



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :

Sébastien PLACE

le jeudi 6 décembre 2012

Titre :

Elaboration d'une technologie de pixels actifs à détection de trous et
évaluation de son comportement en environnement ionisant

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Micro et nanosystèmes

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES

Directeur(s) de Thèse :

M. Pierre MAGNAN (directeur de thèse)
M. Vincent GOIFFON (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Pierre MAGNAN - Directeur de thèse
M. Vincent GOIFFON - Co-directeur de thèse
M. Matteo VALENZA - Rapporteur
M. Rémi GAILLARD - Rapporteur
M. Albert THEUWISSEN - Examineur
M. Sorin CRISTOLOVEANU - Examineur
M. Guo-Neng LU - Examineur
M. François ROY

Remerciements

Je souhaite d'abord remercier mon encadrement de thèse ST réalisé par Jean-Pierre Carrère et François Roy dont le suivi et la complémentarité ont été extrêmement appréciés. D'une part, Jean-Pierre m'a souvent encouragé et donné suffisamment de liberté dans mes recherches pour me consacrer à certains sujets qui me tenaient à cœur. D'autre part, dans un environnement à forte composante industrielle, François m'a apporté le pragmatisme requis en entreprise. D'un point de vue purement personnel, j'ai pris avec beaucoup de plaisir et d'intérêt les remarques de chacun et peut me réjouir d'avoir énormément ressorti de cette expérience qu'est la thèse. Je me félicite également (eh oui ... ☺) d'avoir su affirmer certains choix vers la fin de ma thèse.

La réussite de cette thèse tient également à la qualité de l'encadrement universitaire prodigué par mes directeurs de thèse : Pierre Magnan et Vincent Goiffon. Leur suivi régulier, leur rigueur scientifique et également leur expertise technique des imageurs CMOS et des effets de radiations ont été indispensables à l'avancement de mes travaux et à la rédaction de ce mémoire. J'ai par ailleurs adoré les discussions que nous avons menées sur les détails de fonctionnement de la photodiode pincée. Pour cela, je tiens à les en remercier. J'ai apprécié, par ailleurs, le suivi de Vincent qui m'a accompagné lors de mes deux conférences (RADECS à Séville et NSREC à Miami), auxquels il m'a été donné l'occasion de participer. Aussi, pour prolonger le fameux adage, tout ce qui s'est passé à Miami restera à Miami ☺. J'ai énormément apprécié mes passages à l'ISAE (Toulouse) et la compagnie de toute l'équipe du CIMI, dont l'accueil était vraiment irréprochable.

Au sein de ST, je commencerai par remercier mes chefs de service Olivier Noblanc et Hélène Wehbe-Alause qui m'ont réaccordé leurs confiances, à la fin de ma thèse, en me proposant un poste dans le service d'intégration des procédés imageur. Ensuite, je citerai mes différents collègues d'imageur à commencer par mon collègue de box : Julien Michelot. Finalement, que de points communs entre nous: arrivée en stage à ST le même jour, avec des sujets orientés imageur, puis passage en thèse également imageur... Sache que ta compagnie pendant ces trois ans fut vraiment appréciée (techniquement, bien sûr ☺). Merci également pour avoir rendu cette thèse plus distrayante que prévue avec tes « one man show » quotidiens. Je passerai ensuite à Stéphane Allegret dit « SAM » la star du Far Back-End. C'est toujours un plaisir de discuter avec le globe-trotter de l'équipe et te faire partager également mon excellent niveau d'anglais ☺ à l'occasion d'une prochaine publication. Merci à Michel Marty dit « le druide » pour m'avoir fait partager ta grande expérience de la microélectronique (que tu as par ailleurs vu naître dans le bassin grenoblois). Je passe maintenant aux trois tôleurs des imageurs à savoir les grands Thierry Berger, Sébastien Jouan et Arnaud Tournier, et Jean-Pierre, bien sûr. Ça fait quatre d'ailleurs ... mais, étant donné que je lui ai déjà passé de la pommade, je parlerai directement des trois premières personnes. Vos expériences et savoirs respectifs ont été extrêmement appréciés, durant ma thèse, et je continue encore à apprendre grâce à vous. Je fais mon mea culpa à Thierry (en espérant me débarrasser de cette casserole) pour avoir prétendu à des performances de Kenyan à la suite d'une simple erreur de conversion (la règle de trois ... quand même) ☺. Je te l'accorde cela ne fait pas très sérieux pour un docteur ... Merci également au Dom Jouan pour l'empathie et la proximité dont il a fait preuve envers nous les thésards. En dépit du fait que tu n'as matériellement pas le temps pour ça ... c'est quand tu veux pour une nouvelle pause piscine, n'est-ce pas claudy ☺ ? Enfin, merci également à Arnaud, pour m'avoir fait partager sa science des imageurs et souvent fait preuve de patience à chaque nouveau hold_code que je lui demandais de m'expliquer. Merci également à Frédéric Lalanne de compléter, encore en ce moment, mes connaissances des imageurs. Je remercie aussi Olivier Gonnard pour me permettre de bénéficier des meilleurs réductions du CE ☺. Enfin, il reste les deux derniers arrivés dans l'équipe : Jean-Luc Huguenin et Yann Henrion. Je remercie d'abord Jean-Luc pour être souvent le bon capitaine de soirée et l'encouragement à continuer d'ailleurs. Merci d'avoir pensé à me faire décompresser pendant la phase de rédaction. Quant à Yann, merci de me faire profiter de ton expérience et également de ton humour. Je pense à mes autres collègues de filière dont notamment le très grand (et ce n'est pas une image !!) Emmanuel Petitprez. Enorme capacité d'innovation ... dans le calembour ☺. Je pense également à un autre cycliste en la

personne de Sébastien Cremer. Merci pour avoir partagé tes connaissances innombrables sur la DRAM. Je remercie aussi son ancien thésard, François Berthollet, pour sa bonhomie et son accompagnement régulier à mon arrivée en stage et en début de thèse.

Par ailleurs, il ne me manque plus qu'à remercier la relève des imageurs qui a pour mission de développer les capteurs de demain. Je pense ici à Nayera et Bastien et leur transmet le témoin accompagné de mes meilleurs vœux de réussite dans leurs travaux.

J'ai une pensée également pour les anciens collègues d'intégration des procédés. Merci à Benoit Ramadout (maintenant DRMiste) de m'avoir accompagné au début de ma thèse dans la phase de formation inter-thésard. Je remercie également Jens Prima et Céline Baron, qui ne sont plus en poste à ST, mais qui m'ont beaucoup apporté au quotidien et également dans ma formation.

Je souhaite remercier l'ensemble de mes collègues appartenant aux services suivants :

- Design imageur: Merci à Frédéric Barbier et Emilie Huss pour m'avoir fait partager leurs expertises des designs de pixels
- Caractérisation électrique : Je remercie Stéphane Ricq, pour le partage de sa science sur les dispositifs et les méthodes de caractérisation, et Ruddy Costanzi, pour sa disponibilité.
- Caractérisation optique : Je souhaite remercier toute l'équipe de caractérisation optique de Didier Hérault comptant Loic Dematteis, Christine Augier, Axel Crocherie, Thomas Decroux, Nicolas Virollet et Clémence Mornet. Merci de m'avoir initié à la caractérisation et la mise en œuvre de système optique comme les capteurs d'images CMOS. Merci également à Stéphane Hulot et Sabine Nantet pour avoir eu la patience de traiter toutes mes demandes de caractérisation sur plaquette.
- Simulation physique (TCAD) : Je souhaite également remercier l'équipe de simulation physique (dont essentiellement Pierre Boulenc, Floria Blanchet), qui m'ont également bien supporté sur un grand nombre de demandes.
- Caractérisation physique : Merci à Marc Juhel pour son travail sur mes demandes de caractérisation SIMS ou TOF-SIMS
- Atelier en salle blanche : Le nombre de personnes impliqués étant difficilement quantifiable, je tenterai de remercier mes principaux interlocuteurs en implantation (Luc Pinzelli), en gravure (Claire Richard et Jean-Pierre Oddou), en photolithographie (Laurène Babaud et Maxime Gatefait) ou en épitaxie et traitements thermiques (David Barge, Denis Pellissier, Olivier Gourhant et Rémi Beneyton).

Il est clair que, sans leurs contributions, cette étude n'aurait pas pu arriver à terme.

Enfin, j'en viens aux principaux moteurs de ce travail à savoir mes parents, mon frère et mon petit filleul. Je les remercie pour leurs encouragements et leur dédie ces travaux.

Table des matières

Table des matières	iii
Introduction générale.....	1
Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant	7
1.1 Introduction	7
1.2 De l'imagerie.....	7
1.2.1 L'agencement d'un système de prise d'image	7
1.2.2 L'effet photoélectrique et les imageurs	8
1.2.3 Evolution des capteurs.....	9
1.2.4 Le concept du pixel de type P : une solution de capteur à faible bruit	15
1.2.5 Les principaux facteurs de mérite d'un imageur CMOS	18
1.2.6 Le pixel miniature et les enjeux à venir.....	27
1.2.7 Le développement technologique des architectures de pixel	28
1.2.8 Pixel de type P: une perspective pour les environnements ionisants.....	30
1.3 Aux radiations ionisantes	31
1.3.1 La classification des environnements	31
1.3.2 Les effets de dose ionisante sur la matière	33
1.3.3 Conséquence des effets de dose ionisante sur les dispositifs de la microélectronique..	36
1.4 Conclusion.....	41
1.5 Bibliographie	43
Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante.....	51
2.1 Introduction	51
2.2 Rappel des différentes sources de courant d'obscurité et orientation de l'étude.....	51
2.3 Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode	52
2.3.1 Description du modèle SRH et développement du modèle	52
2.3.2 Application à une surface d'oxyde dans le pixel	60
2.3.3 Application sur un pixel avec tranchées d'isolation	63
2.4 La grille de transfert : un témoin de la dégradation.....	67
2.4.1 Modèle SRH en régime de désertion et concept de la « diode contrôlée par grille »	67
2.4.2 Comportement en température du courant d'obscurité moyen de la grille.....	69
2.4.3 Evolution statistique par mesure matricielle	70
2.4.4 La surveillance du vieillissement	71
2.5 Présentation des technologies et campagnes d'irradiation	72
2.5.1 Les campagnes d'irradiation : réalisation.....	72
2.5.2 Les technologies et dispositifs étudiés.....	74
2.5.3 Evolution du courant d'obscurité	76
2.6 Perspectives de durcissement et intérêt de la collection des trous.....	87
2.6.1 Durcissement par dessins	87
2.6.2 Durcissement par les procédés relatifs au pixel de type P:.....	88

Table des matières

2.7	Conclusion.....	89
2.8	Bibliographie	90
Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation.....		93
3.1	Introduction	93
3.2	Introduction des procédés de fabrication du pixel.....	93
3.2.1	Présentation du pixel	93
3.2.2	Conception du substrat dopé N.....	95
3.3	Caractérisation du pixel.....	95
3.3.1	Architecture du pixel et organisation matricielle	95
3.3.2	Analyse des performances du pixel à diode planaire.....	96
3.4	Conclusion.....	111
3.5	Bibliographie	113
Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants.....		115
4.1	Introduction et orientation du chapitre	115
4.1.1	Introduction	115
4.1.2	Le contexte de l'étude	115
4.1.3	Elargissement de l'étude et classification des irradiations	116
4.1.4	Nécessité de l'architecture 4T pour optimiser les pixels de type P en milieu ionisant..	117
4.2	Vieillessement des pixels sous irradiation interne	118
4.2.1	Historique des procédés en salle et effets ciblés.....	118
4.2.2	Résultats obtenus sur le pixel de type P	119
4.3	Vieillessement des pixels sous irradiation externe au ^{60}Co	121
4.3.1	Evolution des performances du pixel de type P avec la dose	121
4.3.2	Analyse comparée de la dégradation par l'intermédiaire de structures de test.....	124
4.4	Conclusion.....	129
4.5	Bibliographie	130
Chapitre 5. Perspectives et conclusion		133
5.1	Le pixel de type P éclairé en face avant	133
5.1.1	L'efficacité quantique : une faiblesse de la structure planaire ?.....	133
5.1.2	Le passage aux diodes profondes	134
5.2	Le pixel de type P éclairé en face arrière.....	135
5.2.1	La photodiode planaire	135
5.2.2	La photodiode profonde	136
5.3	Les applications en environnement radiatif.....	136
5.3.1	Les connaissances acquises et points en suspens	136
5.3.2	Considérations sur les polarisations et potentielles limitations	137

Table des matières

5.4	Une solution face au vieillissement optique	138
5.5	Conclusion générale	141
5.6	Bibliographie	143
	Liste des publications et conférences	145
	Table des figures	147
	Table des tableaux	153
	Annexe A : Les bancs de mesures	155
	Annexe B : Le courant d'obscurité généré par une surface.....	159
	Annexe C : Le courant d'obscurité généré par une tranchée.....	161
	Annexe D : L'efficacité quantique pour un pixel planaire de type P	163

Introduction générale

Il est révolu le temps où Nicéphore Niepce s'évertuait en 1816 à obtenir ses premiers clichés héliographiques. L'irréversibilité de la photographie argentique a été en peu de temps supplantée par la simplicité numérique. En effet, les réseaux de communication, internet et les services de partage de photos en ligne ont démocratisé la photographie numérique à partir de 2003. Le domaine des capteurs d'images est alors devenu en l'espace de quelques années un secteur d'activité extrêmement florissant. On peut ainsi les retrouver dans les appareils de photographie numérique, les webcams, les systèmes de vidéosurveillance ou même lors d'une radio dentaire. Néanmoins, l'explosion du marché est arrivée au début des années 2000 grâce à l'apparition des imageurs CMOS dans les téléphones portables. Ce marché dit grand public a permis de démultiplier les efforts de recherche et développement apportés par l'industrie des semi-conducteurs autour de solutions innovantes. Ces dernières avancées ont bien évidemment alimenté d'autres viviers de l'imagerie que nous étudierons.

Nous commencerons donc notre propos par une analyse des marchés et des différents acteurs de l'imagerie CMOS. La partie suivante sera chargée d'introduire la problématique étudiée dans cette thèse. Enfin, nous présenterons de manière non exhaustive la répartition des travaux chapitre par chapitre.

Les marchés et acteurs principaux de l'imagerie CMOS

L'imagerie CMOS a été révélée dans le début des années 1990 par les travaux entrepris par le Jet Propulsion Laboratory et la NASA à la recherche de systèmes pouvant concurrencer la technologie d'imagerie dominante dite à « couplage de charges » (CCD). Les principales raisons sont liées à la consommation et au format, qui se révèlent être des paramètres critiques pour les missions d'exploration spatiales. Les technologies d'imagerie CMOS ont ensuite évolué selon deux axes suivant l'intérêt de l'application :

- Le bas coût
- La haute performance

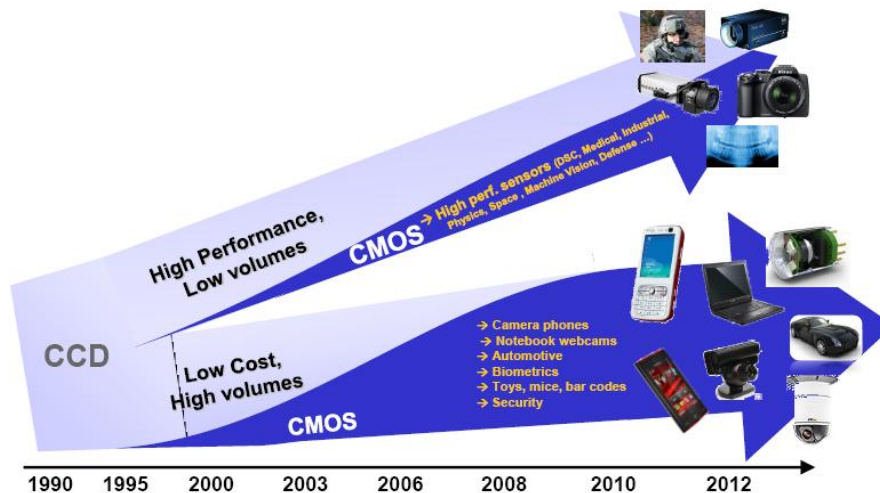


Figure 1. Evolution des marchés des imageurs CMOS par rapport au CCD [YOL10]

Pour les applications grand public à bas coûts, il a fallu à peine une dizaine d'années pour que le CMOS domine le marché, principalement grâce à la compétitivité et l'essor des industries de la microélectronique. En revanche, les technologies CCD restent encore majoritaires dans les applications à forte marge (50% en 2012), en raison de l'exigence de ces marchés sur les performances intrinsèques du capteur. Le marché mondial des capteurs d'images ne s'est jamais aussi

Introduction générale

bien porté. Il a représenté approximativement 4.3 milliards de dollars en 2009 et est en plein essor avec un taux de croissance fluctuant autour de 10% chaque année.

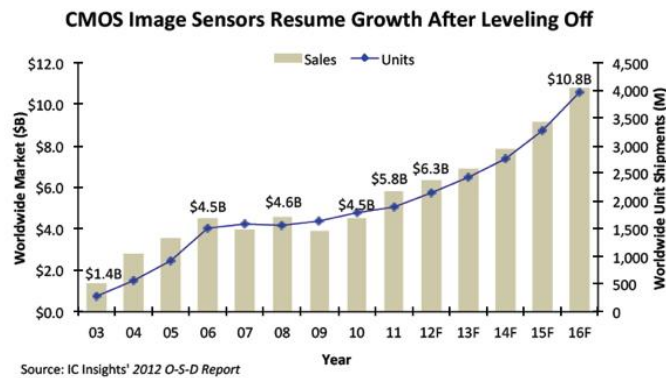


Figure 2. Evolution du marché mondial de l'imagerie CMOS [ICI12]

Les principaux acteurs de ce marché énorme sont présentés ci-dessous et intègrent parmi les trois premiers : Aptina, Sony et Samsung. STM se place à la septième place des vendeurs d'imageurs CMOS.

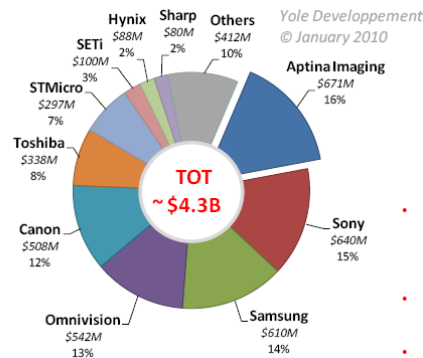


Figure 3. Acteurs impliqués dans l'imagerie CMOS [YOL10]

Problématique et enjeux de cette thèse

En termes de revenus, les applications haut de gamme représentent une part non négligeable du marché global de l'imagerie CMOS (autour de 20 %). Celles-ci transitent progressivement des technologies CCD vers le CMOS. Parmi les secteurs à adresser, les applications médicales et scientifiques constituent un segment en plein expansion. Nous pouvons notamment citer l'exemple de la croissance importante du marché de l'imagerie médicale à rayons X.

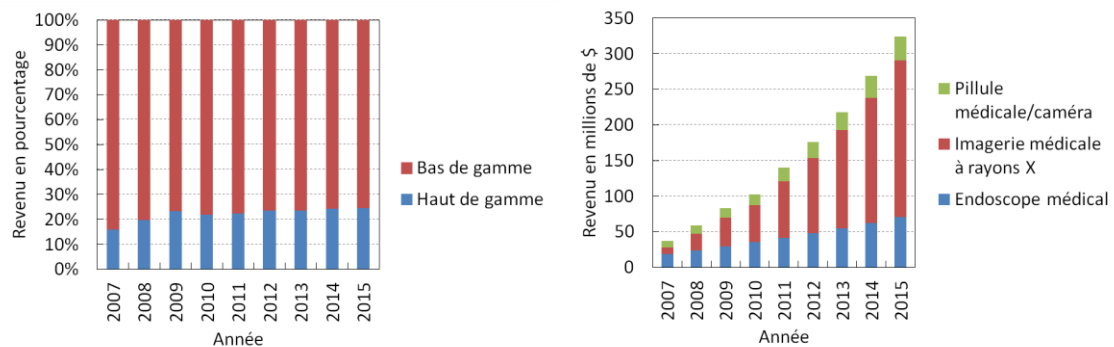


Figure 4. Evolution des parts de marché des produits à forte valeur ajoutée et exemple du marché de la radiographie pour le médical [YOL10]

Introduction générale

Cette thèse porte principalement sur les applications fonctionnant en environnements fortement ionisants. Par ionisant, nous entendons ainsi tout type d'énergie susceptible d'être déposée dans la matière composant le capteur. Celle-ci contribue alors à l'apparition de charges, qui entraînent alors une dérive du capteur dans le temps, pouvant aller jusqu'à la défaillance. La plupart du temps, la robustesse est donc améliorée, en supposant une technologie figée, par une innovation dans le design du capteur. Certes, ce mode de fonctionnement peut apporter une plus longue durée de vie au produit mais ses propriétés électriques s'en trouvent, en général, amoindries.

Cette thèse propose une approche différente pour cette problématique. L'idée est ici d'améliorer la robustesse en environnements ionisants de capteurs d'images, par l'utilisation de technologies émergentes issues d'applications dites « grand public ». Ainsi, l'intitulé de cette thèse est :

« Elaboration d'une technologie de pixels actifs à détection de trous et évaluation de son comportement en environnement ionisant »

Elle mettra notamment en valeur l'intérêt du passage à la collection de trous sur les performances intrinsèques du capteur mais aussi sur sa fiabilité sous irradiation.

Mais afin d'optimiser efficacement la technologie de fabrication des capteurs d'images pour améliorer leur robustesse, il est au préalable important d'étudier les mécanismes physiques à l'origine de leurs dégradations. Notamment, l'analyse des phénomènes à l'origine du courant d'obscurité du capteur est primordiale pour comprendre le vieillissement sous environnements ionisants.

Les enjeux au début de cette thèse sont donc triples :

1. Etude et modélisation du courant d'obscurité dans les pixels à diode pincée de technologie CMOS. Ceci permettra d'expliquer les résultats de vieillissement de ces capteurs sous environnements ionisants, représentatifs des secteurs de l'imagerie médicale, spatiale ou nucléaire. Ceci sera présenté dans le chapitre 2.
2. Introduction, fabrication et caractérisation d'une architecture technologique originale de pixels à détection de trous, qui fera l'objet du chapitre 3.
3. Validation du durcissement intrinsèque introduit par ces nouveaux capteurs à détection de trous sous environnements ionisants, dans le chapitre 4.

Le plan détaillé de cette thèse sera le suivant :

- Dans le chapitre 1, il sera question d'introduire les capteurs d'image CMOS en les situant dans un contexte globale. L'évolution de l'imagerie CMOS sera alors présentée de manière condensée à partir de l'apprentissage des CCD. Ensuite, nous verrons comment les architectures de pixels à collection de trous sont apparues dans le paysage du CMOS. Après le rappel d'un certain nombre de notions et enjeux restreints au domaine, nous montrerons ensuite les différents environnements radiatifs ionisants ciblés ainsi que les effets opérant dans les matériaux et dispositifs de la microélectronique. La dernière partie de ce chapitre s'intéressera aux effets des radiations sur les capteurs d'images avec notamment un état de l'art sur la dégradation du courant d'obscurité
- Le chapitre 2 est consacré à l'étude du courant d'obscurité sur des capteurs à détection d'électrons, d'abord avant irradiation. Ceci va permettre d'établir un modèle lié à la génération par les interfaces. Par la suite, ce travail préparatoire permettra d'explicitier la mesure de la dégradation de ces capteurs durant l'irradiation.
- Le chapitre 3 est un paragraphe de présentation du capteur à collection de trous. Cette partie commence par une description des étapes de procédés. La deuxième partie est centrée sur une analyse des bruits à bas niveau de lumière dont notamment le courant d'obscurité. Elle permet par l'intermédiaire de la modélisation du chapitre 2 d'évaluer les potentialités de ce pixel avant irradiation.
- Le chapitre 4, quant à lui, consiste en une évaluation de ce nouveau type de pixel sous irradiation par comparaison avec un procédé standard (à détection d'électrons). Fort des

Introduction générale

enseignements des chapitres précédents, certains éléments nouveaux sont également avancés pour évaluer l'étendue des dégradations au sein du pixel.

- Enfin, dans le chapitre 5, nous concluons et établissons les perspectives de ce travail proposant l'introduction, à STM, des procédés d'une nouvelle gamme de pixels à petit pas. Le but est d'introduire les potentialités de cette technologie pour les applications à plus grands volumes. Ce sera l'occasion de discuter d'architectures compétitives pour ce type de marchés et de revenir sur certaines propriétés intéressantes à étudier à l'avenir.

Bibliographie

[ICI12] IC Insight, “CMOS image sensors begin breaking sales records again”, disponible à <http://www.icinsights.com/news/bulletins/CMOS-Image-Sensors-Begin-Breaking-Sales-Records-Again/> et écrit le 10 mai 2012

[YOL10] L. Robin et J. Baron, “CMOS image sensors: technologies & market – 2010 report”, Yole développement

Chapitre 1.

L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous passerons en revue les principales notions nécessaires à la compréhension de l'imagerie CMOS en détaillant le contenu d'un système de prise d'image et le principal effet physique exploité par celui-ci. De là, une brève évolution des capteurs est rappelée en passant en revue le cheminement historique, commençant par les capteurs CCD jusqu'au règne de la technologie CMOS. Celle-ci situe notamment le cadre particulier des capteurs à détection de trous, étudiés dans cette thèse. Une partie est ensuite consacrée à la présentation des principales figures de mérite, utilisée dans la suite du manuscrit. Cette dernière permet la mise en exergue des évolutions actuelles et futurs enjeux de l'imagerie, dont notamment l'intérêt de la détection de trous pour des applications en environnements ionisants. Une classification de ces environnements est apportée pour préciser notre propos. Enfin, un bref aperçu des dégradations ionisantes d'abord sur les matériaux puis sur les transistors et capteurs d'images conventionnels est présenté pour faire état des solutions de durcissement existantes et surtout des défis restants à relever.

1.2 De l'imagerie

1.2.1 L'agencement d'un système de prise d'image

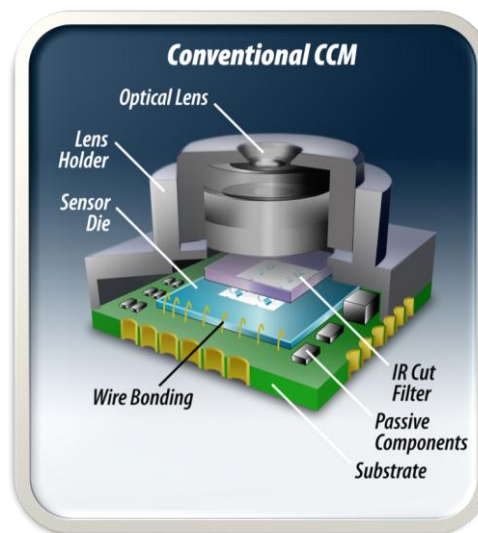


Figure 1-1. Constitution d'un système optique intégré [TOS]

Il est indispensable, pour obtenir une image de qualité, que la détection du signal photo-généré soit accompagnée d'un système optique intégré, permettant la formation de l'image de la scène sur le capteur. Ce système est donc composé de plusieurs éléments, décrit à la Figure 1-1, dont :

- une lentille principale, chargée de transmettre les photons réfléchis issus de la scène et de faire correspondre le plan image avec le plan du capteur.
- un filtre infrarouge placé après la lentille. En effet, la réponse de l'œil est, par définition, donnée par la gamme du visible, communément fixée entre 400 et 700 nm. Pour se rapprocher

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

de la perception de l'œil, il est nécessaire de couper toutes les longueurs d'onde de 700 nm jusqu'à 1.1 μm (longueur d'onde de coupure du silicium) : domaine du proche infrarouge.

- un capteur d'image, au plan image de la lentille, dont la partie suivante se propose d'étudier l'évolution des générations de capteurs.

1.2.2 L'effet photoélectrique et les imageurs

1.2.2.1 La photoélectricité appliquée aux semi-conducteurs

L'effet photo-électrique a été observé pour la première fois par Antoine Becquerel en 1839. En plongeant des électrodes éclairées dans un liquide, celui-ci a observé une modification des propriétés électriques du matériau. Albert Einstein proposa, en 1905, une explication de ce phénomène en utilisant le concept de photon, comme particule de lumière, qui possède une énergie donnée par la théorie des quanta d'énergie (qui fut, elle, développée par Max Planck). Ainsi, ce phénomène est provoqué par l'interaction discrète entre le matériau, souvent métallique, et la lumière pour arriver à l'expulsion d'un électron [MEE61A]. Cette explication a valu le prix Nobel à Albert Einstein en 1921.

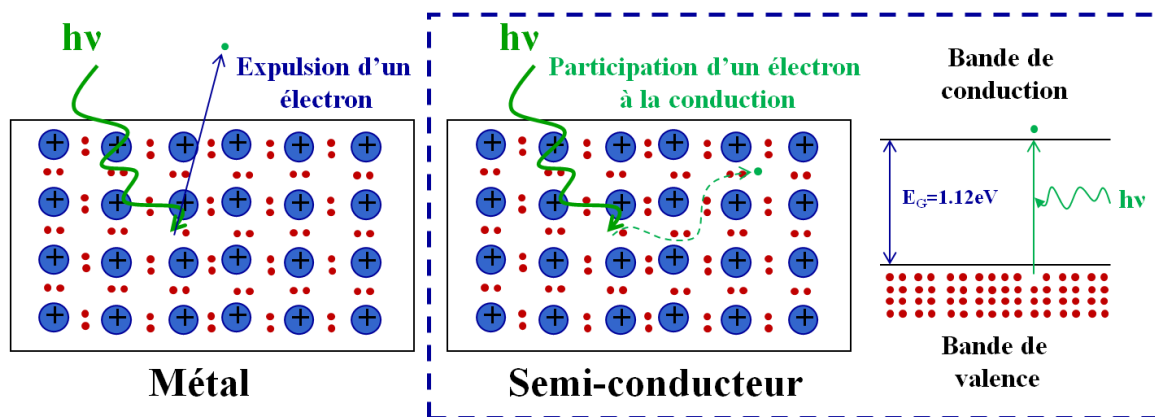


Figure 1-2. Illustration de l'effet photo-électrique sur un métal et un semi-conducteur

Cet effet, qui a souvent une conséquence « externe » par l'émission d'un électron, peut également être exploité dans les matériaux semi-conducteurs [MEE61B]. L'interaction rayonnement-matière est mise à profit pour faire passer un électron de sa bande de valence à sa bande de conduction, comme illustré à la Figure 1-2, si l'énergie du photon incident est supérieure à la largeur de bande interdite E_G du matériau. La photo-électricité est dite ici « interne » car l'électron, entré en conduction, restera dans la structure du réseau pour être détecté. Le matériau le plus utilisé dans l'industrie du semi-conducteur est le silicium et présente une bande interdite de 1.12 eV de largeur. Sa longueur d'onde de coupure, au-delà de laquelle l'énergie d'un photon n'est plus suffisante pour une transition de la bande de valence vers la bande de conduction, est évaluée à 1.1 μm. Ce matériau est donc parfaitement adapté pour la détection de photons dans le domaine du visible, estimé entre 400 et 700 nm.

1.2.2.2 L'évolution du flux lumineux dans le silicium

Le flux lumineux incident Φ_0 , en entrant dans le matériau, se met à décroître en raison de l'absorption induite par l'effet photo-électrique. Celui-ci est exprimé en fonction de la profondeur x par la loi de Beer-Lambert en 1-1.

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-\frac{x}{L(\lambda)}} \quad 1-1$$

Cette formule est fonction de la longueur de pénétration L du flux lumineux, elle-même dépendante de la longueur d'onde. L'évolution de cette longueur sur toute la gamme du visible, dans le silicium, est présentée à la Figure 1-3.

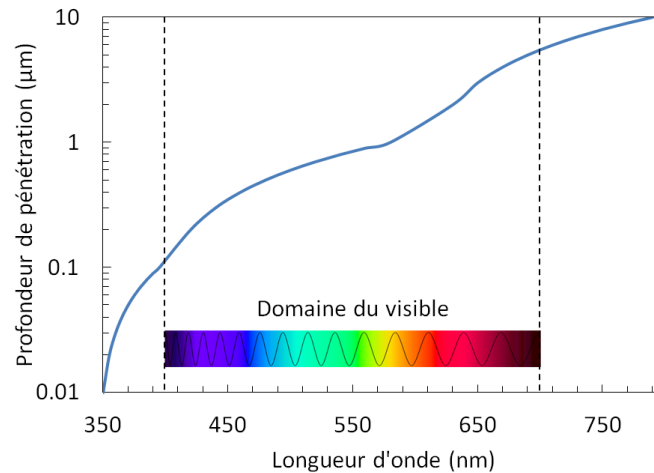


Figure 1-3. Evolution de la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde [OHT08]

Sur cette courbe, il existe de fortes différences entre les longueurs d'onde du bleu, absorbées en majorité au bout de quelques centaines de nanomètres, et celles du rouge, requérant plusieurs microns de silicium. Il est donc nécessaire d'optimiser au maximum le mécanisme de collection de la photodiode pour ces grandes longueurs d'ondes. La suite du chapitre permettra de discuter des moyens disponibles pour collecter au mieux ces charges.

