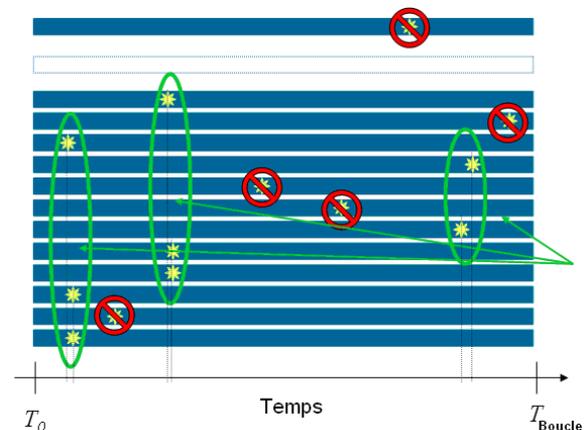


Figure 119 : Distinction de photons. Les photons isolés sont rejetés. Les photons avec des voisins temporels sont retenus.

La mesure du temps d'arrivée de photons émis quasi-simultanément dans des cycles différents est sujette à une instabilité temporelle « jitter » provenant du système TRE tout entier (du testeur, du circuit, mais aussi du système d'acquisition lui-même). Ce *jitter* a pour effet d'éparpiller temporellement les événements, comme le montre la Figure 120. Cette première étape permet de reformer virtuellement le signal, en augmentant le contraste de l'histogramme, permettant ainsi d'extraire plus de signal que la base ne semblait en contenir (Figure 121).

Cette densité de probabilités suit une distribution normale où le paramètre μ est le temps de commutation t_i et le paramètre σ est égal au jitter du système.

$$y = f(x | \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (22)$$

Sachant que le bruit est aléatoire, localement sa densité doit être constante, sa contribution au processus d'attribution du poids sera donc constante. Ainsi, l'attribution d'un poids favorise les événements non aléatoires (c'est-à-dire les événements dus aux commutations).

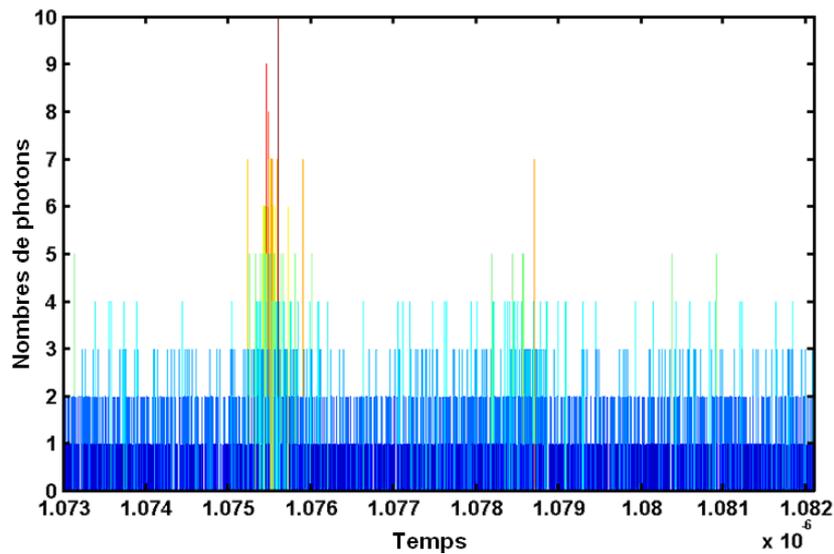


Figure 120 : Histogramme temporel d'un signal contenant deux pics de commutation au-dessus du bruit.

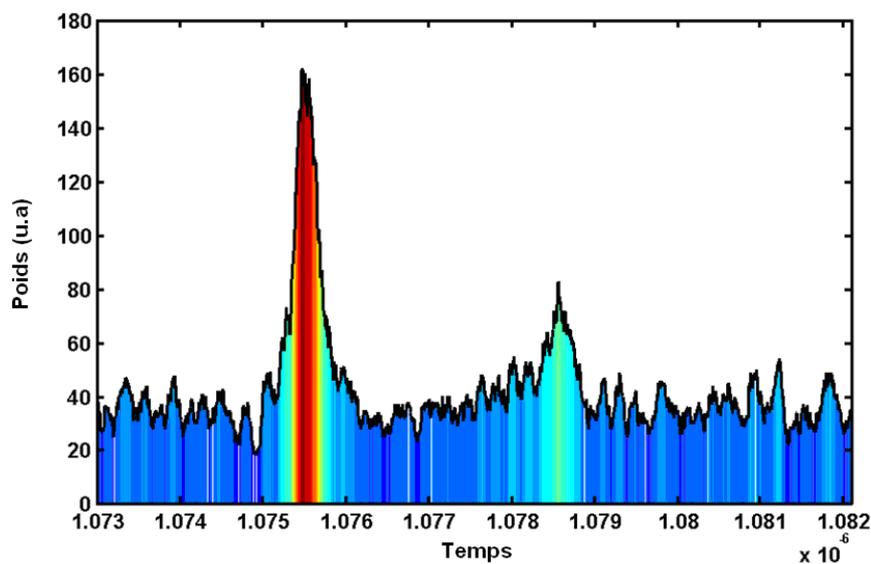


Figure 121 : Histogramme en poids du même signal.

La valeur du paramètre Δt , pour cette première étape, est ajustée de manière fine afin de se rapprocher de l'incertitude du système. Ce calcul découle tout simplement de la distribution

Gaussienne fournie par l'acquisition TRE qui est reliée au « jitter » du système. Par exemple, on a considéré une valeur initiale de $2\Delta t = 4\sigma$ (Figure 122).

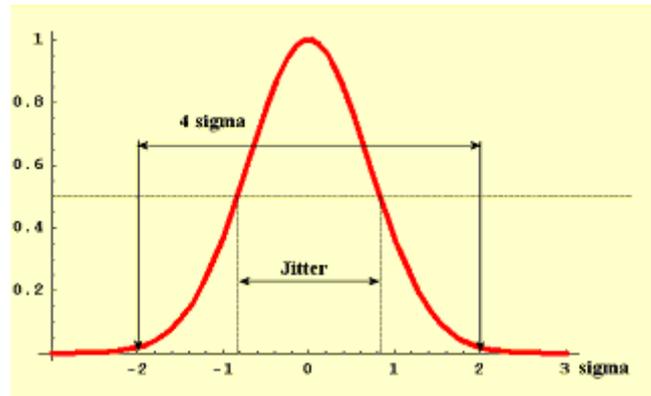


Figure 122 : Distinction de photons isolés. Si d'autres photons ne se trouvent pas dans l'intervalle $[-\Delta t$ à $+\Delta t]$, le photon considéré est éliminé. ($-\Delta t$ à $+\Delta t$ est calculé en utilisant une distribution gaussienne. Par exemple $2\Delta t = 4\sigma$).

III.1.3. Deuxième étape : Analyse temporelle

Après avoir réalisé la première étape qui réduit en général de 50% le nombre de photons total, la discrimination de certains photons (le bruit) peut commencer. Le principal problème de cette étape réside dans le fait que pour des tensions VDD faibles, après l'étape d'attribution du poids, quelques artéfacts peuvent avoir un poids supérieur à des pics de signal (Figure 123).

Utiliser un seuillage constant à ce moment mènerait à la perte d'informations et à la création d'artéfacts. Comme les circuits sont synchronisés avec une horloge, une analyse fréquentielle du signal est réalisée pour extraire la fréquence de la première harmonique (Figure 124).

Cette analyse nous permet de discriminer de très nombreux événements, et en particulier le bruit ayant une fréquence élevée par l'application du filtre passe-bas. La Figure 125 présente les résultats obtenus sur le signal de la Figure 123 où certains pics pouvaient poser problème. On remarquera la suppression efficace du bruit, puisque certains pics ont été correctement supprimés même si leur poids était plus élevé que d'autres.

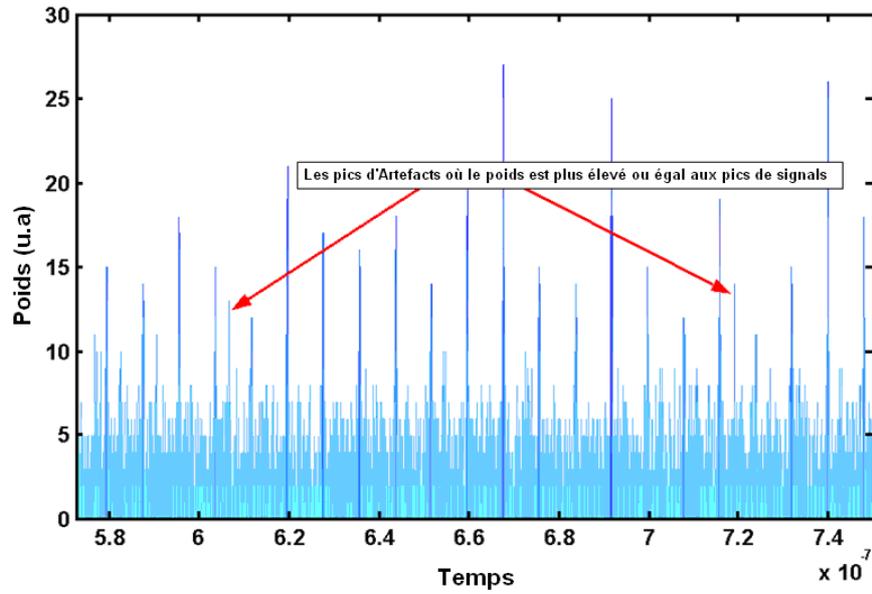


Figure 123 : Histogramme temporel en poids : certains pics sont difficiles à discriminer.

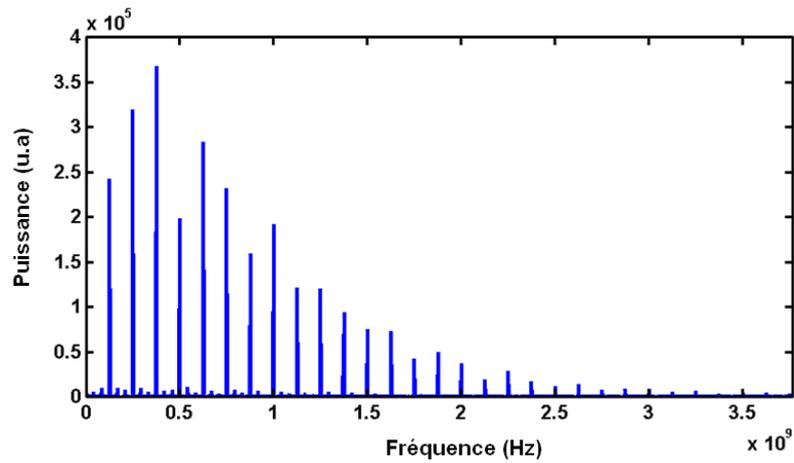


Figure 124 : Spectre de puissance du signal.

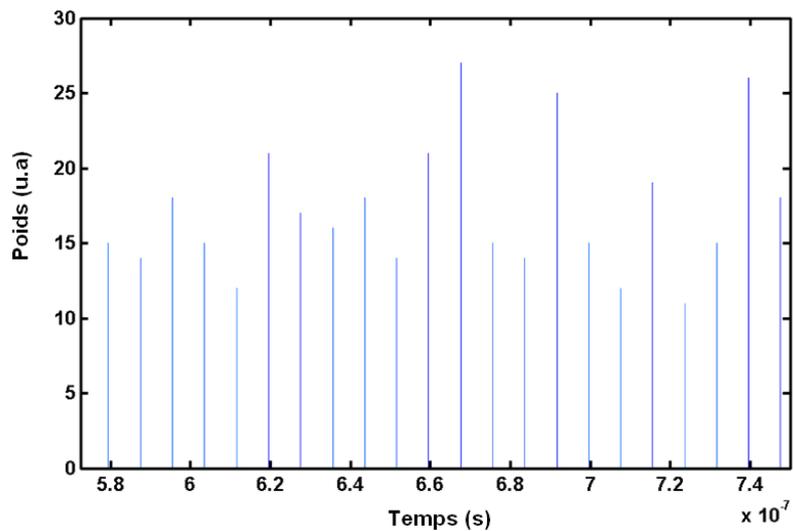


Figure 125 : Histogramme en poids après filtrage temporel (filtrage Passe bas).

III.1.4. Troisième étape : Seuillage des données

Dans l'exemple précédent, le filtrage fréquentiel a permis d'afficher toutes les commutations et de supprimer la totalité du bruit, sans nécessiter d'étape supplémentaire. Toutefois, avec des bases de données plus complexes, une troisième étape de seuillage est nécessaire.

La *Figure 126* et la *Figure 127* sont les histogrammes d'une seconde base de données sur laquelle les deux premières étapes du processus ont été appliquées.

Dans ce cas, on constate que du bruit demeure après le filtrage fréquentiel. Une étape additionnelle doit donc être réalisée pour extraire le signal.

Cette deuxième étape de discrimination consistera en l'application d'un seuil, au-dessous duquel les événements seront considérés comme du bruit et au-dessus duquel les événements seront considérés comme du signal.

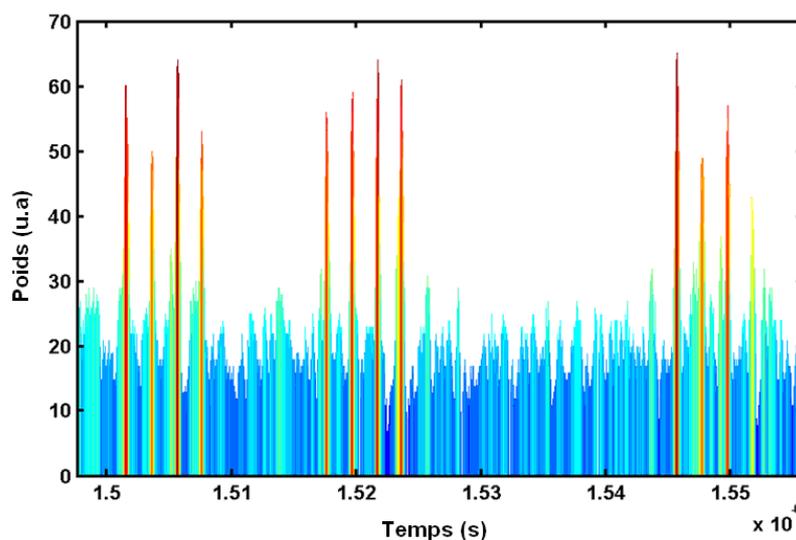


Figure 126 : Histogramme temporel en poids d'une deuxième base de données.

La méthode propose à l'utilisateur différentes façons de choisir le niveau du seuil. Une méthode intéressante, basée sur les propriétés statistiques du bruit, assigne à chaque événement un niveau de confiance quant à sa nature (bruit ou signal), permettant ensuite à l'utilisateur de choisir avec quel niveau de confiance il désire faire le seuillage des données.