1.2.3 Evolution des capteurs

1.2.3.1 Le CCD : les approches vers la photodiode pincée

1.2.3.1.1 Les premiers dispositifs CCD

La première génération de capteurs d'images a été introduite en technologie CCD (« Charge Coupled Devices ») dans les années 1970. Ce mode de détection, inventé par Boyle et Smith en 1969, est basé sur l'introduction de puits de potentiel par l'usage de photo-capacités polarisées positivement [SZE81] et schématisées à la Figure 1-4.

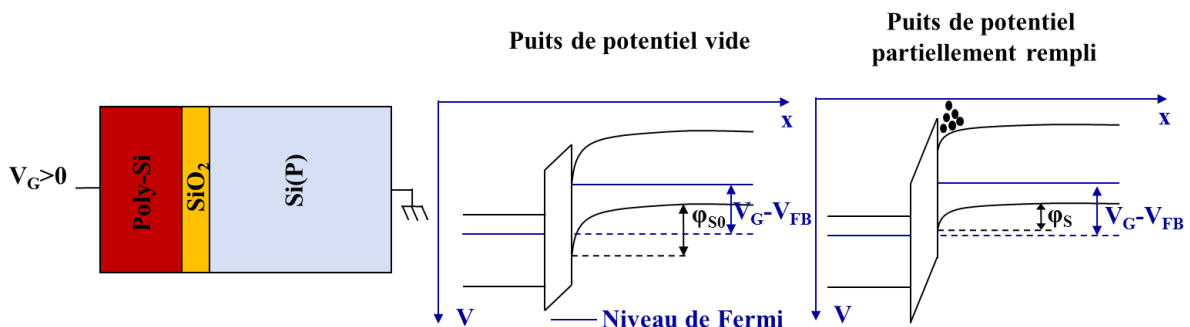


Figure 1-4. Schématisation d'une structure de type CCD et de son diagramme de bande [SZE81]

En l'absence de lumière, le potentiel de surface est imposé par la désertion du substrat P à sa valeur maximale $\phi_{s,0}$, par l'influence électrostatique de la photo-capacité. A mesure que le puits de potentiel se remplit par collection des électrons, la valeur de ϕ_s se réduit à mesure que la zone P retrouve sa concentration à l'équilibre thermodynamique. Un ensemble d'horloges synchrones est appliqué à plusieurs photo-capacités juxtaposées pour procéder au transfert des charges [SZE81]. Une des méthodes de transfert (à trois signaux) est présentée à la Figure 1-5.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

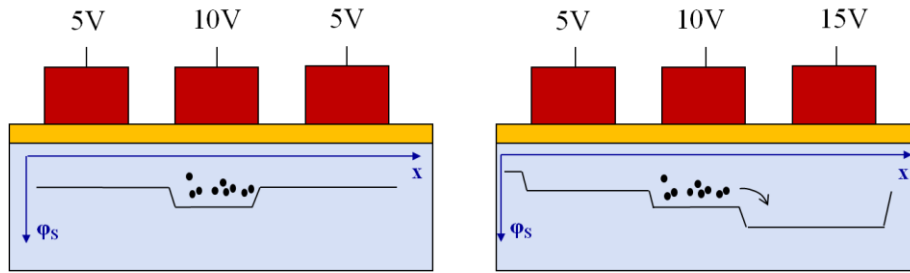


Figure 1-5. Mécanisme de transfert de charges par trois électrodes synchronisées [SZE81]

La coordination des trois électrodes permet d'établir une distribution de potentiel en escalier, qui favorise le transfert des charges de proche en proche. L'ensemble du système s'appréhende en juxtaposant ces séries de trois grilles suivant une organisation matricielle décrite à la Figure 1-6.

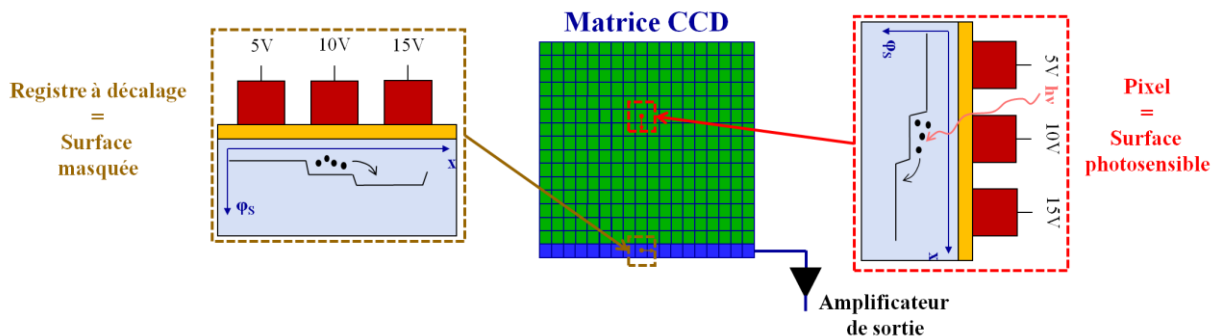


Figure 1-6. Représentation matricielle d'un capteur CCD et de son transfert

Dans l'agencement représenté, nous distinguons volontairement deux éléments de transfert de charges. Le premier, dont le nom est « pixel », a pour rôle la collection et le transfert vertical des charges photo-générées. Quant au second, il est entièrement masqué et localisé en fin de matrice afin de ne remplir qu'un transfert horizontal. Ce dernier élément est appelé « registre à décalage ». Enfin, l'information est dirigée vers un amplificateur de sortie, chargé de la conversion des charges en tension électrique. Le mécanisme de transfert décrit ici est dit par « trame complète ». Cela signifie que la trame doit être lue entièrement avant de commencer une nouvelle phase d'intégration.

1.2.3.1.2 L'évolution vers une structure de type CCD enterré

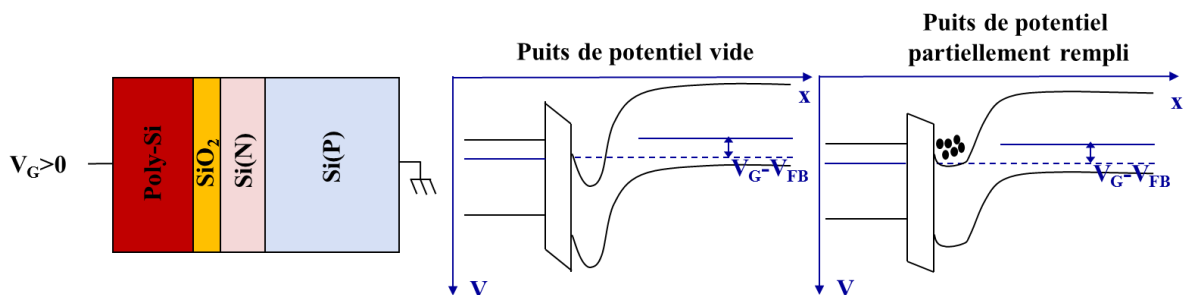


Figure 1-7. Schématisation d'une structure de type CCD enterré et de son diagramme de bande [SZE81]

Le contact proche avec les états d'interface peut générer des recombinaisons et ainsi amoindrir l'efficacité de transfert de charges d'une photo-capacité. Un moyen d'éviter ces recombinaisons est d'introduire un canal de stockage enterré par le biais d'une implantation complémentaire de type N ([WAL72], [GUN73], [SZE81]). Les schémas de bande de la structure sont représentés à la Figure 1-7.

Cette nouvelle architecture nécessite que la région N du substrat soit intégralement désertée. La polarisation positive de la capacité MOS permet ensuite d'ajuster la profondeur du puits de potentiel. Le remplissage sous éclairnement fera remonter le niveau de potentiel des zones les plus profondes sous la forme d'un plateau.

1.2.3.1.3 L'évolution des modes de transfert d'une image: d'une trame complète à l'interligne

Le premier mécanisme de transfert dit « à trame complète », présenté précédemment, souffre d'un inconvénient majeur qui est la lenteur du système de lecture. N'ayant qu'un registre série pour décaler l'information vers l'amplificateur de lecture, ce type de CCD doit s'accommoder de la présence d'un obturateur mécanique pour stopper l'intégration de la trame lors de la lecture des premiers pixels. Aussi, plusieurs solutions ont été proposées pour améliorer le taux de capture d'images et supprimer l'obturateur. La première d'entre elles est l'architecture dite à « transfert de trames ». Dans ce type de structure, la matrice est divisée en deux grandes parties, présentées à la Figure 1-8, avec, d'un côté, les pixels photosensibles classiques et, de l'autre, des zones masquées, servant de zone de stockage avant la lecture série. De cette manière, l'usage de l'obturateur est obsolète et une autre image peut être intégrée durant la lecture. Une dernière solution dite à « transfert interligne » est envisageable pour améliorer toujours le taux de capture. Cette technique consiste à insérer des colonnes de pixels masqués pour accélérer le rafraîchissement de l'image.

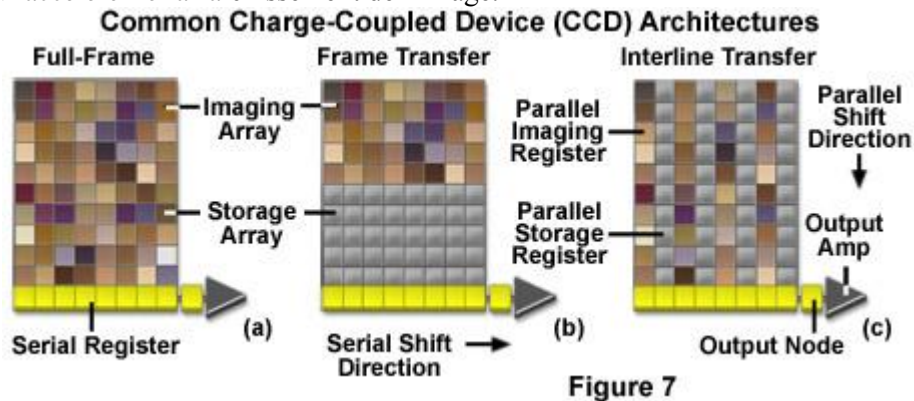


Figure 1-8. Les différentes méthodes de transfert d'images [HAZ]

1.2.3.1.4 L'approche de la photodiode pincée pour les CCD interlignes

Les architectures à transfert interligne élargissent l'éventail des possibilités offertes par les dispositifs CCD. Dorénavant, elles permettent la décorrélation des pixels chargés du transfert (pixels masqués) de ceux opérant la collection. A cet effet, plusieurs éléments photosensibles sont disponibles et schématisés à la Figure 1-9: la jonction P-N ([ISH80], [ISH82], [ODA83]) ou la photo-capacité [GUN73].

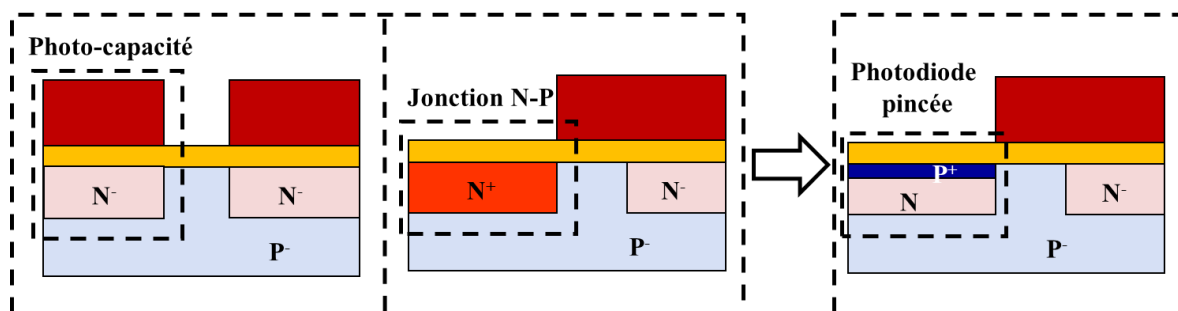


Figure 1-9. Présentation des différents photo-éléments intégrables dans un CCD interligne

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

La première solution présente des problèmes de transfert de charges [TER82] et une capacité de stockage insuffisante [BUR84]. La deuxième montre, en revanche, une faible réponse dans le bleu en raison de l'absorption par le poly-silicium des faibles longueurs d'onde [BUR84]. Une solution pour adresser ces deux problèmes est l'introduction d'une couche dopée P^+ , dans la partie supérieure de la jonction N-P [TER82]. Elle permet « d'épingler » le potentiel de la structure à une valeur maximale afin d'optimiser le transfert des charges, par écoulement le long d'un escalier de potentiel [TER84], et aussi d'augmenter significativement la valeur de charges à saturation obtenue sur des jonctions N^+-P^+ . L'absence de grille en poly-silicium permet de prévenir naturellement des problèmes de sensibilité dans les longueurs d'onde du bleu.

1.2.3.2 Le CMOS : vers le concept de la photodiode « pincée »

1.2.3.2.1 Des débuts hésitants

Les technologies d'imagerie CMOS n'ont commencé à apparaître qu'à partir du milieu des années 1980 par l'intermédiaire des technologies dite « passives ». L'enjeu de ce genre de technologies est d'ailleurs de taille car les imageurs CCD commencent à montrer quelques limitations. En effet, ces technologies se sont adaptées jusqu'ici pour répondre exclusivement aux besoins du monde de l'imagerie, en proposant des pixels très peu bruités à des dimensions réduites [ELG05]. Néanmoins, la première faille de ces capteurs est liée à l'augmentation des formats, qui nécessitent une efficacité de transfert des charges devant tendre vers une valeur extrêmement proche de 1 [FOS93]. De plus, l'intégration avec des circuits CMOS reste compliquée car elle amène à des consommations élevées sans pour autant atteindre une cadence de lecture rapide.

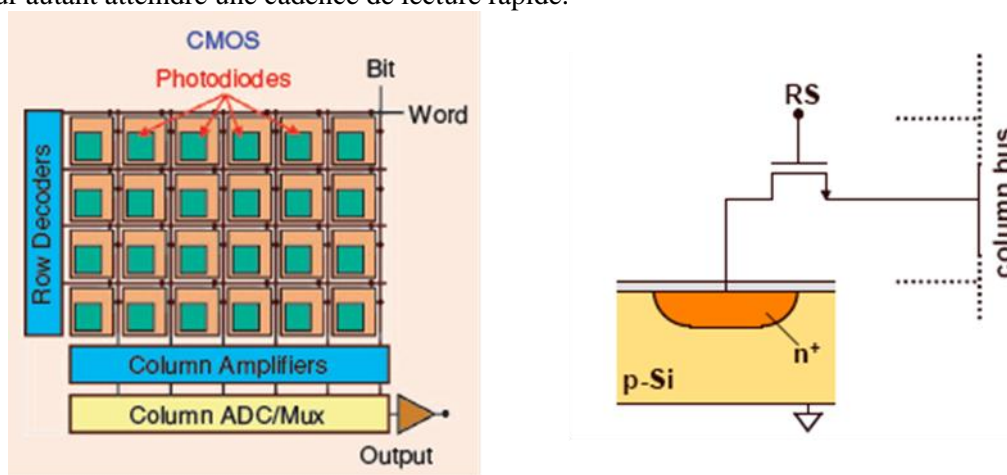


Figure 1-10. Présentation de (a) l'architecture d'un capteur CMOS [ELG05] accompagné (b) du schéma d'un pixel passif [THE07]

Aussi, l'apport des technologies CMOS permettent de bénéficier de bien meilleures possibilités d'intégration par l'ajout de nouvelles fonctions dans le pixel ou de circuits de lecture CMOS plus rapides aboutissant in-fine à une augmentation du format du capteur (plus de résolution) ou à une augmentation du débit d'images [ELG05]. Toutefois, les pixels en technologie CMOS ont dû rattraper leur retard par rapport aux performances proposées dans les CCD. En ce sens, la première génération de pixels passifs, présentée à la Figure 1-10, reste peu attractive, principalement à cause des valeurs de bruit de lecture [FOS97], et a retardé voir tué son arrivée sur le marché de l'imagerie.

1.2.3.2.2 Du pixel actif à la photodiode pincée

Pour pallier rapidement aux faiblesses de l'architecture passive, des organisations de pixels « actifs » ont vu le jour au début des années 90 [FOS93]. Celles-ci bénéficient du fort pouvoir d'intégration des technologies CMOS pour embarquer, au sein du pixel, un amplificateur de même qu'un transistor de remise à zéro, schématisé à la Figure 1-11. Cette première innovation a permis de proposer des

1.2. De l'imagerie

capteurs d'images avec, d'une part, de faibles consommations et, d'autre part, des vitesses de lecture plus élevées. Les générations de photodiodes intégrées à ce pixel étaient constituées de jonction N^+-P^- . Ces capteurs présentaient l'avantage d'être relativement simples à élaborer mais possédaient toutefois des valeurs de bruit de lecture encore relativement élevées (introduites notamment par le transistor de remise à zéro) [FOS97].

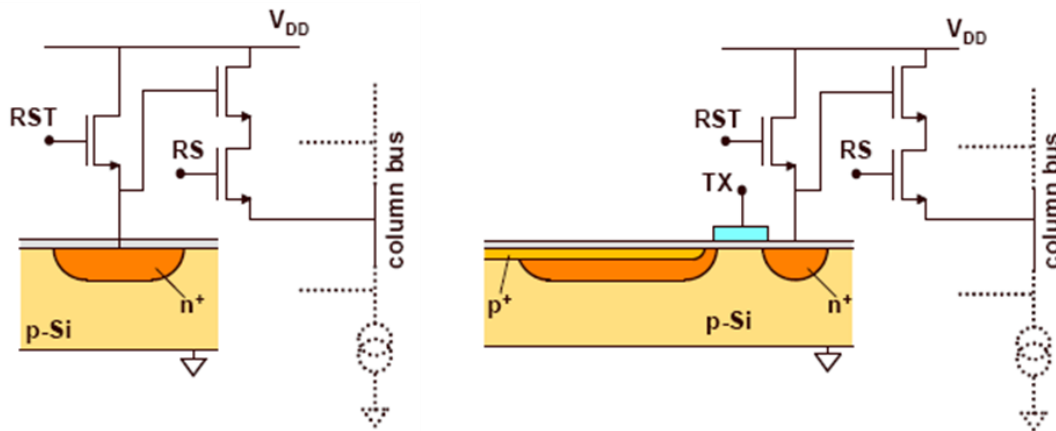


Figure 1-11. Evolution des architectures de pixels actifs de (a) la photodiode standard N^+-P^- vers (b) la photodiode pincée [THE07]

Pour pallier à ce problème, des photodiodes pincées, issues de l'apprentissage des CCD, ont été implémentées sur des pixels actifs ([GUI97], [INO99]). Cette nouvelle organisation permet d'isoler la zone de lecture de l'information (nœud de lecture), où a lieu la remise à zéro au potentiel V_{DD} , du point de collection des charges photo-générées (la photodiode pincée). La séparation physique de ces deux points permet alors par des techniques de double échantillonnage corrélé de supprimer intégralement le bruit introduit par le transistor de remise à zéro ([WHI74], [PIM91]). Ces architectures sont également connues pour leurs performances en courant d'obscurité et également en transfert, qui seront discutées dans les paragraphes à venir. La dénomination communément admise pour ce type d'architecture à photodiode pincée est « pixel 4T » pour illustrer que quatre transistors y sont nécessairement intégrés.

1.2.3.2.3 La mise en œuvre du pixel

Les phases de fonctionnement d'un capteur avec une architecture de pixel 4T, qui sont décrites en Figure 1-12, suivent trois grandes phases :

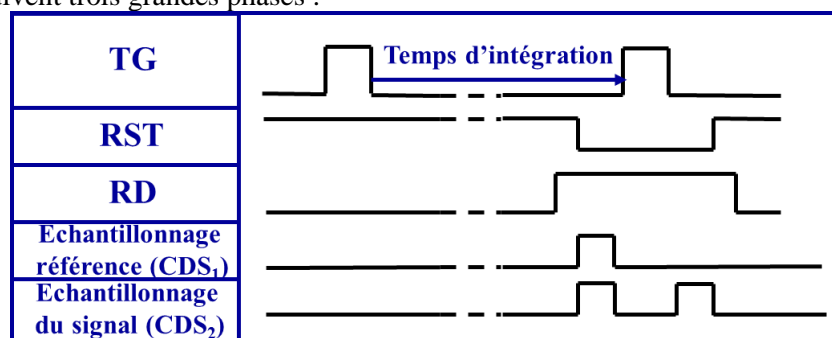


Figure 1-12. Mise en œuvre d'une architecture de type 4T

- La phase de réinitialisation de la photodiode. Elle consiste en un pulse appliqué sur la grille de transfert, avec le transistor de remise à zéro passant, pour un vidage complet de la photodiode.
- La phase d'intégration. C'est l'étape durant laquelle la photodiode pincée collecte les électrons qui serviront à la lecture de l'image. Elle démarre immédiatement à la suite de l'étape de

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

réinitialisation et opère avec le transistor de remise à zéro passant. Elle se termine par une phase de lecture.

- La phase de lecture. Celle-ci démarre par la fermeture du transistor de lecture pour pouvoir lire l'information lue par le suiveur. Le transistor de remise à zéro est ensuite ouvert. Une première mesure de la tension du nœud de lecture à vide est effectuée et conservée sur les deux capacités réservées au double échantillonnage corrélé. L'intégration du signal est ensuite finalisée par le transfert complet des charges de la photodiode vers le nœud de lecture. Cette nouvelle valeur est lue et conservée sur la deuxième capacité. A la fin de la lecture, le transistor de remise à zéro est de nouveau passant et celui de lecture bloqué. Une nouvelle phase de réinitialisation pourra recommencer.

1.2.3.2.4 Les architectures partagées

L'intégration d'une conversion charge-tension dans le pixel a certes apporté beaucoup dans la promotion des capteurs d'images CMOS mais l'encombrement induit par les transistors reste problématique. En effet, tout l'espace nécessaire pour ces structures ne peut, par définition, plus être utile à la collection de photons. Une nouvelle figure de mérite a été introduite pour quantifier cet effet: le facteur de remplissage. Il est défini comme le rapport de la surface dédiée à la photo-collection sur la surface totale du pixel. Aussi, des solutions d'architectures dites « partagées » ont été proposées dont notamment l'agencement « 1T75 » [MOR04] représenté à la Figure 1-13. Ce dernier partage, sur un bloc de quatre pixels colorés (conformément à un motif de Bayer) par l'intermédiaire de son nœud de lecture commun, les transistors : suiveur, de remise à zéro et de lecture. Seule la grille de transfert et la photodiode pincée sont communes à chacun d'eux. D'autres architectures (« 1T5 », par exemple) ont été envisagées pour réduire davantage l'encombrement au sein du pixel [TAK04].

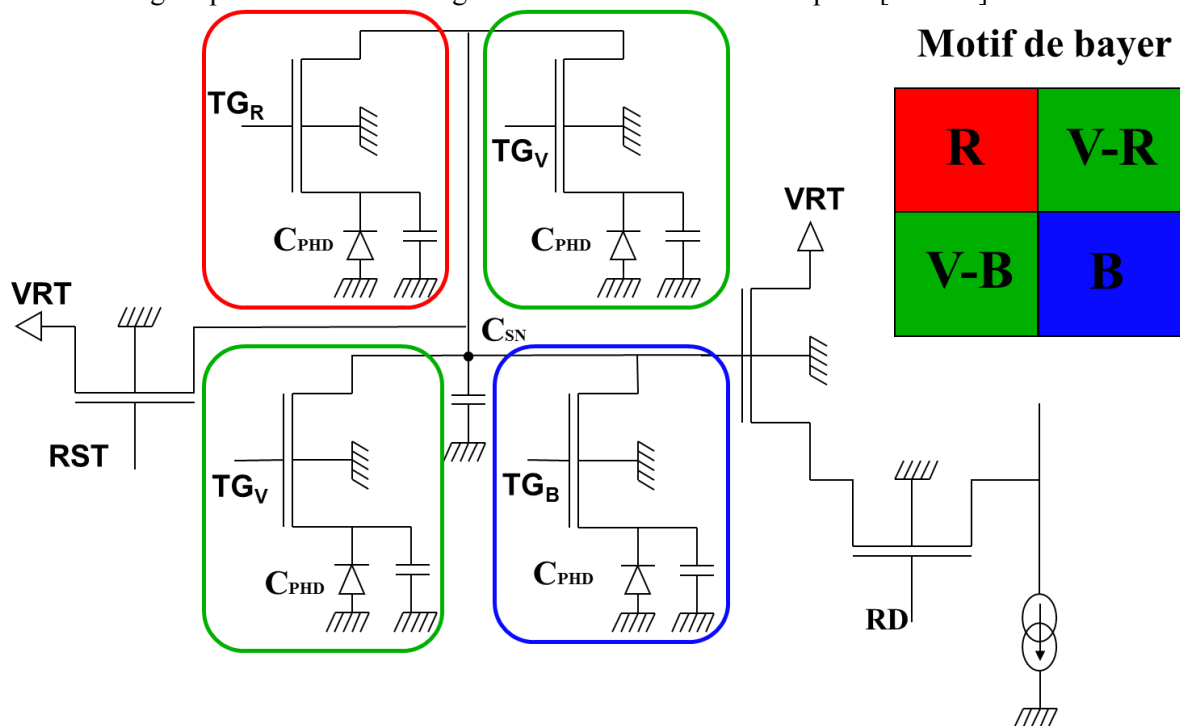


Figure 1-13. Exemple d'une architecture de pixels partagée dite « 1T75 »

Il faut également noter qu'un motif de Bayer intègre deux pixels de couleur verte. Pour les distinguer, nous les appellerons en rajoutant la couleur de leur voisin horizontal direct. Ainsi, les pixels verts directement adjacents respectivement au rouge et au bleu seront appelés le vert-rouge (V-R) et le vert-bleu (V-B).

1.2.4 Le concept du pixel de type P : une solution de capteur à faible bruit

1.2.4.1 L'évolution des substrats dans les applications d'imagerie

Les premières avancées au niveau des CCD ont été développées jusqu'au début des années 1980 à l'aide de substrats dopé P. Par la suite, deux écoles de pensées (occidentales et japonaises) se sont développées indépendamment autour de l'élaboration de différents systèmes anti-étalement, ou encore appelé anti-éblouissement. L'étalement intervient lorsqu'un photo-élément a atteint son maximum de stockage et, pour réagir au surplus de charges, celui-ci a tendance à réinjecter l'excédent dans les photo-sites voisins. Sur une image à forte luminosité, cela entraîne la propagation de pixels blancs. Les occidentaux ont adopté une attitude conservatrice par le maintien des substrats P en insérant des drains latéraux [STE91]. Ce choix permet d'avoir une très bonne réponse dans le rouge et l'infrarouge mais à l'inconvénient de réduire le taux d'ouverture du pixel. En revanche, les japonais (et également Philips) ont privilégié l'usage d'un substrat N pour générer un système de drainage vertical ([ISH82], [ODA83], [TER84], [VAN85] et [OHK93]). Ce dernier a l'avantage de proposer un taux d'ouverture de 100% mais a l'inconvénient de couper ou du moins réduire la réponse dans l'infrarouge et le rouge.

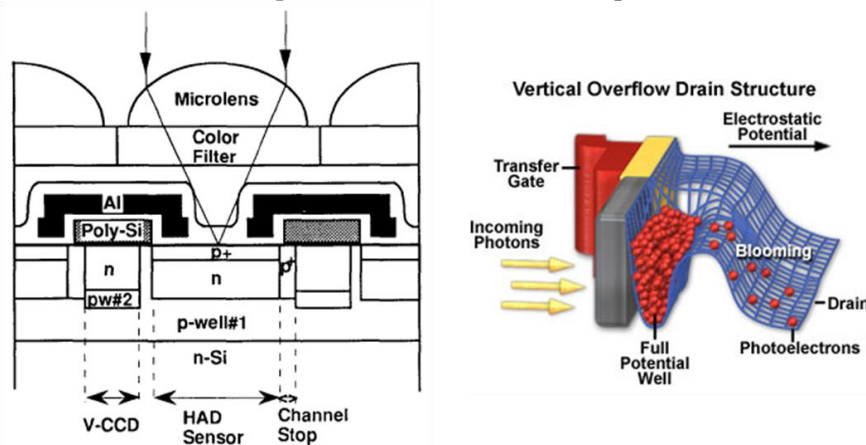


Figure 1-14. Schéma d'une structure de photodiode pincée incluant un drainage vertical [OHK93] et les courbures de bande internes [FEL]

De la même manière, l'arrivée des imageurs CMOS a proposé fort naturellement l'usage d'un substrat P pour des raisons historiquement liées à l'intégration et la qualification des technologies cœurs. Le recours à la collection d'électrons était donc tout naturel. Nous allons cependant montrer dans les paragraphes suivants mais aussi dans le chapitre 3, que le passage à la collection de trous (photodiode de type P) reste envisageable et peut apporter certains avantages.

1.2.4.2 La photodiode pincée CMOS à collection d'électrons sur substrat N

Les premiers travaux de capteurs CMOS, élaborés sur substrat N, datent de 2007 [AGR07]. Pour préserver la logique basée sur la collection d'électrons, il est nécessaire d'ajouter sur ce substrat N une épitaxie de type P permettant l'application des procédés d'imagerie CMOS. Les résultats en efficacité quantique ont montré une meilleure performance des capteurs sur substrat P comparé à ceux sur substrat N principalement à cause de la jonction P-N en profondeur. Celle-ci induit un drainage des charges notamment dans les longueurs d'onde du vert et surtout du rouge. Toutefois, ce drainage est, en un sens, bénéfique puisqu'il empêche aux charges générées en profondeur de partir dans les pixels voisins, comme indiqué à la Figure 1-15. Ce phénomène est appelé « diaphotie électrique ». Par ailleurs, le pixel sur substrat N offre la possibilité de réaliser un compromis entre sa diaphotie et sa sensibilité en jouant sur l'épaisseur de l'épitaxie P.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

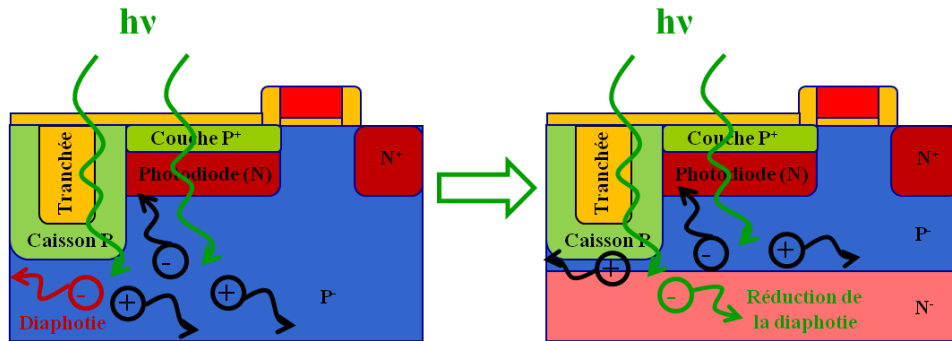


Figure 1-15. Effet de réduction de la diaphotie par l'introduction d'un substrat N

1.2.4.3 La « photodiode pinçée » à collection de trous

1.2.4.3.1 La continuité des travaux sur substrat N

Dans une logique de continuité par rapport aux précédents travaux réalisés, une équipe de travail de Kodak a commencé à proposer une architecture destinée à la réduction de la diaphotie sur substrat P [STE08]. Le principe est d'inverser toutes les espèces de type N en P et P en N pour favoriser la collection de trous. La génération d'un substrat de type N⁻ par implantation est également nécessaire. Nous retrouvons donc cette fois une jonction de type N⁻-P⁺ répondant au besoin d'évacuer les trous photo-générés en profondeur, comme le montre la comparaison entre les capteurs de type N et de type P à la Figure 1-16. D'autre part, étant donné que la nature du signal a changé (passage de l'électron au trou), des transistors de type PMOS sont nécessaires en lieu et place des actuels transistors (si l'on souhaite conserver rigoureusement les mêmes dessins de pixels d'une architecture à l'autre).

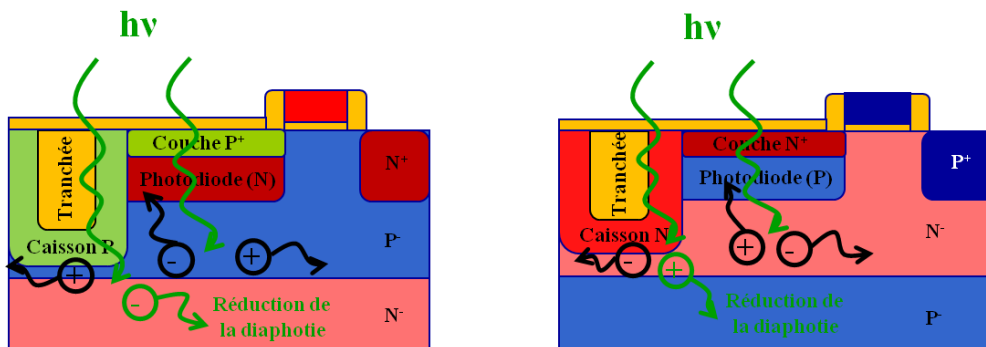


Figure 1-16. Comparaison des photodiodes entre un capteur de type N sur substrat N et un capteur de type P sur substrat P

1.2.4.3.2 Intérêt dans la réduction des bruits du pixel : le courant d'obscurité et le bruit temporel

Nous avons vu l'intérêt d'une architecture à collection de trous pour la réduction de la diaphotie, tout en travaillant sur des substrats de type P. Néanmoins, ce paramètre n'est pas le seul à être mise en avant dans [STE08]. Les autres voies d'amélioration présentées concernent deux autres sources de bruit : le courant d'obscurité et le bruit temporel.

En ce qui concerne le courant d'obscurité plusieurs arguments sont avancés. En effet, la permutation du type d'espèce à l'interface (dopage N pour une photodiode de type P) apporte trois avantages bien distincts. Premièrement, les espèces N (en général, arsenic et/ou phosphore) sont mentionnées, dans [STE08], comme étant favorables aux effets d'accumulation (ou de ségrégations) à l'interface Si/SiO₂ (Figure 1-17 (a)), à l'inverse de celles de type P (couramment à base de bore). Deuxièmement, les

1.2. De l'imagerie

procédés de fabrication, pour réaliser les interconnexions métalliques [CAR11], sont reconnus pour charger positivement les diélectriques. Ces charges générées dans les différents empilements d'oxyde vont être responsables d'effets électrostatiques différents suivant le type de pixel. Dans le cas des photodiodes de type N, elles engendrent un appauvrissement des espèces de type P à l'interface. Dans le cas des photodiodes de type P, elles produisent un effet d'enrichissement des dopants N (Figure 1-17 (b)). Finalement, l'ajout d'une jonction en profondeur permet également de contenir les charges provenant du substrat, également source de courant d'obscurité (Figure 1-17 (c)).

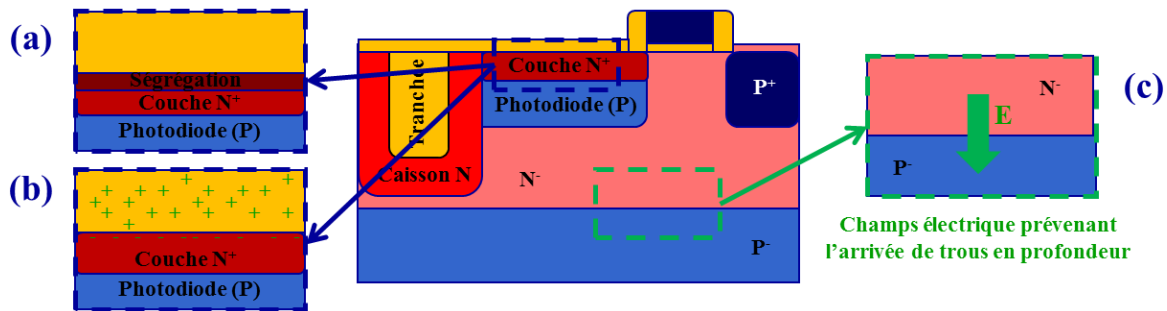


Figure 1-17. Synthèse des avantages du pixel de type P sur le courant d'obscurité

Le bruit temporel a été également souligné comme un paramètre d'amélioration notamment dû à l'intégration d'un transistor suiveur PMOS (en technologie 0.18 et 0.11 μm) dans le pixel [STE08]. Actuellement, les transistors suiveurs sont responsables d'une grande partie du bruit temporel des pixels. Des études de bruit du télégraphiste, sur des nœuds technologiques 0.18 μm , ont d'ailleurs révélé une nette différence dans les résultats en faveur des suiveurs PMOS [ABE07]. Toutefois, aucune autre étude comparative de ce genre n'est encore disponible sur des nœuds technologiques plus avancés.

1.2.4.4 Une logique de mise en œuvre différente

Le pixel de type P, comme expliqué précédemment, demande une inversion complète des types de dopants aussi bien au niveau de la photodiode que des transistors. Cette réorganisation complète des profils de dopage impose, dans la structure, des variations de potentiel de signes opposées à celles connues dans des pixels conventionnels. Les tensions de fonctionnement au niveau du pixel doivent ainsi être réajustées pour s'adapter à ces nouvelles variations. Le substrat N est donc polarisé à une tension haute appelée V_{sub} . La remise à zéro est opérée à une tension basse VRT. Quant aux transistors PMOS, ils deviennent respectivement passants et bloqués pour des tensions basses et hautes. Un schéma récapitulatif de cette architecture est présenté à la Figure 1-18.

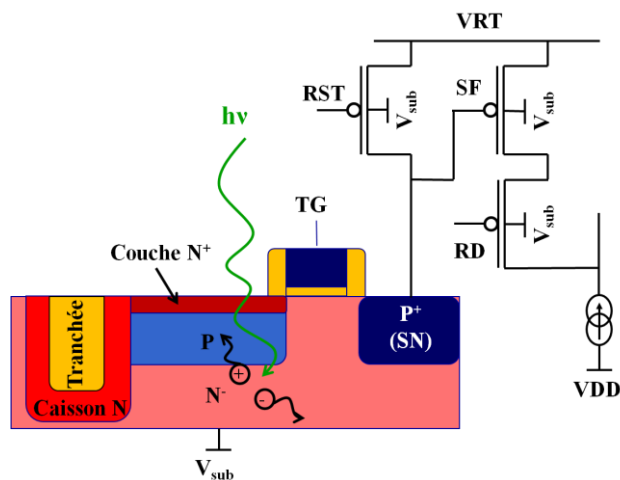


Figure 1-18. Schéma électrique du pixel incluant une vue en coupe de la photodiode

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

Le chapitre 3 consacre une partie importante à l'explication des compromis à satisfaire sur certaines de ces tensions.

1.2.5 Les principaux facteurs de mérite d'un imageur CMOS

Dans cette partie, nous allons décrire les principaux facteurs de mérite d'un capteur d'images CMOS étudiés pour les chapitres qui vont suivre, sur les imageurs CMOS qui ont été caractérisés, ainsi que les méthodes de mesure employées sur ces dispositifs.

1.2.5.1 Facteur de conversion

Le facteur de conversion est le premier paramètre de mesure à extraire. En effet, il renseigne sur le rapport de conversion existant entre les charges transférées sur le nœud de lecture et la variation en tension lue sur la colonne. Ce paramètre est exprimé en $\mu\text{V}/e^-$ et est décrit par :

$$CVF = \frac{q}{C_{SN}} G_{SF} \quad 1-2$$

Les autres paramètres utilisés ici représentent la charge élémentaire (q), l'ensemble des contributions capacitives du nœud de lecture (C_{SN}) et le gain du transistor suiveur (G_{SF}). En général, plus ce facteur est élevé, plus il traduit une sensibilité importante du capteur à faible niveau de lumière.

Le facteur de conversion est obtenu sous éclairage par la mesure du rapport de la moyenne spatiale de la variance du signal (σ_v^2) sur son excursion moyenne en tension (μ_v), comme exprimé ci-dessous :

$$CVF = \frac{\sigma_v^2}{\mu_v} \quad 1-3$$

Jusqu'ici, la moyenne mesurée μ_v est directement proportionnelle au flux lumineux, photo-généralant un nombre d'électrons qui sont ensuite collectés par la photodiode. Par l'intermédiaire de la chaîne de conversion intégré au pixel, il existe une relation directe entre le nombre d'électrons lus N_e et le signal mesuré μ_v :

$$\mu_v = CVF \cdot N_e \quad 1-4$$

La variance σ_v^2 tire sa source du bruit de grenaille photonique, qui traduit le caractère discret de la lumière. Ainsi, pour une source de lumière délivrant un nombre de photons N_{ph} a des fluctuations associées σ_{ph} qui obéissent à une loi de poisson [JAN01], décrites par la relation ci-dessous :

$$\sigma_{ph} = \sqrt{N_{ph}} \quad 1-5$$

Cette relation reste identique pour les charges photo-générées dans la diode N_e et ses fluctuations σ_e . De même, la relation liant σ_v et σ_e reste équivalente à 1-4 avec :

$$\sigma_v = CVF \cdot \sigma_e \quad 1-6$$

Finalement, l'utilisation des équations 1-4, 1-5 et 1-6 permet d'obtenir le résultat présenté en 1-3. La valeur du facteur de conversion est donc obtenue par régression linéaire sur une gamme de tension μ_v , sur laquelle le bruit total du capteur est poissonien. Elles sont également répétées à plusieurs reprises pour des raisons statistiques. Les tensions μ_v sont choisies sur une gamme de valeurs intermédiaires,

d'une part, pour éviter les phénomènes de saturation du capteur aux forts éclaircissements et, d'autre part, pour éviter l'influence des bruits autre que le bruit de grenaille photonique à faible luminosité.

1.2.5.2 Charge à saturation

La charge à saturation est représentative de la capacité maximale de stockage de charges au sein de la diode. Pour cette valeur, la photodiode a atteint son niveau de remplissage à l'équilibre thermodynamique. L'excès de charges photo-générées peut être réinjecté soit dans un pixel voisin (ce qui ramène aux problèmes d'étalement présenté précédemment) soit dans le nœud de lecture, en remise à zéro permanente lors de la phase d'intégration. Pour cette mesure, il est nécessaire de représenter l'évolution de la tension de sortie en fonction du temps d'intégration à un flux lumineux constant (10 lux), comme illustré à la Figure 1-19.

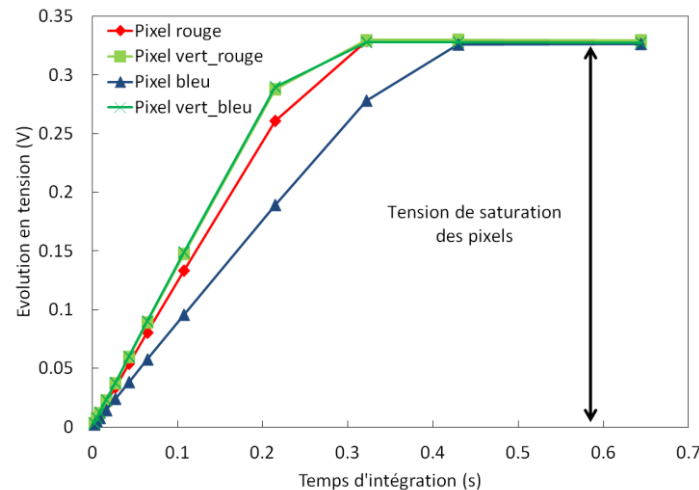


Figure 1-19. Evolution en tension des quatre plans couleur en fonction du temps d'intégration

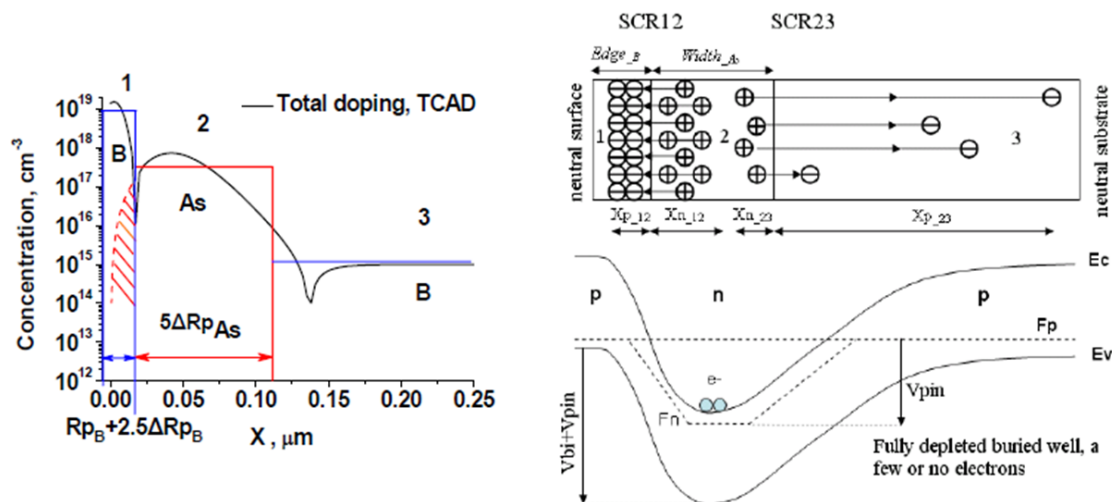


Figure 1-20. Influence de profil de dopage sur la tension de pincement de la photodiode [KRY05]

Tous les temps d'intégration doivent être judicieusement choisis pour avoir une bonne représentation de la zone linéaire et de l'amorce de la saturation. Les images sont moyennées sur plusieurs prises pour éliminer les bruits temporels et sont également effectuées dans le noir pour éliminer tous les effets de décalage et de non uniformité. La connaissance du coefficient de conversion permet de remonter à une valeur de charge à saturation.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

$$Q_{sat} = \frac{V_{sat}}{CVF} \quad 1-7$$

Dans une photodiode pincée, la couche dopée P supérieure joue un rôle important sur la structure globale. Elle confine la zone N qui est, à l'état vide de porteurs, arrangée suivant un puits servant de zone de collection. La profondeur de ce dernier est décrite par la notion de potentiel de pincement V_{pin} , présent à la Figure 1-20. D'une part, l'ajustement du dopage de la couche supérieure va permettre de moduler à la baisse ce potentiel et facilitera ainsi les conditions de transfert. D'autre part, ce potentiel est directement lié à la capacité de stockage de la photodiode [KRY05]. A rémanence nulle, plus le potentiel de photodiode est élevé et plus la capacité de stockage sera importante.

1.2.5.3 Les paramètres optiques

1.2.5.3.1 L'efficacité quantique

L'efficacité quantique représente le ratio existant entre la quantité de porteurs photo-générés collectée N_e par la diode et le nombre de photons incidents N_{ph} arrivant sur le capteur, durant un temps d'intégration fixé.

$$QE(\lambda) = \frac{N_e(\lambda)}{N_{ph}(\lambda)} \quad 1-8$$

Cette définition est représentative de la notion d'efficacité quantique externe [LI05] car elle tient compte de l'influence réflective des empilements de diélectriques en regard de la photodiode [CHA07]. En pratique, cette mesure demande la détermination de la réponse spectrale du capteur pour chaque longueur d'onde, exprimée en $V/(J.m^{-2})$, et est définie par :

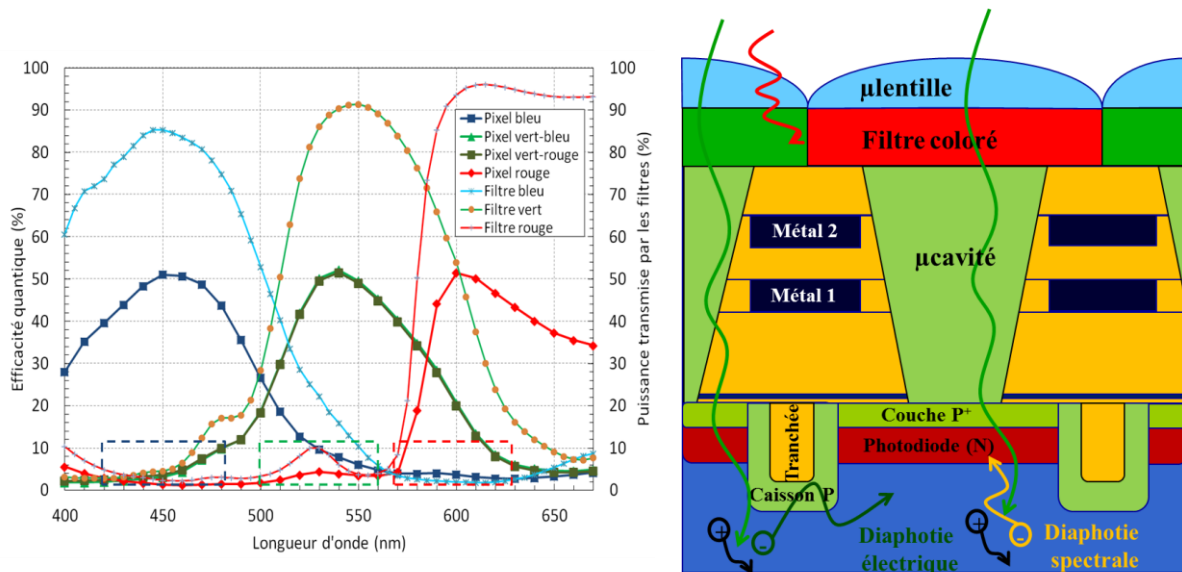
$$SR(\lambda) = \frac{V_s(T_{int}, \lambda)}{T_{int} \cdot E_\lambda} \quad 1-9$$

Dans cette expression, V_s représente la valeur moyenne en tension obtenue à la longueur d'onde λ et pour un temps d'intégration T_{int} donné. En général, le temps d'intégration est ajusté pour correspondre à la moitié de la charge à saturation. D'autre part, E_λ est la valeur d'irradiance, exprimée en $W.m^{-2}$, arrivant sur le capteur pour un λ donné.

La valeur d'efficacité quantique est directement fournie sous sa forme normalisée par l'expression 1-10 :

$$QE(\lambda) = \frac{SR(\lambda) \cdot hc}{A_{pixel} \cdot \lambda \cdot CVF} \quad 1-10$$

A_{pixel} représente la surface totale d'un pixel. Cette formule permet de représenter, à la Figure 1-21, la courbe de réponse de chacun des plans couleurs. Sur cette courbe, la valeur pic d'efficacité, pour chacun des plans couleur, est représentative d'une grande sensibilité dans la gamme de longueur d'onde autorisée par le gabarit de chacun des filtres colorés. Les valeurs qualitatives de diaphotie, délimitées par des rectangles en traits discontinus, sont lues en dessous de chacun des pics. Sur la courbe présentée, les valeurs sont quasi nulles et semblent épouser les formes imposées par le gabarit des filtres. Aucune diaphotie électrique n'est suspectée. Les quelques résidus sont ainsi dus à la limite de réjection des filtres. On parle alors de diaphotie spectrale.



1.2.5.3.2 La non-uniformité de réponse : PRNU

La non-uniformité de réponse d'un capteur, en présence de lumière, est un paramètre optique déterminant l'écart de la réponse d'un pixel par rapport à la moyenne de ces premiers voisins. Elle est donc définie comme une source de bruit spatial pour un capteur éclairé. Cet écart est exprimé en pourcentage par rapport à la réponse moyenne des autres pixels ou en nombre de défauts dépassant une valeur seuil de la dérive, exprimé en ppm.

Ce paramètre est ainsi relié aux dispersions entre pixels:

- de collection de charges (QE)
- de transfert au sein de la photodiode (rémanence)
- de la chaîne de conversion charge-tension (CVF)

1.2.5.4 Les principales sources de bruit internes

1.2.5.4.1 La rémanence introduite par le pincage en potentiel dans la structure

La notion de transfert a été discutée à la naissance des photodiodes pincées sur des dispositifs CCD interlignes [TER84]. L'introduction de ces structures permet d'épingler à une valeur maximale le potentiel dans la diode. En imposant un potentiel suffisamment faible, la grille de transfert vide alors l'intégralité des charges présentes dans la diode, à l'inverse d'une photodiode classique qui reste limitée par la profondeur importante de son puits de potentiel. Une représentation des problématiques de transfert sur ces deux diodes est présentée à la Figure 1-22.

La rémanence est alors un indicateur renseignant sur une quantité de charges non transférée de la photodiode. Ces charges résiduelles sont potentiellement une source de bruit « kTC » [BUR84], [INO99], [INO03], et dont le rendu d'image est présenté à la Figure 1-23. Dans les technologies d'imageur CMOS, l'alignement de la diode par rapport à la grille est alors déterminant pour l'optimisation de la rémanence [INO03]. La Figure 1-23 illustre cette problématique en introduisant la notion de barrières et de poches de potentiel. Une barrière apparaît uniquement lorsque la photodiode est trop éloignée de l'influence électrostatique de la grille de transfert. En revanche, une poche apparaît lorsque la photodiode déborde sur la grille de transfert.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

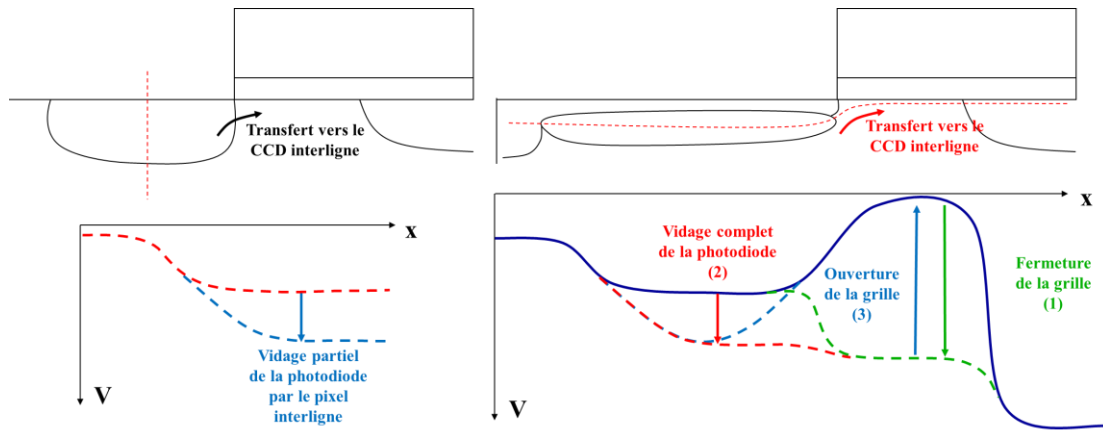


Figure 1-22. Représentation du transfert de charges partiel d'une photodiode classique (N^+-P) à comparer au transfert complet d'une photodiode pincée (P^+-N-P) dans les CCD interlignes

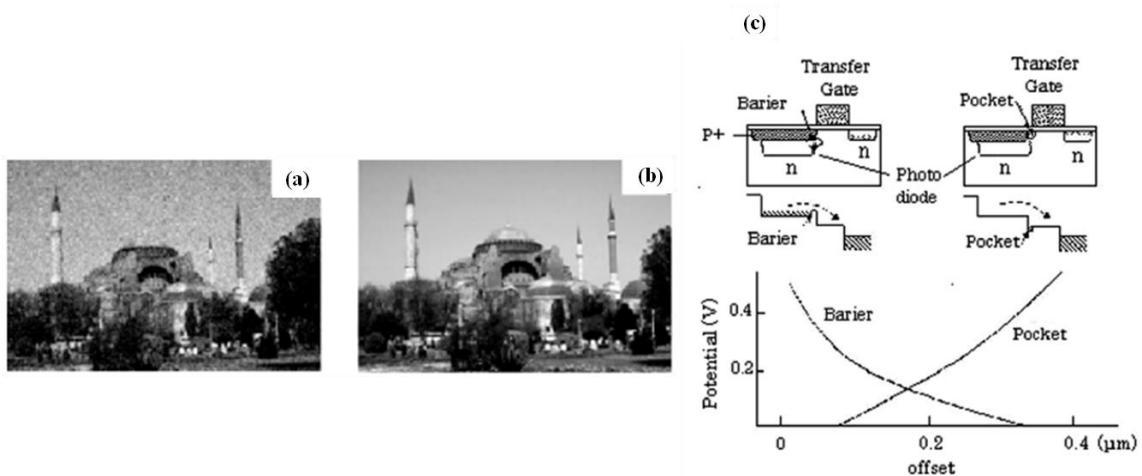


Figure 1-23. Impact du bruit kTC sur une image (a) avec et (b) sans rémanence et (c) illustration de la notion de barrières et de poches de potentiel en fonction de l'alignement de la photodiode [INO03]

Après optimisation des procédés, la photodiode pincée, ne présente en principe aucun problème de rémanence. Néanmoins, une mesure du transfert reste nécessaire pour qualifier la qualité des procédés au sein de cette photodiode. Cette méthode repose sur des mesures de réponse du capteur suite à des transitions à fort contraste: en présence de lumière puis dans le noir (transition blanc-noir). Un schéma de transition est présenté à la Figure 1-24 accompagné du niveau de remplissage de la diode. Les écarts de remplissage entre deux images successives nous renseignent sur les problèmes de transfert. La Figure 1-25 montre une distribution de rémanence pour la méthode pulsée employée. Au début de la mesure, le niveau de signal est imposé pour les premières images éclairées, comme le montre le schéma de la Figure 1-24. La transition à plusieurs images dans le noir laisse un signal résiduel, qui a tendance à s'évanouir avec le nombre d'images suivantes [INO03]. Cette mesure de distribution demande un moyennage sur plusieurs transitions pour éliminer toute contribution du bruit temporel.

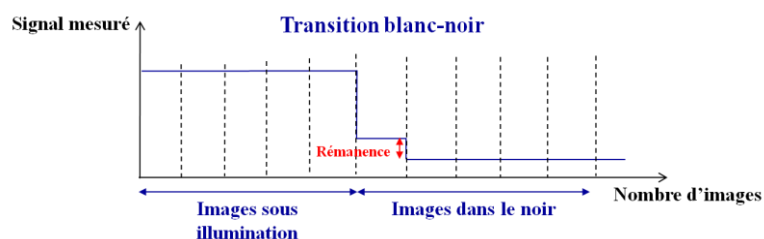


Figure 1-24. Schéma de transition blanc-noir lors d'une mesure de rémanence

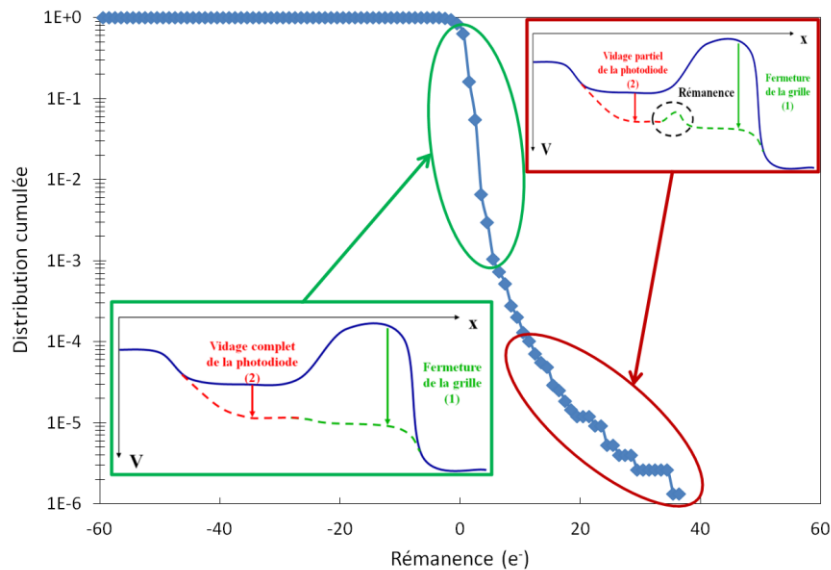


Figure 1-25. Distribution de rémanence par transition blanc-noir

1.2.5.4.2 Le bruit temporel

Le bruit temporel, souvent renseigné comme le bruit de scintillement ou « $1/f$ », est induit par des mécanismes de capture/émission entre un piège environnant et les porteurs libres du substrat. Une grande partie du bruit temporel, présent dans les pixels à photodiodes pincées, est induite par les fluctuations de porteurs, entre les états d'interface et le canal, du transistor suiveur. Une solution pour réduire cette source de bruit peut consister en l'intégration d'un transistor à canal enterré [CHE09], permettant d'éloigner le canal de l'influence des états d'interface. A mesure que les dimensions du canal se restreignent (ici, sa surface $W \cdot L$), la nature du bruit acquiert une signature dite « du télégraphiste ». En d'autres termes, la réduction des dimensions favorise l'apparition de comportements singuliers de capture et d'émission [LEY06]-[LEY07].

La littérature met en évidence d'autres phénomènes de bruit RTS générés par les fuites de photodiode :

- Suite à des défauts de déplacement induit par le passage d'une particule et situés dans une zone désertée [HOP93], [GOI09A].
- Suite à des défauts d'interface désertés, liés aux procédés de fabrication des tranchées peu profondes, dans des structures de pixels de type 3T [GOI11A] ou le long de la grille de transfert pour des pixels 4T [GOI11B]

Ce bruit de fuite est issu de défauts dans des zones désertées, ayant un comportement métastable, qui favorise des fluctuations du type télégraphiste.

D'ailleurs, le passage des capteurs 3T à 4T CMOS a considérablement abaissé le niveau de bruit temporel. La séparation du nœud de lecture et de la photodiode a rendu possible la suppression du bruit thermique apporté par le transistor de remise à zéro, dit « kTC », à l'aide de techniques de double échantillonnage corrélé [FOS97]. Une partie du bruit basse fréquence est ainsi supprimée.

La mesure de bruit temporel est une mesure d'écart type effectuée à partir de la dispersion inter-pixel obtenue sur l'intégralité de la matrice. Elle est effectuée dans le noir à partir de deux images prises à fort gain et pour un temps d'intégration nul. La somme des variances est ensuite calculée et moyennée à partir des deux images pour obtenir la variance du bruit moyen. L'ensemble des contributions du pixel peut également être calculé par itérations de cette méthode en isolant progressivement chacune des parties concernées (Grille de transfert, suiveur puis chaîne de lecture).

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

1.2.5.4.3 Le courant d'obscurité

Le courant d'obscurité est représentatif de la quantité de charges collectée lors d'un cycle d'intégration dans le noir. Cette quantité de charges intégrée est un phénomène linéaire en fonction du temps. Elle peut donc être évaluée dans le noir à partir de deux mesures à des temps d'intégration dits longs et courts. En général, elles sont prises sur un grand nombre d'images pour éliminer l'influence des bruits temporels. Il peut être défini soit par une valeur de sortie du pixel, donnée par l'excursion en tension de la colonne par unité de temps exprimée en $mV.s^{-1}$, soit par des valeurs d'entrée, décrite à partir d'un courant collecté par la photodiode (en μA) ou d'une quantité de charges intégrée par unité de temps (en $e^{-}.s^{-1}$). Ces charges collectées ont différentes origines suivant l'architecture du pixel et les phénomènes physiques en jeu.

1.2.5.4.3.1 Des diodes 3T désertées

La principale composante des pixels 3T est issue des mécanismes de génération-recombinaison par les interfaces Si/SiO₂ désertées [GOI10A]-[JAN01]. Le plus souvent, ces zones désertées sont alignées sur le périmètre de tranchées peu profondes, qui apportent une composante de génération relativement faible grâce à la qualité de leur interface [GOI08]. De même, le transistor de remise à zéro apporte également une contribution par l'intermédiaire de sa source, mise en commun avec la photodiode. Ces mécanismes de fuite ont été décrits comme un phénomène similaire aux fuites par effet tunnel stimulées par la grille (GIDL pour Gate Induced Drain Leakage) dans [PAI05].

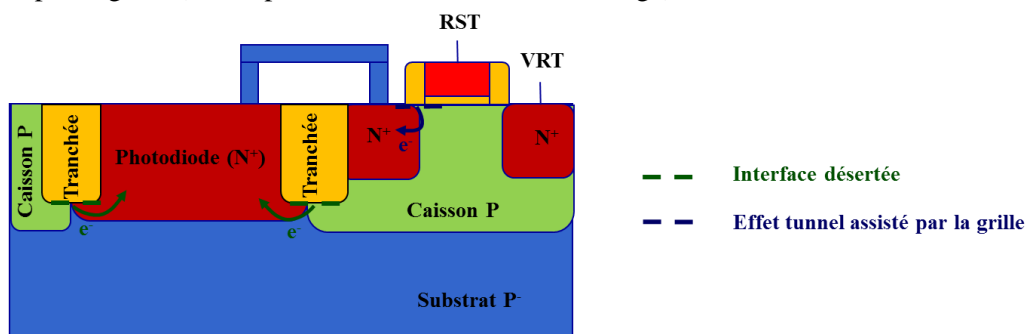


Figure 1-26. Sources de courant d'obscurité pour un pixel 3T

1.2.5.4.3.2 Aux « photodiodes pincées » 4T

Le passage aux photodiodes pincées dite 4T, par sa structure entièrement isolée par dopage, permet, hormis l'amélioration du bruit de lecture, la suppression des interfaces désertées dans la photodiode. Le gain sur le courant d'obscurité devient réellement significatif et nous verrons, à l'occasion du chapitre 2, de quelle manière le dopage à l'interface peut permettre de contrôler ce paramètre. Par ailleurs, de nouvelles sources de courant peuvent apparaître :

- La composante générée par la désertion de la grille de transfert [HAN07]. Une solution courante pour l'annihiler est le passage en accumulation du transistor. L'inconvénient principal d'une polarisation trop importante est l'apparition de pixels chauds [MHE08]-[YAM09]. Son origine s'explique par la stimulation des courants de fuite, du côté du nœud de lecture, en raison des champs électriques intenses imposés par la grille à l'interface. On parle alors d'un courant tunnel assisté par les états d'interface [YAM11].
- Les courants générés par des défauts ou des contaminants métalliques. Ces derniers impriment des signatures statistiques fortement dépendantes du contaminant incriminé. Des techniques de spectroscopie proposées sur les CCD [MCC92] ont donc été réintroduites pour le CMOS après l'arrivée de la photodiode pincée [DOM10].
- Les courants en volume induits par effet tunnel, déjà apparents pour les forts champs dans les pixels 3T [LOU03].
- Le courant de substrat, venant des défauts en profondeur du substrat [BLO07]. La contribution de ce type de défauts est considérée comme relativement faible rapporté aux substrats utilisés

1.2. De l'imagerie

pour les technologies CMOS [JAN01]. Cependant, la réduction permanente des courants provenant des interfaces a tendance à remettre en cause le caractère négligeable de cette composante.