Pour comprendre comment ce niveau de confiance est calculé, la *Figure 128* indique la répartition du poids de la deuxième base de données. Sur cet histogramme, la contribution du bruit peut facilement être située (à gauche sur l'image) ainsi que la contribution du signal (à droite sur l'image). Ainsi, la distribution du bruit ressemble de façon très proche à une distribution théorique de Poisson.

$$y = f(x|\lambda) = \frac{\lambda^x}{x!} e^{-\lambda} I_{(0,1,\dots)}(x) \quad (23)$$

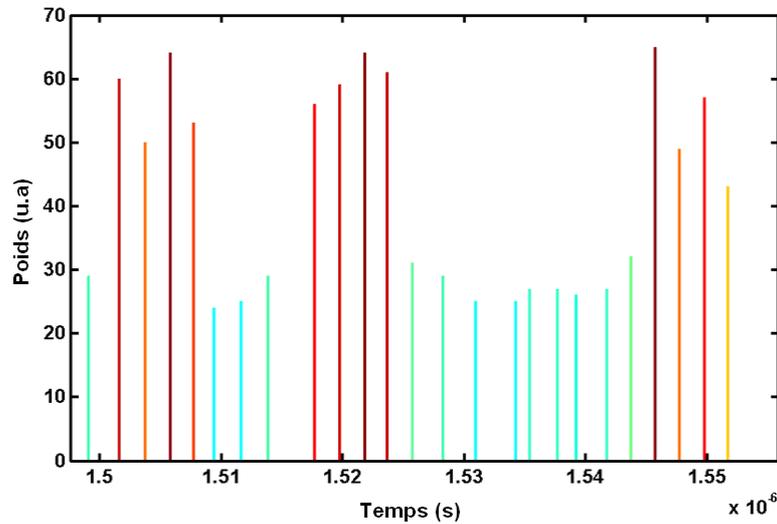


Figure 127 : Histogramme temporel en poids après filtrage fréquentiel.

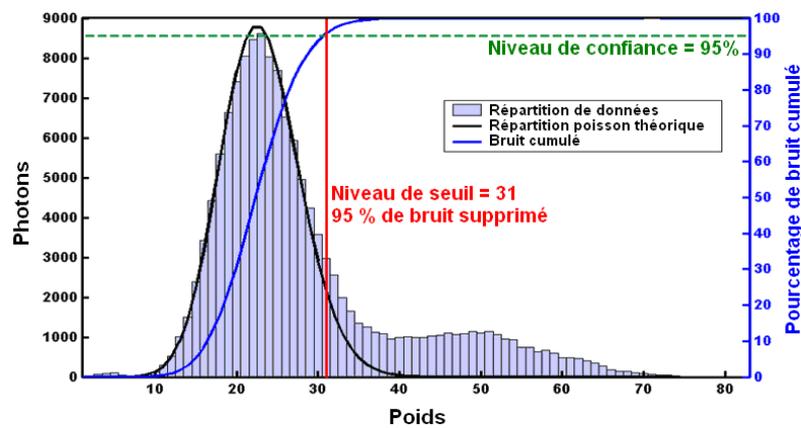


Figure 128 : Répartition du poids de la deuxième base de données.

Comme la répartition du bruit suit une distribution de Poisson, le choix d'un seuil peut être réalisé en sachant quelle proportion de bruit nous désirons garder. Ainsi, prendre un niveau de confiance de 99,9% reviendra à éliminer 99,9% du bruit.

La Figure 129 est l'histogramme temporel de la seconde base de données après le filtrage temporel et le seuillage.

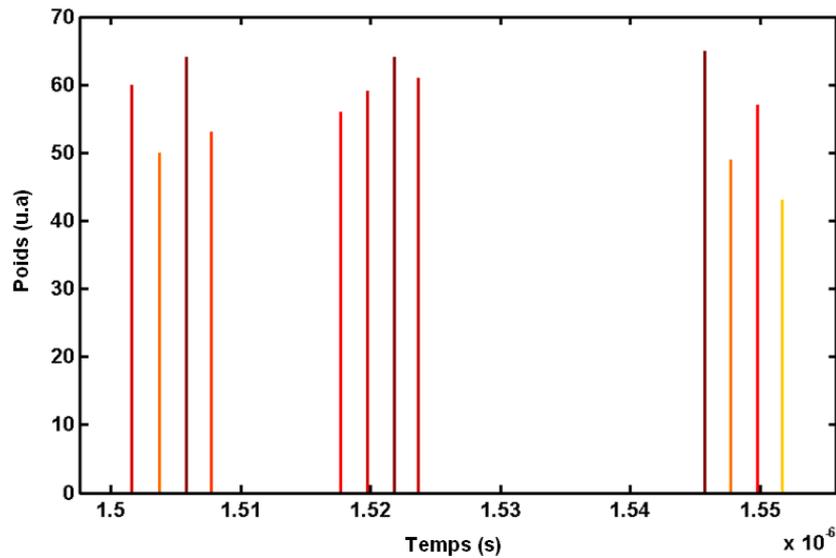


Figure 129 : Histogramme en poids après filtrage et seuillage : Résultat final, niveau de confiance de 99.9%. Il ne reste plus aucun pic de bruit.

Pour finir, le traitement extrait le temps de commutation des pics restants (précision de 2,5ps) et peut les exporter dans un format approprié à leur exploitation.

Ainsi, ce traitement complet sur les données temporelles permet la création d'un indice de confiance sur les résultats et des gains de temps substantiels (10 fois plus rapide).

III.2. APPLICATION SUR DES ACQUISITIONS DE FAIBLE TENSION (VDD)

La réalisation et le perfectionnement de la méthode *PPD* sont obtenus en s'appuyant sur des bases de données issues d'acquisitions de détecteurs mono-point disponibles dans notre laboratoire. Cependant, pour confirmer l'efficacité de notre méthode, le traitement est réalisé sur une acquisition très bruitée issue d'un détecteur SSPD disponible dans un autre laboratoire. Dans ce paragraphe, des études expérimentales sont présentées pour comparer les différentes formes d'ondes obtenues avant et après l'application de la méthode *PPD*. L'objectif est de comparer le rendement de la méthode *PPD* en fonction de V_{DD} et du temps d'acquisition.

III.2.1. Acquisition de 150 minutes avec VDD = 0,9 Volts

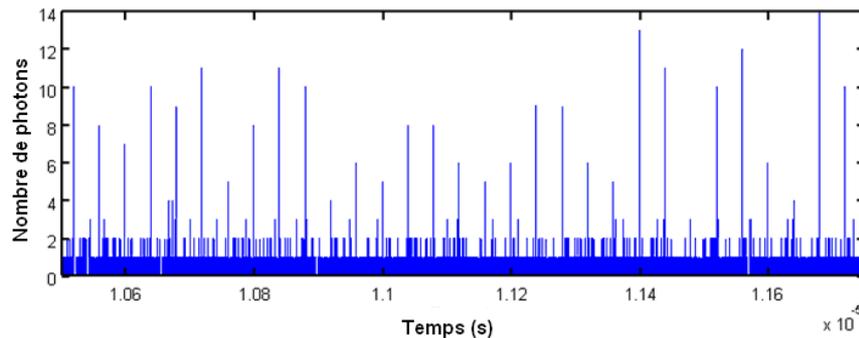


Figure 130 : Histogramme TRE brute (nombre de photons en fonction du temps) pour une acquisition à très faible V_{DD} , et après 50 ps du pas temporel (bin size). Les paramètres d'acquisition : 0.9V, 0.50 μ s de période de boucle (133120 de photons acquis). La plupart des pics sont visibles mais le niveau de bruit peut induire en erreur.

Sachant que tous les pics sont visibles après 10 minutes d'acquisition à une tension de 1,3 V, c'est seulement après 150 minutes d'acquisition que plusieurs pics sont visibles à une tension de 0,9 V (Figure 130). A de très faibles tensions, le rapport signal sur bruit est relativement bas, conduisant à une contribution notable du bruit. Après l'application de notre méthode de traitement, tous les pics sont extraits du bruit (Figure 131). Aucun pic d'artefacts n'est présent dans cette acquisition.

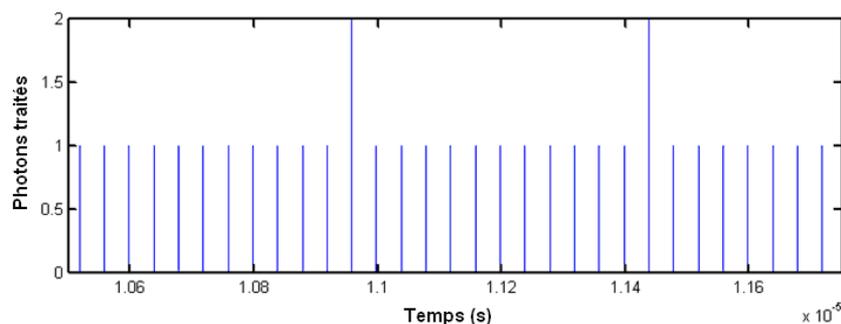


Figure 131 : Même acquisition TRE après l'application de la méthode PPD. Tous les pics sont extraits et le bruit est complètement éliminé.

III.2.2. Acquisition de 50 minutes avec VDD = 0,9 Volts

L'acquisition est obtenue après une durée plus courte (50 minutes au lieu de 150 minutes). Après une acquisition TRE, il est intéressant de remarquer que les pics d'artefacts sont au même niveau que les pics de commutation (Figure 132). Après l'application de notre

méthode, les pics d'artefact ont été supprimés des pics masqués de commutation ont été extraits (Figure 133).

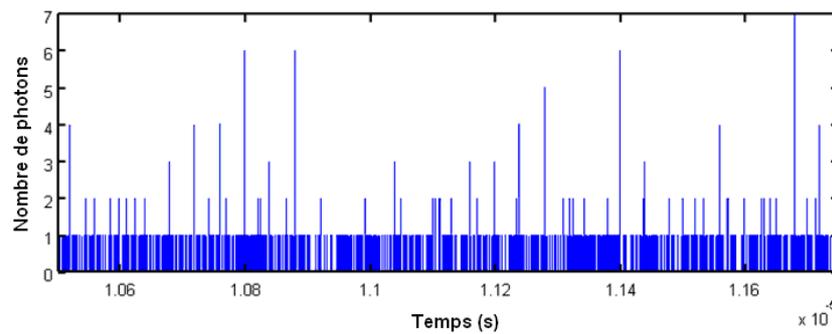


Figure 132 : Histogramme TRE brute (nombre de photons en fonction du temps) pour une acquisition à très faible V_{DD} et après 50 ps du pas temporel (bin size). Les paramètres d'acquisition : 0,9 V, 0,50 μ s de période de boucle (45000 de photons acquis). Quelques pics sont visibles mais l'importance du niveau de bruit laisse paraître des artefacts qui peuvent être considérés comme des pics de commutation.

Comme nous l'avons vu, la probabilité d'émission de photons diminue avec la réduction des technologies. Le résultat se répercute sur un rapport signal sur bruit relativement bas menant à des commutations indétectables. Le défi est d'extraire le signal initialement noyé dans une acquisition TRE très bruitée. Avec l'approche PPD, le signal est extrait même en dessous du niveau de bruit.

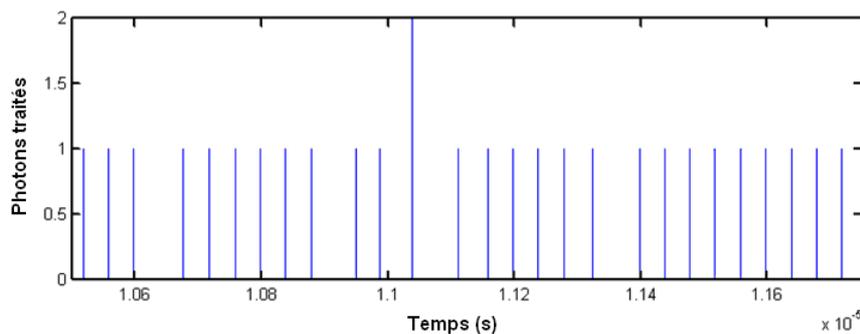


Figure 133 : Même acquisition TRE après l'application de la méthode PPD. Tous les pics sont extraits et les pics d'artefacts possibles sont complètement éliminés.

Ce traitement est intégré dans notre système combiné PMT précédemment identifié. Maintenant il reste à développer des méthodes de traitement lorsqu'on a accès à la fois à la localisation spatiale et à l'information temporelle. En effet, bien que le système PICA soit pénalisé par son faible rendement quantique, il reste avant tout un outil complet pour l'analyse

dynamique. De ce fait, il est nécessaire d'apporter des améliorations sur le rapport signal sur bruit.

IV. L'EMISSION « 3D » : L'ANALYSE PICA

Nous avons vu qu'une acquisition PICA collecte simultanément sur le champ de vision les informations x, y et t des photons observés. Actuellement, les analyses PICA sont établies sur des longs temps d'acquisition afin de surélever le signal au-dessus du niveau du bruit. Ces acquisitions peuvent prendre plusieurs heures car localement les photons émis pendant les commutations de transistors ont une probabilité élevée d'apparition par rapport aux photons de bruit détectés hasardeusement. Pour analyser un circuit intégré, plusieurs acquisitions PICA peuvent être nécessaires. Attendre plusieurs heures avant de pouvoir exploiter des résultats préliminaires ne laisse aucune place à l'erreur (qui impliquerait le changement de séquence de test ou l'acquisition de données additionnelles dans un secteur différent). Ce temps d'acquisition qui n'est pas compatible à une utilisation en environnement industriel, représente un inconvénient majeur du système PICA. La question qui se pose : est-il possible d'avoir des résultats PICA seulement après quelques minutes d'acquisition ?

Pour répondre à ce problème, des traitements de données ont été développés dont les objectifs principaux avec PICA :

- Localisation des canaux des transistors du circuit testé avec un rapport signal sur bruit faible.
- Extraction précise des timings de commutation des transistors pour chaque canal du circuit testé.

IV.1. LA METHODE STPC (SPATIO TEMPORAL PHOTON CORRELATION)

Cette méthode est conçue pour le débruitage spatial et temporel. En effet, le détecteur qu'utilise le système PICA peut capturer une information temporelle pour une position

donnée. Les données obtenues sont aussi très bruitées, aussi bien du point de vue spatial que temporel.

C'est dans ce contexte qu'une approche spatio-temporelle de corrélation des photons a été développée. L'objectif de ce traitement "3D" est de classifier tous les photons détectés comme étant du bruit (ils sont alors ignorés) ou du signal.

Pendant une acquisition PICA, un vecteur de test en boucle est appliqué pour augmenter les chances de détection de photons issus des transistors en commutations. Tous les photons sont étiquetés avec des coordonnées 3D : spatiales (x, y) et temporelles (t). Si un photon est issu d'une commutation de transistor, il devrait être corrélé simultanément en position spatiale (dans la zone du transistor) **et** en temps (dans la base temporelle). Si ces conditions ne sont pas réunies (Corrélation (x, y) et (t)), les photons seront identifiés comme étant du bruit. En se basant sur cette propriété en 3D de photons corrélés, un paramètre « poids » est ajouté aux coordonnées (x, y, t) des photons acquis.

Comme pour la méthode *PPD*, le cœur de ce processus est l'ajout d'une information de poids aux données sauf que dans ce cas, le poids correspond à une densité spatio-temporelle. Son attribution peut être modulée par une convolution avec une distribution représentative de la distribution spatiale et temporelle des données. Typiquement, la valeur du poids d'un photon est directement fonction du nombre de photons appartenant à la même fenêtre spatiale et temporelle. Une fois ce poids attribué à chaque photon, on peut différencier le signal du bruit et appliquer des techniques de débruitage.

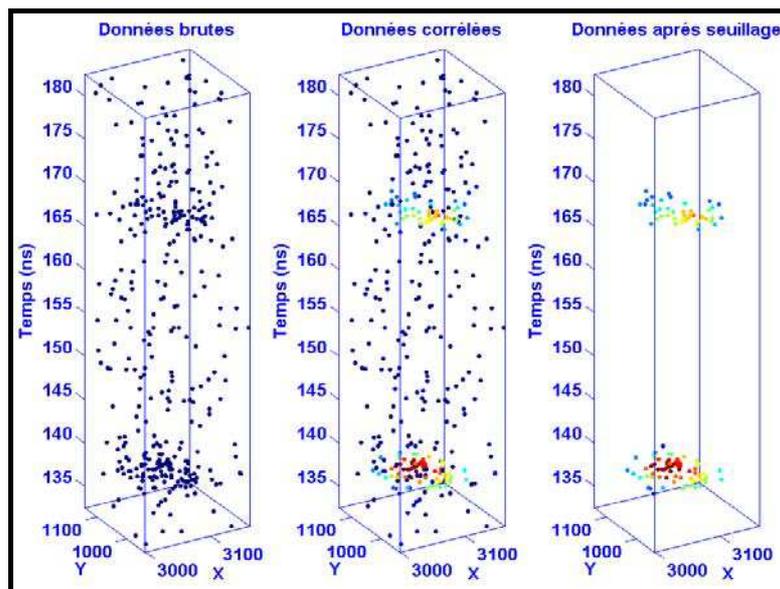


Figure 134 : Principe de la méthode STPC.

La *Figure 134* permet de mieux comprendre le principe de ce traitement. Sur le graphique de gauche sont représentées les données PICA brutes pour une zone donnée. Au centre, les mêmes photons sont représentés, mais avec une couleur (ou niveau de gris) représentative du poids qui leur est associé. Finalement, à droite de la *Figure 134*, après avoir appliqué un seuillage sur le poids, on ne retient qu'une partie des photons. Les photons restants contiennent alors l'information significative et ainsi des événements commencent à apparaître après quelques dizaines de minutes d'acquisition de données.

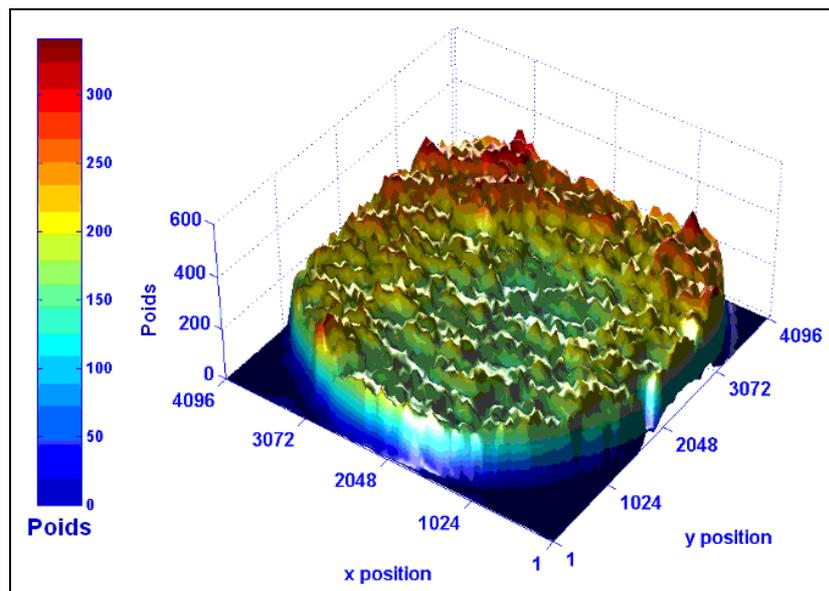


Figure 135 : Données PICA brutes.

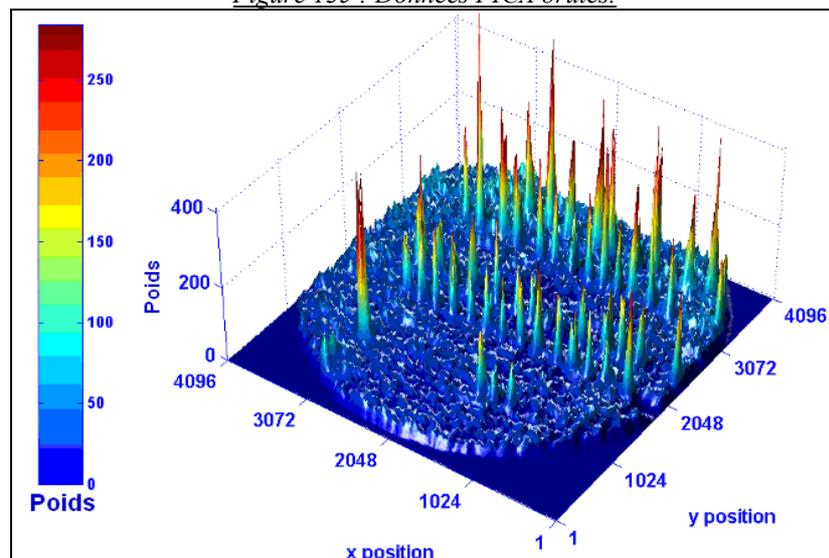


Figure 136 : Données PICA après traitement.

On constate que l'apport d'un tel traitement est important, il facilite l'extraction des positions des zones d'émission et leur caractérisation temporelle.

Les résultats obtenus par cette méthode ont parfaitement atteint les objectifs précédemment cités. Les figures suivantes (*Figure 135* et *Figure 136*) représentent les données PICA avant et après traitement.

Ainsi, cette méthode de corrélation spatio-temporelle de photons fournit des résultats satisfaisants lorsqu'il s'agit d'extraire du signal d'un environnement bruité avec seulement une faible quantité de photons détectés. Cependant, si la méthode STPC a prouvé son efficacité sur 90 % des acquisitions traitées, certaines acquisitions sont caractérisées par des photons avec poids (dont la valeur est supérieure au niveau du bruit) qui peuvent être considérés pour du signal alors qu'ils ne correspondent pas nécessairement à une zone d'émission et à une commutation attendue. Pour éviter ces artefacts, des traitements auxiliaires sont mis au point pour optimiser la méthode STPC.

IV.2. OPTIMISATION DE STPC : TRAITEMENT DU SIGNAL ET CAD AUTOCHANNELING

IV.2.1. Principe

Pour optimiser la méthode STPC en y ajoutant des traitements auxiliaires, il faut s'interroger sur les moyens de trouver précisément la position spatiale des pics de commutation des transistors du circuit. Notre point de départ est la corrélation spatio-temporelle et la possibilité d'exploiter la CAD du circuit lorsque les informations de cette dernière sont disponibles. Les méthodes sont de type débruitage spatial et traitement du signal. Nous avons vu que la technique PICA permet d'obtenir un listing de trois paramètres caractérisant chaque photon capté. La première information est la localisation du photon caractérisée par deux paramètres, à savoir ses coordonnées (x, y) sur le circuit. La seconde information est temporelle (t) mais elle peut aussi être interprétée comme l'instant de réception, et plus précisément, comme le numéro d'échantillon (NE). Ainsi, chaque acquisition sera caractérisée par trois données (x, y, NE) qui serviront pour le développement de méthodes auxiliaires de traitement.

On part des coordonnées spatiales et du numéro d'échantillon (x, y, NE) de tous les photons captés lors de l'acquisition. Ces données sont rangées de telle manière à distinguer les photons de bruit pur de ceux de signal + bruit. Ensuite, une méthode de débruitage est nécessaire afin

d'affiner d'une part la localisation spatiale du signal pur, et d'autre part sa localisation temporelle.

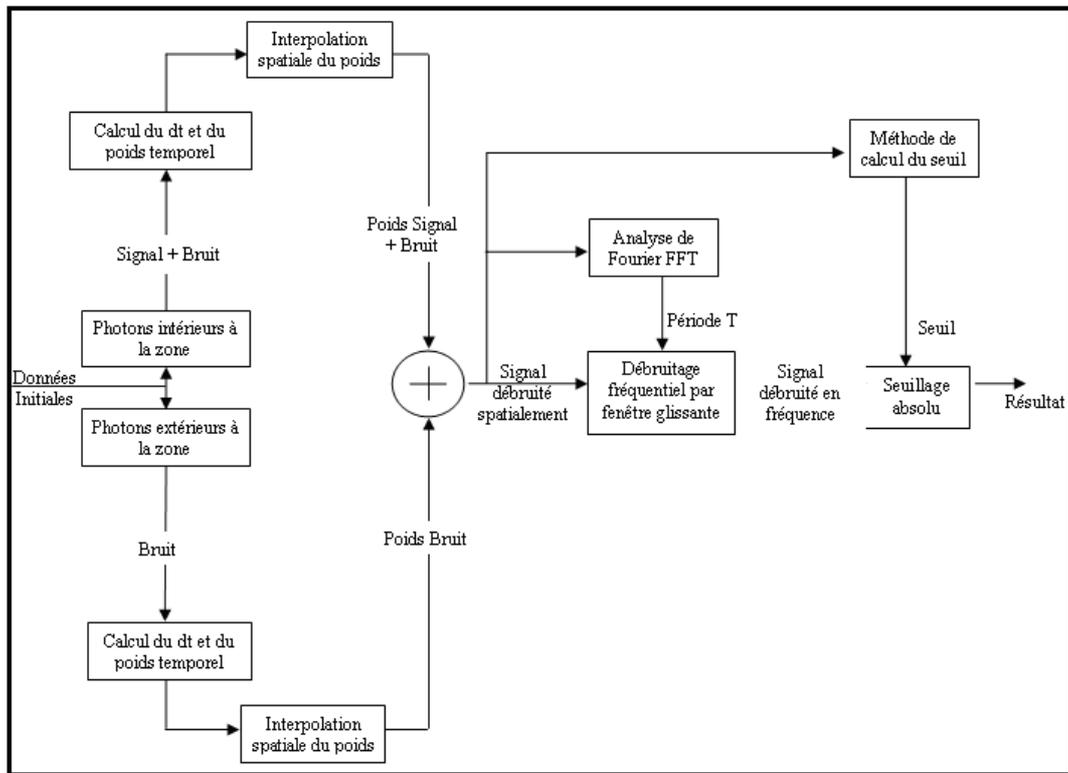


Figure 137 : Principales étapes du débruitage.

En s'appuyant sur l'approche STPC où le poids affecté à chaque photon est fonction de la corrélation spatiale et de la corrélation temporelle, le débruitage se fera aussi en deux temps : spatial puis temporel. Le débruitage spatial consiste en une comparaison des poids après interpolation dans le canal « Channel » observé. Le débruitage temporel s'effectue dans le domaine des fréquences, en sachant que le poids temporel pour un photon est le nombre de photons significatifs inclus dans l'intervalle $[NE-dt, NE+dt]$, multiplié par le nombre de photons arrivant à NE. Le paramètre dt sera calculé dans le traitement.

Pour chaque transistor, le traitement se fait en quatre grandes étapes et la Figure 137 fournit l'organigramme des principales étapes du débruitage.

1. Triage des données et calcul du poids
2. Débruitage spatial

3. Débruitage fréquentiel
4. Seuillage sur le poids

IV.2.2. Calcul du poids temporel et du dt

A chaque photon, on va affecter un poids temporel fonction de sa corrélation temporelle avec les autres photons du « Channel ».

Le travail fait sous STPC a montré que la méthode de calcul du poids la plus valable est la suivante :

$$\text{Poids temporel} = \frac{\text{Nombre de photons appartenant à l'intervalle [NE-dt, NE+dt]}}{\text{Nombre de photons à NE}}$$

Lorsque des commutations sont identifiées, le défi est de garder les pics qui se situent au-dessous du niveau de bruit. Pour y arriver, le paramètre dt qui correspond à l'erreur temporelle apportée par le « jitter », a été introduit. Par exemple, si un nombre élevé de photons sont collectés dans le même intervalle dt, il y aura une forte probabilité en faveur de la même commutation. Le calcul du dt est établi en considérant une fonction gaussienne comme pour la méthode *PPD*.

IV.2.3. Interpolation et débruitage spatial

Le débruitage spatial est effectué selon trois étapes.

- On commence par interpoler le poids des photons intérieurs au channel. On interpole donc le Signal+Bruit dans le channel (Figure 138). A partir des valeurs de poids temporel des données initiales, on déduit les poids des positions situées sur une grille d'interpolation.
- En un second temps, on interpole à l'intérieur du channel le poids des photons situés à sa périphérie. On en déduit donc le bruit pur à l'intérieur du channel sur la même grille d'interpolation que précédemment (Figure 139).

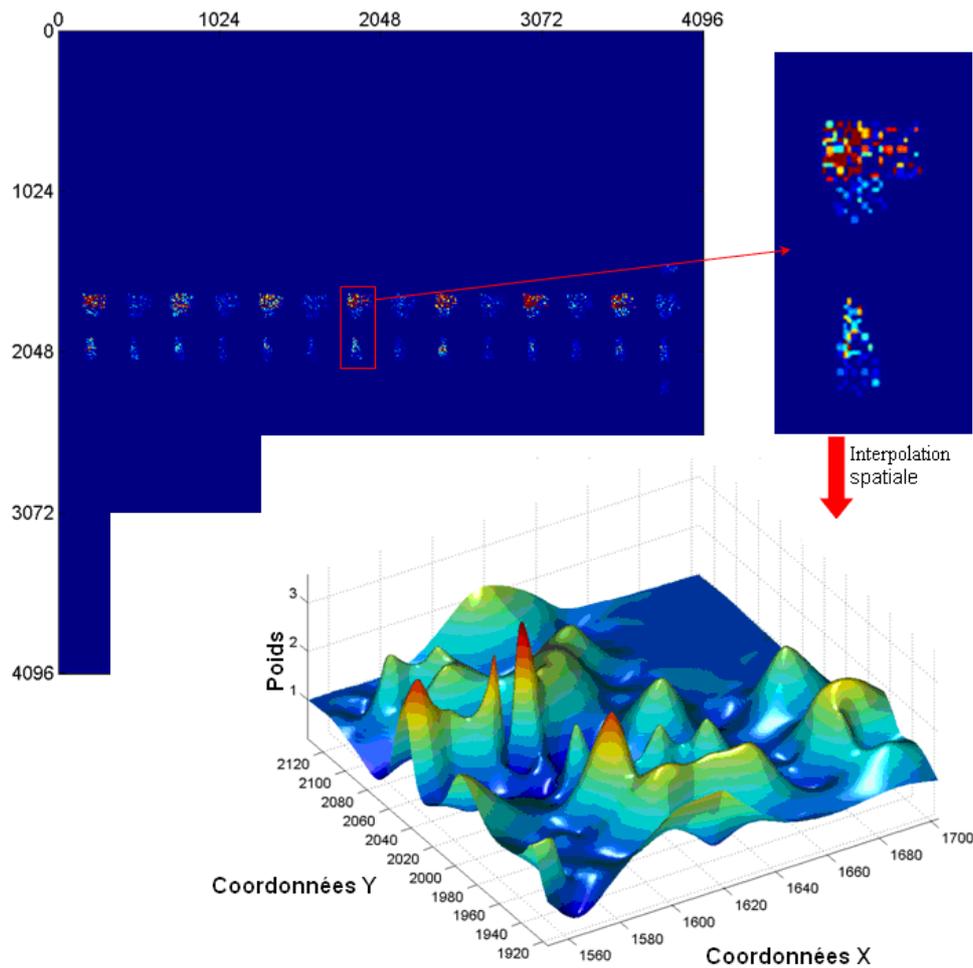


Figure 138 : Interpolation spatiale du bruit dans un Channel.