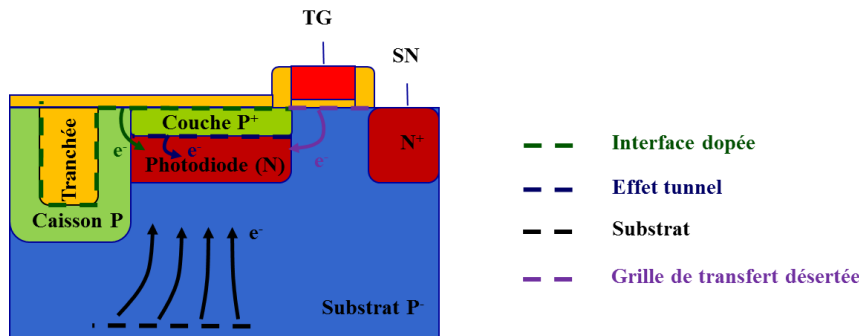


Figure 1-27. Sources de courant d'obscurité pour un pixel 4T

De plus, ce courant moyen donne lieu à un bruit temporel équivalent à un bruit de grenaille σ_{obs} , qui illustre le caractère discret de ce phénomène de génération aux interfaces. Comme tous les bruits de grenaille, il est décrit par une loi de Poisson.

1.2.5.4 Bruit spatial fixe et non-uniformité du courant d'obscurité : DSNU

Tout comme la PRNU, le bruit spatial fixe est un indicateur renseignant sur les dispersions dans le noir du capteur. Il est mesuré à temps d'intégration nul et moyenné sur plusieurs images pour évaluer uniquement la dispersion des éléments du pixel entre les deux échantillonnages corrélés. Par ailleurs, on peut également définir la DSNU (Dark Signal Non Uniformity), autre indicateur de la dispersion spatiale dans le noir. Elle est mesurée pour un temps d'intégration non nul afin d'inclure les dispersions inter-pixel du courant d'obscurité. En général, des circuits de correction du courant d'obscurité sont souvent intégrés aux capteurs. Une mesure de référence est ainsi réalisée sur des pixels masqués par des lignes de métaux, qui permettent de soustraire la valeur moyenne du courant mesurée sur la matrice. Toutefois, les disparités de courants inter-pixels sont, elles, encore présentes. Ces variations spatiales sont empiriquement liées à la valeur moyenne du courant d'obscurité, à l'exclusion des pixels chauds. Aussi, l'alignement des procédés, pour limiter la valeur moyenne du courant d'obscurité, contribue également à réduire ses dispersions spatiales.

1.2.5.5 Introduction d'indicateurs globaux pour qualifier un capteur

Après avoir introduit tous les indicateurs clés relatifs au pixel, il reste néanmoins important de pouvoir relier le poids de ces paramètres sur la qualité globale du capteur. A cet effet, une première courbe, appelée « courbe de transfert photonique » (ou Photon Transfer Curve), illustre une partie des paramètres décrits précédemment. Elle consiste à tracer l'évolution du bruit en sortie du capteur en fonction du signal reçu. Un exemple de courbe est présenté à la Figure 1-28. Elle présente quatre grandes phases décrites dans [CRI09]:

- A faible niveau, le bruit du capteur est limité essentiellement par le bruit de lecture englobant les non uniformités spatiales dans le noir DSNU et le bruit temporel σ_{temporel} (incluant le bruit de chaîne, de transfert et de grenaille du courant d'obscurité).

$$\sigma_{\text{lecture}} = \sqrt{DSNU^2 + \sigma_{\text{temporel}}^2} \quad 1-11$$

- Pour les signaux intermédiaires, le bruit est essentiellement limité par le bruit de grenaille photonique σ_{photon} . C'est d'ailleurs sur cette plage de signal que la mesure du facteur de conversion est effectuée.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

$$\sigma_{\text{photon}} = \sqrt{V_{\text{Signal}}} \quad 1-12$$

- A forts niveaux de signaux, les non uniformités spatiales (PRNU) sous éclairage dominant.

$$\sigma_{\text{spatial}} = V_{\text{Signal}} \cdot \text{PRNU} \quad 1-13$$

- Aux plus forts niveaux de signaux, le capteur atteint sa saturation et la valeur de bruit s'effondre.

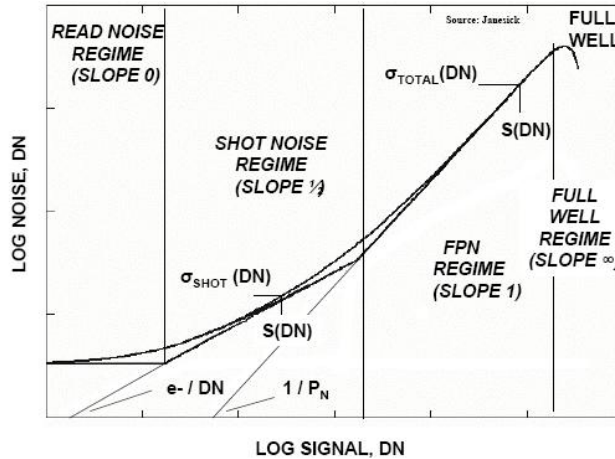


Figure 1-28. Illustration d'une courbe de transfert photonique PTC [CRI09]

Plusieurs indicateurs peuvent ensuite être utilisés pour juger de la qualité du capteur en fonction de l'application souhaitée :

- La dynamique, qui est représentative de la plage de signal pouvant être lue par le capteur (du niveau le plus faible jusqu'à sa saturation) [TIS08]. En général, elle est définie en dB et est considérée comme un facteur clé, notamment pour des applications grande dynamique.

$$DR = 20 \cdot \log \left(\frac{V_{\text{sat}}}{\sigma_{\text{lecture}}} \right) \quad 1-14$$

- Le rapport signal à bruit SNR (Signal to Noise Ratio) est un autre indicateur donnant, comme son nom l'indique, le rapport du signal sur la valeur de bruit total lu pour un niveau d'éclairage donné [TIS08]. Pour obtenir la valeur de bruit, il suffit de suivre la courbe PTC pour la valeur de signal au flux lumineux souhaité.

$$SNR|_{\Phi} = 20 \cdot \log \left(\frac{V_{\text{signal}}|_{\Phi}}{\sqrt{\sigma_{\text{lecture}}^2 + V_{\text{signal}}|_{\Phi} + (PRNU \cdot V_{\text{signal}}|_{\Phi})^2}} \right) \quad 1-15$$

Plusieurs indicateurs sont alors proposés à partir du SNR pour estimer les performances du capteur. Aussi, afin de juger la sensibilité du capteur, le flux lumineux (SNR_{10}) évalué pour un rapport signal à bruit de 10 est souvent utilisé. En revanche, si les performances à bas niveau de signal sont privilégiées alors le flux lumineux (SNR_1) évalué pour un rapport signal à bruit de 1 sera privilégié.

1.2.6 Le pixel miniature et les enjeux à venir

Depuis une vingtaine d'années, la réduction des dimensions des technologies CMOS, décrite par la loi de Moore, a constamment poussé le développement de l'imagerie CMOS. La Figure 1-29 illustre les progrès opérés par cette industrie, en parallèle des avancées opérées sur les technologies cœur. La réduction permanente des tailles de pixels a notamment contribué à l'établissement d'une course à la résolution.

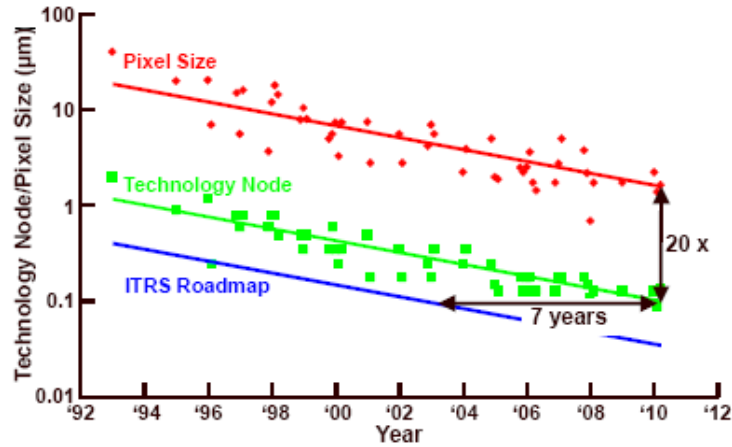


Figure 1-29. Evolution des tailles de pixel avec le temps, rapportée à l'évolution des nœuds technologiques CMOS [THE11]

Cependant, les tailles de pixels, avoisinant 1.4 et 1.1 μm en 2011/2012, commencent à être critiques notamment par rapport à deux aspects:

- la collection de photons, dont la quantité ne cesse de se réduire avec la surface du pixel. Le rapport signal à bruit est alors détérioré par l'influence croissante du bruit de grenaille photonique [CAT05]. Une solution consiste à augmenter le temps d'intégration mais elle présente l'inconvénient de rendre le capteur extrêmement sensible au tremblement [XIA09] et provoque une réduction importante de la résolution spatiale. Des systèmes de stabilisation de l'image très coûteux sont alors requis.
- le phénomène de diffraction (Tache d'Airy), limitant la résolution maximale de l'image (déterminée par le théorème de Nyquist-Shannon), induit par le passage de la lumière au travers de l'ouverture du module [CAT05].

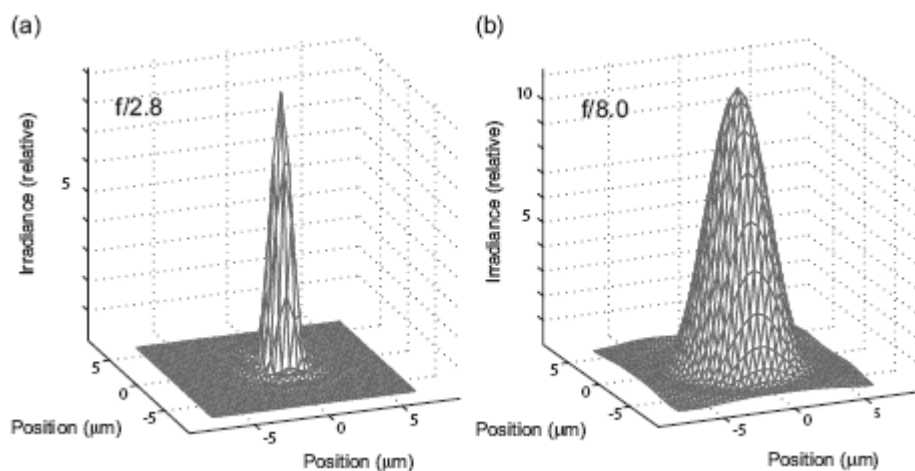


Figure 1-30. Impact de la diffraction pour différentes ouvertures numériques (f/D) [CAT05]

Des travaux récents sur des tailles de pixels de 0.9 μm [ITO09] ont montré qu'une logique de développement respectant la loi de Moore reste faisable. Cependant, les sacrifices optiques à payer,

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

notamment au travers de la réduction du rapport signal à bruit, restent réellement critiques pour poursuivre une stratégie axée principalement sur la résolution. A l'avenir, le champ libre est laissé à l'élaboration d'architectures innovantes de pixels, répondant à un besoin d'amélioration des performances.

1.2.7 Le développement technologique des architectures de pixel

1.2.7.1 L'évolution des photodiodes

1.2.7.1.1 Des diodes planaires à profondes

Les photodiodes pincées dites « planaires » ont une bonne capacité de collection dans les longueurs d'ondes du bleu et du vert. En revanche, les porteurs photo-générés par les longueurs d'onde du rouge ont deux directions préférentielles :

- Vers la photodiode du pixel étudié : le mécanisme de collection n'est pas perturbé.
- Vers le pixel voisin : on parle alors de diaphotie électrique.

Le mécanisme physique décrivant les phénomènes de collection dans la photodiode est décrit par l'équation de diffusion en présence d'un flux lumineux [SZE81]. Une manière simple de contrer ces mouvements de diffusion est d'imposer un champ électrique interne dans chaque structure pour guider les charges vers la zone de collection. Plusieurs propositions de diode ont été suggérées dans la littérature [PRI09]:

- en étendant en profondeur une partie faiblement dopée N de la diode. La difficulté réside dans le fait que la zone N en profondeur doit être également « épinglée » en potentiel.
- en générant des gradients de dopage de type P sur toute l'épaisseur d'épithaxie afin de créer un gradient de potentiel.

Ces deux types d'architecture rentrent dans la catégorie des diodes « profondes » car leurs structures internes de potentiel sont aménagées pour mieux conduire les charges de la profondeur du substrat vers la zone de stockage en surface. Elles constituent donc une solution intéressante pour réduire les phénomènes de diaphotie électrique tout en gagnant en efficacité de collection.

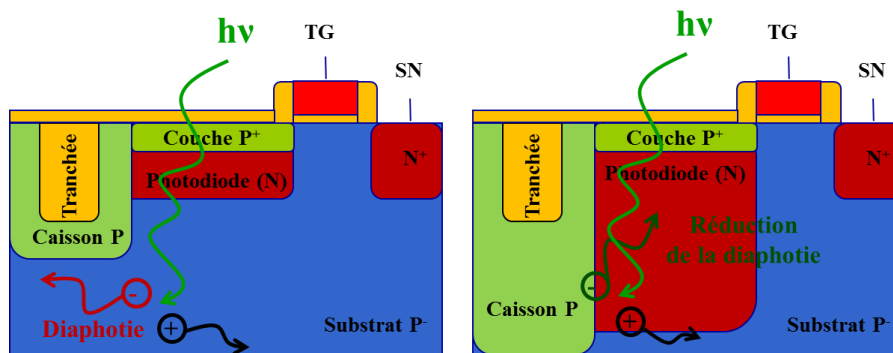


Figure 1-31. Illustration du problème de diaphotie électrique pour les photodiodes planaires à comparer aux diodes profondes

1.2.7.1.2 L'isolation par tranchées profondes

Une autre solution pour annihiler les problèmes de diaphotie électrique entre pixels adjacents est l'ajout d'une barrière physique par l'intégration de tranchées profondes [TOU11]. Elles permettent alors d'obtenir une excellente capacité de collection sur les quatre plans couleurs étudiés. D'autre part, elles jouent également le rôle de guide d'onde dans le substrat grâce à la différence optique entre le silicium ($n=1.5@λ=532nm$) et l'oxyde de silicium ($n=4@λ=532nm$). Cette particularité permet alors d'obtenir de très bonnes performances angulaires par rapport à des capteurs intégrant des pixels à

1.2. De l'imagerie

tranchées peu profondes. En revanche, l'ajout de ces tranchées augmente de manière importante la surface d'oxyde avoisinant la photodiode. Un soin particulier doit donc être apporté à la maîtrise du courant d'obscurité par le biais du dopage et de la densité d'état le long de l'interface Si/SiO₂ (par optimisation des recuits hydrogénés).

Un autre avantage est la protection induite contre les effets d'étalement. En effet, dans le cas d'une photodiode saturée, le chemin préférentiel d'évacuation des charges passe par le nœud de lecture (qui est en remise à zéro permanente lors de l'intégration).

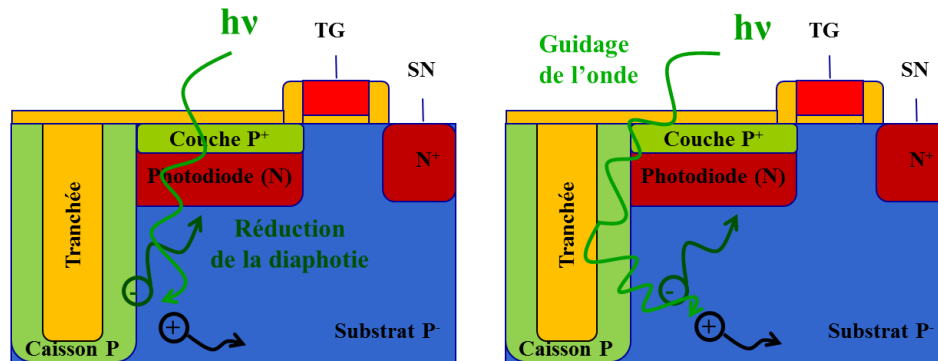


Figure 1-32. Avantages des tranchées profondes

1.2.7.2 La course à la sensibilité : de la face avant à la face arrière (FSI à BSI)

1.2.7.2.1 L'évolution des empilements en face avant

Avec la réduction de surface du pixel, il devient primordial de trouver des techniques de plus en plus raffinées pour garder un rapport signal à bruit le plus important possible. Or, les capteurs CMOS ont constamment hérité des solutions proposées par leurs technologies cœur, dont notamment les technologies et procédés pour réaliser des interconnexions de plus en plus denses (diminution de la largeur des lignes de métal). Ces structures n'ont initialement pas été conçues pour permettre un passage optimal de la lumière. On y trouve notamment des couches nitrurées responsables de réflexions parasites.

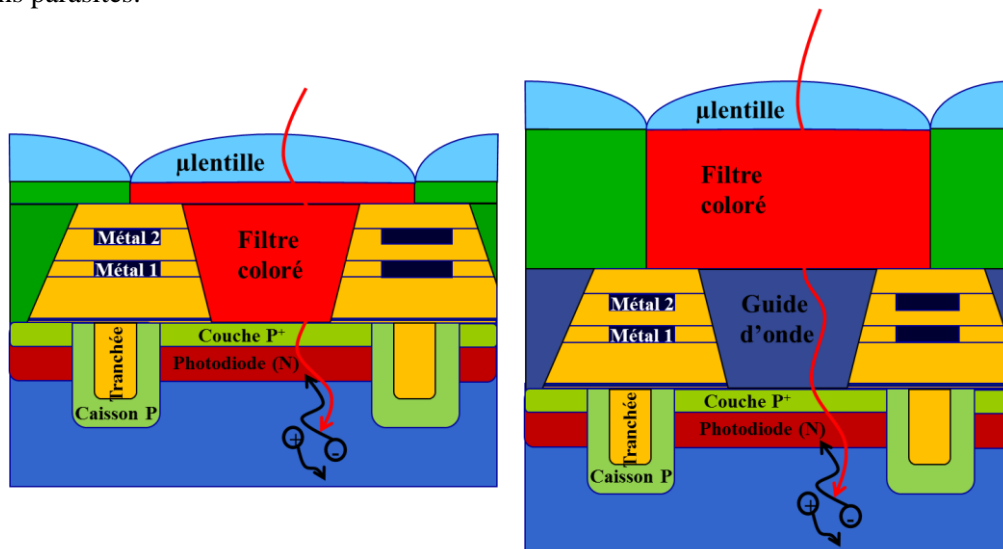


Figure 1-33. Illustration d'architectures en face avant : (a) réduction de l'épaisseur et (b) ajout d'un guide d'onde

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

Une réadaptation spécifique aux besoins de l'imagerie est devenue indispensable avec notamment l'introduction de cavité et de microcavité au-dessus de la photodiode. Les performances optiques de ces cavités sont ensuite optimisées par minimisation de la hauteur (remplissage par les filtres colorés [FON11]) ou par l'ajout de matériaux d'indices optiques faibles, permettant la réalisation d'une structure dite « de guide d'onde » ([HSU04]-[LEE11]). L'objectif de ces structures répond au moins à l'un de ces deux besoins:

- la minimisation de la diaphotie optique, expliquée par la réduction des réflexions multiples le long des lignes de métaux (valable pour les deux solutions).
- un gain au niveau du coefficient de transmission des couches supérieures et un meilleur confinement des ondes lumineuses (cas du guide d'onde).

1.2.7.2.2 L'optimisation de l'empilement en face arrière

Pour les pas de pixels les plus faibles, les technologies d'optimisation de couches en face avant ne suffisent plus. A cet effet, une nouvelle approche d'éclairage en face arrière a été proposée, dans laquelle le substrat passe par une phase d'amincissement et de collage sur un renfort. Au final, le capteur bénéficie d'une couche anti-réfléctive optimisée pour avoir un maximum de transmission dans les longueurs d'onde du vert. Cette solution reste, de loin, la meilleure pour augmenter significativement l'efficacité quantique de capteurs CMOS [LEE11].

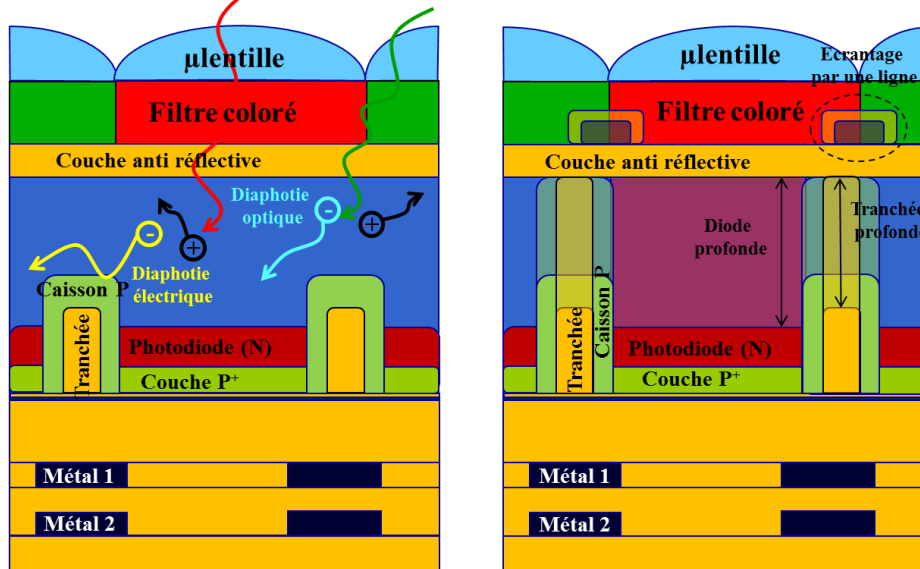


Figure 1-34. Présentation d'un capteur éclairé en face arrière et solutions aux présentes limitations

Les architectures en face arrière sont potentiellement plus sensibles vis à vis de la diaphotie optique et électrique. La première est solutionnée par l'ajout d'une simple ligne de métal en guise d'écran. La deuxième peut être optimisée par l'intermédiaire de diodes profondes ou de tranchées profondes.

1.2.8 Pixel de type P: une perspective pour les environnements ionisants

Le pixel de type P a répondu à un besoin exprimé en 2008 par Kodak d'adresser le secteur de l'imagerie mobile, pour les raisons qui ont été énoncées précédemment (réduction de la diaphotie électrique, du bruit de lecture et du courant d'obscurité). La portabilité de cette technologie, pour des applications grand public, sera amplement discutée dans le chapitre 5. Toutefois, les propriétés bénéfiques des charges positives (stockées dans les diélectriques) sur le pixel laissent entrevoir la possibilité d'utiliser ce capteur sous environnement ionisant. Cette thèse propose donc de vérifier l'immunité de cette technologie face aux effets d'ionisation. Les industriels du domaine sont par ailleurs fortement sensibilisés à ce type de problématique. Par exemple, une étude, menée sur plusieurs

1.3. Aux radiations ionisantes

étapes de gravure plasma, a montré une très forte sensibilité des imageurs CMOS (dégradation du courant d'obscurité) face aux phénomènes d'ionisation des diélectriques [CAR11]. D'autres ont pris le parti, pour des technologies éclairées en face arrière, de modifier la nature des matériaux de la couche anti-réfléctive (HfO_2). Le but recherché est d'immuniser les pixels de type N en inversant la nature de la charge piégée, ici les électrons ([FON11], [AND09]).

La suite de ce chapitre est donc dédiée à la description des différents environnements ionisants, classés en fonction de l'application, et des dégradations sous-jacentes dans les matériaux et les dispositifs étudiés.

1.3 Aux radiations ionisantes

1.3.1 La classification des environnements

Les environnements, ciblés dans cette étude, sont d'abord déterminés par le type de radiations émises. Elles doivent en premier lieu être suffisamment énergétiques pour venir ioniser les matériaux présents dans nos composants, qui sont au nombre de trois : le silicium et, surtout, l'oxyde de silicium et le nitrure. Leurs énergies de bande interdite sont situées respectivement autour de 1.2, 8.9 et 5 eV. Plusieurs catégories de rayonnement sont identifiées comme potentiellement ionisantes :

- Les rayonnements ultra-violet. Ils sont situés environ entre 3 et 9 eV pour les UV proches et jusqu'à 250 eV pour les UV extrêmes [ATT99]. La gamme de rayonnement étudié est issue de mécanismes de désexcitation d'atomes instables présents dans les plasmas [ISH03].
- Les rayonnements X. Ils vont au-delà des énergies relatives aux UV jusqu'à quelques MeV. Ces rayonnements se produisent lors de transitions électroniques ou par freinage d'un faisceau d'électrons (Bremsstrahlung) [LAN02].
- Les rayonnements gammas. Ils sont inclus dans la gamme d'énergie de 100 keV jusqu'à quelques 100 GeV. Leurs mécanismes d'émission viennent de transitions nucléaires. Aussi, ces radiations sont, en général, plus énergétiques que les rayons X, sauf sur une faible plage pour laquelle un recouvrement est observé (où des transitions électroniques libèrent des photons plus énergétiques que certaines transitions nucléaires) [ANN07].

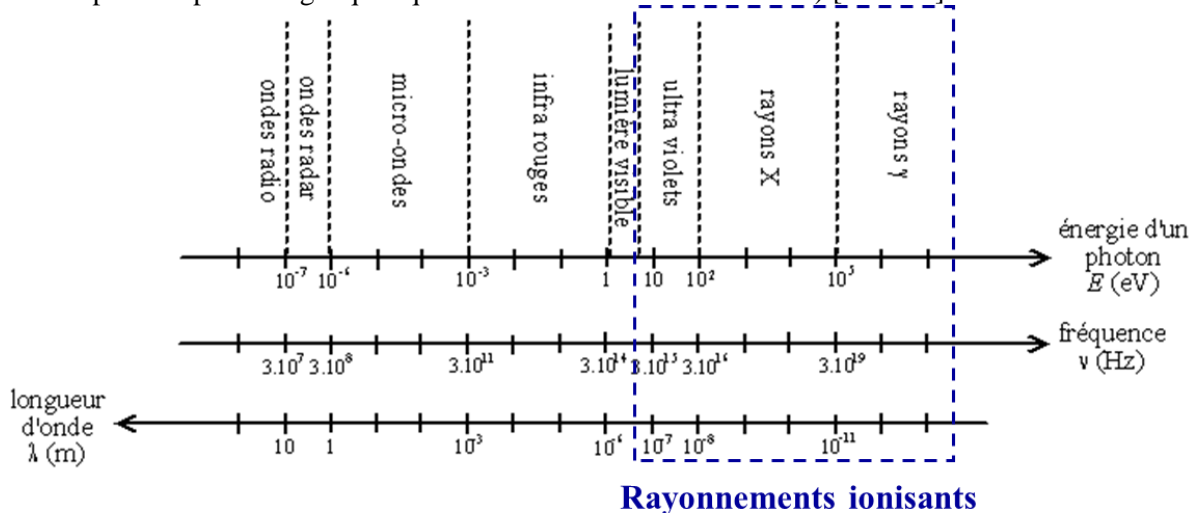


Figure 1-35. Place des rayonnements ionisants dans le spectre électromagnétique complet [RAY]

On peut également mentionner l'effet de particules chargées (protons, ions lourds) qui peuvent conduire également à un phénomène d'ionisation [BLA73]-[HAL57]. Ceux sont principalement des effets de diffusion coulombienne des particules sur les électrons de valence du matériau qui produisent cet effet.

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

Ces rayonnements se trouvent respectivement dans les environnements cités ci-dessous:

- la salle blanche, qui génère des rayons UV par les procédés de gravure plasma [ISH03]-[CAR11].
- l'environnement médical [LAN02], qui utilise en majorité des sources de rayonnement X dans plusieurs techniques d'imagerie comme la radiographie, le scanner X, la tomographie ou encore l'absorption biphotonique.
- l'environnement spatial, pour des missions d'observations en orbite ou d'exploration planétaire. Sa particularité est son extrême complexité et variabilité dans le temps. Sa composition varie aussi bien suivant l'orbite étudiée que le temps, principalement à cause des phénomènes suivants [PEL12]:
 - Les vents solaires, flux de plasma permanent, constitués principalement de protons et d'électrons. Ces particules sont issues de l'agitation thermique au sein de la couronne solaire.
 - Les éruptions solaires, produisant une éjection épisodique et massive de protons et de photons X. Elles se déclenchent suite aux perturbations de champ magnétique dans le soleil.
 - Les ceintures de radiation, dites « de Van Allen », sont des zones de confinement, induites par le champ magnétique terrestre, des particules chargées. Elles sont constituées de deux ceintures dont la première à basse altitude constituée de protons et la deuxième à haute altitude constituée d'électrons.
 - Le rayonnement cosmique, en provenance des confins du système solaire. Sa composition est en grande partie à base de protons (83%) et d'hélium (13%).
 - Les rayonnements secondaires : rayonnements X générés principalement par le freinage des électrons dans la haute atmosphère.
- l'environnement nucléaire, dans le cadre du démantèlement de centrale ou la surveillance de zones à risque. Il implique principalement plusieurs mécanismes de désintégration [REI84]-[ANN07]:
 - α , émission par un atome radioactif d'un atome d'hélium
 - β , émission d'un électron dans le cas d'un noyau instable à excès de neutrons (β^-) ou d'un positron pour un noyau à excès de protons (β^+).
 - γ , désexcitation d'un noyau par l'émission d'un rayon gamma.

Tableau 1-1. Tableau récapitulatif des différents environnements ionisants [ISH03] (UV)-[LAN02] (Médical)-[STA88]-[HOL94]-[BOU96]-[BAR97]-[BOU04]-[LAN04]-[PEL12] (Spatial)-[REI84] (Nucléaire)

Environnements	Techniques	Constituants et caractéristiques de l'environnement
En salle blanche	Gravures plasma	Rayons UV (3 à 9 eV)
Médicaux	Radiographie, Scanner X, Tomographie, absorption biphotonique à rayons X	Rayons X (10 eV à 10 MeV)
Spatiaux	Observations géostationnaires, missions d'exploration	Protons (du keV au TeV), électrons (du keV au TeV), particules lourdes (jusqu'à qqs TeV) et rayons X (10 eV à 10 MeV)
Nucléaires	Démantèlement de centrale, surveillance de zones à risque	Rayons α (He), β (e^- ou e^+) et/ou γ (100 keV à 100 GeV)

1.3.2 Les effets de dose ionisante sur la matière

1.3.2.1 Effet d'un rayonnement ionisant sur la matière

Un photon fortement énergétique, arrivant sur un matériau de numéro atomique Z , est soumis à différents types d'interactions, suivant sa valeur. Ces effets sont représentés à la Figure 1-37 et classés par énergie de radiation croissante [REI84]:

- L'effet photoélectrique dans les matériaux semi-conducteurs, dont il était question au début du chapitre. Toute radiation d'énergie supérieure à la valeur de la bande interdite du matériau est concernée. L'excédent d'énergie est transmis à l'électron photo-généré. Ce mécanisme est souvent dominant pour les faibles énergies.
- L'effet Compton. Il intervient pour des électrons faiblement liés au noyau et des photons fortement énergétiques, dont l'impulsion p , exprimée en 1-16, devient suffisamment forte pour interagir avec la matière par des mécanismes de collision.

$$p = \hbar k \quad 1-16$$

L'énergie du photon incident est ainsi utilisée partiellement pour l'extraction d'un électron, appartenant à un atome du réseau. Après collision, l'électron est ensuite relâché dans la bande de conduction. Le photon incident repart dans une direction θ avec une perte d'énergie correspondante à l'énergie nécessaire pour extraire l'électron et l'énergie cinétique transmise. Le processus relatif à l'effet Compton est décrit pour un électron au repos à la Figure 1-36.

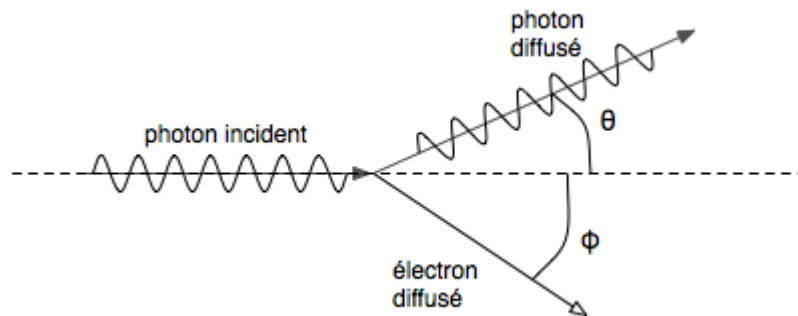


Figure 1-36. Illustration de l'effet Compton entre un électron au repos et un photon

- La création d'une paire électron-positron. Lorsque l'énergie du photon incident est très élevée (supérieure à 1.022 MeV), celui-ci peut amener en interagissant avec la matière à une pure conversion énergie-masse par l'apparition d'une paire électron-positron. L'excédent est partagé équitablement, sous forme d'énergie cinétique, par les deux particules créées. Dans les matériaux semi-conducteurs, la densité d'électrons étant suffisamment importante, la durée de vie d'un positron reste extrêmement faible (10^{-8} s). Il se recombinera donc avec un électron environnant pour réémettre deux photons de rayonnement 0.511 MeV. Le bilan final de ce mécanisme aboutit donc à la création d'un électron et d'un trou.

Tous les mécanismes cités précédemment mènent à la génération systématique d'une paire électron-trou dans un matériau semi-conducteur. Pour définir le dépôt d'énergie ionisante dans le matériau, une unité homogène à des eV.kg^{-1} a été introduite : le Gray (Gy) ou anciennement le Rad (rad). Cette grandeur est appelée Dose Ionisante Cumulée (TID en anglais pour Total Ionizing Dose). Il est à noter qu'elle doit être associée à un matériau donné à cause de la dépendance induite par la densité du matériau. Les sources de ^{60}Co utilisées pour cette étude émettent deux raies d'énergies respectives 1.17 et 1.33 MeV. Ces énergies sont significatives d'effet Compton dans les matériaux de type Si et SiO_2 [PEL12]. L'énergie réémise reste incluse dans la gamme des rayons gammas. Par ailleurs, l'énergie

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

nécessaire à l'extraction d'un électron par ce mécanisme a été évaluée autour de 17 eV [OLD03]. Les électrons eux-mêmes récupèrent également une quantité d'énergie importante qui leur procure un fort potentiel ionisant [OLD83], dont nous discuterons les conséquences dans le paragraphe suivant.

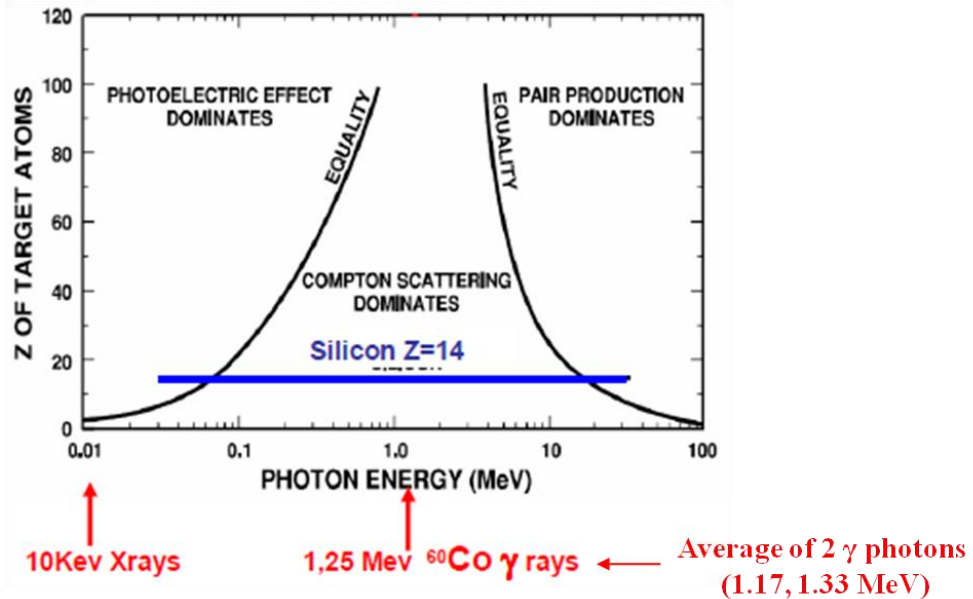


Figure 1-37. Classification des interactions rayonnement-matière en fonction du couple (Z, E) [PEL12]

1.3.2.2 Notion de rendement d'ionisation

La paire électron-trou photo-générée est ensuite amenée à se disperser ou se recombiner. Un indicateur appelé « rendement d'ionisation », permet d'estimer la quantité de charges normalisée échappant à une recombinaison immédiate. Ce terme, présenté à la Figure 1-38, augmente sous l'action des champs électriques (de l'ordre du $\text{MV}\cdot\text{cm}^{-1}$), qui dispersent dans des sens opposés les deux types de charges. Quelque soit le rayonnement utilisé, l'ensemble des courbes présente les mêmes tendances avec l'augmentation du champ électrique.

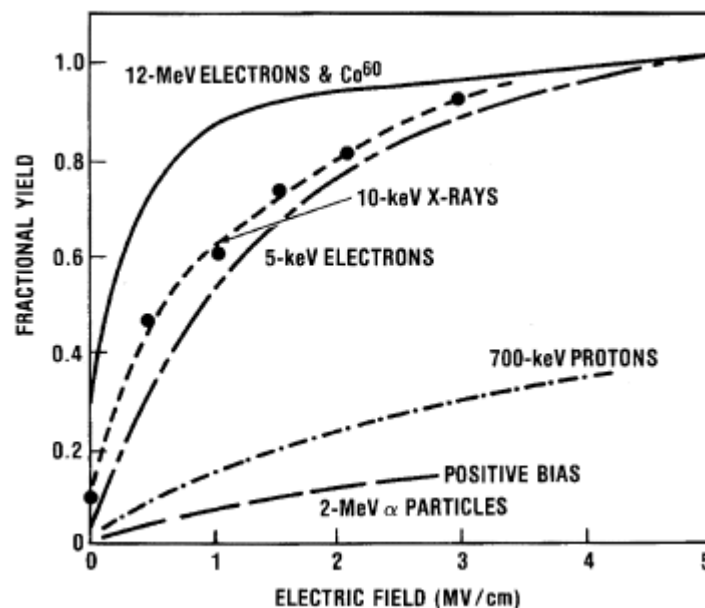


Figure 1-38. Courbe de rendement d'ionisation pour différents type de rayonnement en fonction du champ électrique en présence [OLD03]

1.3. Aux radiations ionisantes

Une étude, établie sur des plages d'énergie couvrant les rayonnements X aux gammas, a montré que, même pour des doses ionisantes identiques, la génération des défauts, dans l'oxyde de silicium, restent quantitativement différentes [DOZ81], notamment en raison des écarts de rendement de fractionnement en champ nul constatés sur la Figure 1-38. Ces rendements sont d'abord déterminés par la valeur énergétique moyenne des électrons secondaires émis. Plus elle augmente (ce qui est le cas en augmentant l'énergie des photons) et plus les paires électron-trou ont des chances d'échapper à des recombinaisons [OLD83]. D'autre part, les rayons X ont la particularité d'être absorbés de manière différente en fonction du matériau. Cette différence de section de capture est responsable d'effet d'augmentation de dose, présenté à la Figure 1-39. Dans cet exemple, les matériaux voisins du SiO₂ génèrent plus d'électrons secondaires. Ces derniers ont un pouvoir ionisant qui est, en parti, communiqué à la frontière vers les matériaux à faible absorption (ici, le SiO₂). Ainsi, le dioxyde de silicium est en partie ionisé par ses voisins. Cet effet a une importance considérable sur des oxydes d'épaisseurs limitées [OLD83].

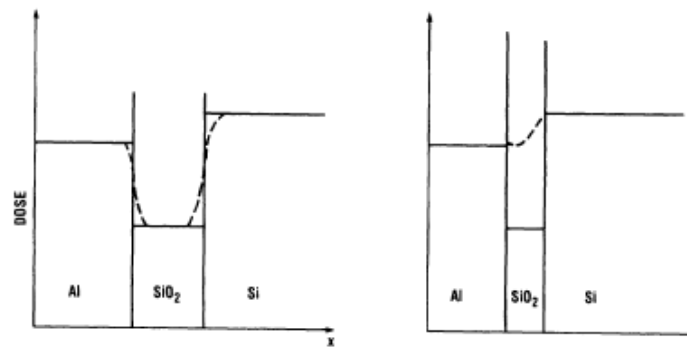


Figure 1-39. Effet d'amélioration de dose, suite à l'absorption d'un rayonnement X, sur des oxydes d'épaisseurs différentes [OLD83]

1.3.2.3 Mécanismes de transport dans les diélectriques et piégeage en surface

Après séparation, les deux charges auront des mécanismes de transport bien différents dans le SiO₂. D'une part, les électrons possèdent une mobilité très importante ($\mu_n \sim 20 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}$) [BAR09] et sont donc dispersés du matériau en quelques picosecondes [OLD03]. D'autre part, les trous sont extrêmement moins mobiles ($\mu_p \sim 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}$) en raison d'un mécanisme de transport par saut assisté par des pièges peu profonds. Un schéma illustratif de ces mécanismes de transport est présenté à la Figure 1-40.

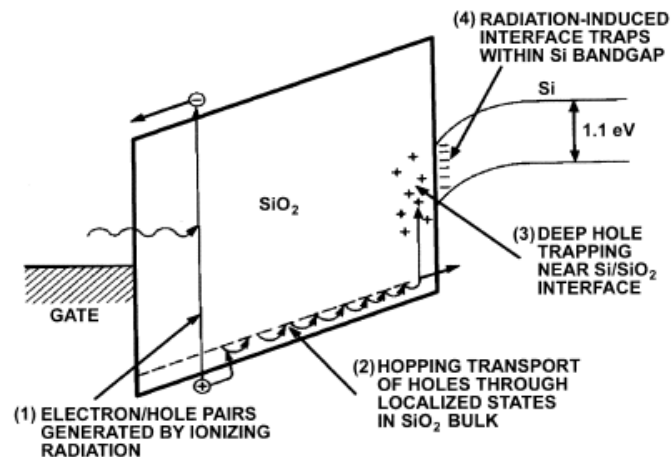


Figure 1-40. Représentation des différents mécanismes de transport et de piégeage des trous dans le SiO₂ [OLD03]

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

Durant le transport des trous, il est supposé que les mécanismes de recombinaison, impliquant des électrons, sont négligeables. Toutefois, cette hypothèse n'est pas systématiquement valide pour les forts débits de dose pour lesquels de grosses concentrations d'électrons circulent dans la structure. Ces effets sont notamment visibles lors d'irradiations à faibles débits de dose, où une dégradation importante a été constatée par rapport aux forts débits [BOC06]. A l'approche de l'interface Si-SiO₂, les conditions de fabrication du diélectrique font que sa structure est naturellement déficiente en oxygène. Les trous arrivant par sautillerment ont donc tendance soit à rompre une liaison Si-Si pour former des pièges profonds dit « frontaliers » ou centres E' ([FLE92]-[HUG03]-[OLD03]) soit à se recombiner à l'interface [BOE85], ce qui est le cas pour une majorité des charges. Une représentation des pièges profonds est proposée à la Figure 1-41.

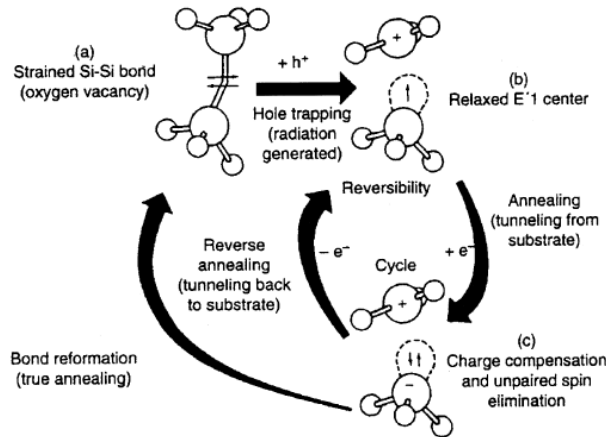


Figure 1-41. Structure des pièges dit « frontaliers » ou centre E' et de leur interaction avec le substrat [OLD03]

Après la capture d'un trou, ces pièges, constitués en doublets, sont chargés positivement et peuvent interagir de manière réversible par effet tunnel avec le substrat. Le cas d'interaction idéal représente la reformation complète de la liaison Si-Si. Ces mécanismes illustrent de manière globale l'effet de recuit à long terme des charges positives stockées dans les diélectriques.

1.3.2.4 Interaction des trous avec l'hydrogène dans le matériau

Parallèlement au piégeage de trous en bordure d'interface, d'autres interactions ont lieu avec des défauts en place dans le volume du diélectrique. Ces défauts mettent en jeu une liaison D-H, qui libèrent un proton H⁺ lors du passage d'un trou [RAS02]. Ces protons se déplacent par diffusion ou par l'intermédiaire des champs électriques jusqu'à l'interface. Un mécanisme réversible de passivation/dépassivation des liaisons pendantes par des atomes d'hydrogène, décrit par le schéma 1-17, a lieu sur place [RAS04].



1.3.3 Conséquence des effets de dose ionisante sur les dispositifs de la microélectronique

1.3.3.1 Les transistors MOS

1.3.3.1.1 Effet sur la tension de seuil

La réponse sous irradiation de la tension de seuil des transistors MOS, à oxyde épais, a été décrite dans la littérature ([BOE85], [OLD03]), notamment après exposition à des pulses radiatifs. Celle-ci évolue suivant quatre grandes étapes, illustrées à la Figure 1-42, et correspondant à:

1.3. Aux radiations ionisantes

- un premier fort décalage négatif, qui est induit par la densité de trous générée uniformément par l'impulsion.
- une remontée rapide, issue de la recombinaison d'une grande partie des charges à l'interface, suite au mécanisme de sautillerment expliqué précédemment. Il se produit donc une première étape de recuit dite « court terme » et dont la durée est extrêmement dépendante de la température, du champ électrique, de l'épaisseur ou des procédés de fabrication d'oxyde.
- un autre type de recuit dit « long terme » intervient lorsque les trous sont capturés par les pièges profonds et frontaliers de l'interface Si/SiO₂. Les charges sont ensuite recuites par un effet tunnel lent avec le substrat. Ce mécanisme peut s'étaler de quelques heures à plusieurs années.
- le phénomène de rebond (ou «super-recovery»), qui est expliqué par la diffusion des espèces hydrogénées (H⁺) venant dépasser les liaisons Si-H en surface (responsable d'une augmentation des états d'interface).

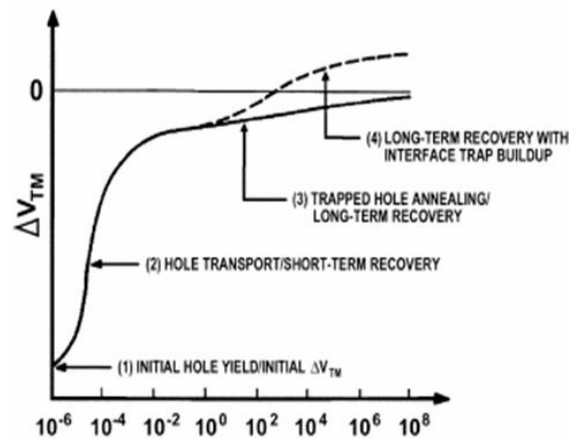


Figure 1-42. Evolution de la dégradation de la tension de seuil en fonction du temps

Les effets de seuil présentés sont applicables à des oxydes de grille épais ou à des oxydes de champs. En revanche, dès que l'épaisseur de grille devient inférieure à la dizaine de nanomètres (ce qui est le cas pour les technologies CMOS étudiées), les effets de dose ionisante ne sont plus un problème [BOE85]. En ce qui concerne les oxydes de champs, la partie suivante présente les différents enjeux.

1.3.3.1.2 Les tranchées d'isolation

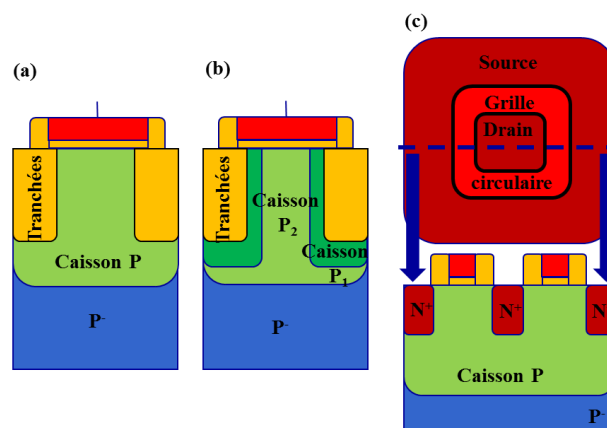


Figure 1-43. Illustration des différentes structures de transistors : classiques (a), à tranchées dopées (b) ou à grilles circulaires (c)

Les problématiques, liées aux tranchées d'isolation, ne se résument pas uniquement ici à l'étude d'une tension de seuil, excepté sur des structures de transistors dédiées [FAC08], où l'oxyde de champs est

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

utilisé comme oxyde de grille. En général, l'étude de la dégradation des oxydes de champs est basée sur la mesure des fuites induites par les transistors parasites latéraux [SHA98], [FAC05]. En effet, lors de l'irradiation, l'accumulation de charges positives révèle un chemin de conduction privilégié le long des tranchées. Le niveau de remplissage de la tranchée par rapport à celui de la partie active permet bien souvent de moduler ces effets par l'ajustement des valeurs de champs dans la tranchée [SHA98], [BRA99]. Ainsi, un effet de grille enrobante représente un pire cas alors qu'un suremplissage de tranchées permet d'éliminer la conduction parasite (mais représente un risque majeur de modification de la technologie). Plusieurs solutions sont alors présentées par:

- Durcissement des procédés, en ajoutant un dopage renforcé le long des tranchées [SHA98]. Toutefois, cette solution ne fait que retarder légèrement l'apparition du transistor parasite.
- Durcissement par dessin, en éloignant les sources et drains du bord de la tranchée [SHA98] ou en envisageant des structures à grille fermée dite « ELT » [ALE96].

1.3.3.2 Les capteurs d'images CMOS

1.3.3.2.1 Etude sur les pixels de type 3T

Les problématiques de tenue en dose ionisante de pixel 3T sont explorées depuis une bonne dizaine d'années dans [BOG00], [EID01], [DUL03], [BOG03], [HOP00], [HOP04], [GOI08], [BAT09], [GOI09B], [BEA10] et [GOI10A] et dans lesquels il est traité de la résistance en dose de la photodiode et des transistors intégrés au pixel. D'une part, la photodiode est sensible par rapport à la dose ionisante en raison du contact direct de sa zone de désertion avec un oxyde. La dégradation de cet oxyde entraîne une augmentation du courant d'obscurité moyen par un accroissement de la densité d'états d'interface dans les zones désertées et également une extension de la zone de désertion côté P, due à l'élévation des charges positives dans les diélectriques. Des solutions de durcissement de la photodiode par dessin sont proposées dans [GOI09B] en désalignant la photodiode traditionnellement arrêtée sur tranchées profondes, comme illustré à la Figure 1-44.

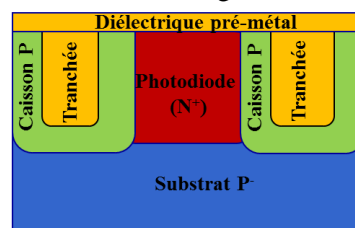


Figure 1-44. Le désalignement de la photodiode comme moyen de durcissement

Cette solution change radicalement la nature de l'oxyde sur lesquelles reposent les zones de charge d'espace (STI (Shallow Trench Isolation) contre PMD (Pre Metal Dielectrics)). Cela permet, en dépit d'une valeur de courant d'obscurité plus élevée avant irradiation, d'obtenir une meilleure tenue sous irradiation. Un jeu lié à la géométrie du pixel peut également être utilisé pour réduire l'aire de la surface désertée.

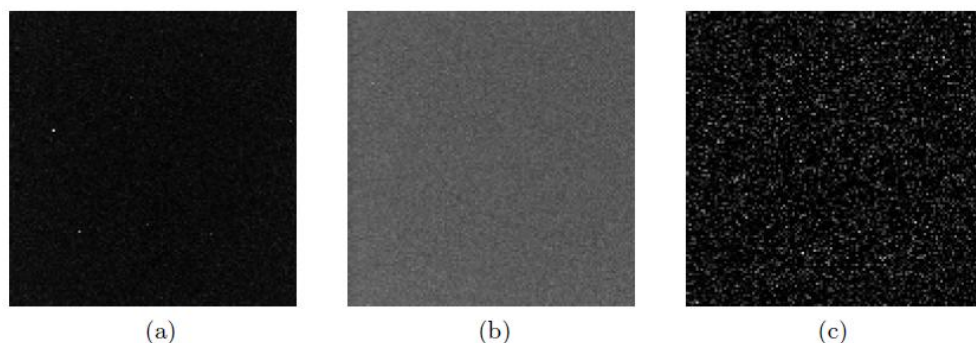


Figure 1-45. Illustration sur une image prise dans le noir (a) avant et après effets (b) de dose ionisante et (c) de déplacement [GOI10B]

1.3. Aux radiations ionisantes

Une partie des effets d'ionisation, impactant le courant d'obscurité, peut être également générée par le passage de particules ionisées (protons, ions lourds) suivant l'environnement ciblé. En effet, celles-ci induisent alors deux effets sur le courant. On observe, d'une part, une dégradation ionisante uniforme et, d'autre part, des défauts de déplacement, lors du passage de la particule dans le silicium, qui deviennent particulièrement actifs dans les zones désertées [VIR10]. Ce second point est responsable de l'apparition de non uniformité dans le capteur. La Figure 1-45 permet d'illustrer par plusieurs prises d'images dans le noir les effets de dose ionisante (b) et de déplacement (c). D'autres travaux ont également mis en évidence des non-uniformités spatiales (bord-centre) du courant d'obscurité après irradiation [HOP04]-[DRY10], et qui seraient vraisemblablement dues à des variations de procédés sur la puce.

Des mesures de sensibilités en fonction de la longueur d'onde ont également révélé des variations après une irradiation aux protons dans [HOP04] et pour des doses ionisantes au-delà de 100 krad(SiO₂), dans [GOI09B]. Ces variations sont imputées à l'augmentation de défauts à l'interface Si/SiO₂ supérieure de la photodiode, diminuant ainsi la sensibilité aux faibles longueurs d'onde [GOI10B] comme illustré à la Figure 1-46. Quant aux fortes valeurs de longueurs d'onde, elles peuvent être impactées par des défauts en volume, diminuant la durée de vie des porteurs (et de manière directe, la longueur de diffusion) et ainsi l'efficacité de collection de la diode.

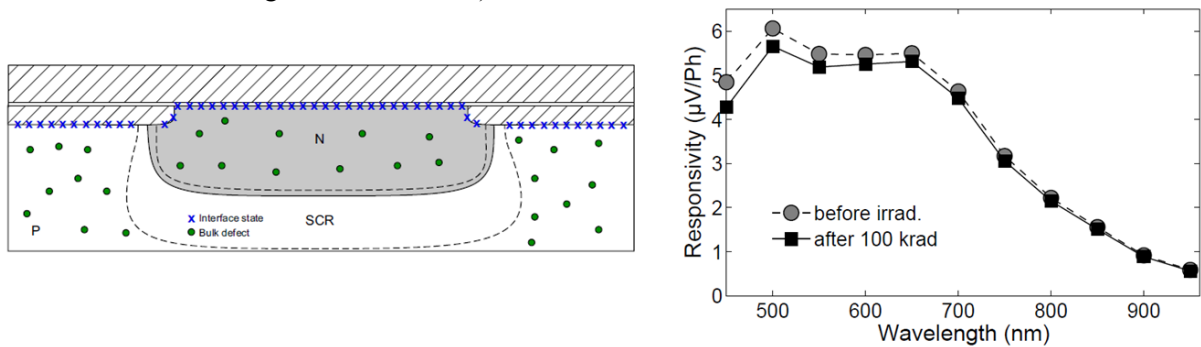


Figure 1-46. Illustration des défauts intervenants dans la réduction de la sensibilité lors d'une irradiation [GOI10B]

Une autre étude a mis en évidence l'apparition de défauts dans l'environnement des tranchées d'isolation durant l'irradiation [GOI11A]. Ces défauts ont des propriétés métastables lorsque ceux-ci sont en contact avec des zones désertées. Il en résulte un phénomène de bruit du type RTS au sein de la photodiode et spécifique aux pixels 3T.

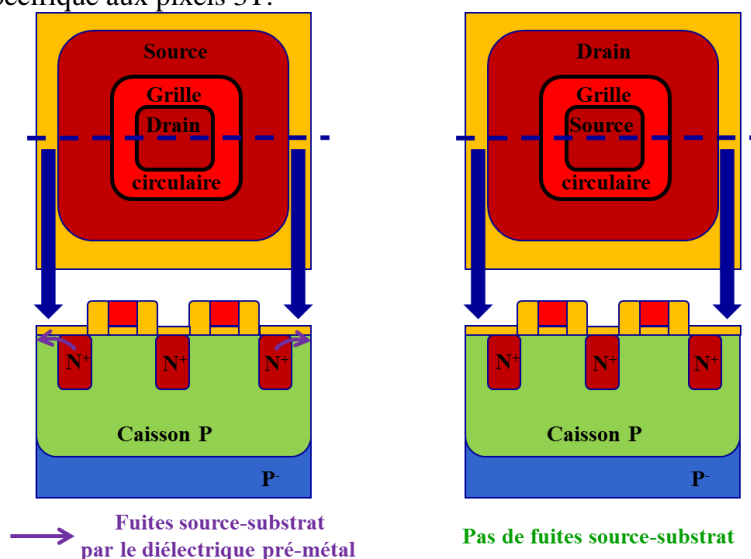


Figure 1-47. Illustration des fuites éliminées dans une structure à grille circulaire

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

Les problèmes de tenue des transistors sont étudiés avec une attention toute particulière sur le transistor de remise à zéro. Pendant l'irradiation, des fuites induites par ses tranchées sont souvent responsables d'une diminution de la gamme de tension lue en sortie du pixel. Plusieurs solutions ont été mises en avant dans [BOG00], [GOI09B] dont notamment l'usage de transistors à grille circulaire, permettant d'enrayer les fuites du canal. En revanche, cette configuration n'élimine en rien les fuites de la source vers le substrat (assistées par les charges dans le diélectrique pré-métal), si la source n'est pas entourée par la grille. Des exemples de réalisation de capteurs durcis aux radiations ont été présentés dans [BOG03], [HOP04] sans pour autant préciser le dessin associé au pixel.

1.3.3.2 Quelques études sur des architectures 4T

Les études sur des architectures à pixel 4T sont moins nombreuses et bien plus récentes [RAO08], [INN09], [COA10], [GOI12A], [GOI12B] et [TAN12]. Actuellement, ces études s'intéressent aux nouvelles propriétés de vieillissement induites par cette structure intégralement pincée par dopage. En effet, par rapport aux précédents dispositifs, elles présentent l'avantage de n'avoir aucune zone de désertion en contact avec un oxyde. La problématique principale est donc d'expliquer les dégradations du courant d'obscurité par des modèles n'étant plus uniquement basés sur la génération d'interfaces désertées [GOI10B]. Une comparaison directe de l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la dose ionisante pour les deux types de capteurs est présentée à la Figure 1-48:

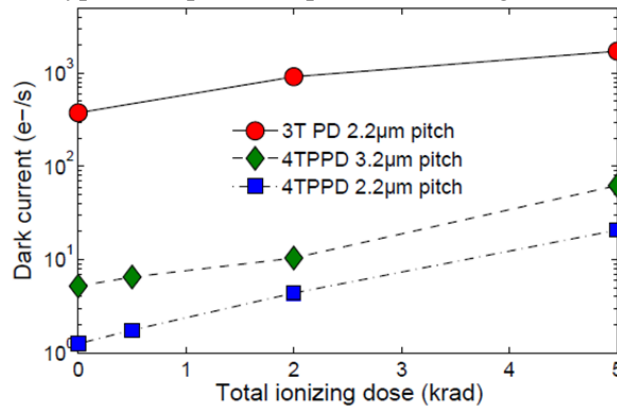


Figure 1-48. Comparaison de la dégradation du courant d'obscurité d'un capteur 3T et 4T [GOI10B]

Il a été observé, avant irradiation, une baisse du courant de plusieurs ordres de grandeur, en passant à des architectures de photodiode pincée. En revanche, la dégradation relative de ces dispositifs est apparue comme étant plus importante [GOI10B]. L'éloignement de la photodiode des interfaces est ainsi avancé comme une solution de durcissement par dessin [RAO08]. Cette discussion sera largement prolongée dans le chapitre 2. De plus, le transistor de remise à zéro n'a également plus d'impact direct sur l'intégration du courant d'obscurité. La raison principale est liée au séquencement des pixels 4T imposant une remise à zéro du nœud de lecture pendant l'intégration. Des études mettent en avant l'influence de fuites, au niveau de la grille de transfert, sur l'évolution du courant d'obscurité sous dose ionisante et proposent des solutions de durcissement par dessin [INN09], [QIA11]. Celles-ci restent néanmoins très contraignantes car elles nécessitent l'emploi de grilles circulaires, pour un ou plusieurs transistors (Grille de transfert et/ou transistor de remise à zéro) dans le pixel, qui sont des structures extrêmement encombrantes. Elles monopolisent donc une bonne partie de la surface photosensible du pixel et ne permettent pas l'obtention de gains de conversion très élevés, ce qui est pourtant un des principaux intérêts des architectures 4T [COA10].

L'ajout du double échantillonnage, permis par la structure des pixels 4T, a considérablement abaissé le niveau de bruit des capteurs en supprimant le bruit kTC [COA10] et toutes les sources de bruit RTS aux abords de zones désertées au sein de la photodiode [GOI11A]. Hormis la grille de transfert qui peut être en régime de désertion (dans ce cas, un bruit RTS de diode est mesurable [GOI11B]), les principales sources de bruit RTS ou « 1/f », avant ou après irradiation, sont induites par le transistor

1.4. Conclusion

suiveur [COA10]. Des solutions intéressantes d'implémentation d'un suiveur à canal enterré ont d'ailleurs été proposées pour limiter l'augmentation de ces bruits [CHE11].

L'étude de la sensibilité des pixels à photodiode pincée abouti également, comme pour les architectures 3T, à un abaissement de la capacité de collection de quelques pourcents pour les faibles longueurs d'onde pour des doses comprises entre 50 et 100 krad(SiO₂) ([RAO08], [GOI12B] et [TAN12]).

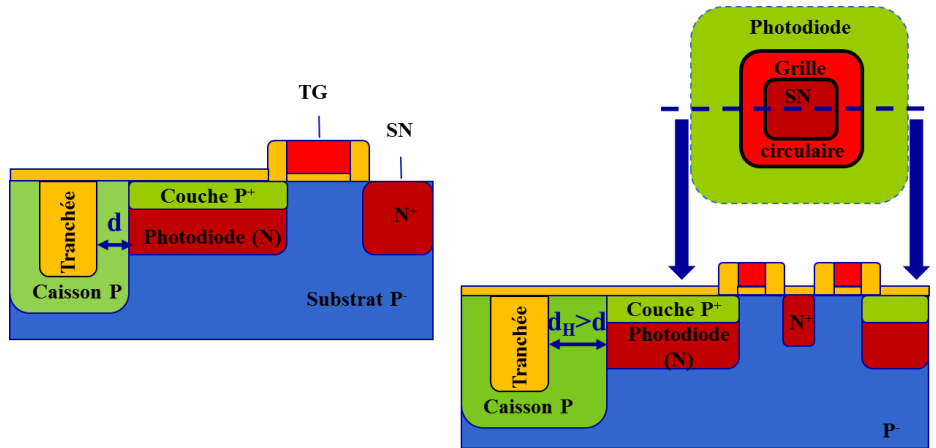


Figure 1-49. Illustration des propositions de durcissement de photodiode pincée

1.3.3.2.3 Le pixel de type P comme solution de durcissement par procédés

Au vu du précédent paragraphe, il n'existe aujourd'hui aucune solution de durcissement de photodiodes pincées qui ne dégrade pas quelques-uns des paramètres d'un capteur (comme par exemple le gain de conversion ou la sensibilité). L'étude proposée dans [BOG00], consistant à adapter un pixel 3T pour la collection de trous, permettait de résoudre le problème des fuites latérales par le remplacement de transistors NMOS en PMOS, qui ont la propriété d'être naturellement durcis face aux rayonnements ionisants [BAR09]. Néanmoins, la permutation des dopants sur la photodiode P⁺/N n'a montré aucun impact sur les performances du photo-détecteur sous irradiation.

Dans ce travail de thèse, nous proposons de transposer cet effort aux photodiodes pincées en les optimisant pour la collection de trous. Ainsi, en plus du durcissement naturel apporté par les transistors PMOS, nous espérons que l'effet d'accumulation des charges positives induit par l'irradiation aura un impact électrostatique positif sur la résistance de la photodiode pincée (contrairement à ce qui a été observé sur les pixels 3T). Ce concept reste radicalement différent de celui adressé dans [BOG00] dans le sens où nos attentes sont focalisées sur les performances de la photodiode sous irradiation, et particulièrement sur l'évolution du courant d'obscurité qui reste un des paramètres dérivant le plus sous irradiation.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les principes élémentaires de l'imagerie CMOS en partant de la vision d'ensemble d'un module jusqu'au principe physique régissant le fonctionnement d'un pixel. En mentionnant que la naissance des technologies CMOS a été influencée de l'expérience des CCD, la présentation du pixel de type P est un exemple intéressant démontrant que les solutions historiques peuvent parfois être remises en cause à bon escient. L'énoncé des principaux facteurs de mérite a permis de situer les grands enjeux des prochaines générations de pixels à petits pas, dont font bien évidemment partis les technologies à détection de trous. Cependant, ces dernières montrent également bien d'autres potentialités, notamment par rapport à des applications d'imagerie à grand pas en environnement ionisant. Les mécanismes de dégradation de ces environnements ont alors été détaillés

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

aussi bien au niveau des matériaux, des dispositifs mais également à l'échelle des capteurs d'images CMOS. Les solutions de durcissement, actuellement disponibles dans la littérature, ne permettent pas souvent l'obtention de capteurs ayant des performances électriques équivalents à des dispositifs non durcis. Le passage à la détection de trous apparaît donc comme une solution séduisante pour obtenir des capteurs à haute performance, celle-ci étant considérée comme une méthode de durcissement naturel par les procédés de fabrication.

Aussi, avant d'aborder la conception, la caractérisation (présentées dans le chapitre 3) et la validation de cette architecture sous environnement radiatif ionisant (développée dans le chapitre 4), il est extrêmement important de comprendre les mécanismes de génération du courant d'obscurité présents dans une structure de photodiode pincée. L'interface Si/SiO₂ étant le seul contributeur impacté par les effets de dose ionisante, le chapitre 2 est alors destiné à la modélisation du comportement de celle-ci aussi bien avant qu'après irradiation.