- On compare pour chaque position sur la grille d'interpolation les poids Signal+Bruit et bruit de la façon suivante :
 - Calcul du RSB (Rapport Signal Sur Bruit dans le Channel) :

$$\text{RSB} = \frac{\text{Max. des poids Signal + Bruit dans le channel}}{\text{Max. des poids bruit dans le channel}}$$
 - Pour chaque position sur la grille d'interpolation :
 - Si le poids Signal+Bruit > RSB × poids Bruit alors :

Poids après débruitage = poids Signal+Bruit – poids bruit

- Sinon :
Poids après débruitage = 0

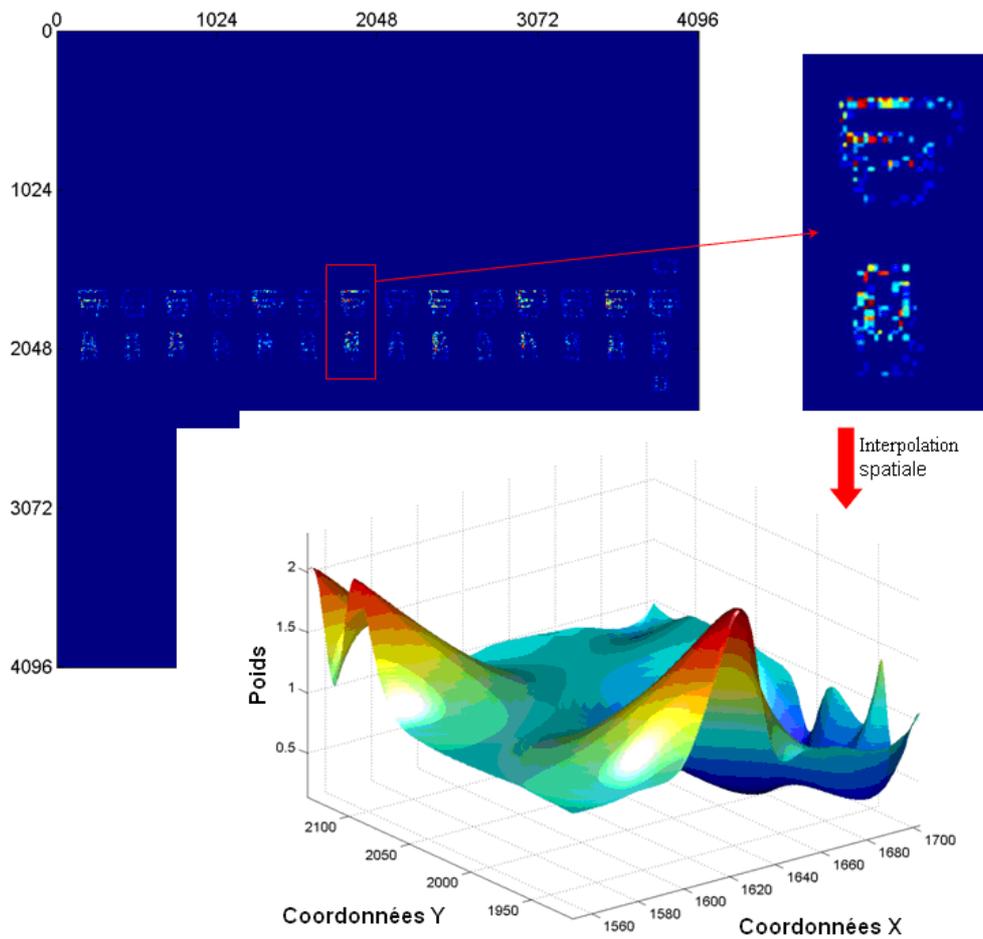


Figure 139 : Interpolation spatiale du bruit dans un Channel.

La Figure 140 fournit le résultat du débruitage spatial en 3D. Ensuite, on déduit de ce traitement la forme de la tâche d'émission de photons (Figure 141). Enfin on supprime les photons de bruit provenant du bruit de fond (Figure 142 et Figure 143).

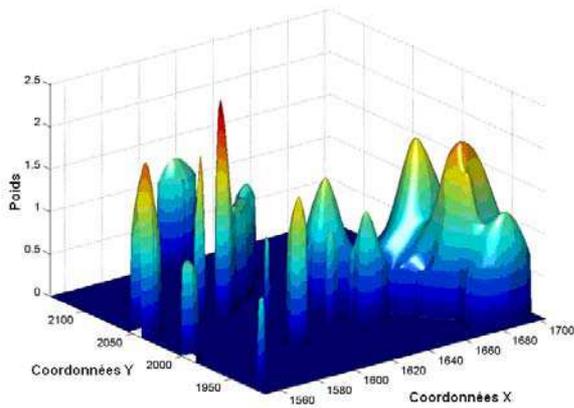


Figure 140 : Résultat du débruitage : signal débruité spatialement.

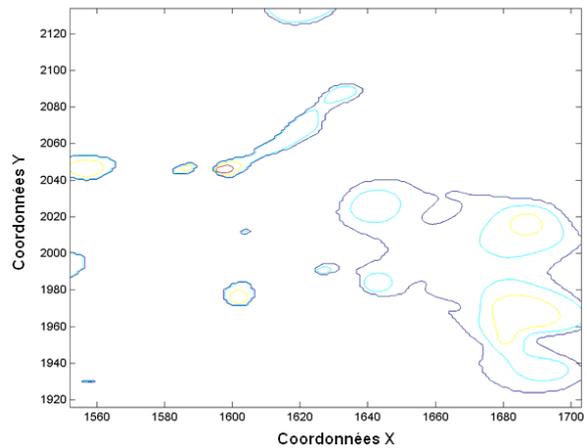


Figure 141 : Isobare de la même acquisition : Tâche d'émission.

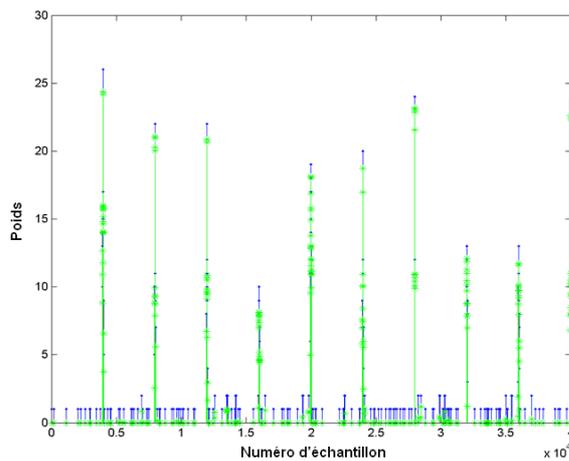


Figure 142 : Résultat du débruitage spatial vu en temporel pour Azuma. En bleu apparaît le signal de départ et en vert celui après débruitage spatial. On voit que le bruit de fond a bien été supprimé.

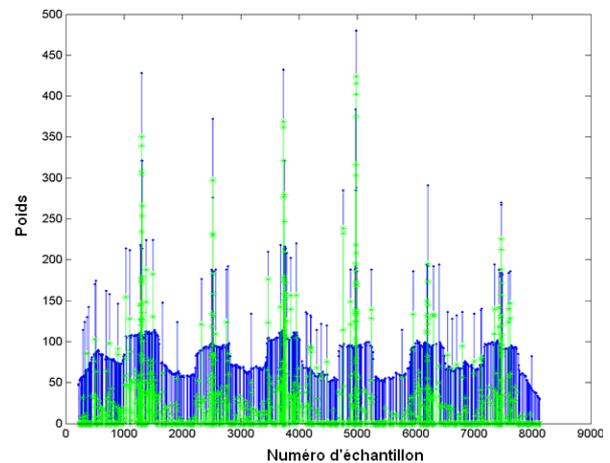


Figure 143 : Résultat du débruitage spatial vu en temporel pour le circuit IBM. En bleu apparaît le signal de départ et en vert celui après débruitage spatial. On voit que certains pics de commutation ont été supprimés : ce sont ceux des transistors voisins.

IV.2.4. Débruitage fréquentiel

Après avoir calculé le poids et appliqué un débruitage spatial, il est intéressant, à partir des données de couples (poids temporels et numéros d'échantillon), d'effectuer un débruitage temporel. Ce traitement, comme pour la méthode *PPD*, est effectué par une transformée de Fourier rapide (FFT) qui permet d'identifier la fréquence du premier maximum qui suit la composante continue ($f=0$). Ensuite, un filtrage est appliqué.

Par ce traitement on a donc coupé les hautes fréquences et retiré une information cohérente des données brutes issues du débruitage spatial. La Figure 144 fournit une idée du résultat obtenu pour un Channel d'Azuma.

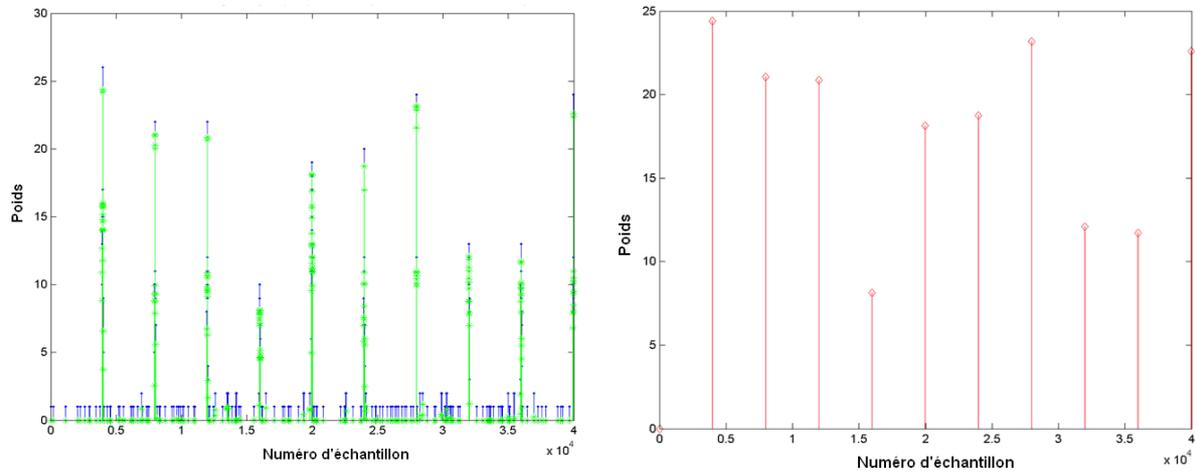


Figure 144 : Résultat du débruitage fréquentiel vu en temporel pour Azuma. En bleu apparaît le signal de départ, en vert celui après débruitage spatial et en rouge celui après débruitage fréquentiel. On voit bien apparaître les pics de commutation.

IV.2.5. Calcul du seuil absolu

Il s'agit de supprimer les photons de poids inférieur au seuil. Ce traitement permet de choisir la méthode de calcul de ce seuil :

- Mean : Le seuil est la moyenne des poids.
- Median : Le seuil est la valeur médiane des poids.
- Probabilistic : Le seuil est tel que les distributions vérifient la probabilité de Poisson.
- Globalmax : On ne garde que le maximum global des poids.
- Identity : Aucun seuillage n'est appliqué.
- Myvalue : L'utilisateur a la possibilité de choisir lui-même la valeur du seuil appliqué.

La Figure 145 permet d'avoir une idée des résultats intermédiaires après les principales étapes du traitement appliqué au circuit Azuma.

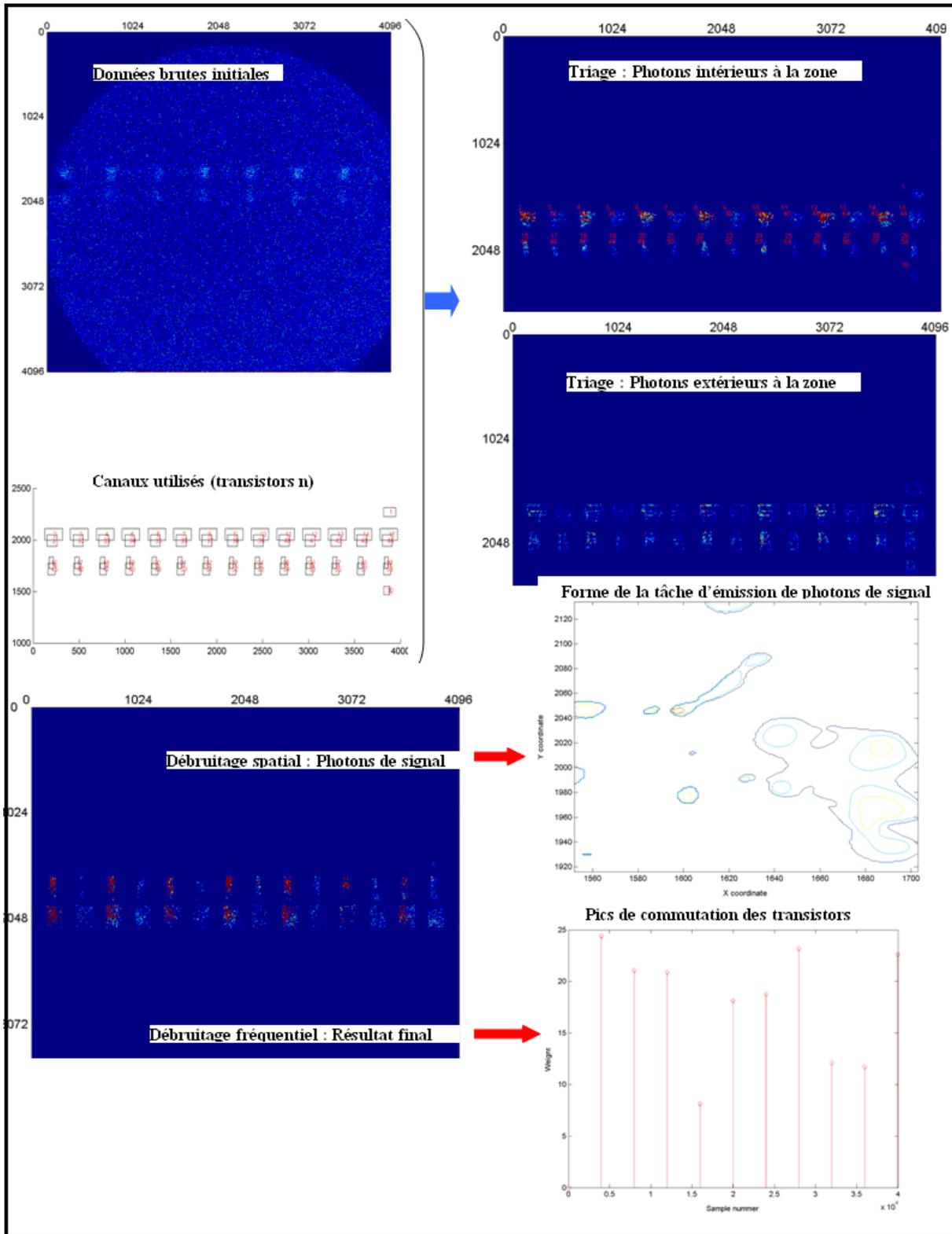


Figure 145 : Résultats intermédiaires du traitement sur la base de données Azuma.

IV.3. APPLICATION POUR TEST DE CONFORMITE

Les tests de validation du traitement consistent à l'appliquer à un maximum de circuits. Du moins bruité au plus bruité, en utilisant un nombre de données important et en considérant une multitude de structures différentes sur la nature des transistors traités. Pour éviter de surcharger ce paragraphe avec plusieurs études de cas, seulement deux circuits ont été considérés puisqu'ils représentent les cas extrêmes d'un point de vue spatial (circuit IBM) et temporel (circuit ST). Ces bases de données sont difficilement exploitables sans effectuer, au préalable, notre traitement numérique. Avec les clauses de confidentialité signées avec le CNES, nous n'avons pas accès aux informations technologiques de ces circuits. Néanmoins, étant données les difficultés d'expertise, ces technologies restent relativement avancées avec des tensions d'alimentations inférieures à 0,9 V.

IV.3.1. Circuit IBM

Les données de ce circuit sont moyennement bruitées mais il comporte un nombre très important de transistors. Les figures suivantes affichent l'émission obtenue avant et après l'application de la méthode de traitement.

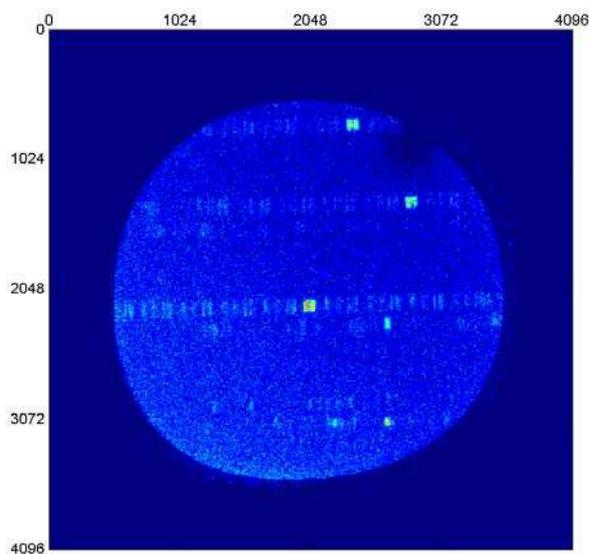


Figure 146 : Emission obtenue du circuit IBM avec le détecteur PICA.

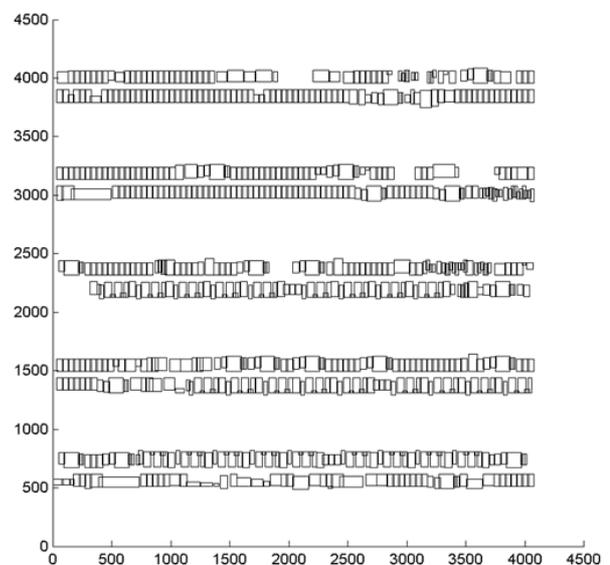


Figure 147 : Channels utilisés pour le traitement du circuit IBM.

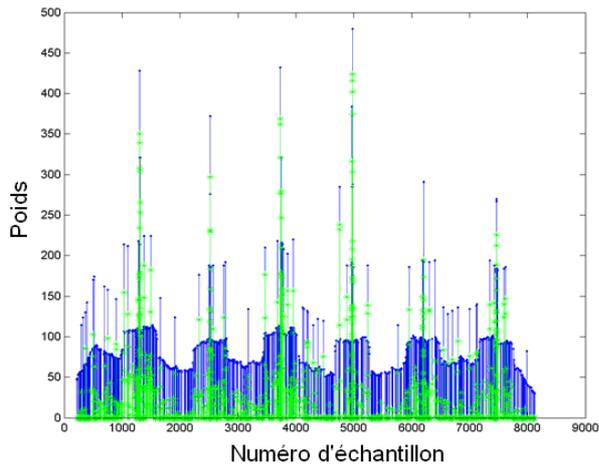


Figure 148 : Signal+Bruit initial en bleu, après débruitage spatial en vert.

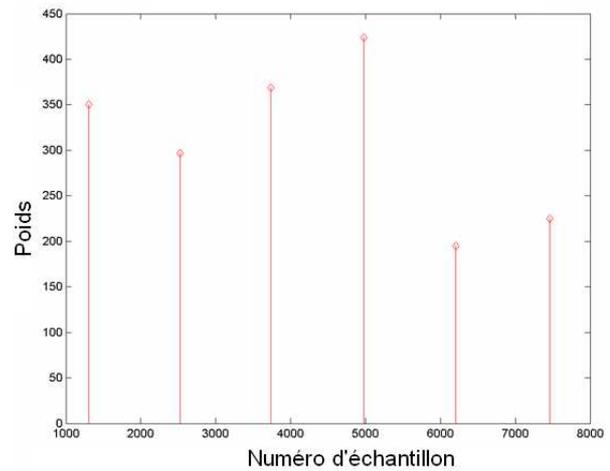


Figure 149 : Résultat final en rouge, après débruitage fréquentiel (pas besoin de seuillage final).

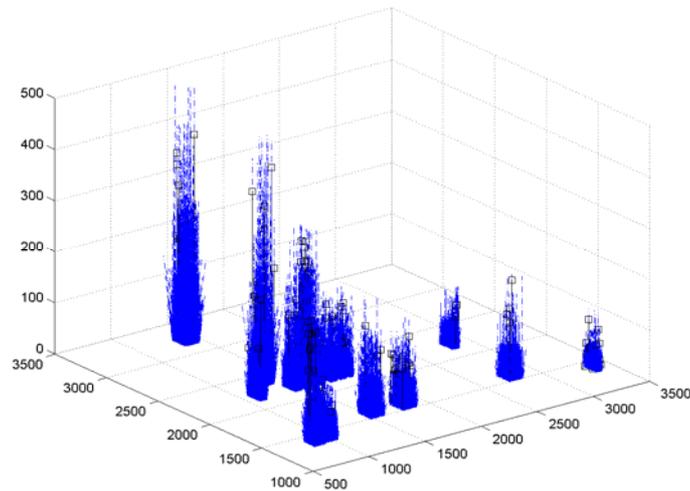


Figure 150 : Histogrammes spatiaux du traitement appliqué dans 10 Channels sélectionnés du circuit. En bleu, les données initiales et en noir le résultat final après traitement.

IV.3.2. Circuit ST

Les données sont très bruitées et le circuit comporte de nombreux transistors. C'est le circuit le plus difficile à traiter. Les figures suivantes affichent l'émission obtenue avant et après l'application de la méthode de traitement.

Ces circuits démontrent l'aptitude de notre méthode à dissocier spatialement de nombreux transistors proches. Ainsi, les commutations et les zones d'émission sont précisément identifiées.

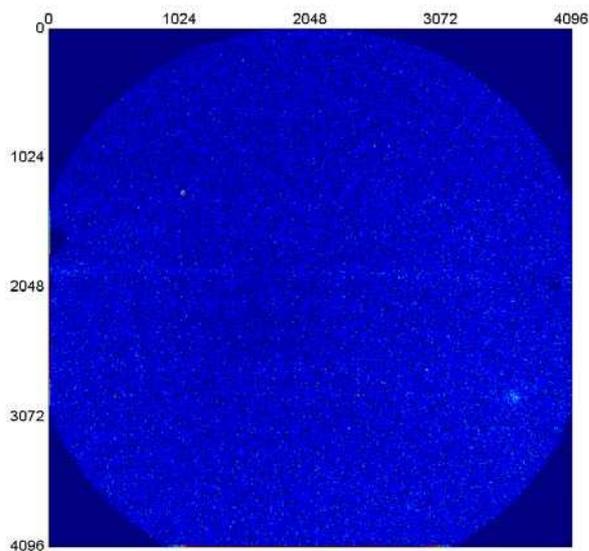


Figure 151 : Emission obtenue du circuit ST avec le détecteur PICA.

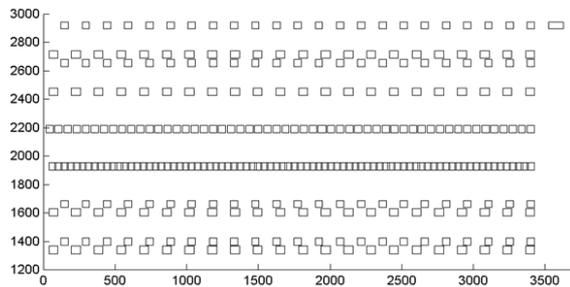


Figure 152 : Channels utilisés pour le traitement du circuit ST.

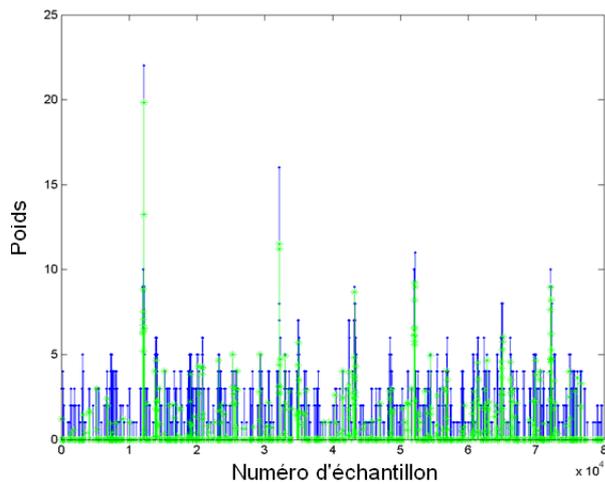


Figure 153 : Signal+Bruit initial en bleu, après débruitage spatial en vert.

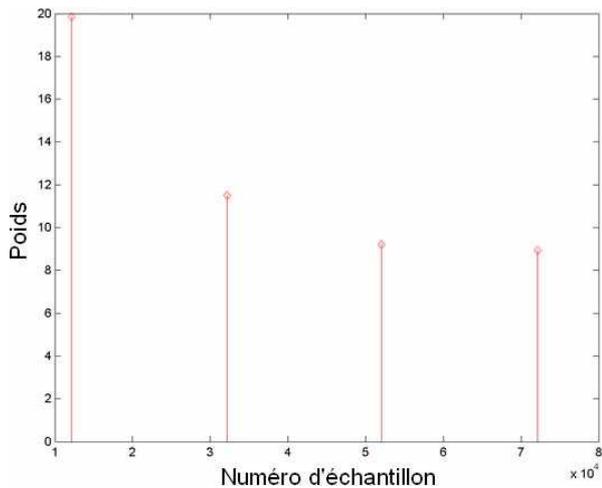


Figure 154 : Résultat final en rouge, après débruitage fréquentiel (pas besoin de seuillage final).

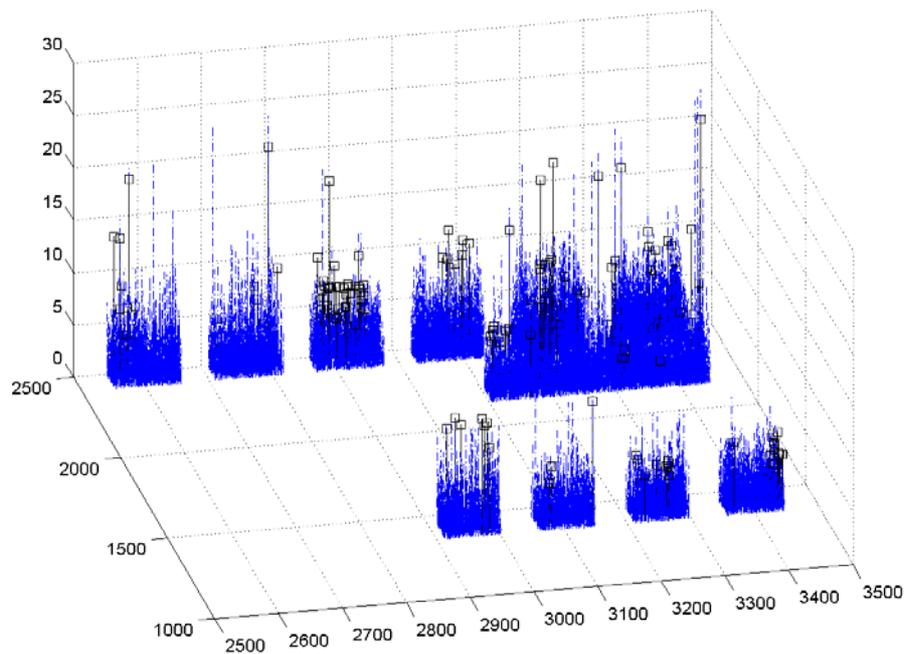


Figure 155 : Histogrammes spatiaux du traitement appliqué dans 10 Channels sélectionnés du circuit. En bleu, les données initiales et en noir le résultat final après traitement.

V. CONCLUSION

L'émission de lumière dynamique constitue une des techniques les plus adaptées pour l'analyse de la plupart des circuits de nouvelles technologies. En exécutant des acquisitions de photons émis par les transistors en commutation, des informations sur la localisation et l'aspect temporel de l'émission sont obtenues. Cependant, comme nous l'avons signalé dans le deuxième chapitre, l'émission de photons diminue exponentiellement avec les tensions d'alimentation (V_{DD}). Pour des faibles tensions V_{DD} (au-dessous de 1V), la probabilité d'émission en faveur du signal réel attendu est donc plus faible que l'environnement bruité des photons impliquant ainsi des erreurs d'analyse au niveau des acquisitions obtenues.

Quelques améliorations sur le système de détection ont été entreprises dans le troisième chapitre repoussant légèrement les limites de la problématique imposée par les circuits de faible V_{DD} . Pour repousser encore plus loin ces limites, d'autres approches alternatives ont été mises au point dans ce chapitre qui permettent d'extraire davantage de signal initialement disponible dans les bases de données des acquisitions de photons. Ces approches sont des

méthodes de traitement du signal (*PPD et STPC*) qui emploient un paramètre clé : « le poids du photon ». Ainsi, un poids élevé signifie une forte probabilité que le photon soit du signal. De cette manière, les photons de bruit sont donc distingués et supprimés ce qui augmente virtuellement le rapport signal sur bruit. Des applications sur des circuits de très faibles tensions ($V_{DD}=0,9$ V) ont permis de valider nos méthodes de traitements. De plus, sur des données très bruitées, issues de détecteurs très sensibles comme le SSPD identifié dans le troisième chapitre, du signal est extrait même en dessous du niveau de bruit en affichant clairement sur les positions (x, y) , les commutations de transistors associées. En intégrant ces méthodes de traitement à notre système combiné développés dans le troisième chapitre, des gains importants en termes de rapport signal sur bruit ont été obtenus réduisant ainsi les temps d'acquisition et rendant fiable l'analyse de l'émission dynamique.

CONCLUSION

L'expertise de composants microélectroniques représente un défi grandissant avec la complexité des circuits actuels. De plus, le coût exorbitant de production et surtout des missions dans le domaine spatial, fait de l'analyse de défaillance une étape fondamentale à inclure dans les laboratoires d'analyse de circuits intégrés.

Le travail de recherche présenté dans cette thèse permet de mieux répondre aux nouveaux défis de l'analyse de défaillance des composants, en particulier ceux liés à la problématique de détection et d'analyse des défauts complexes. En effet, les contraintes des circuits nouvelles générations imposent l'apparition de phénomènes physiques impliquant des défauts difficiles à interpréter. La difficulté de compréhension des phénomènes physiques régnant dans les circuits intégrés ne peut être résolue qu'en attribuant une interprétation spécifique de chaque défaut observé. La technique de localisation de défauts par émission de lumière adaptée à ces contraintes doit donc évoluer, puisque l'absence d'interprétation précise du ou des défaut(s) peut conduire à l'échec de l'analyse de défaillance, avec toutes ses conséquences économiques.