1.5 Bibliographie

- [ALE96] D. R. Alexander, "Design issues for radiation tolerant microcircuits for space", dans les cours de *Nuclear and Space Radiation Effects Conference*, Indian Wells, CA, Juillet 1996
- [ABE07] K. Abe et al., "Analysis of source follower random telegraph signal using nMOS and pMOS array TEG", dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, 2007
- [AGR07] G. Agranov et al., "Super small, sub 2 μ m pixels for novel CMOS image sensors", dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, 2007
- [AND09] T. Ando, Brevet, "Low dark current image sensor", Pub. No. US 2009/0230488 A1, Sony, 2009
- [ANN07] M. F. L'annunziata, "Radioactivity: introduction and history", Oxford-Amsterdam, Elsevier, 2007
- [ATT99] D. Attwood, "Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications", New York, Cambridge university press, 1999
- [BAR97] J. Barth, "Modeling space radiation environments", dans *IEEE NSREC Short Course*, 1997
- [BAR09] H. J. Barnaby et al., "Modeling ionizing radiation effects in solid-state materials and CMOS devices", dans *IEEE transactions on circuits and systems*, vol. 56, no. 8, pp. 1870-1883, 2009
- [BAT09] M. Battaglia et al., "A rad-hard CMOS active pixel sensor for Electron Microscopy", dans *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 598, pp. 642-649, 2009
- [BEA10] M. Beaumel et al., "Cobalt-60, Proton and Electron Irradiation of a Radiation-Hardened Active Pixel Sensor," dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol.57, no.4, pp.2056-2065, 2010
- [BLA73] D. Blanc, "Physique nucléaire", Masson, 1973
- [BLO07] M.M. Blouke, "Some Thoughts on Diffusion Dark Current", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Session 13, Ogunquit, 2007
- [BOC06] J. Boch et al., "Physical model for the low-dose-rate effect in bipolar devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 53, no. 6, pp. 3655-3660, 2006
- [BOE85] H. E. Boesch et al., "Hole transport and trapping in field oxides", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 32, no. 6, pp. 3940-3945, 1985
- [BOG00] J. Bogaerts et al., "Total dose effects on CMOS active pixel sensors", dans *Proceedings of SPIE Photonics West, San Jose*, 2000
- [BOG03] J. Bogaerts et al., "Total dose and displacement damage effects in a radiation-hardened CMOS APS", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 50, no. 1, pp. 84-90, 2003
- [BOU96] J. Bourrieau, J. P. David et L. Levy, "Environnement spatial", SUPAERO, 1996
- [BOU04] S. Bourdarie, "Space radiation environment", dans *Space radiation environment and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, ed, Toulouse, p.57-82, juin 2004

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

- [BRA99] F. T. Braddy et al., "A scaleable, radiation hardened shallow trench isolation", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 46, no. 6, pp. 1836-1840, 1999
- [BUR84] B. C. Burkey et al., "The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, vol.30, pp. 28- 31, 1984
- [CAR11] J. P. Carrere et al., "New mechanism of plasma induced damage on CMOS image sensor: Analysis and process optimization", dans *Solid-State Electronics*, vol. 65-66, pp. 51-56, 2011
- [CAT05] P. B. Catrysse et al., "Roadmap for CMOS image sensors: Moore meets Planck and Sommerfeld", dans *Proceedings of SPIE*, v. 5678, no. 1, pp.1-13, 2005
- [CHA07] C. Chang et al., "High sensitivity of dielectric films structure for advanced CMOS image sensor technology", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, pp. 207-210, 2007
- [CHE09] Y. Chen et al., "A CMOS image sensor with in-pixel buried-channel source follower and optimized row selector", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 56, no. 11, pp. 2390-2396, 2009
- [CHE11] Y. Chen et al., "X-ray radiation effect on CMOS imagers with in-pixel buried-channel source follower", dans *Proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, pp. 155-158, 2011
- [COA10] R. E. Coath et al., "A low noise pixel architecture for scientific CMOS monolithic active pixel sensors", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 57, no. 5, pp. 2490-2496, 2010
- [CRI09] R. Crisp, "Photon transfer analysis", dans www.narrowbandimaging.com
- [DUL03] W. Dulinski et al., "Radiation hardness improved CMOS sensors as particle detectors in high energy physics and medical applications", dans *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol.1, pp. 310- 314, 2003
- [DOM10] F. Domengie et al., "Impact on Device Performance and Monitoring of a Low Dose of Tungsten Contamination by Dark Current Spectroscopy", dans *International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, pp. 259-264, 2010
- [DOZ81] C. M. Dozier et al., "Effect of photon energy on the response of MOS devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 28, no. 6, pp. 4137-4141, 1981
- [DRY10] B. Dryer et al., "Gamma radiation damage study of 0.18 μ m process CMOS image sensors", dans *Proceedings of SPIE*, vol. 7742, 2010
- [EID01] E.-S. Eid et al., "Design and characterization of ionizing radiation tolerant CMOS APS image sensors up to 30 Mrd (Si) total dose", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 48, no. 6, pp. 1796-1806, 2001
- [ELG05] A. El Gamal et al., "CMOS image sensors", dans *IEEE circuits and devices magazine*, vol.21, no.3, pp. 6-20, 2005
- [FAC05] F. Faccio et al., "Radiation-induced edge effects in deep submicron CMOS transistors", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 52, no. 6, pp. 2413-2420, 2005

1.5. Bibliographie

- [FAC08] F. Faccio et al., "Total ionizing dose effects in shallow trench isolation oxides", dans *Microelectronics Reliability*, vol. 48, no. 7, pp. 1000-1007, 2008
- [FEL] T. J. Fellers et al., "CCD saturation and blooming", disponible sur <http://learn.hamamatsu.com/articles/ccdsatandblooming.html>
- [FLE92] D. M. Fleetwood, "Border traps in MOS devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 39, no. 2, pp. 269-271, 1992
- [FON11] R. Fontaine et al., "A review of the 1.4 μm pixel generation", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Hokkaido, 2011
- [FOS93] E. R. Fossum, "Active pixel sensors-Are CCD's dinosaurs?", *Charge coupled devices and optical sensors III*, dans *Proceedings of SPIE*, vol. 1900, pp. 2-14, 1993
- [FOS97] E. R. Fossum, "CMOS image sensors: electronic camera-on-a-chip", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol.44, no.10, pp.1689-1698, 1997
- [GOI08] V. Goiffon et al., "Total dose evaluation of deep submicron CMOS imaging technology through elementary device and pixel array behavior analysis", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 55, no. 6, pp. 3494-3501, 2008
- [GOI09A] V. Goiffon et al., "Multilevel RTS in proton irradiated CMOS image sensors manufactured in a deep submicron technology", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 56, no. 4, pp. 2132-2141, 2009
- [GOI09B] V. Goiffon et al., "Overview of ionizing radiation effects in image sensors in a deep-submicrometer CMOS imaging technology", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 56, no. 11, pp. 2594-2601, 2009
- [GOI10A] V. Goiffon et al., "Analysis of total dose-induced dark current in CMOS image sensors from interface state and trapped charge density measurements", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 57, no. 6, pp. 3087-3094, 2010
- [GOI10B] V. Goiffon et al., "Radiation damages in CMOS image sensors: testing and hardening challenges brought by deep sub-micrometer CIS processes", dans *Proceedings of SPIE*, vol. 7826, 2010
- [GOI11A] V. Goiffon et al., "Evidence of a novel source of random telegraph signal in CMOS image sensors", dans *IEEE electron device letters*, vol. 32, no. 6, pp. 773-775, 2011
- [GOI11B] V. Goiffon et al., "Investigation of dark current random telegraph signal in pinned photodiode CMOS image sensors", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2011
- [GOI12A] V. Goiffon et al., "Identification of radiation induced dark current sources in pinned photodiode CMOS image sensors", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. PP, no.99, pp.1-9, 2012
- [GOI12B] V. Goiffon et al., "Radiation effects in pinned photodiode CMOS image sensors: pixel performance degradation due to total ionizing dose", présenté à *IEEE NSREC 2012*, en cours de publication dans *IEEE transactions on nuclear science*

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

- [GUI97] R. M. Guidash et al., "A 0.6 μm CMOS pinned photodiode color imager technology", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp.927-929, 1997
- [GUN73] K. C. Gunsagar et al., "Performance and operation of buried channel charge coupled devices", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, vol.19, pp. 21- 23, 1973
- [HAL57] D. Halliday, "Introduction à la physique nucléaire", Dunod, 1957
- [HAN07] H. Han et al., "Evaluation of a small negative transfer gate bias on the performance of 4T CMOS image sensor pixels", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Session 12, Ogunquit, 2007
- [HAZ] K. L. Hazelwood et al., "Introduction in digital imaging in Microscopy-Part I: Basic imaging concepts", disponible sur <http://learn.hamamatsu.com/articles/microscopyimaging.html>
- [HOL94] A. Holmes et L. Adams, "Handbook of radiation effects", Oxford science publications, 1994
- [HOP93] I. H. Hopkins et al., "Random telegraph signals from proton-irradiated CCDs", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 40, no. 6, pp. 1567-1575, 1993
- [HOP00] G. R. Hopkinson, "Radiation effects in a CMOS active pixel sensor", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 47, no. 6, pp. 2480-2484, 2000
- [HOP04] G. R. Hopkinson et al., "Radiation effects on a radiation tolerant CMOS active pixel sensor", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 51, no. 5, pp. 2753-2762, 2004
- [HSU04] T. H. Hsu et al., "Light guide for pixel crosstalk improvement in deep submicron CMOS image sensor", dans *IEEE electron device letters*, vol. 25, no. 1, pp. 22-24, 2004
- [HUG03] H. L. Hughes et al., "Radiation effects and hardening of MOS technology: devices and circuits", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 50, no. 3, pp. 500-521, 2003
- [INN09] M. Innocent,, "A radiation tolerant 4T pixel for space applications", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Bergen, 2009
- [INO99] I. Inoue et al., "New low voltage buried photo-diode for CMOS imager", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp.883-886, 1999
- [INO03] I. Inoue et al., "Low-leakage-current and low-operating-voltage buried photodiode for a CMOS imager", dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 1, pp. 43-47, 2003
- [ISH80] Y. Ishihara et al., "CCD image sensor for single sensor color camera", dans *Proceedings of International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, vol.23, pp. 24- 25, 1980
- [ISH82] Y. Ishihara et al., "Interline CCD image sensor with an anti blooming structure", dans *Proceedings of International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, vol. 25, pp. 168- 169, 1982
- [ISH03] Y. Ishikawa et al., "Drastically reduced dark current by pulse time modulated plasma for precise micro lens fabrication in highly sensitive CCD image sensor", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2003
- [ITO09] K. Itonaga et al., "0.9 μm pitch pixel CMOS image sensor design methodology", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 1-4, 2009

1.5. Bibliographie

- [JAN01] J. R. Janesick, "Scientific charge-coupled devices", Bellingham, WA: SPIE, 2001
- [KRY05] A. Krymski et al., "Estimates for scaling of pinned photodiodes", dans *Proceedings of International Workshop in CCD and Advanced Image Sensor (IWCAIS)*, 2005
- [LAN02] O. E. Langland, R. P. Langlais et J. W. Preece, "Principle of dental imaging", 2nd edition, Baltimore-Philadelphia, Lippincott Williams & Wilkins, 2002
- [LAN04] P. Lantos, "The sun, the solar wind and their effects on earth's environment", dans *Space radiation environments and its effects on spacecraft components and systems*, Cepadues, ed, Toulouse, p.57-82, juin 2004
- [LEE11] K. Lee et al., "SNR performance comparison of 1.4 μm pixel: FSI, light-guide, and BSI", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Hokkaido, 2011
- [LEY06] C. Leyris et al., "Impact of random telegraph signal in CMOS sensors for low-light levels", dans *Proceedings of European Solid State Circuits Conference (ESSCIRC)*, pp. 376- 379, 2006
- [LEY07] C. Leyris et al., "Modeling of the temporal pixel to pixel noise of CMOS image sensors", dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, 2007
- [LI05] F. Li et A. Nathan, "CCD image sensors in deep ultraviolet: degradation behaviour and damage mechanism", Berlin Heidenberg New-York, Springer, 2005
- [LOU03] N. V. Loukianova et al., "Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors", dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 1, pp. 77-83, 2003
- [MCC92] W. C. McColgin et al., "Dark current quantization in CCD image sensors", dans *Proceedings of International Electron Device Meeting (IEDM)*, pp. 113-116, 1992
- [MEE61A] A. Meessen, "Théorie de l'effet photoélectrique des métaux", dans *Le journal de physique et le radium*, vol. 22, pp. 308-320, 1961
- [MEE61B] A. Meessen, "L'effet photoélectrique fondamental des semi-conducteurs et du Cs_3Sb ", dans *Le journal de physique et le radium*, vol. 22, pp. 472-480, 1961
- [MHE08] B. Mheen et al., "Negative offset operation of four-transistor CMOS image pixels for increased well capacity and suppressed dark current", dans *IEEE electron device letters*, vol. 29, no. 4, pp. 347-349, 2008
- [MOR04] M. Mori et al., "1/4-inch 2-Mpixel MOS image sensor with 1.75 transistors/pixel", dans *IEEE Journal of solid-state circuits*, vol. 39, no. 12, pp. 2426-2430, 2004
- [ODA83] E. Oda et al., "Blooming suppression mechanism for an interline CCD image sensor with a vertical overflow drain", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, vol.29, pp. 501- 504, 1983
- [OHK93] H. Ohki et al., "A 1/4-inch 250k pixel IT CCD image sensor", dans *IEEE Transactions on consumer electronics*, vol. 39, no. 3, pp. 392-397, 1993
- [OHT08] J. Ohta, "Smart CMOS image sensors and applications", Boca Raton: CRC press, 2008

Chapitre 1. L'imagerie CMOS en environnement radiatif ionisant

- [OLD83] T. R. Oldham et al., "Comparison of ^{60}Co response and 10 keV X-ray in MOS capacitors", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 30, no. 6, pp. 4377-4381, 1983
- [OLD03] T. R. Oldham et al., "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 50, no. 3, pp. 483-499, 2003
- [PAI05] B. Pain et al., "Excess noise and dark current mechanisms in CMOS imagers", dans *Proceedings of Workshop on CCDs and Adv. Image Sensors*, Karuizawa, 2005
- [PEL12] J. Pellish, "Single-event and total dose testing for advanced electronics", dans *IEEE NSREC Short Course*, 2012
- [PIM91] J. M. Pimbley et al., "The output power spectrum produced by correlated double sampling", dans *IEEE transactions on circuits and systems*, vol. 38, no. 9, pp. 1086- 1090, 1991
- [PRI09] J. Prima et al., "Improved colour separation for a backside illuminated image sensor with a 1.4 μm pixel pitch", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Bergen, 2009
- [QIA11] X. Qian et al., "Design of a radiation tolerant CMOS image sensor", dans *Proceedings of International Symposium on Integrated Circuits (ISIC)*, pp. 412- 415, 2011
- [RAO08] P. R. Rao et al., "Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to γ -irradiation", dans *Solid-State Electronics*, vol. 52, no. 9, pp. 1407- 1413, 2008
- [RAS02] S. N. Rashkeev et al., "Physical model for enhanced interface-trap formation at low dose rates", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 49, no. 6, pp. 2650-2655, 2002
- [RAS04] S. N. Rashkeev et al., "Effects of hydrogen motion on interface trap formation and annealing", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 51, no. 6, pp. 3158-3165, 2004
- [RAY] Figure extraite de l'article *Rayonnement électromagnétique* sur Wikipédia
- [REI84] J. M. Reid, "The atomic nucleus", Manchester-Dover: Manchester University press, 1984
- [SHA98] M. R. Shaneyfelt et al., "Challenges in Hardening Technologies Using Shallow-Trench Isolation", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 45, no. 6, pp. 2584-2592, 1998
- [STA88] E. G. Stassinopoulos et J. P. Raymond, "The space radiation environment for electronics", *Proceedings of IEEE*, vol. 76, no. 11, pp. 1423-1442, 1988
- [STE91] E. Stevens et al., "A large format 1280x1024 full frame CCD image sensor with a lateral-overflow drain and transparent gate electrode", dans *Proceedings of SPIE*, v 1447, pp. 274-282, 1991
- [STE08] E. Stevens et al., "Low-crosstalk and low-dark-current CMOS image-sensor technology using a hole-based detector", dans *Proceedings of International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, pp.60-595, 2008
- [SZE81] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices", 2^{ième} édition, NY: Wiley, 1981
- [TAK04] H. Takahashi et al., "A 3.9- μm pixel pitch VGA format 10-b digital output CMOS image sensor with 1.5-transistor/pixel", dans *IEEE Journal of solid-state circuits*, vol. 39, no. 12, pp. 2417-2425, 2004

1.5. Bibliographie

- [TAN12] J. Tan et al., “Analyzing the radiation degradation of 4-transistor deep submicron technology CMOS image sensors”, dans *IEEE sensors journal*, vol. 12, no. 6, pp. 2278-2286, 2012
- [TER82] N. Teranishi et al., “No image lag photodiode structure in the interline CCD image sensor”, dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, vol. 28, pp. 324-327, 1982
- [TER84] N. Teranishi et al., “An interline CCD image sensor with reduced lag”, dans *IEEE transactions on electron devices*, vol.31, no.12, pp. 1829- 1833, 1984
- [TIS08] C.-L. Tisse et al., “Does resolution really increase image quality?”, dans *Proceedings of SPIE*, v 6817, 2008
- [THE07] A. Theuwissen, “CMOS image sensors: state-of-the-art and future perspectives”, dans *Proceedings of European Solid State Device Research Conference (ESSDERC)*, pp. 21-27, 2007
- [THE11] A. Theuwissen, “Imagers getting worse, images getting better”, *Présentation à l’université de Stanford*, 2011, disponible à:
http://scien.stanford.edu/pages/SCIEN_Colloquia_Presentation_Material/Theuwissen.pdf
- [TOU11] A. Tournier et al., “Pixel-to-pixel isolation by deep trench technology: application to CMOS image sensor”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Hokkaido, 2011
- [TOS] Module de camera standard disponible sur le site de Toshiba à:
http://www.toshiba.com/taec/news/press_releases/2009/assp_09_560.jsp
- [VAN85] M. J. H. Van de Steeg et al., “A frame-transfer CCD color imager with vertical anti-blooming”, dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 32, no. 8, pp. 1430-1438, 1985
- [VIR10] C. Virmontois et al., “Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep sub-micron technology”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 57, no. 6, pp. 3101-3108, 2010
- [WAL72] R. H. Walden et al., “The buried channel charge coupled device”, dans *The Bell System Technical Journal*, pp. 1635- 1640, 1972
- [WHI74] M. H. White et al., “Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels”, dans *IEEE journal of solid-state circuits*, vol.9, no.1, pp. 1- 13, 1974
- [XIA09] F. Xiao et al., “Mobile imaging: the big challenge of the small pixel”, dans *Proceedings of SPIE*, v 7250, 2009
- [YAM09] H. Yamashita et al., “Analysis of dark current in 4-transistor CMOS imager pixel with negative transfer-gate bias operation”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Bergen, 2009
- [YAM11] H. Yamashita et al., “Dark noise in a CMOS imager pixel with negative bias on transfer gate”, dans *Proceedings of SPIE*, v 7875, 2011

Chapitre 2.

Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons d'abord présenter les différentes sources de génération identifiées dans un capteur d'images, dans lesquelles sont incluses les interfaces oxyde/silicium. Un modèle théorique de génération de charges aux interfaces sera proposé pour décrire une grande partie des configurations identifiées au sein d'un pixel. Cette modélisation du courant d'obscurité sera comparée à des mesures obtenues avant irradiation pour plusieurs types de procédés. L'extension de ce modèle sera alors envisagée pour des capteurs irradiés. En nous dotant de différentes techniques de surveillance de la dégradation, nous proposerons d'analyser des résultats de capteurs ou de structures de test irradiés pour tester la validité de ce modèle pour ces cas extrêmes. Le but de la modélisation a également pour objectif de comprendre l'intérêt des solutions de durcissement. Elle permettra surtout d'identifier les raisons qui font de la technologie à détection de trous une solution intéressante de durcissement par les procédés.

2.2 Rappel des différentes sources de courant d'obscurité et orientation de l'étude

L'historique, établi dans le chapitre 1, a mis en exergue quelques sources de courant d'obscurité. Ces dernières peuvent être optimisées par l'intermédiaire de différents procédés technologiques. Nous proposons alors d'associer, à chacune de ces sources, les leviers de procédés, de mise œuvre ou même les précautions associées pour les maintenir à un seuil acceptable.

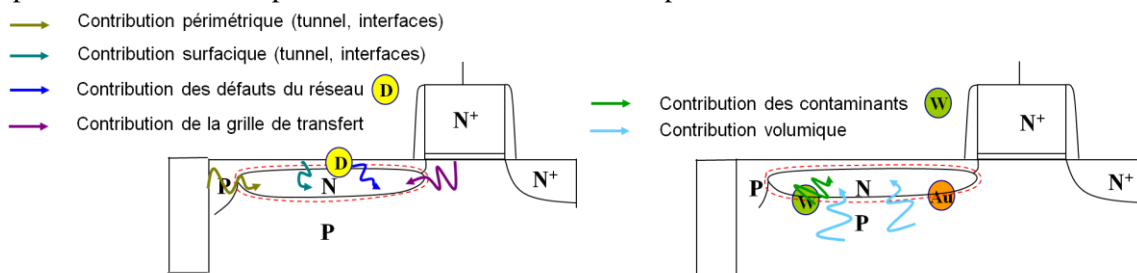


Figure 2-1. Description des sources de courant potentielles dans un pixel

On peut donc mentionner l'influence :

- des interfaces diélectrique/silicium autour de la diode [JAN01], qui apportent une contribution par le périmètre (par les tranchées) ou la surface (par l'oxyde supérieur). Celles-ci sont modulables par la densité de dopants à l'interface.
- du canal de la grille de transfert. Cependant, l'effet bénéfique du régime d'accumulation de trous permet une réduction significative du taux de génération [HAN07].
- des défauts du réseau [DUF10], modulables par les procédés d'implantation utilisés.
- du phénomène d'effet tunnel pur (dépendant uniquement du champ électrique E dans la jonction), ou assisté par les défauts au sein de la photodiode (relié au champs électrique E et la densité de défauts N_d) [LOU03]-[HUR92]-[DUF10]

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

- des porteurs générés par le substrat [BLO07] (contribution en volume).
- de la contamination métallique [MCC92]-[DOM10], qui intervient de manière discrète sur les non-uniformités de courant par pixel. La présence d'espèces métalliques est généralement très surveillée au niveau de certains ateliers (implantations, bains de nettoyage, etc...), ce qui permet de maintenir un seuil de contamination maximal acceptable par rapport aux performances attendues. L'impact sur la valeur moyenne est cependant considéré comme négligeable.

L'intégralité de ces sources figure dans la formule du courant d'obscurité ci-dessous sous la forme de composantes soit seules soit modulées par des paramètres géométriques (comme la surface (S) et le périmètre du pixel (P)) ou physiques (le champ électrique E, par exemple) :

$$I_{obs} = I_{surf} \cdot S_{photodiode} + I_{per} \cdot P_{tranchées} + I_{grille} (V_{grille}) \cdot P_{grille} + I_{substrat} \cdot S_{pixel} + I_{tunnel} (E, N_d) \quad 2-1$$

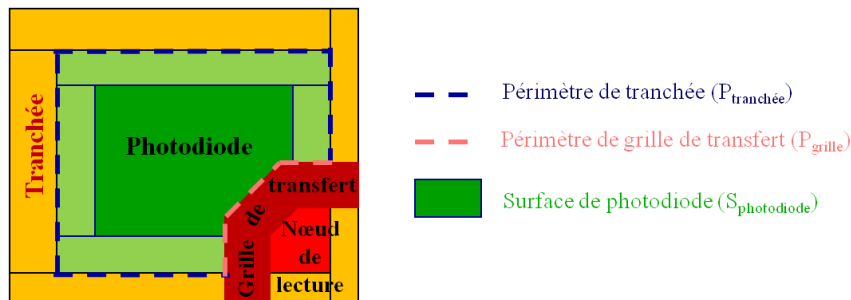


Figure 2-2. Récapitulatif des paramètres géométriques du pixel

Dans la suite de ce chapitre, des réponses seront apportées sur la composante du courant d'obscurité induite par les interfaces autour de la photodiode. Cela permettra d'expliquer une grande partie des données obtenues sur silicium aussi bien avant qu'après irradiation.

2.3 Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

2.3.1 Description du modèle SRH et développement du modèle

2.3.1.1 Définition de la théorie SRH

L'intégralité des études sur le courant d'obscurité est basée sur la théorie éponyme Shockley-Read-Hall, définie dans les années 1950. Elle présente le mécanisme de génération/recombinaison de charges par des défauts, présents dans le réseau [SHO52].

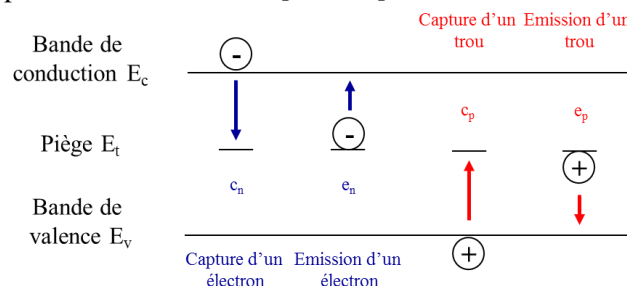


Figure 2-3. Relations d'échange des porteurs définies par la théorie SRH entre un défaut et ses bandes de valence et de conduction

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

Elle permet de décrire les relations, hors équilibre thermodynamique, d'échanges de porteurs, entre un défaut situé dans la bande interdite du silicium et les bandes de valence et de conduction, illustrées à la Figure 2-3. De plus, toutes les transitions énergétiques proposées par ce mécanisme sont assistées par phonons.

Il est défini en général quatre coefficients d'échange entre le piège concerné et les deux bandes avec les coefficients de capture des électrons (c_n), des trous (c_p) et les coefficients d'émission des électrons (e_n) et des trous (e_p). Le mécanisme qui met en jeux simultanément c_n et c_p traduit le phénomène de recombinaison d'une paire électron-trou. Celui lié à e_n et e_p représente la génération d'une paire électron-trou. Le taux de recombinaison par unité de volume U , donné par la statistique SRH [SZE81], est présenté à l'équation 2-2 :

$$U = \sigma_p \sigma_n v_{th} N_{défaut} \frac{np - n_i^2}{\sigma_n (n + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}) + \sigma_p (p + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \quad 2-2$$

Les différents paramètres présents dans l'expression sont $N_{défaut}$ la densité de défaut d'énergie E_t , v_{th} la vitesse thermique des porteurs, σ_p et σ_n les sections de capture des trous et électrons par le piège étudié, n et p la densité d'électrons et de trous dans la bande de conduction et de valence. Ce mécanisme, concernant tous les types de défauts, est généralisable aux défauts d'interface. La densité d'état d'interface par unité d'énergie $N_{it,E}$ est définie suivant un continuum dans la bande interdite. Le taux de de recombinaison rapporté par unité de surface U_S est donné à l'équation 2-3 :

$$U_S = \sigma_p \sigma_n v_{th} N_{it,E} \frac{n_S p_S - n_i^2}{\sigma_n (n_S + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}) + \sigma_p (p_S + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \quad 2-3$$

n_S et p_S représentent la densité d'électrons et de trous à l'interface.

Cependant, la littérature présente plusieurs formes de défauts suivant leur localisation physique. Dans le cas de défauts situés à l'interface Si/SiO₂, la dénomination souvent utilisée est centre P_b . Elle concerne l'intégralité des liaisons Si₃-Si, qui, pour des raisons essentiellement structurales, n'engage aucun doublet liant avec un atome d'oxygène. On dit que ces liaisons sont « pendantes ». En fonction de l'orientation cristalline du substrat, plusieurs types de centres P_b sont identifiables : P_{b0} sur des substrats (111) et (110) ou P_{b0} et P_{b1} sur des substrats (100) [POI89]. Ces liaisons sont souvent passivées durant le procédé de fabrication par des atomes d'hydrogène afin de limiter cette contribution. Le courant total généré ou recombinaison par l'interface est alors représenté par une intégration de toutes les contributions de ces pièges dans la bande interdite :

$$I_{int} = \int_0^{E_g} \sigma_p \sigma_n v_{th} N_{it,E} \frac{n_S p_S - n_i^2}{\sigma_n (n_S + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}) + \sigma_p (p_S + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}})} \cdot dE_t \quad 2-4$$

Un modèle de courant d'obscurité sera développé à partir de ce taux de recombinaison dans le paragraphe suivant.

2.3.1.2 Etablissement des équations de transport et développement du modèle

La formule, présentée en 2-4, décrit la quantité d'électrons générée à l'interface. Or, pour avoir une expression correcte du courant d'obscurité, il faut connaître le flux d'électrons recueilli aux bornes de la photodiode.

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

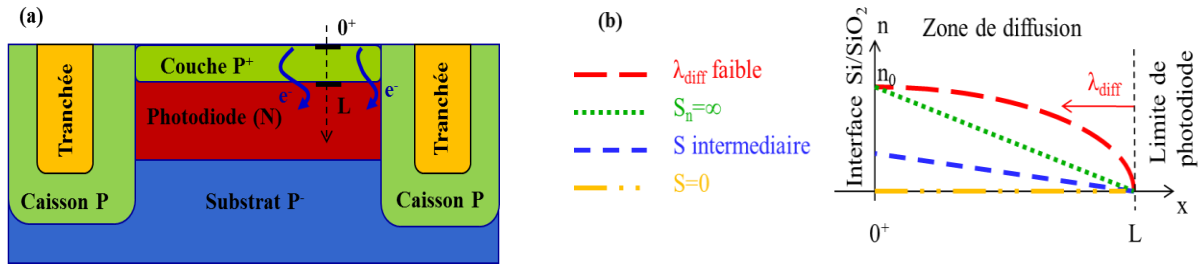


Figure 2-4. Illustrations (a) du transport des charges à l'approche de l'interface supérieure accompagné (b) de la répartition des porteurs dans cette zone

Cette dernière ne peut être déterminée que par la prise en compte de deux effets couplés et présentés à la Figure 2-4:

- la génération à l'interface
- le transport des électrons dans les zones P, avoisinantes à la photodiode

La distribution de porteurs minoritaires n (ou variation de porteurs minoritaires par rapport à l'équilibre δn) dans la zone neutre P avec un dopage p_0 (pas de champs électrique et $p_0 \gg n$), proche de la photodiode, est décrite par l'équation de diffusion 2-5 [SZE81]. Elle dépend principalement des coefficients de diffusion D et des temps de recombinaison τ du domaine.

$$D \cdot \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} + \frac{\delta n}{\tau} = 0 \quad 2-5$$

Une grandeur caractéristique relative au mécanisme de transport est la longueur de diffusion λ :

$$\lambda = \sqrt{D \cdot \tau} \quad 2-6$$

Elle représente la longueur de diffusion des porteurs minoritaires avant que ceux-ci se recombinent.

D'autre part, la concentration d'électrons est limitée aux bornes de la photodiode en raison de la polarisation inverse appliquée à la photodiode pendant sa phase de vidage [BLO07]. La concentration de porteurs aux bornes de la photodiode est donc définie par :

$$\delta n(\Gamma) = -\frac{n_i^2}{N_{pass}} \quad 2-7$$

L'équation 2-4 est, pour l'instant, sous une forme développée qui ne permet pas une résolution analytique du problème. Sous couvert de certaines hypothèses, celle-ci peut être rapidement simplifiée. Ainsi, la concentration de porteurs majoritaires p_s à l'interface est inchangée en raison de la neutralité de la zone P ($p_s = p_0$). Sa valeur est considérée suffisamment forte pour respecter la condition 2-8:

$$\sigma_n \left(n_s + n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right) + \sigma_p n_i e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \ll \sigma_p p_s \quad 2-8$$

L'expression 2-4 peut alors se simplifier en l'expression 2-9:

$$I_{int} = -q \cdot S_n \cdot \Delta n_s \quad 2-9$$

$$\text{avec } \Delta n_s = n_s - \frac{n_i^2}{p_s} = n_s - \frac{n_i^2}{p_0} \text{ et } S_n = \int_0^{E_g} v_{th} \cdot \sigma_n(E_t) \cdot N_{it,E}(E_t) \cdot dE_t$$

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

Il est possible d'apprécier l'impact de l'approximation 2-8 en représentant graphiquement sur la Figure 2-5 le ratio normalisé $U_{S,norm}$ en fonction de la position des pièges E_i :

$$U_{S,norm} = \frac{U_S}{N_{it,E} \cdot \left(\frac{n_S p_S}{n_i} - n_i \right)} = \sigma_n \sigma_p v_{th} \cdot \frac{1}{\sigma_n \cdot \left(\frac{n_S}{n_i} + e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right) + \sigma_p \cdot \left(\frac{p_S}{n_i} + e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} \right)} \quad 2-10$$

La représentation graphique nous renseigne sur deux aspects :

- Une différence entre les sections de capture peut décaler le centrage du taux d'émission maximal de la statistique. Celui-ci est le plus important pour les pièges présents en milieu de bande interdite (en cas d'égalité des sections)
- Une augmentation du dopage majoritaire p_S écrase la statistique, de manière inversement proportionnelle à cette grandeur, pour la rendre uniforme sur une bonne partie des pièges situés dans la bande interdite du silicium

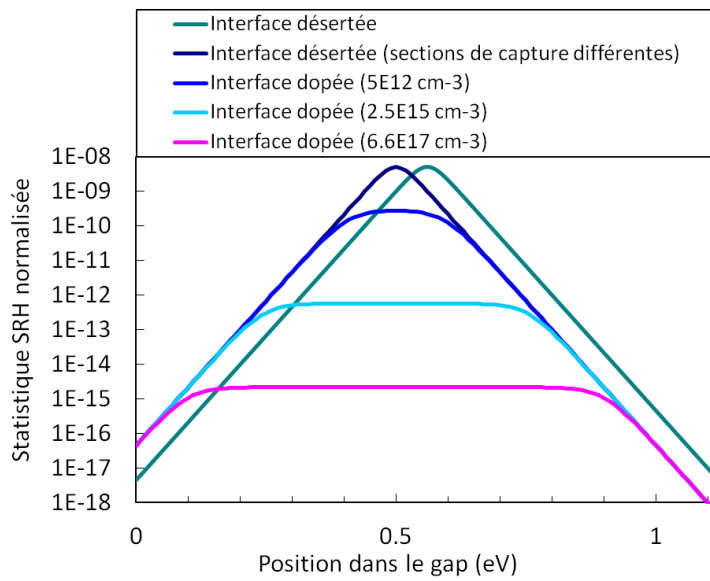


Figure 2-5. Illustration de l'impact du dénominateur sur la statistique SRH

Cette deuxième constatation nous permet de confirmer l'approximation 2-8 pour des interfaces fortement dopées (au-delà de 10^{17} cm^{-3}). Dans les autres cas de figure, il faut introduire une correction portant sur la limitation des bornes de l'intégrale dans le terme S_n :

$$S_n = \int_{E_i}^{E_2} v_{th} \cdot \sigma_n(E_t) \cdot N_{it,E}(E_t) \cdot dE_t \quad 2-11$$

En définitive, la résolution de l'équation de transport 2-4 couplée avec les deux conditions aux limites 2-7 et 2-9 est développée dans l'annexe B. Le courant d'obscurité, collecté par la jonction, est alors exprimé sous la forme d'une densité de courant par unité de surface:

$$J_{obs} = - \frac{q D n_i^2}{\lambda N} \left[\frac{S_n \cdot ch\left(\frac{L}{\lambda}\right) + \frac{D}{\lambda} \cdot sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}{S_n \cdot sh\left(\frac{L}{\lambda}\right) + \frac{D}{\lambda} \cdot ch\left(\frac{L}{\lambda}\right)} \right] \quad 2-12$$

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

Actuellement, l'expression 2-12 est dépendante de nombreux paramètres. Certains, comme les sections de captures (σ_n et σ_p) ou encore les densités d'état $N_{it,E}$, sont difficilement quantifiables en raison de la complexité des méthodes de caractérisation nécessaires à leur obtention (DLTS et/ou pompages de charge). Elles doivent donc être considérées comme des variables d'ajustement, notamment en les regroupant dans l'expression de la vitesse de recombinaison S_n . D'autres, comme le coefficient de diffusion D , la durée de vie τ ou encore la longueur de diffusion λ_{diff} , sont, en revanche, évaluables à partir d'études existantes. Le paragraphe, qui va suivre, est alors une synthèse des travaux issus de la littérature dans le but d'évaluer chacun de ces paramètres.

2.3.1.3 Evaluation des longueurs de diffusion dans le volume et réduction sous-jacente du modèle

La formulation du courant d'obscurité 2-12 est exprimée principalement en fonction du rapport entre la longueur L , de la zone P étudiée, et la longueur de diffusion λ_{diff} . Pour simplifier cette expression, une étude quantitative de λ_{diff} doit être faite à partir de la détermination des coefficients de diffusion D et des temps de recombinaison τ des porteurs minoritaires (ici, les électrons).

2.3.1.3.1 Temps de recombinaison

Il existe trois mécanismes de recombinaison, présentés dans la littérature [SCH97], permettant l'évaluation du temps de recombinaison τ :

➤ La recombinaison SRH en volume

Elle concerne les mécanismes de recombinaison dans le volume assisté par un défaut situé dans la zone de diffusion. Elle domine particulièrement dans les semi-conducteurs à gap indirect [SCH97]. Une formule empirique dépendante du dopage est couramment énoncée dans la littérature ([LAW91], [GER94] et [ROU82]) sous le nom de relation de Scharfetter et illustrée sous la forme:

$$\tau_{SRH}(N) = \frac{\tau_0 \cdot \left(\frac{T}{300K}\right)^\alpha}{1 + \left(\frac{N}{N_0}\right)^\beta} \quad 2-13$$

Elle traduit simplement l'influence du taux de recombinaison SRH en fonction du dopage d'une jonction et domine pour des taux de dopage N inférieurs à 10^{18} cm^{-3} . La durée de vie τ_0 vient directement de la formule SRH développée sous l'hypothèse de faible injection [SZE81]. Cela donne, pour les deux types de semi-conducteurs N ou P, les expressions suivantes :

$$\tau_{0,dopé-N} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t} = \tau_{p0} \quad \text{et} \quad \tau_{0,dopé-P} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t} = \tau_{n0} \quad 2-14$$

Tableau 2-1. Evaluation des paramètres liés à la recombinaison SRH

Modèle	τ_0 (μs)	N_0 (cm^{-3})	α	β
[LAW91]	30	10^{17}	-0.5	1
[GER94]	16.6	3.10^{15}	2.2	0.5

Cette dernière expression du temps τ_0 montrerait une variation en température proportionnelle à $T^{-0.5}$ en raison de la dépendance en température de la vitesse thermique v_{th} [BUR91]. Néanmoins, il

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

semblerait que d'autres tiennent compte de la dépendance en température des sections de capture également [GER94]. Le Tableau 2-1 résume les différents modèles trouvés.

➤ La recombinaison Auger

Ce mécanisme est prépondérant soit dans les zones à taux de dopage important ou en situation de forte injection. Elle concerne la recombinaison d'une paire électron-trou avec transfert de l'énergie aux porteurs majoritaires. Elle est importante pour les semi-conducteurs à gap direct et indirect [SCH97].

$$\tau_A(N) = \frac{1}{C_N \cdot N^2} \quad 2-15$$

Cette loi domine à partir de valeurs de concentration de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} . Une synthèse des coefficients C_N , trouvés dans la littérature, est disponible au Tableau 2-2.

Tableau 2-2. Evaluation des paramètres liés à la recombinaison Auger

Modèle	C_N (cm ⁶ /s)
[SWI86]	$9.5 \cdot 10^{-32}$
[LAW91]	$8.3 \cdot 10^{-32}$
[DZI77]	$6 \cdot 10^{-31}$

En général, les mécanismes par effet Auger ont une formulation similaire à 2-15 ([LAW91], [GER94] et [DZI77]), excepté dans [GER94] où un terme correctif supplémentaire est introduit.

➤ La recombinaison radiative

Ce mécanisme domine uniquement dans le cas des semi-conducteurs à gap direct car il fait intervenir les recombinaisons des paires électron-trou induisant un transfert d'énergie sous forme de photons [SCH97].

$$\tau_{rad}(N) = \frac{1}{C_{rad} \cdot N} \quad 2-16$$

Finalement, la loi de Mathiessen [SCH97] permet de déduire le temps de recombinaison total en incluant les contributions SRH et Auger:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_A} \quad 2-17$$

2.3.1.3.2 La mobilité :

La mobilité des porteurs minoritaires est modélisée par deux phénomènes :

- L'amortissement par les phonons (vibration du réseau), dont la dépendance s'exprime de la manière suivante :

$$\mu_{phonons} \propto \frac{1}{T^{\frac{3}{2}}} \quad 2-18$$

- L'interaction des impuretés ionisées N du réseau, qui perturbe le potentiel du réseau cristallin, introduit une loi du type:

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

$$\mu_{dopants} \propto \frac{1}{N} \cdot T^{\frac{3}{2}} \quad 2-19$$

La loi de Mathiessen permet d'intégrer ces deux contributions sur la mobilité globale suivant l'équation 2-20 et la Figure 2-6.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{phonons}} + \frac{1}{\mu_{dopants}} \quad 2-20$$

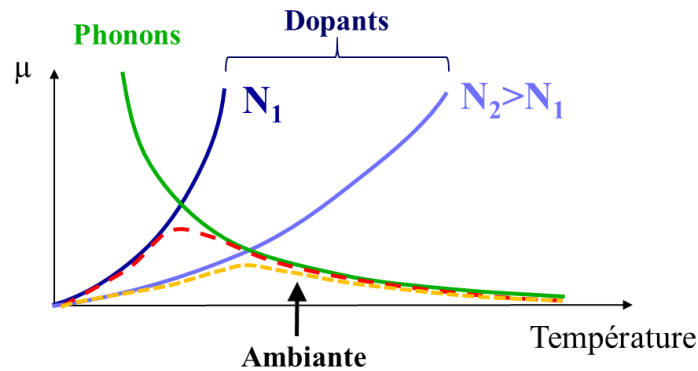


Figure 2-6. Evolution du modèle de mobilité en fonction de la température et du dopage

La mobilité des porteurs minoritaires est donc décrite par les deux paramètres (température T et dopage N), qui amène à choisir un modèle couplé en dopage et en température du type :

$$\mu_n(N) = \left(\frac{\mu_{max,n} - \mu_{min,n}}{1 + \left(\frac{N}{N_{ref,n}} \right)^{\alpha_n}} + \mu_{min,n} \right) \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{-\xi_n} \quad 2-21$$

Si la partie du modèle dépendante du dopage est connue de la littérature [CAU67] pour tenir compte des effets 2-18 et 2-19, il en est autrement de la dépendance en température. Son évaluation est beaucoup plus complexe à intégrer analytiquement avec quelques exemples présentés dans [ARO82]-[REG02]. Etant donné le cadre de l'étude, un ajustement simple, sur une gamme en température limitée (300-340 K), peut largement suffire à l'extraction d'un ordre de grandeur de mobilité. Elle se justifie ici par rapport aux abaques proposés dans [SZE81], légèrement différentes des valeurs prédites par la théorie.

Tableau 2-3. Evaluation des paramètres liés à la mobilité

Modèle	μ_{max} (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	μ_{min} (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	N_{ref} (cm ⁻³)	α_n
[CAU67]	1330	65	8.5*10 ¹⁶	0.72
[SWI86]	1412	232	8*10 ¹⁶	0.9

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

A faible dopage (10^{12} cm^{-3}), il est question d'un correctif de ξ_n de 2.42 (à comparer à 1.5, théoriquement prédit par 2-18) alors que, à des dopages intermédiaires ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), des valeurs de ξ_n autour de 1.5 sont nécessaires.

D'autre part, il est intéressant de remarquer que les résultats de mobilité obtenus pour des porteurs minoritaires [SWI86] et majoritaires [CAU67] sont différents et plus élevés en faveur des minoritaires à fort taux de dopage. La formule de Nernst-Einstein, applicable en situation de faible injection et combinée avec le modèle de mobilité, permet une évaluation du coefficient de diffusion:

$$D_n(N) = \mu_n \frac{kT}{q} \quad 2-22$$

2.3.1.3.3 La longueur de diffusion et la réduction du modèle:

La compréhension des phénomènes de recombinaison et de transport permet de proposer, à partir des modèles étudiés, une évaluation du temps de recombinaison et du coefficient de diffusion des électrons minoritaires en fonction du dopage à 60°C.

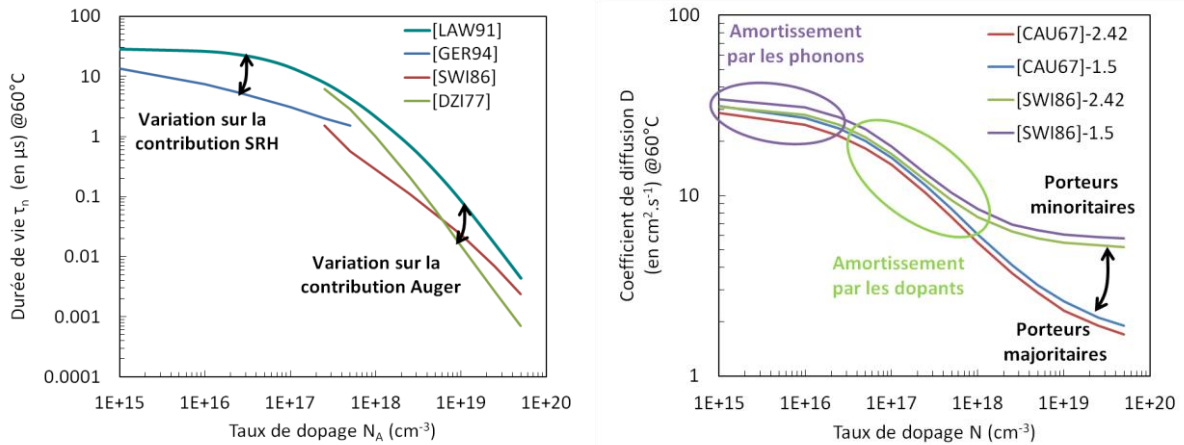


Figure 2-7. Evolution de la durée de vie et du coefficient de diffusion des électrons minoritaires en fonction du dopage pour plusieurs modèles

La relation 2-6 permet, à partir des courbes précédentes, d'obtenir une représentation à 60 °C de la longueur de diffusion λ à la Figure 2-8.

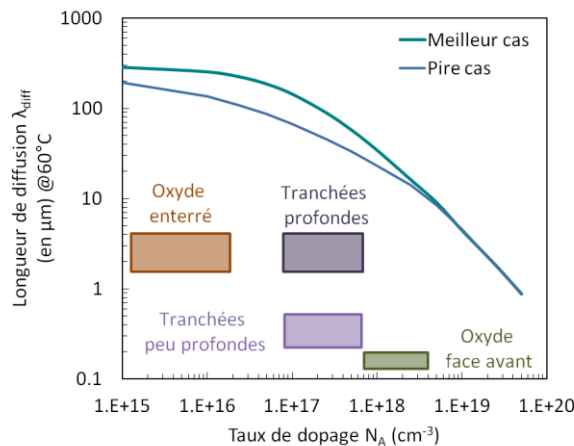


Figure 2-8. Evaluation de la longueur de diffusion des électrons minoritaires en fonction du dopage et classification des interfaces présentes dans un pixel

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

L'ensemble des interfaces disponibles dans un pixel sont classées suivant deux critères : la distance de la photodiode et également le dopage. Actuellement, elles sont présentées à la Figure 2-8 pour différentes zones (Oxyde en face avant, enterré, de tranchées profondes ou peu profondes). Dans chaque configuration, il apparaît que la longueur de diffusion est toujours largement supérieure à la distance séparant l'interface de la photodiode. Le modèle de courant d'obscurité de l'équation 2-12 peut ainsi être simplement réduit en:

$$J_{obs} = -\frac{qDn_i^2}{N} \left[\frac{S_n + \frac{L}{\tau_n}}{S_n \cdot L + D} \right] \quad 2-23$$

Cette expression souligne plusieurs dépendances par rapport:

- au dopage N présent à l'interface
- à la distance L de l'interface à la photodiode
- à la densité d'états intrinsèques n_i^2 , dont la signature énergétique sera plus amplement détaillée dans un paragraphe dédié

Dans la suite de l'étude, une approche individuelle pour chaque type d'interface, présentée dans la Figure 2-8, sera envisagée.

2.3.2 Application à une surface d'oxyde dans le pixel

2.3.2.1 Evaluation de la vitesse de recombinaison

L'expression 2-23 met en évidence deux termes importants au numérateur : S_n la vitesse de génération de l'interface et L/τ_n la vitesse de génération induite dans le volume. Dans le cadre d'une étude portant sur l'oxyde présent en face avant, nous allons réaliser une évaluation succincte de ces deux vitesses. Quelques données comme la vitesse thermique ($v_{th}(60^\circ\text{C})=1.05*10^7 \text{ cm.s}^{-1}$) et les sections de capture ($\sigma_n=10^{-14} \text{ cm}^2$) sont données dans [BUR91]. Nous pouvons raisonnablement penser que les densités d'états d'interface sont supérieures à des valeurs de l'ordre de 10^{10} cm^{-2} . En effet, même si aucune mesure n'est présente dans la littérature, il est possible de raisonner de manière indirecte. Il a été montré que pour des diodes 3T s'arrêtant soit sur l'oxyde supérieur soit sur des tranchées peu profondes le courant d'obscurité mesuré est différent en raison de la qualité de chacun des oxydes. Le courant est alors plus fort lorsque les zones désertées sont en contact avec l'oxyde de la face avant [GOI08]. Une autre étude met en avant, par le biais d'une technique d'extraction des vitesses de recombinaison, une valeur de densité d'état de l'ordre de 10^{11} cm^{-2} le long des tranchées [RIL00]. Nous pouvons donc évaluer la valeur à minima de la vitesse de génération en surface à 1000 cm.s^{-1} . Ce résultat est à comparer à la vitesse de génération L/τ_n . L'abaque de la Figure 2-7 nous fournit la valeur du temps de recombinaison τ_n , de zones dopées en surface, évalué autour de $0.1 \mu\text{s}$. L'épaisseur des zones concernées est quant à elle connue et évaluée autour de 40 nm . Nous arrivons donc à une valeur de L/τ_n de l'ordre de 40 cm.s^{-1} . Cette valeur est largement inférieure à la valeur de la vitesse de génération en surface annoncée. L'expression 2-23 peut donc se simplifier en:

$$J_{obs} \underset{L/\tau_n \ll S_n}{=} -\frac{qDn_i^2}{N} \left[\frac{S_n}{S_n \cdot L + D} \right] \quad 2-24$$

2.3.2.2 Formulation du courant d'obscurité induit par l'interface Si/SiO₂ supérieure

Nous pouvons observer sur la précédente formulation du courant d'obscurité une dépendance à un paramètre homogène à une longueur L_{eff} et à un courant par unité de surface J_{int} définis par :

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

$$L_{eff} = \frac{D}{S_n} \quad \text{et} \quad J_{int} = -\frac{qS_n n_i^2}{N} \quad 2-25$$

L'expression du courant d'obscurité induit par l'interface supérieure Si/SiO₂ du pixel et d'aire S peut alors être simplifiée à l'équation 2-26 et décrite à la Figure 2-9:

$$I_{obs} = J_{int} \cdot S \cdot \left[\frac{1}{\frac{L}{L_{eff}} + 1} \right] \quad 2-26$$

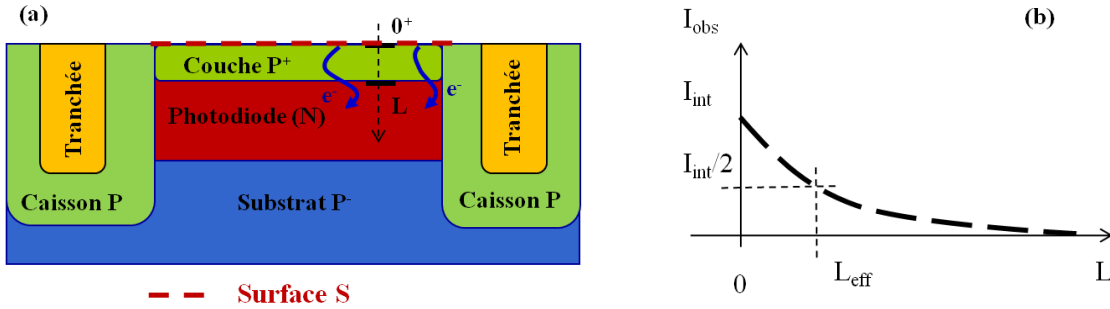


Figure 2-9. Evolution de la contribution du courant d'obscurité apportée par l'aire S d'oxyde en surface du pixel

La longueur L_{eff} décrite ci-dessus est, en définitive, représentative de la transition entre deux mécanismes physiques :

- Le premier cas, $L \ll L_{eff}$, montre un courant d'obscurité dominé par le phénomène de génération à l'interface :

$$I_{obs} \xrightarrow{L \ll L_{eff}, \lambda} -\frac{qS_n n_i^2 S}{N} \quad 2-27$$

- Le deuxième cas, $L \gg L_{eff}$, correspond à un phénomène de limitation des charges générées à l'interface par le mécanisme de diffusion des porteurs minoritaires dans la zone P :

$$I_{obs} \xrightarrow{\lambda \gg L \gg L_{eff}} -\frac{qDn_i^2 S}{NL} \quad 2-28$$

Précisément, les charges sont plus rapidement générées à l'interface qu'elles ne sont dispersées par diffusion (car $S \gg D/L$). La concentration de porteurs n_s à l'interface approche, en valeur numérique, la concentration d'électrons à l'équilibre n_0 , comme expliqué à la Figure 2-4 (dans le cas $S = \infty$). La valeur maximale du gradient de porteurs n , dans la zone P, limite ainsi le débit de charges arrivant dans la photodiode.

2.3.2.3 Evaluation de la signature thermique

Ces deux mécanismes en compétition (génération à l'interface 2-27 et limitation par diffusion 2-28) donnent les signatures énergétiques présentées à la Figure 2-10. Les valeurs obtenues au-delà du gap du silicium ($E_g = 1.12$ eV) résultent principalement du facteur pré-exponentiel contenu dans l'expression de la densité intrinsèque de porteurs :

$$n_i = A \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{q \cdot E_g}{2kT}}$$

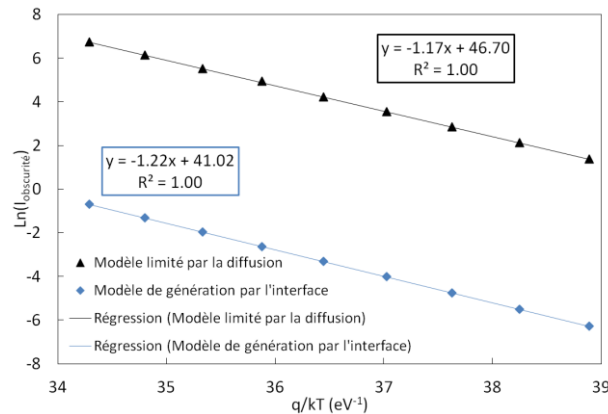


Figure 2-10. Signature énergétique des deux mécanismes en compétition : Génération à l'interface (1) et limitation par diffusion (2)

Un phénomène de réduction de la bande interdite du silicium peut également se manifester, notamment pour les interfaces fortement dopées au-dessus de la photodiode (au-delà de 10^{18} cm^{-3}). Cette réduction est généralement quantifiée dans la littérature [ROU82]-[SLO77] par les modèles décrits dans le Tableau 2-4.

Tableau 2-4. Evaluation des modèles de réduction de la largeur de bande interdite

Modèle	Forme de l'expression (en eV)
[ROU82]	$\Delta E_g = 0.138 \cdot \left(\frac{N}{10^{20}}\right)^{0.325}$
[SLO77]	$\Delta E_g = 9 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\ln\left(\frac{N_A}{10^{17}}\right) + \sqrt{\ln\left(\frac{N_A}{10^{17}}\right)^2 + 0.5} \right)$

La comparaison de la génération d'une interface fortement dopée avec et sans prise en compte de la réduction du gap est présentée à la Figure 2-11.

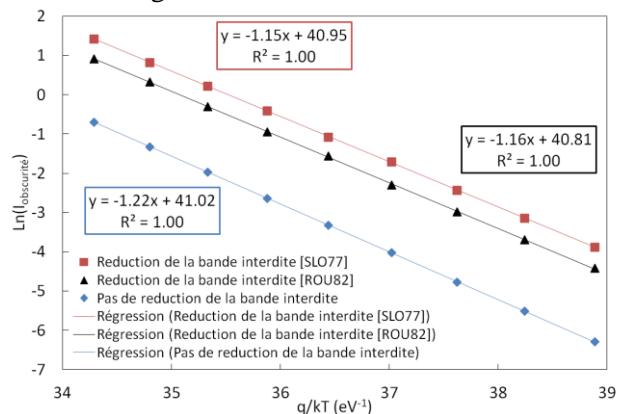


Figure 2-11. Signature énergétique de deux interfaces pris avec et sans effet de réduction de dopage

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

2.3.2.4 Application dans le contexte d'un pixel éclairé par la face arrière

Les hypothèses de simplification opérées sur l'équation 2-24 pour l'oxyde de surface doivent être revérifiées dans le cadre d'un oxyde enterré. Aussi, la vitesse de surface est principalement modifiée par le changement de la nature de l'oxyde étudié. Des valeurs de densité d'états d'interface autour de 10^9 - 10^{10} cm⁻², amenant à des valeurs de S_n de 200 cm.s⁻¹, sont envisageables [BLO08]. En termes de diffusion, la majorité du chemin L parcouru par les charges, évalué autour de 2-3 μm, est constitué de zones faiblement dopées (10^{15} - 10^{16} cm⁻³). Cela revient alors à un τ_n de l'ordre de 10 μs. La vitesse L/τ_n donne 30 cm.s⁻¹. La simplification appliquée sur l'équation 2-24 est donc toujours valable.

Dans la pratique, il est peu aisé d'éloigner la photodiode enterrée de l'interface supérieure en raison des risques importants de rémanence. Néanmoins, il est tout à fait possible pour des applications en face arrière d'effectuer des variations d'épaisseur de l'épitaxie, sans impacter l'efficacité de transfert de la photodiode, comme illustré à la Figure 2-12:

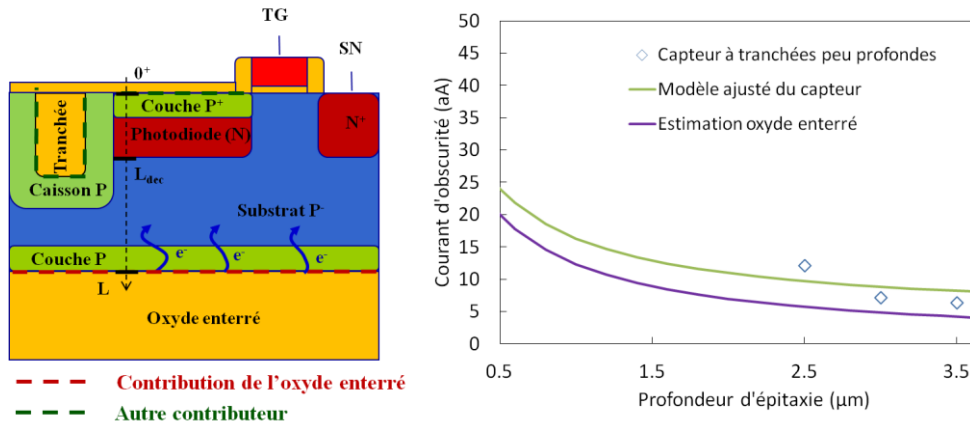


Figure 2-12. Illustration et résultats des essais de profondeur d'épitaxie pour un capteur avec isolation par tranchées peu profondes et éclairé en face arrière

La formulation utilisée pour modéliser la contribution de l'oxyde enterré est :

$$I_{obs} \underset{L \ll \lambda}{\cong} \underset{LD}{J_{int}} \cdot S_{ent} \cdot \left[\frac{1}{\frac{L - L_{dec}}{L_{eff}} + 1} \right] + I_{TI_sup} \quad 2-30$$

Celle-ci est accompagnée d'un terme correctif I_{TI_sup} , englobant la contribution des tranchées peu profondes et de l'interface supérieure à proximité de la diode. Le terme L_{dec} (évalué à 0.5μm environ) correspond au décalage introduit par la limite de la zone de charge espace de la photodiode. Les résultats d'ajustement du modèle sont présentés à la Figure 2-12 avec une estimation de la contribution de l'oxyde enterré en fonction de la profondeur.

2.3.3 Application sur un pixel avec tranchées d'isolation

2.3.3.1 Développement du concept sur une tranchée

Dans le cadre des tranchées profondes, la simplification de l'équation 2-24 est amenée à passer une nouvelle évaluation. La situation pire cas du ratio L/τ_n est donnée par le fond des tranchées (avec des longueurs L de l'ordre de 2 μm). De plus, la majorité du trajet est effectuée sur une zone peu dopée avec un τ_n de l'ordre de 10 μs. On obtient donc un ratio L/τ_n équivalent à 20 cm.s⁻¹. La qualité des

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

interfaces est certainement plus proche de 10^{10} , voir 10^{11} cm^{-2} [RIL00]. Cela conduit à des vitesses de surface supérieures à 1000 cm.s^{-1} : la simplification est donc toujours valide.

Jusqu'ici, le modèle de courant a été appliqué sur des cas à une dimension avec, en général, une interface oxyde/silicium pouvant être décrite par une seule et unique valeur de longueur L . Dans cette partie, nous proposons de modéliser les tranchées d'isolation pour lesquelles chacun des tronçons élémentaires de longueur L_i peut varier, comme présenté à la Figure 2-13, suivant deux dimensions. Chaque surface élémentaire génère, au premier ordre, une densité de courant de porteurs minoritaires selon une trajectoire rectiligne minimale. Ainsi, le modèle décrit par l'équation 2-26 peut s'étendre aux tranchées par une intégration des contributions de chaque surface selon :

$$I_{TI} = J_{\text{int}} \cdot P_{TI} \cdot \int_{L_H}^{L_{TI}} \left[\frac{1}{\frac{L'}{L_{\text{eff}}} + 1} \right] \cdot dS' \quad \text{avec} \quad L_{TI} = \sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2} \quad 2-31$$

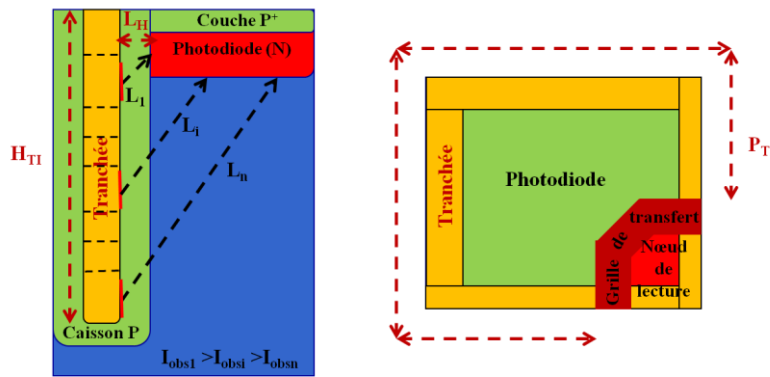


Figure 2-13. Illustration des contributions élémentaires d'une tranchée d'isolation

Le résultat de l'intégration, définie à l'équation 2-31, est détaillé dans l'annexe C et donne :

$$I_{TI} = J_{\text{int}} \cdot P_{TI} \cdot L_{\text{eff}} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2} + L_{\text{eff}}}{L_H + L_{\text{eff}}} \right) \quad 2-32$$

De la même manière que le modèle des interfaces en faces avant et arrière, il est possible d'extraire deux régimes:

- Le premier $H_{TI}, L_H \ll L_{\text{eff}}$ permet par l'intermédiaire d'un développement limité d'obtenir l'équation suivante :

$$I_{TI} = J_{\text{int}} \cdot P_{TI} \cdot \left(\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2} - L_H \right) \quad 2-33$$

Ce résultat montre un régime linéaire en fonction de la profondeur H_{TI} et indépendant de la longueur L_{eff} . Ces propriétés sont uniquement influencées par le mécanisme de génération à l'interface. Les variations de cette fonction sont présentées à la Figure 2-14 en fonction des paramètres H_{TI} et L_H .

- Le deuxième $H_{TI} \gg L_{\text{eff}}$ conserve le comportement logarithmique de l'équation 2-32 :

$$I_{TI} = J_{\text{int}} \cdot P_{TI} \cdot L_{\text{eff}} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2}}{L_H + L_{\text{eff}}} \right) \quad 2-34$$

2.3. Description analytique du courant d'obscurité de la photodiode

Il décrit le phénomène de limitation des charges générées à l'interface par le mécanisme de diffusion des porteurs entre la tranchée et la photodiode. Ces variations sont représentées à la Figure 2-14 en fonction des paramètres H_{TI} et L_H .

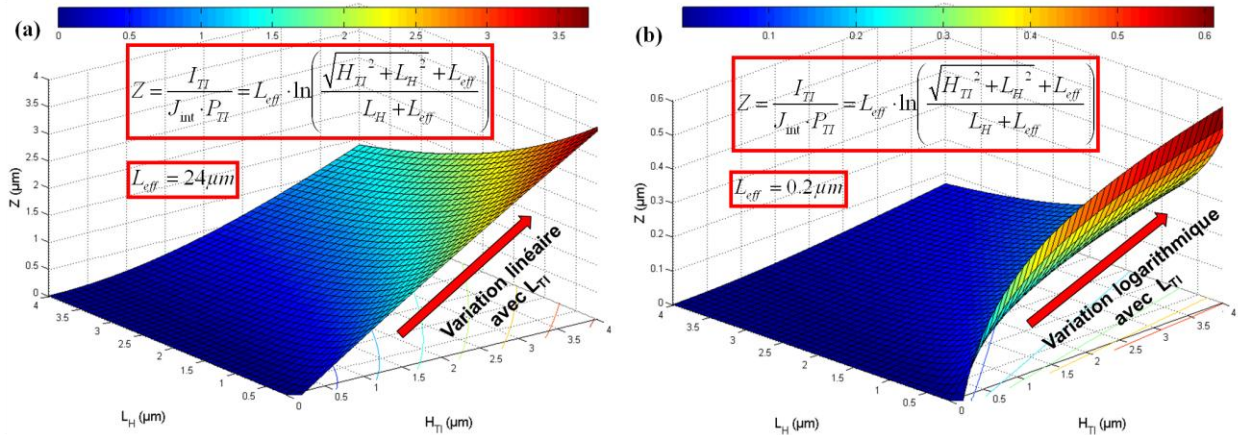


Figure 2-14. Variations de la composante d'une tranchée normalisée Z pour les régimes (a) de génération à l'interface et (b) de limitation par la diffusion pour différentes valeurs de L_{eff}

2.3.3.2 Modélisation sur plusieurs profondeurs de tranchées

Dans le but de valider la modélisation présentée précédemment, des essais de profondeur de tranchées, couplés avec des variations d'épaisseur d'épitaxie, ont été réalisés. Suivant les profondeurs choisies, la variation d'épaisseur de l'épitaxie révèle certains niveaux de dopage plus faibles le long de la tranchée, comme illustré à la Figure 2-15.