Ce travail s'inscrit dans une thématique de recherche de moyens d'analyse de défauts engagée par le laboratoire de défaillance du Centre National d'Etudes Spatiales de Toulouse et par le laboratoire IMS de Bordeaux. Il a pour objectif d'élaborer une nouvelle stratégie d'analyse sur le test par la face arrière. Cette stratégie comprend la mise en place de moyens efficaces permettant l'analyse et l'interprétation des émissions observées, ainsi que l'étude et l'amélioration de la technique de localisation de défaut par émission de lumière.

L'étude s'est intéressée tout d'abord à l'importance de la localisation de défaut par la face arrière, ainsi qu'à l'identification des techniques existantes d'analyse de défaillance. A partir de l'inventaire de ces techniques, l'étude a identifié l'émission de lumière dynamique comme étant une technique prometteuse apte à fournir davantage d'informations dans le domaine de l'analyse de défaillance.

Une étude théorique sur la physique de l'activité interne des circuits intégrés a été entreprise. Pour identifier la complexité que peut impliquer l'explication de l'émission actuelle, il a fallu se focaliser sur un phénomène d'émission qui inclut plusieurs processus physiques et qui représente un problème commun à tous les circuits nouvelle génération. Le phénomène des porteurs chauds dans les transistors MOS constitue une source d'émission incomprise et complexe à expliquer puisqu'elle met en jeu plusieurs mécanismes physiques qui découlent directement des complications imposées par les futurs circuits. Cet examen a permis d'établir que la quantité et l'énergie des photons émis par un transistor MOS en saturation dépendait fortement de la fonction de distribution en énergie cinétique des porteurs chauds dans le canal. Cette fonction de distribution implique que l'émission de photons dans un transistor MOSFET dépend linéairement des dimensions géométriques et exponentiellement des tensions d'alimentation. A partir de là, l'étude a établi la notion d'emprunt propre en désignant la photoémission par une signature spécifique qui est l'image des activités physiques internes se déroulant dans les circuits intégrés en fonctionnement. Cette signature propre à chaque défaut émissif est considérée grâce à la contribution des deux approches de la technique par émission de lumière. En effet, l'aspect dynamique pour la propagation électrique des signaux et l'enveloppe spectrale pour la distribution en énergie des porteurs, permettent d'obtenir plus d'informations sur la nature du défaut. Ce résultat est obtenu en conjuguant les données physiques avec les modélisations et les simulations. L'étude a aussi identifié la problématique liée au spectre et à la quantité de photons introduit par les circuits de faibles dimensions en rendant les systèmes actuels obsolètes à la détection de la photoémission.

Ainsi, pour pouvoir bénéficier des avantages de la technique par émission de lumière dynamique, un système de détection a été optimisé afin de faire face aux contraintes imposées par les circuits nouvelles générations. En effet, cette photoémission fondamentalement faible requiert des détecteurs sensibles et faible bruit. De plus, la transmission du silicium augmente seulement aux longueurs d'ondes où les détecteurs actuels commencent à perdre leur sensibilité. Finalement, pour préserver l'information temporelle de la photoémission face aux contraintes imposées des fréquences plus élevées, les détecteurs doivent avoir une bonne sensibilité temporelle (100 ps). Ces quelques remarques ont permis, au travers de comparaisons et d'optimisation, d'évaluer parmi les systèmes existants le plus adapté à fournir les informations sur la photoémission et à répondre aux besoins exigés par l'analyse de circuits de faibles dimensions. De plus, la validité d'un tel système confirme l'importance de

l'aspect dynamique et identifie le besoin de l'aspect spectral de la photoémission en termes de source d'informations sur la nature de l'émission dans le domaine de l'analyse de défaillance.

Les résultats obtenus sur des circuits de faible dimension ont permis de valider notre système. Cependant, les données acquises par notre système nécessitent parfois un traitement pour pouvoir établir une analyse. En effet, le faible rapport signal sur bruit à la sortie du détecteur a permis de développer des méthodes de traitement de signal visant à extraire davantage de signal initialement disponible dans les bases de données des acquisitions de photons. L'étude a permis la mise en place de deux méthodes de traitement de signal (PPD et STPC) permettant ainsi de distinguer et de supprimer les photons de bruit. Ces méthodes ont satisfait nos exigences puisqu'elles permettent d'obtenir des gains importants en termes de rapport signal sur bruit réduisant ainsi les temps d'acquisition et rendant fiable l'analyse de l'émission dynamique. Ce travail reste toutefois à être validé expérimentalement.

En effet, nous avons considéré dans ce mémoire uniquement la partie expérimentale de l'aspect temporel de la photoémission en abordant le principe et l'optimisation de la technique TRE. Aussi, dans le deuxième chapitre, nous avons entrepris une étude complète sur l'autre approche de l'analyse de l'émission qui consiste à considérer la forme spectrale des phénomènes émissifs observés. Cette théorie, établie sur le spectre, nous a donné accès à une quantité d'informations pouvant caractériser et concrétiser le concept de signature propre à chaque phénomène d'émission. De plus, lorsqu'une émission émane du circuit sous test, l'information spectrale complète la compréhension quant aux mécanismes physiques intervenant dans les circuits de faibles dimensions.

C'est tout naturellement que la poursuite de ce travail de recherche, en tant que perspectives, devrait être consacré à la validation expérimentale du spectre d'émission de lumière dynamique. En effet, la mise au point d'un système spectral est à concevoir afin de valider par des cas d'études la théorie entreprise dans le deuxième chapitre. De plus, le système combiné dont la mise en œuvre est détaillée dans le troisième chapitre, a été aussi validé pour son aptitude à pouvoir intégrer, par la suite, un module d'analyse spectrale (détails annexe 2).

La présente étude a permis d'élargir les limites de l'analyse de défaillance. Ce travail a été valorisé au travers de neuf publications portant sur la théorie, ainsi que sur la mise en place d'un système de détection dans un laboratoire d'analyse de défaillance industriel.

ANNEXE 1 :

Calcul du champ électrique dans le canal d'un transistor MOS (canal long)

Afin d'évaluer exactement l'importance du champ électrique, il est nécessaire de connaître les paramètres clés intervenant dans l'expression du champ électrique.

Afin de calculer analytiquement le potentiel électrostatique le long du canal, il est possible d'appliquer la loi de Gauss à une petite boîte rectangulaire positionnée dans le canal du MOSFET. La boîte a exactement la même épaisseur que la zone de déplétion X_{dep} et une très petite longueur dy (Figure 156). En négligeant l'épaisseur du canal et en supposant que le changement du champ électrique à travers dy est très faible, il est possible d'écrire les équations suivantes pour la conservation de charge :

$$\begin{cases} \frac{\partial F_z(x, y)}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial F_x(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial F_y(x, y)}{\partial y} = \frac{qN_a}{\epsilon_{si}} \end{cases} \quad (24)$$

Où $F(x, y)$ représente le champ électrique et N_a la concentration en dopage dans le canal. En intégrant sur x l'équation précédente et en remplaçant le potentiel électrostatique $V(x, y)$, on obtient :

$$F_x(X_{dep}, y) - F_x(0, y) - \int_0^{X_{dep}} \frac{\partial^2 V(x, y)}{\partial^2 y} dx = qN_a X_{dep} \quad (25)$$

En supposant que la tension de substrat est mise à zéro et que la concentration de dopage de la zone de déplétion est uniforme, il est possible de faire une approximation du potentiel électrostatique tel que :

$$V(x, y) = V_s(y) - \frac{(X_{dep} - x)^2}{X_{dep}^2} \quad (26)$$

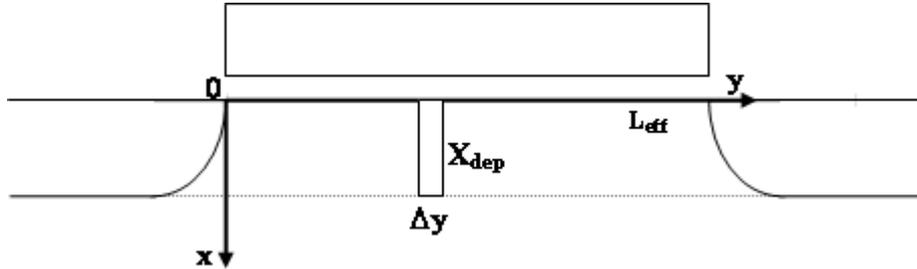


Figure 156 : Schéma d'une boîte Gaussienne pour le calcul de tension et du champ électrique dans le canal.

Où $V_s(y)$ indique le potentiel superficiel à l'interface oxyde - silicium. En imposant que le flux du champ électrique au bas de la boîte rectangulaire soit nul et en remplaçant 26 dans 25 ce qui mène à [LIU93] :

$$\frac{\partial^2 V_s(y)}{\partial^2 y} + \frac{V_{GS} - V_{fb} - V_s(y)}{X_{dep} T_{ox}} \frac{3\eta \epsilon_{ox}}{\epsilon_{si}} = - \frac{3\eta q N_a}{\epsilon_{si}} \quad (27)$$

Où V_{fb} désigne la tension de *flat bande* et η un paramètre qui prend en compte la variation dans l'extension de la zone de déplétion bougeant le long du canal. En excluant les calculs intermédiaires, une solution générale pour le potentiel superficiel est donnée par l'équation suivante :

$$V_s(y) = A \cosh\left(\frac{y - y_{sat}}{l}\right) + B \sinh\left(\frac{y - y_{sat}}{l}\right) + V_s' \quad (28)$$

Où

$$V_s' = V_{GS} - V_{fb} + \frac{q N_a X_{dep}}{C_{ox}} + \frac{Q_{inv}}{C_{ox}} \quad \text{et} \quad l = \sqrt{\frac{\epsilon_{si} T_{ox} X_{dep}}{3 \epsilon_{ox} \eta}}$$

Q_{inv} représente la charge d'inversion et l une longueur caractéristique. Une expression plus précise est obtenue à partir des mesures expérimentales [LIU93].

$$l\alpha^3\sqrt{X_j T_{ox} X_{dep}^2} \quad (29)$$

Avec X_j représentant le rayon de courbure de la jonction drain. L'expression de l est une dépendance des paramètres technologiques et peut être exprimée expérimentalement.

En définissant le champ électrique à un point de saturation tel que :

$$F_{sat} = -\left.\frac{\partial V_s}{\partial y}\right|_{y=y_{sat}} \quad (30)$$

De l'équation 28 il est possible de calculer le champ électrique dans la région saturée du canal ($y > y_{sat}$) :

$$F(y) = F_{sat} \cosh\left(\frac{y - y_{sat}}{l}\right) \quad (31)$$

Ainsi y_{sat} est la position de la région de *pinch off* à laquelle la vitesse de porteur sature, V_{DSsat} est le potentiel électrostatique d'un tel point. Pour $y > y_{sat}$ le champ électrique peut être décrit par l'équation 31. A partir des formules précédentes, il est ainsi possible de calculer le champ électrique maximal localisé à la fin du canal ($y = L$) :

$$F_{max} = F(L) = \sqrt{F_{sat}^2 + \left(\frac{V_{DS} - V_{DS}^{sat}}{l}\right)^2} \quad (32)$$

Si la tension de drain est assez grande de telle manière que $V_{DS} > V_{DSsat}$, l'équation 32 simplifiée devient :

$$F_{max} = \frac{V_{DS} - V_{DS}^{sat}}{l} \quad (33)$$

L'équation 33 montre que le champ électrique maximal dans la région de saturation du canal du transistor (*pinch off*), peut être déterminé à partir de la tension qui existe dans la région de saturation ($V_{DS} - V_{DSsat}$) et une dimension équivalente l représentant une part de saturation dans le canal.

ANNEXE 2 :

L'analyse spectrale

1 Principe de l'analyse spectrale

La spectroscopie ou la spectrophotométrie, est la mesure des caractéristiques spectrales d'une source lumineuse. Vu la complexité (répartition spectrale) de l'analyse spectrale, cet art a la réputation d'être très compliqué.

Caractériser ces grandeurs nécessite des dispositifs optiques appropriés comme lentilles, miroirs, polariseurs, filtres... . De plus le détecteur de rayonnement est un élément essentiel de la chaîne de caractérisation. Un détecteur fournit une réponse face à l'excitation lumineuse, cette réponse varie selon la nature du détecteur (matériaux, polarisation, géométrie...).

Si on considère une chaîne comportant une source émettant un flux caractérisé par sa forme spectrale $F(\lambda)$, un détecteur caractérisé par sa sensibilité spectrale $S(\lambda)$, et entre les deux, un système optique qui transmet une fraction du flux émit $T(\lambda)$. La réponse du détecteur sera de la forme :

$$R(\lambda) = F(\lambda)T(\lambda)S(\lambda) \quad (34)$$

$R(\lambda)$ est réponse spectrale du détecteur. Or le détecteur fournit un courant lors de l'excitation lumineuse. Donc quand il s'agit d'une source polychromatique, et si le détecteur satisfait à l'hypothèse d'additivité spectrale, l'équation 2 donne :

$$R_d = \int R(\lambda)d\lambda \quad (35)$$

On voit ici que la réponse d'un photo-détecteur seul ne suffit pas à fournir une information sur la répartition spectrale de la source lumineuse. Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir recours à des moyens optiques pour surmonter ce problème. Pour y parvenir, des séparateurs de rayonnement sont utilisés dans le trajet optique de détection pour obtenir la répartition spectrale de la source lumineuse. Les dispositifs de séparation de rayonnement les plus utilisés dans le domaine de l'analyse spectrale d'émissions issues de circuits intégrés sont :

- Les filtres
- Dispersion à travers des prismes ou réseaux

Un spectrophotomètre est donc formé par la chaîne de composant qui comprend: source, séparateurs spectral (monochromateur), détecteur. Ainsi on pourra connaître le spectre du facteur de réflexion, du facteur de transmission, d'une source ou de sensibilité d'un détecteur. La majorité de ces mesures sont relatives, c'est à dire par élément de référence. En effet, si on prend le seul exemple du monochromateur, celui ci contient plusieurs élément (fentes miroir, réseaux...), la dimension spatiale du rayonnement est difficile, voir impossible, à mesurer dans ce cas. Donc le système aura besoin d'une calibration avant de d'identifier le spectre de rayonnement de source inconnu.

La plupart de système dédié à l'analyse spectrale, utilise des filtres de bande étroite ou des monochromateurs (à prisme ou à réseau).

2. Le monochromateur

2.1 Principe

Le monochromateur isole dans toutes les longueurs d'onde fournies par la source, une longueur d'onde (λ) et permet de la déplacer dans le spectre lorsque l'appareil est un détecteur de lumière.

Les monochromateurs sont des appareils dispersifs à prismes ou à réseaux qui reposent sur le même schéma :

- Une fente d'entrée

- Une lentille dispersive ou un miroir concave destiné à produire un faisceau parallèle
- Un prisme ou un réseau pour décomposer les radiations suivant les longueurs d'onde de leurs composantes
- Une lentille convergente (ou un miroir) qui projette une série d'images rectangulaires de la fente d'entrée sur une surface plane avec une fente de sortie.

2.2 Le monochromateur à prisme

Pour le prisme, la réfraction des rayons sur les deux surfaces du prisme conduit à la dispersion.

Le monochromateur à prisme est généralement composé d'un prisme couplé avec une lentille focalisée, comme le montre la Figure 157. Dans ce type de prisme, une lumière avec une certaine longueur d'onde, λ_0 , passe à travers le prisme sans subir aucune déviation. La valeur de λ_0 dépend de la composition et de la géométrie du prisme. Ainsi, une lumière avec une longueur d'onde λ , qui diffère de λ_0 , passe à travers ce prisme (point D) avec un certain angle de déviation (α) qui dépend de la longueur d'onde λ . Dépendant de α , la lumière avec une longueur d'onde (λ) focalisée par la lentille se trouve à des positions différentes (pixels) sur le détecteur. Ainsi un circuit émettant un spot lumineux, est imagé sur le détecteur en une ligne de point lumineux. L'intensité de lumière à certains points (pixel) sur cette ligne est due à l'intensité de la bande de longueur d'onde ($\Delta\lambda$) correspondante.

La résolution spectrale du système est obtenue par l'inverse du nombre de longueurs d'ondes par pixel. Cette résolution dépend du matériau du prisme, de la distance focale (f) et de la limite de diffraction de la lentille.

Cependant, le prisme n'est plus utilisé actuellement comme élément dispersif principal dans un équipement infrarouge. Ses performances optiques moins bonnes, même avec un montage au minimum de déviation, et son prix de revient élevé, par suite des grandes dimensions imposées par le besoin d'une résolution suffisante, lui ont fait préférer le réseau plan par réflexion.

2.3 Le monochromateur à réseau

Les monochromateurs sont le plus souvent des réseaux. Les deux qualités d'un monochromateur sont la luminosité et sa résolution qui varient en sens inverse. La luminosité est la propriété de transmettre le plus possible de lumière qui traverse le monochromateur. La résolution ρ est donnée par $\lambda/\Delta\lambda$, où λ est la longueur d'onde pour laquelle deux raies d'intensité à peu près égale de $\Delta\lambda$ sont résolues par l'appareil, c'est-à-dire séparées pratiquement par une distance égale à leur largeur à mi-hauteur.

Dans un réseau (le plus souvent un réseau en “ échelle ”), la dispersion angulaire du faisceau selon les longueurs d'onde résulte d'une diffraction lors de la réflexion sur la surface.

Il existe une différence dans le choix des réseaux de diffraction liée au choix du détecteur

Dans le montage traditionnel, les longueurs d'onde dispersées par le réseau tombent sur une paroi équipée d'une fente étroite derrière laquelle est placé le détecteur. Dans ces conditions, le détecteur ne “ voit ” qu'une longueur d'onde (en réalité un domaine étroit de longueurs d'onde caractérisé par son maximum et sa bande passante). Pour changer de longueur d'onde, on fait tourner le réseau, ce qui fait défiler les longueurs sur le détecteur : c'est le système à balayage de longueur d'onde qui représente une solution pour adapter notre système à l'analyse spectrale.

L'apparition de détecteurs multiples comme les détecteurs CCD ou même les matrices de diode, a permis le développement de monochromateurs munis de réseaux donnant un champ plan, c'est à dire que le spectre étalé sur la paroi du monochromateur garde les mêmes qualités “ géométriques ” sur toutes les longueurs d'onde de travail, alors que dans un monochromateur traditionnel, on n'avait besoin de cette qualité géométrique qu'au niveau de la fente de sortie sur laquelle on projetait une image de la fente d'entrée sans la déformer.

Le principe de fonctionnement d'un monochromateur à réseau de diffraction basic est présenté dans la Figure 157. Il est généralement composé de deux miroirs, M1 et M2 qui dévient le rayonnement et qui permettent d'obtenir un faisceau émergent à la fente F2 dans la même direction que le faisceau du rayonnement de la source, qui éclaire la fente d'entrée (F1). Le réseau de diffraction G renvoie les différentes longueurs d'onde à des angles différents. En faisant tourner G, F2 va recevoir successivement les différentes longueurs d'onde constituant

le faisceau arrivé sur F1.

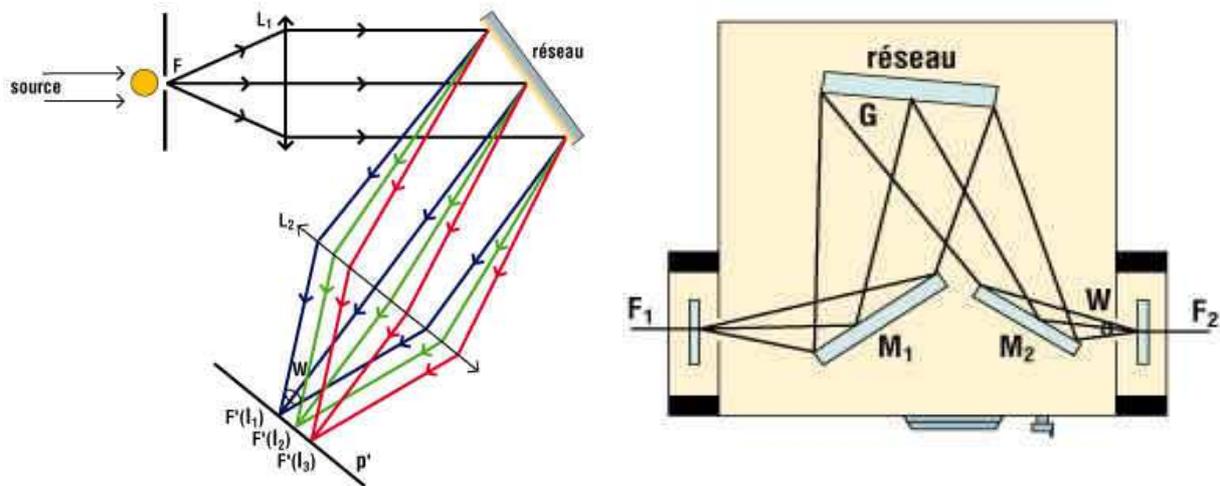


Figure 157 : Fonctionnement d'un monochromateur à réseau de diffraction basic

Tous les appareils commerciaux sont désormais équipés avec des réseaux plans. Le nombre de traits est faible, il est lié au domaine spectral considéré (de 10 à 300 traits par millimètre), et la position de miroitement (*blaze*), associée à l'inclinaison des facettes constituant le réseau, est choisie, pour un domaine spectral donné, du côté des plus faibles fréquences, de façon à favoriser le pouvoir de réflexion du réseau dans cette zone où l'énergie émise par la source est toujours plus faible. La distance focale du miroir collimateur est généralement importante (de l'ordre de 50 cm), de sorte que l'ouverture numérique est toujours assez faible ($f/10$ environ). Les fentes sont souvent de hauteur utile 25 mm, et de largeur variable de quelques dixièmes de millimètre à 15 mm environ. Une meilleure luminosité est aussi obtenue en multipliant le nombre de réseaux pour couvrir un même domaine spectral (au détriment de la complexité mécanique et des commandes d'automatisme), et en limitant leur utilisation au premier ordre de diffraction: leur facteur de réflexion dépend en effet de l'ordre choisi (1/4 pour le deuxième ordre, 1/9 pour le troisième ordre, par rapport au premier ordre).

3 Systèmes existants

Parmi les différentes méthodes utilisées pour résoudre de manière spectrale la lumière émise, l'utilisation de filtres à bande étroite est l'approche la plus simple. Cependant, l'inconvénient des filtres est leurs transmittances relativement faible ($\sim 50\%$) et les longs temps d'acquisition.

Une approche plus récente pour obtenir un spectre d'émission est l'utilisation d'un spectromètre. Deux méthodes sont généralement proposées :

La première utilise un miroir spécial de rendement élevé qui est placé directement au dessus du composant à analysé. Le collecteur, un miroir semi-ellipsoïdal spécialement fabriqué ayant deux points focaux (Figure 158), est utilisé pour diriger la radiation émise de un de ses points focale (F_1) à l'intérieur du guide de lumière placé à l'autre point focale (F_2). Les caractéristiques du miroir lui confèrent un large angle de collection de lumière avec un rendement de collection typiquement de 80%.

Le miroir est couplé par fibre optique à un monochromateur à réseaux qui est connecté à un photomultiplicateur (Figure 159).

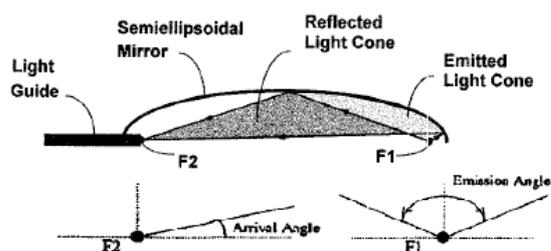


Figure 158 : Miroir semi-ellipsoïdal et le dispositif de guide de lumière optimisés pour la collection de faibles sources lumineuses.

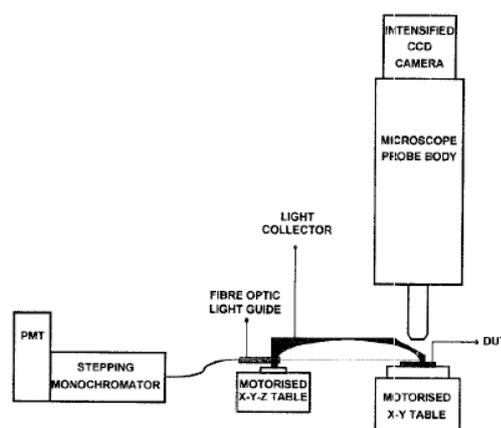


Figure 159 : Système de spectroscopie de photoémission utilisant un monochromateur à réseau et le miroir semi-ellipsoïdal.

La seconde approche pour l'analyse de longueur d'onde est l'utilisation d'un prisme et d'une lentille focalisée. La composition expérimentale de ce système est décrite dans la Figure 160 et la Figure 161 . Ainsi, le mode de localisation reste inchangé. L'analyse spectrale est obtenue en insérant mécaniquement le prisme sur le trajet optique de détection. Le principal avantage de ce système est l'utilisation d'un unique détecteur pour les deux modes de fonctionnement (localisation et spectre de l'émission)

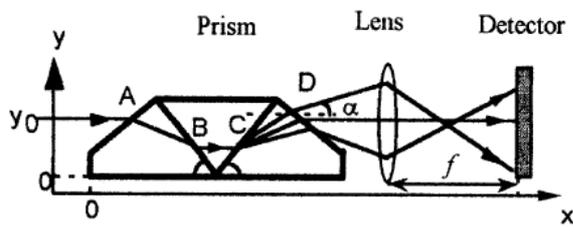


Figure 160 : dispositif Prime/lentille utilisé pour focaliser le spectre de lumière émise sur le détecteur.

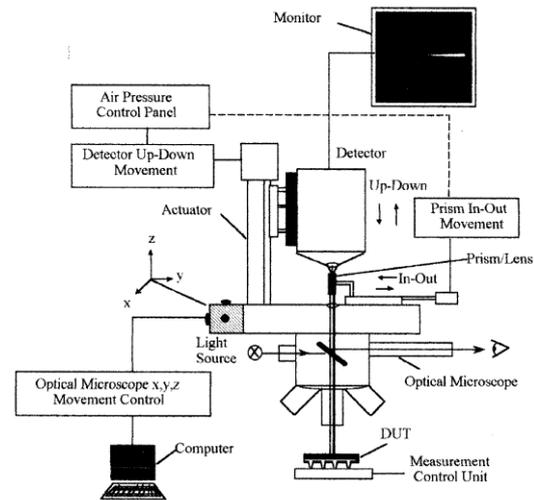


Figure 161 : Système de spectroscopie de photoémission utilisant un monochromateur composé d'un prisme et d'une lentille.

4 Adaptation du système pour l'analyse spectrale

Les analyses et les études des spectres d'émission utilisées jusqu'à présent dans le deuxième chapitre sont issues de données bibliographiques. Cependant, le manque de preuves expérimentales nous pousse à évaluer la possibilité de concevoir un système spectral. Cette analyse spectrale a essentiellement pour but, comme nous l'avons vu, de donner des informations sur la distribution énergétique des porteurs chauds qui est d'une importance fondamentale pour les études sur l'émission de lumière pour l'analyse de défaillance, et de considérer le concept de signature spectrale de l'émission qui devient une donnée importante dans l'expertise des circuits.

Il y a deux choix pour approcher le problème de l'analyse spectrale, du moment que l'on dispose déjà d'un système de collection optique (comme le système combiné déjà établi dans le troisième chapitre) qui peut sortir sur une fibre de la taille désirée.

Soit on peut brancher directement un spectromètre qui peut rapidement donner l'intensité de photons par rapport à la variation de longueur d'onde, soit on peut sélectionner une gamme spectrale avec un monochromateur fibré et envoyer la longueur d'onde sélectionnée au détecteur. Sachant que l'élément le plus important est (dans les deux cas) de disposer d'un détecteur pour la détection infrarouge avec une haute sensibilité. La différence entre les deux

approches est que l'utilisation d'un monochromateur permet d'avoir à disposition un nombre de réglages et de possibilités beaucoup plus élevé par rapport à un spectromètre dans lequel, normalement, la résolution en longueur d'onde et les temps d'acquisition sont prédéterminés. De plus les spectromètres sont optimisés pour des résolutions spectrales très fines (typ. 4nm), qui baissent la faible intensité lumineuse qu'on est capable de focaliser dans la fibre. Il est donc plus adapté d'utiliser un dispositif qui puisse nous permettre de sélectionner un pas spectral plus grand ($\sim 50\text{nm}$) et augmenter soit la quantité des photons détectés soit le *throughput* (la fente d'entrée optique) du monochromateur. On peut également choisir le temps d'acquisition que l'on préfère pour obtenir un rapport signal sur bruit suffisant.

Des expériences ont été entreprises avec un spectromètre prêté par Stellar-Net pour reconstruire le spectre d'émission d'un transistor MOS seul (qui est la source lumineuse la plus intense que l'on ait à disposition). Même si le dispositif avait des spécifications très satisfaisantes (surtout le rendement quantique et la gamme spectrale de détection située dans l'infrarouge), toutes les mesures n'ont pas donné des résultats suffisants pour retrouver le spectre d'émission recherché.

Ainsi, l'autre moyen d'obtenir un spectre d'émission, c'est d'utiliser notre système, optimisé pour la détection infrarouge, avec l'insertion d'un monochromateur fibré pour sélectionner la gamme spectrale voulue. Pour choisir le produit le plus apte à convenir au système, des recherches des monochromateurs en commercialisation ont été entreprises, ayant comme but de trouver un dispositif qui dispose des meilleures caractéristiques vues tout au long de ce mémoire. Parmi les monochromateurs disponibles, on a identifié : Horiba Jobin Yvon, Ocean Optics (Spectra Physics), Edmund Optics, Spectral Products (Digikrom), Photon Technology International. Les dispositifs de Jobin Yvon, Edmund Optics et Spectral Products (via BFi Optilas France) montrent des caractéristiques optimales pour notre application.

ANNEXE 3 :

CONTRIBUTION SCIENTIFIQUE DE L'AUTEUR

M. Remmach , R. Desplats , F. Beaudoin, E. Frances, P. Perdu, D. Lewis “ **Time Resolved Photoemission (PICA) – From the Physics to Practical Considerations**” *Microelectronics Reliability*, vol 43, pp 1639-1644, 2003.

M. Remmach, R. Desplats, P. Perdu, J.Roux, S. Dudit, D. Lewis “**Light Emission and TRE for 120nm Technology Case Study: How much Wavelength Shift?**” *International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)* , Hsinchu, Taiwan, 5-8 july 2004.

M. Remmach, R. Desplats, J.Roux, P. Perdu, S. Dudit, D. Lewis “**Light emission from small technologies. Are silicon based detectors reaching their limits?**” *Microelectronics Reliability*, vol 44, pp 1715-1720, 2004.

R. Desplats, **M. Remmach**, F. Beaudoin, Philippe Perdu « **Positive Photon Discrimination for Ultra Low Voltage IC Analysis** » *IRPS*, Phoenix (USA), pp 361-369, 25 – 29 April 2004.

R. Desplats, G. Faggion, **M. Remmach**, F. Beaudoin, P. Perdu, D. Lewis “**TRE Signal Processing by Positive Photon Discrimination**” *International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)* , Hsinchu, Taiwan , pp263-266, 5-8 July 2004.

A. Tosi, **M. Remmach**, R. Desplats, F. Zappa, P. Perdu “ **Implementation of TRE systems into Emission Microscopes**” *Microelectronics Reliability*, vol. 44, issue 9-11, 1529-1534 (2004).

R. Desplats, G. Faggion, **M. Remmach**, F. Beaudoin, P. Perdu, “**Time Resolved Photon Emission Processing Flow for IC Analysis**” *Microelectronics Reliability*, vol 44, pp 1655-1662, 2004.

M. Remmach, R. Desplats, S. Dudit, P. Perdu; Dean Lewis “**Light Emission to Time Resolved Emission for IC Debug and Failure Analysis**” *Microelectronics Reliability*, vol. 5, pp 1476-1481, 2005.

F. Essely, F. Darracq, V. Pouget, **M. Remmach**, N. Guitard, M. Bafleur, P. Perdu, A.Touboul, D. Lewis “**Application of various optical techniques for ESD defect localization**” *Microelectronics and Reliability*, vol. 46, pp 1563 – 1568, Sep. – Nov. 2006.

REFERENCE

- [ALT01]** J. Altet et al, « Four Different Approaches for the Measurement of the IC Surface Temperature: Application to Thermal Testing », Proceedings of the 7th THERMINIC Workshop, p. 233-238, 2001.
- [BEA01]** Beaudoin et P. Jacob, « OBIRCH – Monitoring as a Reliability-Failure-Analysis and Screening Tool », Proceedings of the 27th International Symposium for Testing and Failure Analysis, p. 397-403, 2001.
- [BOI99]** Boit C, "Photoemission Microscopy - Advanced / Theory of Operation", Microelectronic Failure Analysis, Desk Reference, 4th Edition, ASM International, pg 213-229, 1999
- [BUD92]** J. D. Bude et al., "Hot Carrier luminescence in Si", IEEE Physical Review B, vol. 45, pp. 5848-5856, 1992.
- [BUD95]** J. D. Bude and M. Mastrapasqua, "Impact ionization and distribution function functions in sub-micron nMOSFET technologies", IEEE Electron Dev. Lett., vol. 16, pp. 439-441, 2000.
- [CHA84]** T. Y. Chan et al., « A simple method to characterize substrat current in MOSFETs », IEEE Electron Dev. Lett. Vol. 5, no. 12, pp 505-507, 1984.
- [CHA85]** T. Y. Chan et al., « Dependence of Channel Electric Field on Device Scaling», IEEE Electron Dev. Lett. Vol. 6, no. 10, pp 551-553, 1985.
- [CHE00]** Z. Chen et al., «On the mechanism for interface trap generation in MOS transistor due to channel hot carrier stressing », IEEE Electron Dev. Lett., vol. 21, no. 1, pp. 24-26, 2000.
- [CLA01]** W. Clayes, S. Dilhaire, S. Jorez, et L.D. Patino-Lopez, «Laser Probes for the Thermal and Thermomechanical Characterisation of Microelectronic Devices », Microelectronics Journal, Vol. 32, p. 891-898, 2001.
- [COL94]** E.I. Cole et al, « Novel Failure Analysis Techniques Using Photon Probing With a Scanning Optical Microscope », Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, IEEE, p. 388-398, 1994.
- [COL98]** E.I. Cole Jr., P. Tangyunyong, et D.L. Barton, « Backside Localization of Open and Shorted IC Interconnections », 36th Annual International Reliability Physics Symposium, IEEE, p.129-136, 1998.
- [COL02]** Cole et al, « Resistive Interconnection localization» Physical and Failure of Integrated Circuits, IPFA, p15-21, 2002

- [DES03]** R. Desplats et al, "Automated PICA Transistor Channeling and Spatial-Temporal Photon Correlation for Faster IC Diagnosis", IRPS 2003.
- [EIL00]** T. M. Eiles et al, « Optical Probing of Flip-Chip Packaged Microprocessors» Proc. Of International Solid-State Circuits Conference, p 220-221, 2001.
- [FIS95]** M. V. Fischetti ad S. E Laux, "Understanding Hot-electrons Transport in Silicon Devices: is there a shortcut?" J. App. Phys., vol 78, PP 1058-1081, 1995.
- [FOU90]** P. Fouillat et al., « Contribution à l'Etude de l'Interaction Entre un Faisceau Laser et un Milieu Semiconducteur. Applications à l'étude du latchup et à l'analyse d'états logiques dans les circuits intégrés en technologie CMOS », Thèse, Université Bordeaux 1, p. 32-34, 1990.
- [FUK06]** M. Fukui et al., « Failure Analysis System for Submicron Devices», Hitachi Review Vol. 55, p68-72, 2006.
- [GER93]** J. Gervais et al « Mesure du Coefficient d'Absorption Optique dans le Silicium Multicristallin de type P pour Photopiles Solaires », Journal de Physique III, Vol. 3, p. 1489-1495, 1993.
- [GRU05]** M. Grutzner et al., "Advanced Electrical Analysis of Embedded Memory Cells Using Atomic Force Prober," Proc. 16th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis, Arcahon France, pp.1503–1509 (2005).
- [HAW90]** C. F. Hawkins, et al., "The Use of Light Emission in Failure Analysis of CMOS Ics", Proceedings of the international Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA90), pp.55-67, Nov 1990.
- [HIG89]** J. M. Higman et al., "Coupled Monte carlo-Drift Diffusion Analysis of Hot-electron Effects in MOSFETs", IEEE Trans. On Electron Dev., vol 36, no. 5, pp 930-937, 1989.
- [HU85]** C. Hu et al., « Hot Electron-Induced MOSFET Degradation Model, Monitor and Improvement », IEEE Trans. on Electron Dev., vol 32, pp 375-385, 1985.

- [HUN96] G. Hungerford et al, Meas. Sci. Technol., vol. 7, p121, 1996.
- [ISH90] H. Ishizuka et al, "Advanced Method of Failure Analysis Using Spectrum of Emission Microscopy", Proceedings of the international Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA90), pp.13-19, Nov 1990.
- [JOH93] A.H. Johnston, «Charge Collection in p-n Junctions Excited With Pulsed Infrared Lasers», IEEE transaction on Nuclear Sciences, Vol. 40, No. 6, p. 1694-1702, 1993.
- [JOS92] T.W. Joseph, A.L. Berry, et B. Bossmann, «Infrared Laser Microscopy of Structures on Heavily Doped Silicon », Proceedings of the 18nd International Symposium for Testing and Failure Analysis, p. 1-7, 1992.
- [KAS96] J. A. Kash and J. C. Tsang, « Full Chip Optical Imaging of Logic State Evolution in CMOS Circuits» Tech. Dig. of International Electron Device Meeting, p 934-936, 1996.
- [KAS97] J. A. Kash and J. C. Tsang, « Hot Luminescence From CMOS Cicuits: A Picosecond Probe Of Internal Timing» Phys. Stat. Sol. (b), vol. 204, p 507-516, 1997.
- [KAS98] J. A. Kash et al, "Non-invasive Backside Failure Analysis of Integrated Circuits by Time-dependent Light Emission: Picosecond Imaging Circuit Analysis", Proceedings of the international Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA98), Nov 1998.
- [KIT76] C. Kittel, « Introduction to Solid State Physics» Chapter 10, John Wiley and sons, NY, 1976
- [KOL92] J. Kolzer, C. Boit, A. Dallmann, G. Deboy, J. Otto, et D. Weinmann, « Quantitative Emission Microscopy », Journal of Applied Physics, Vol. 71, No. 11, p. R23-R41, 1992.

- [LAM79] M. Lampton, CW. Carlson, Rev. Sci. Instrum., vol. 50, p 1093, 1979.
- [LEW99] D. Lewis, H. Lapuyade, V. Pouget, et P. Fouillat, « Etat de l'Art sur le Test des Circuits Intégrés par Faisceau Laser : Application au Test Laser par la Face Arrière », Rapport du Laboratoire IXL, 1999.
- [LEW01] D. Lewis, V. Pouget, F. Beaudoin, P. Perdu, H. Lapuyade, P. Fouillat, et A. Touboul, « Backside Laser Testing of ICs for SET Sensitivity Evaluation », IEEE Transaction on Nuclear Science, vol 48, n°6, p. 2193-2201, 2001.
- [LJU04] L. Lju et al., "Combination of SCM/SSRM Analysis and Nanoprobing Technique for Soft Single Bit Failure Analysis," Proc. 30th International Symposium for Testing and Failure Analysis, Worcester, pp.38-41 (2004).
- [LIU93] Z. H. Liu et al., « Threshold Voltage Model for Deep Submicron MOSFETs », IEEE Transaction on Electron Dev., vol 40, n°1, p. 86-95, 1993.
- [LIU95] Y. Y. Liu et al., « A new spectroscopic photon emission microscope system for semiconductor device analysis », Proceeding of the International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, p. 60-65, 1995.
- [MEL97] M. Mellon, Laser Focus World, p. 521, March 1997.
- [MIE01] T. Mietzner et al., « Local Iterative Monte Carlo Analysis of Electron-Electron Interaction in Short-Channel Si-MOSFETs », IEEE Transaction on Electron Dev., vol 48, n°10, p. 2323-2330, 2001.
- [NIK94] K. Nikawa, « Failure Analysis in Si Device Chips », IEICE Transactions on Electronics, Vol. E77-C, No. 4, p. 528-534, 1994.
- [PAN98] M. Panicci et al, Sci. Technol. B, vol. 16, p3625, 1998
- [PER01] P. Perdu, « Contribution à l'Etude et au Développement de Techniques de Localisation de Défauts dans les Circuits Intégrés VLSI », Mémoire, Université Bordeaux 1, Electronique, Bordeaux, 2001.
- [PIC300] PicoHarp 300 "Time-Correlated Single Photon Counting System with USB interface" user's manual and technical data.

- [REM04]** M. Remmach et al., “Light emission from small technologies. Are silicon based detectors reaching their limits?” *Microelectronics Reliability*, vol 44, pp 1715-1720, 2004
- [REM04]** M. Remmach, R. Desplats, F. Beaudoin, P. Perdu « Positive Photon Discrimination for Ultra Low Voltage IC Analysis » *IRPS, Phoenix (USA)*, pp 361-369, Avril 2004.
- [ROW03]** J. A. Rowlette et al, « Critical Timing Analysis in Microprocessor Using Near-IR Laser Assisted device alteration LADA» *ITC International Test conference*, p 264-273, 2003
- [ROW03]** J. A. Rowlette et al, “Hot carrier emission from 50 nm n- and p-channel MOSFET device” *Lasers and Electro-Optics. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE, Volume 2*, p 740 – 741, 2003.
- [RUS01]** S. Russu et al, « Backside Infrared Probing for State Voltage Drop and Dynamic Timing Measurement » *Proc. of International Solid-State Circuit Conference*, p 276-277, 2001.
- [SAR87]** M. Saritas et H.D. McKell, « Absorption Coefficient of Si in the wavelength region between 0.8-1.16 μm », *Journal of Applied Physics*, Vol. 61, p. 4923, 1987.
- [SAN05]** K. Sanchez, R. Desplats¹, F. Beaudoin, P. Perdu, J.P. Roux, G. Woods and D. Lewis, « NIR laser stimulation for dynamic timing analysis », *Microelectronics and Reliability. Proceedings of the 16th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis*. Vol. 45, p 1459-1464, September-November 2005
- [SCH97]** R. R. Schaller, « Moore’s law: past, present and future», *IEEE Spectrum*, vol. 34, no. 6, pp 52-59, 1997.

- [SEK03] Sekihara et al., “Analysis Technology Using FIB with Nanostylus Vacuum Probes,” Proc. LIS Testing Symposium Conference, pp. 305–309 (2003).
- [SEL98] L. Selmi et al., « Verification of Electron Distribution in Silicon by Means of Hot Carrier Luminescence Measurement », IEEE Transaction on Electron Dev., vol 45, n°1, p. 802-808, 1998.
- [SPC630] SPC-630, Becker&Hickl , user’s manual and technical data.
- [STE05] F. Stellari et al., “Testing of ultra low voltage CMOS microprocessors using the superconducting single-photon detector (SSPD)”. Proceedings of the 12th International Symposium , IPFA 2005
- [SZE85] S.M. Sze, « Semiconductor Devices: Physics and Technology », John Wiely & Sons, New York, 1985.
- [TAO96] J. M. Tao et al, “Analysis And Quantification Of Device Spectral Signatures Observed Using A Spectroscopic Photon Emission Microscope” IEEE Trans. Electron Devices, pp 360-365, 1996.
- [TAO97] J. M. Tao et al, “A High-Sensitivity Photon Emission Microscope System with Continuous Wavelength Spectroscopic Capability” IEEE Proceeding of 6th IPFA 97, pp33-38, Singapore, 1997
- [TAU98] Y. Tau rand T. H. Ning, « Fundamentals of modern VLSI devices», Cambridge University Press, nov, 1998.
- [TOR87] A. Toriumi et al, “ A Study of Photon Emission from n-channel MOSFETs”, IEEE Trans. Electron Devices, vol. 34, pp. 1501-1508, 1987;
- [TSA97] J. C. Tsang et al, « Picoseconds Hot Electron Light from Submicron Complementary Metal-Oxide-Semiconductor Circuits» Appl. Phys. Lett., vol.70, no. 7, p 889-891, 1997.

- [TSA00] J. C. Tsang et al, « Picoseconds Imaging Circuit Analysis » IBM J. Res. Develop., vol. 44, no. 4, p 583-603, 2000.
- [TSA01] J. C. Tsang et al, « Why hot carrier emission based timing probes will work for 50 nm, 1V CMOS technologies » Microelectronics Reliability 41, pp 1465-1470. 2001.
- [VIL95] S. Villa et al, “Photon Emission From Hot Electrons In Silicon”, Phys. Rev. B, vol. 52, pp 10993-10999, 1995.
- [WEG02] J. Weger et al, “Timing Characterization of Multiple Timing Domains”, Proceedings of the international Symposium for Testing and Failure Analysis, pp 663-666, Nov 2002.
- [WIL99] K. R. Wilsher et al, « Practical Optical Waveform Probing of Flip Chip CMOS device», Proc. Of International Testing Conference, pp 932-939, 1999
- [YEE00] W.M. Yee, M. Paniccia, T. Eiles, V. Rao, « Laser Voltage Probe (LVP): a novel optical probing technology for Flip-Chip Packaged Microprocessors », Proceedings of the 26th International Symposium for Testing and Failure Analysis, p. 3-10, 2000.

Dans cette référence bibliographique il y a 67 références.