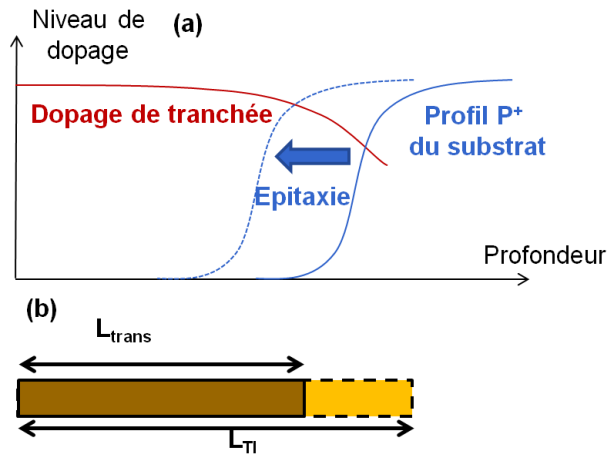


Figure 2-15. Illustrations (a) des niveaux de dopage le long de la tranchée et (b) du modèle de tranchée utilisé

De cette manière, nous pouvons choisir une modélisation de la tranchée par partie avec une première zone fortement dopée de profondeur L_{trans} (avec un taux de génération J_{int_1}) et une deuxième plus faiblement dopée en fond de tranchée (avec un taux de génération J_{int_2}). Un régime linéaire uniquement dominé par la génération à l'interface est privilégié à l'équation 2-35.

$$I_{TI} = J_{int_1} \cdot P_{TI} \cdot \left(\sqrt{L_{trans}^2 + L_H^2} - L_H \right) + J_{int_2} \cdot P_{TI} \cdot \left(\sqrt{L_{TI}^2 + L_H^2} - \sqrt{L_{trans}^2 + L_H^2} \right) \quad 2-35$$

Pour les deux premières profondeurs de tranchées, une modélisation simple avec $L_{trans}=L_{TI}$ est suffisante pour représenter le comportement des tranchées en Figure 2-16. En revanche, la profondeur la plus élevée présente un taux d'ouverture beaucoup plus faible. Le dopage en fond de tranchée est

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

ainsi beaucoup plus faible et l'augmentation de l'épaisseur d'épitaxie met à jour cette non-uniformité. Le modèle par partie de l'équation 2-35 est donc légitime et est confirmé à la Figure 2-16 par une rupture de pente par rapport à la loi d'évolution normale des autres tranchées étudiées.

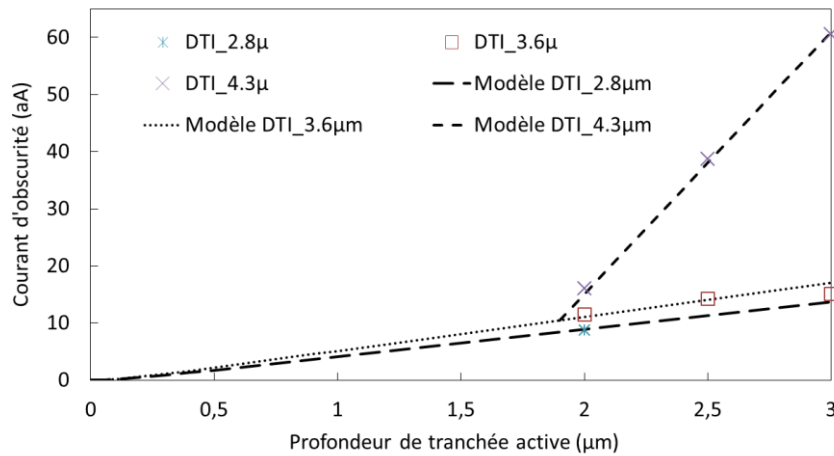


Figure 2-16. Modélisation sur plusieurs types de tranchées profondes

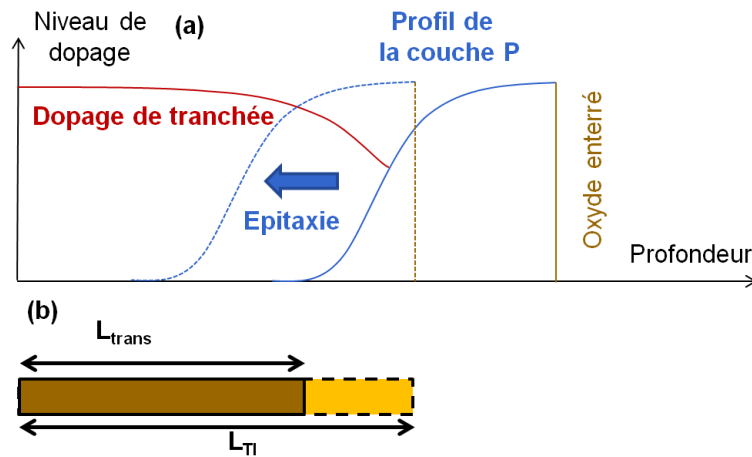


Figure 2-17. Illustration (a) des niveaux de dopage le long d'une tranchée pour un capteur éclairé en face arrière et (b) du modèle utilisé pour celle-ci

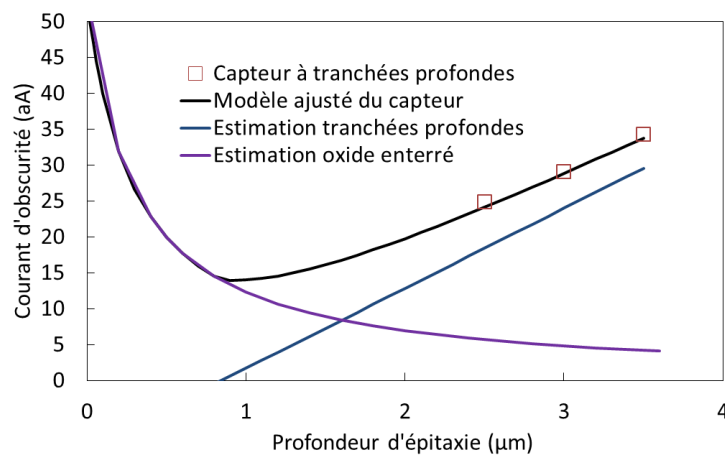


Figure 2-18. Modélisation des contributeurs du courant d'obscurité pour un capteur éclairé en face arrière en fonction de l'épaisseur d'épitaxie

2.3.3.3 Modélisation sur des tranchées d'un pixel éclairé en face arrière

Dans la continuité des modélisations effectuées sur les oxydes enterrés, des variations d'épitaxie ont été réalisées sur des capteurs éclairés en face arrière intégrant des tranchées profondes. L'épitaxie va bien évidemment éloigner l'oxyde enterré de la photodiode, comme étudié précédemment. Cependant, elle va également mettre en évidence une partie peu dopée du fond de tranchée jusqu'alors couverte par la couche profonde P, présentée à la Figure 2-17. Le modèle utilisé pour la tranchée est alors toujours composé de deux parties, auquel nous ajoutons l'estimation de la contribution de l'oxyde enterré, évaluée plus tôt. Les résultats et mesures sont présentés à la Figure 2-18 avec les contributions individuelles des tranchées et de l'oxyde enterré.

2.4 La grille de transfert : un témoin de la dégradation

2.4.1 Modèle SRH en régime de désertion et concept de la « diode contrôlée par grille »

2.4.1.1 Théorie de la « diode contrôlée par grille »

Ce paragraphe va présenter une structure de diode particulière [GRO66], car contrôlée par une grille. Les modèles physiques associés à cette diode vont permettre de raisonner par analogie avec la grille de transfert du pixel 4T. L'intérêt de cette étude sera d'arriver à montrer que la grille de transfert peut être utilisée comme un témoin in-situ des dégradations ionisantes reçues par le capteur.

Globalement, cette structure de diode contrôlée est constituée d'une jonction N^+/P^- , utilisée comme point de collection du courant, juxtaposée à une grille de transistor MOS, illustrée à la Figure 2-19.

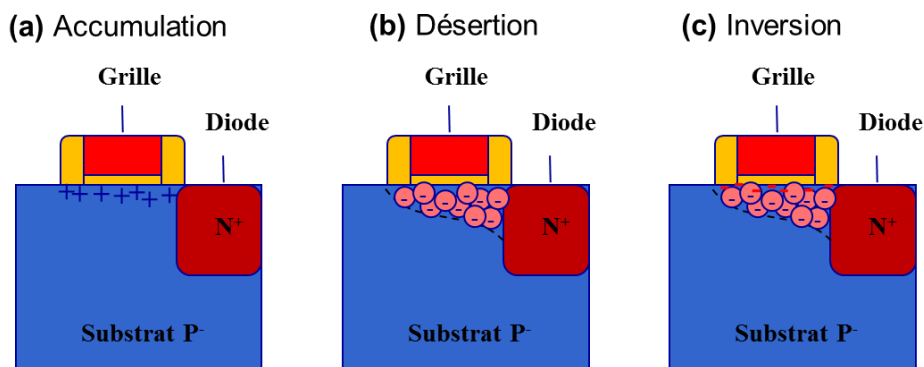


Figure 2-19. Présentation de la diode contrôlée par grille et de ses différents régimes présentés dans [GRO66]

Cette structure présente alors trois grands régimes de courant collecté en inverse (l'accumulation, la désertion et l'inversion), rappelé en Figure 2-19 et qui dépendent de la polarisation de la grille. Le courant collecté en inverse par la jonction est d'ailleurs l'analogue d'un courant d'obscurité dont la réponse est décrite à la Figure 2-20 en fonction de la tension de grille. En régime d'accumulation (a), le courant observé provient uniquement de la jonction PN. Il est relativement faible en raison de l'origine des sources concernées (courant de génération des défauts dans le volume dépeuplé de la jonction, et courant de diffusion provenant des interfaces isolants/Si). Lorsque la tension de grille augmente, la concentration de trous diminue rapidement ce qui entraîne une extension de la zone de charge d'espace sous celle-ci. L'interface Si/SiO₂ sous la grille est alors dépeuplée et un courant de génération provenant des états d'interface et des défauts du volume dépeuplé vient s'ajouter au courant initial de la jonction. Cela conduit à une augmentation brutale du courant généré (b). Ensuite, ce

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

dernier augmente plus faiblement avec l'extension en volume de la zone de charge d'espace. En s'étendant, cette zone dépeuplée recouvre un nombre croissant de défauts du volume conduisant à une augmentation de la valeur globale du courant de génération. Arrivée au régime d'inversion, l'interface Si/SiO₂ sous la grille est alors repeuplée par des électrons et la contribution induite par la génération de porteurs à l'interface disparaît (c) pour ne laisser que la contribution des défauts en volume. En comparant le courant recueilli dans chacun de ces régimes, il est possible de séparer les différentes contributions (courant inverse de la jonction PN, courant de génération à l'interface sous la grille et courant de génération dans le volume dépeuplé sous la grille).

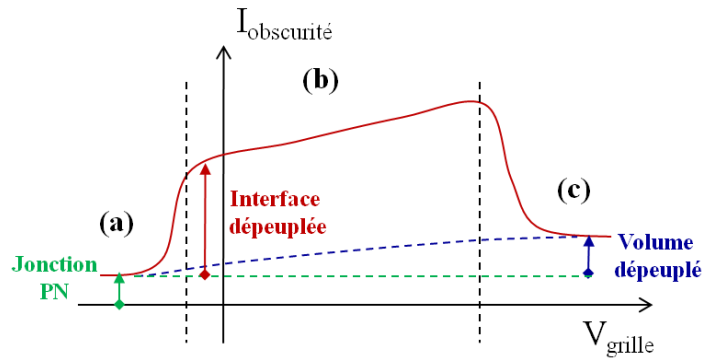


Figure 2-20. Illustration des trois grandes phases observables sur une diode contrôlée

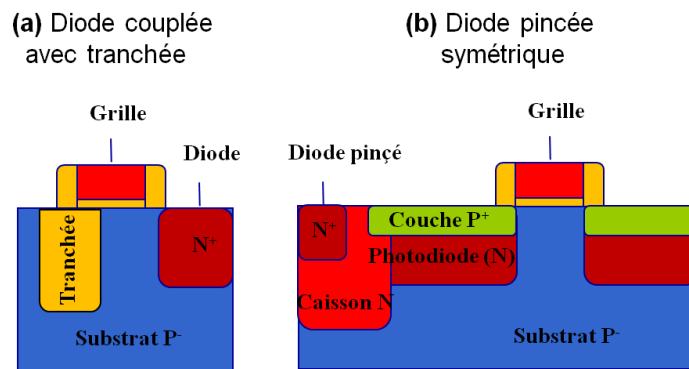


Figure 2-21. Généralisation de la diode contrôlée par grille sous plusieurs formes

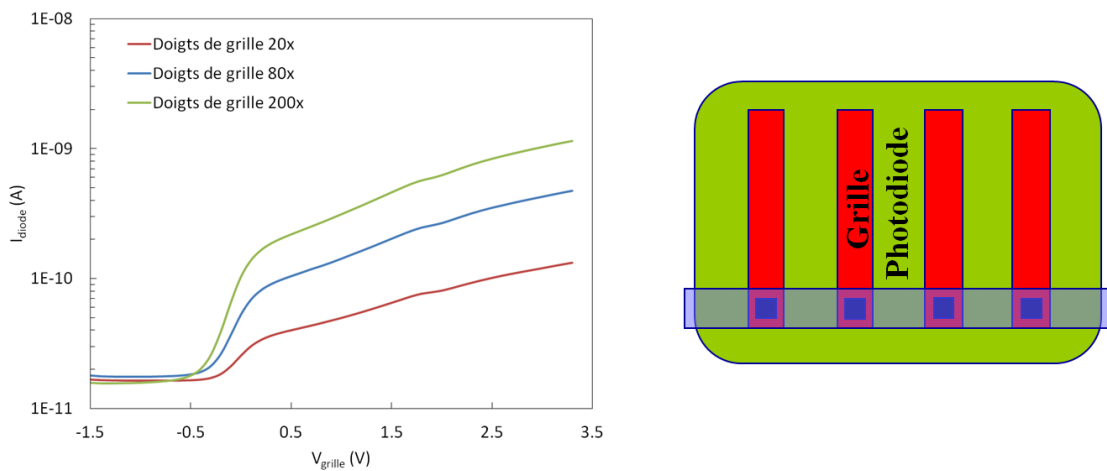


Figure 2-22. Mesures effectuées sur une structure de test de photodiode pincée contrôlée de manière symétrique par la grille de transfert

2.4. La grille de transfert : un témoin de la dégradation

2.4.1.2 Généralisation à la photodiode pincée sur structures de test

Le concept de la diode contrôlée par grille peut ainsi être généralisé pour évaluer les fuites induites par plusieurs contributeurs, comme les tranchées d'isolation ou la diode pincée symétrique. Ces exemples sont schématisés à la Figure 2-21. La dernière structure mentionnée permet d'évaluer la composante générée par la grille de transfert d'un imageur, en remplaçant la diode de collection (N⁺/P) par une photodiode pincée. Des mesures sur ces structures de test dessinées avec plusieurs doigts de grille sont présentées à la Figure 2-22. Nous y retrouvons bien les deux premiers régimes (accumulation et désertion). En revanche, la phase d'inversion ne semble pas se produire. Le contrôle électrostatique exercé par le réseau de grille de transfert peut vraisemblablement être responsable d'effets de champs dissimulant la rupture de pente.

2.4.2 Comportement en température du courant d'obscurité moyen de la grille

Après avoir fait un rappel sur la physique de ces diodes, il convient maintenant d'expliquer comment cette théorie, présentée précédemment, peut être utilisée pour comprendre le comportement de la grille de transfert au sein d'un pixel. A cet effet, le courant d'obscurité d'un pixel 4T en fonction de la tension de blocage de la grille a été mesuré à plusieurs températures à la Figure 2-23. Les composantes induites par les autres sources de la photodiode, présentes dans le régime d'accumulation ($V_{TG} < -0.5V$), ont été soustraites de l'étude pour une meilleure lisibilité.

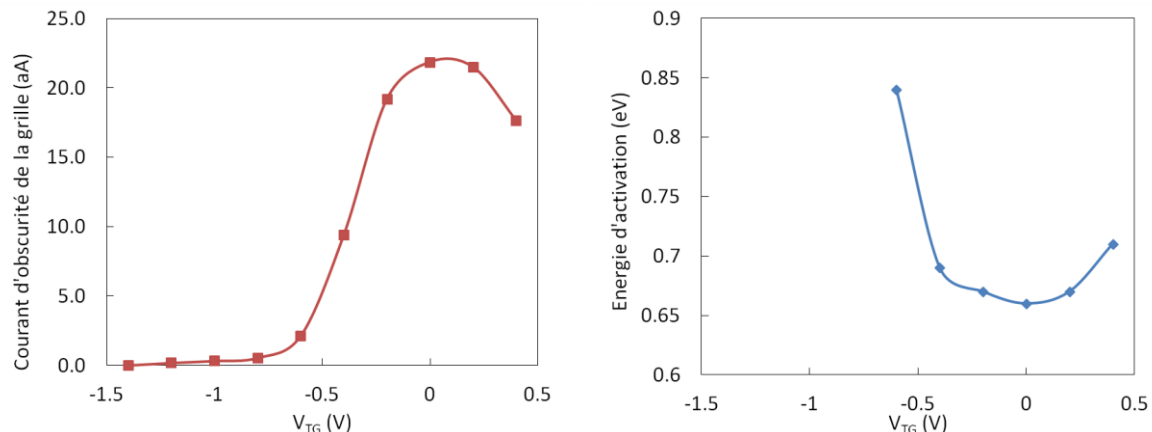


Figure 2-23. Evaluation de la composante induite par la grille de transfert et de son comportement en température

Le courant d'obscurité moyen observé a l'allure d'une cloche. Le maximum de courant généré présente une énergie d'activation de l'ordre de 0.65 eV. D'après la théorie de la diode contrôlée développée dans la section précédente, ce maximum devrait correspondre au régime de désertion de la grille de transfert. Par ailleurs, le formalisme développé par Shockley-Read-Hall donne, pour des zones désertées de porteurs, l'expression suivante:

$$I_{obs} = \frac{q \cdot S_0 \cdot n_i}{2} \cdot A_{déserté} \text{ avec } S_0 = \sqrt{\sigma_n \sigma_p} v_{th} (\pi k T N_{it,E}) \quad 2-36$$

S_0 est la vitesse surfacique de recombinaison, $A_{déserté}$ la surface d'oxyde déserté sous la grille et n_i la densité de porteurs intrinsèques. Cette équation montre un lien de proportionnalité avec la densité d'état d'interface présente en milieu de bande interdite du silicium ($N_{it} = \pi k T N_{it,E}$) et quantifie la réponse des oxydes de la grille de transfert et de sa périphérie. Elle présente également une loi d'évolution en température similaire à n_i . Une estimation en température de cette loi est présentée à la Figure 2-24. Celle-ci montre que l'énergie d'activation d'Arrhenius pour une zone désertée est proche de 0.68 eV, ce qui correspond bien à la signature relevée au maximum de courant de la Figure 2-23.

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

Cependant, la phase d'inversion, présentée à la Figure 2-20 et non constatée sur la Figure 2-22, n'est pas clairement corrélée avec la chute du courant d'obscurité aux forts V_{TG} .

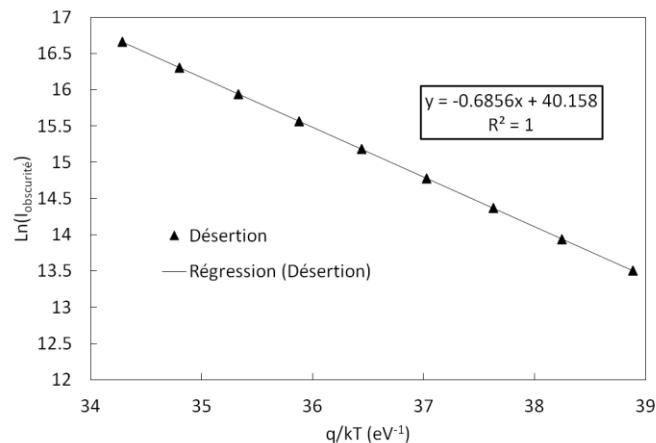


Figure 2-24. Evolution en température d'une interface oxyde/silicium désertée de porteurs

2.4.3 Evolution statistique par mesure matricielle

2.4.3.1 Réponse statistique en fonction de la polarisation

Suite aux différences de comportements observées entre les résultats matriciels et de structures de test (allure en cloche à comparer à un plateau), une analyse statistique de pixels à pixels en fonction de la tension de polarisation de la grille est donc proposée. Deux courbes, illustrant l'évolution du courant d'obscurité de chacun des pixels à trois polarisations choisies (-0.5, -0.2 et 0.1 V), sont alors proposées en Figure 2-25:

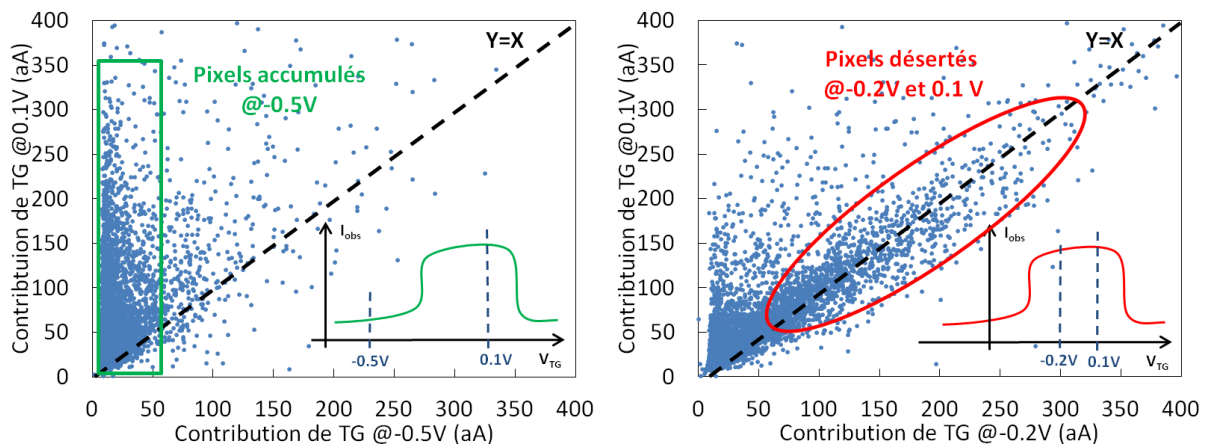


Figure 2-25. Evolution du courant d'obscurité des pixels pour les doublets de polarisations a) [-0.5V;0.1V] et b) [-0.2V;0.1V]

L'évolution de pixels en (a) illustre qu'une fraction d'entre eux voit leur courant d'obscurité augmenter brutalement de -0.5 V à 0.1 V. D'autre part, le graphique (b) montre que l'augmentation brutale du courant, constatée précédemment, reste inchangée sur une gamme de tension de -0.2 à 0.1V. De nouveaux pixels ont également à 0.1V une augmentation importante de leur courant d'obscurité. Ces évolutions individuelles montrent un comportement semblable à celui décrit en Figure 2-22 pour une fraction de pixels, suivant les phases d'accumulation et de désertion. La comparaison [-0.5V, 0.1V] permet de déterminer le nombre de pixels passant de l'état d'accumulation à celui de désertion. Le doublet [-0.2V, 0.1V] donne une idée du nombre de pixel restant dans l'état de désertion au moins

2.4. La grille de transfert : un témoin de la dégradation

sur cette plage. Nous remarquerons qu'une fraction importante semble également rester à des valeurs de courant faibles.

2.4.3.2 Evolution statistique avec la température

Une étude sur l'évolution statistique en température va permettre de statuer définitivement sur les différents régimes en place (diffusion contre désertion) dans chacune des populations de pixels. Ce résultat est représenté à la Figure 2-26 à l'aide de courbes de densité donnant les énergies d'activation associées à leur courant d'obscurité pour la polarisation 0.1 V (correspondant au courant maximal).

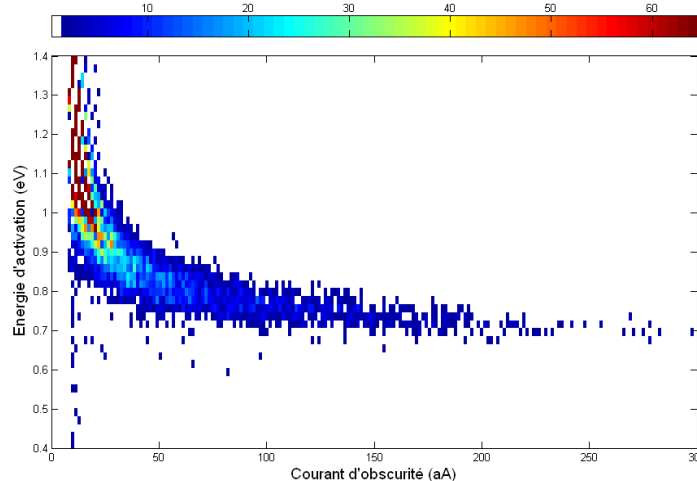


Figure 2-26. Répartition des densités de population pour le doublet (E_A, J_{obs}) pour une polarisation de 0.1 V

Cette distribution nous montre que la majorité des pixels, aux fortes valeurs de courant d'obscurité, sont, comme attendu, dans un régime de désertion. En revanche, une grande fraction de pixels à faible valeur de courant d'obscurité est toujours en régime de diffusion. Ainsi, le courant d'obscurité moyen maximum observé correspond à la dérive d'une population de pixels en régime de désertion. Cette dérive répond à plusieurs interrogations :

- Aucun défaut n'est présent dans le volume dépeuplé de ces pixels car une seule population est visible
- Les disparités de tension de seuil V_{th} de la grille de transfert sont suffisamment importantes pour que seulement une fraction de la population entre en régime de désertion. Ces différences peuvent provenir, par exemple, de charges dans le voisinage de la grille de transfert
- Les variations d'amplitude de courant correspondent certainement à des différences de pixel à pixel sur la densité d'état dans le voisinage de la grille de transfert, conformément à la formule 2-36

2.4.4 La surveillance du vieillissement

Au-delà de l'aspect purement descriptif du comportement de la grille de transfert, un intérêt pratique se dégage. En effet, l'expression 2-36 a mis en évidence, pour le régime de désertion, une dépendance à la densité d'état des oxydes sous la grille de transfert et dans son voisinage. Ainsi, l'amplitude du courant d'obscurité relevé peut servir d'outil de suivi du vieillissement des interfaces. Cette méthode est présentée à la Figure 2-27 après une campagne d'irradiation au ^{60}Co pour plusieurs doses ionisantes. Après mesures, cette courbe confirme les variations d'amplitude du courant induites par la dégradation des états d'interfaces le long de la grille de transfert (sous réserve que la surface d'oxyde désertée ne change pas avec la dose ionisante). L'évolution de la densité d'état normalisée sous la grille en fonction de la dose ionisante est alors calculée à partir de l'expression 2-37. Cette dernière est ensuite comparée sur la Figure 2-28 à la mesure du courant collecté par la photodiode en régime d'accumulation.

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

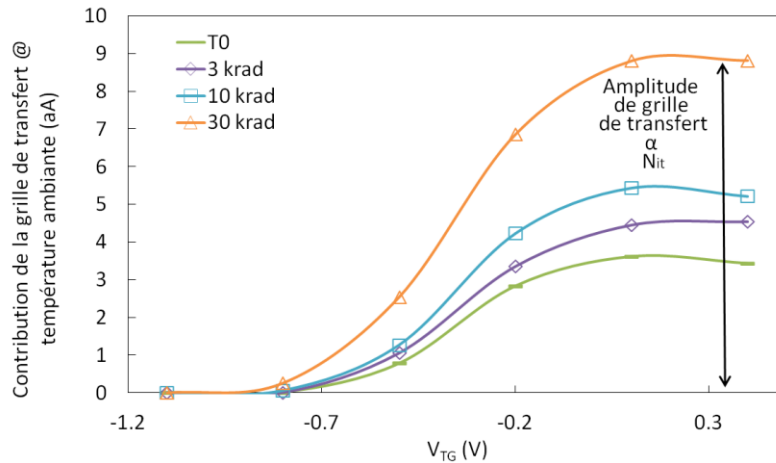


Figure 2-27. Evolution de l'amplitude du pic de courant d'obscurité induit par la grille de transfert en fonction de la dose ionisante

$$\frac{I_{darkTG,désertée,Irr}}{I_{darkTG,désertée,T_0}} = \frac{N_{it,Irr}}{N_{it,T_0}} \cdot \frac{A_{désertée,Irr}}{A_{désertée,T_0}} \stackrel{A_{désertée,T_0}=A_{désertée,Irr}}{=} = \frac{N_{it,Irr}}{N_{it,T_0}} \quad 2-37$$

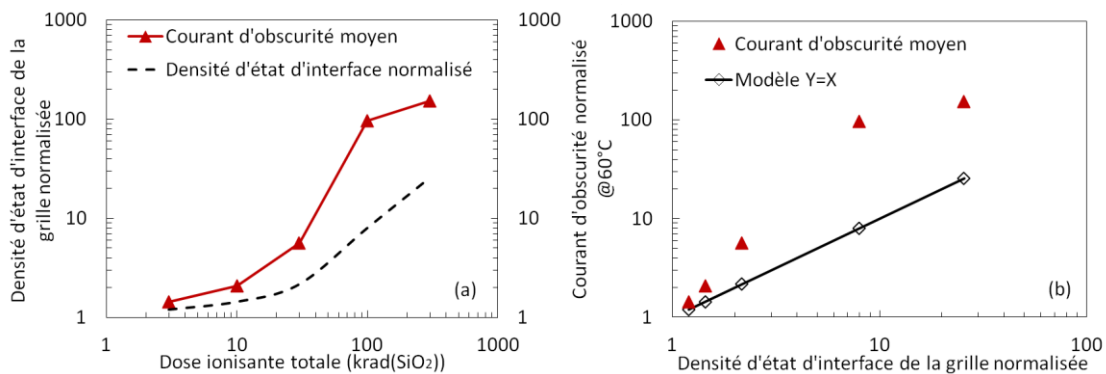


Figure 2-28. Evolutions du courant d'obscurité de la photodiode en accumulation et de la densité d'états d'interface sous la grille en fonction de la dose ionisante

Nous observons sur la Figure 2-28 a), après irradiation, une dépendance entre le courant d'obscurité global collecté par la photodiode et la dégradation relative des états d'interface dans l'entourage de la grille de transfert. Le graphe b) illustre qu'une relation directe ($Y=X$) avec la densité d'état mesurée ne peut être envisagée. Un phénomène de saturation du courant semble intervenir avec l'augmentation de la dose. Ce résultat sera important pour l'étude qui va suivre car celle-ci sera centrée sur la modélisation des mécanismes de dégradation du courant d'obscurité sur des capteurs d'images CMOS.

2.5 Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

2.5.1 Les campagnes d'irradiation : réalisation

La précédente partie a fait état succinctement de campagnes d'irradiation afin de tester l'impact de la dose ionisante totale, à l'aide d'une source de ^{60}Co , sur l'évolution du courant d'obscurité. Nous allons présenter en détail le descriptif de ces campagnes par rapport aux différentes opportunités qui nous ont été données.

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

2.5.1.1 La dose ionisante totale et le débit de dose

Dans ces campagnes, nous avons choisi des doses ionisantes (cinq au total) couvrant plusieurs champs d'applications en parallèle. Les essais à faibles doses (3, 10 et 30 krad(SiO₂)) permettent d'étudier des capteurs pour des applications médicales et missions spatiales (comme l'observation terrestre) [PEL12]. Les doses de plus fortes valeurs (supérieures à 100 krad(SiO₂)) sont destinées à l'étude de mécanismes de dégradation pour des environnements plus contraignants (nucléaires ou plus généralement liés à la physique des hautes énergies) [BRA01]-[WHI03]. En ce qui concerne les applications médicales, l'énergie est déposée par un rayonnement X. Pour l'environnement spatial, l'essentiel de la dose est apportée par des protons et électrons [STA88]. Les normes spatiales recommandent toutefois l'utilisation de sources de Co⁶⁰ (2 raies à 1.17 et 1.33 MeV) [MIL883]. Elles sont souvent utilisées pour effectuer une évaluation pire cas de la dégradation. La courbe de rendement d'ionisation associé à ce type de source est très élevée [OLD03]. Des relations d'équivalences de doses peuvent être dressées empiriquement entre les sources de rayonnement gamma et X [BEN86]. D'autre part, un certain nombre d'études relatent des effets d'accélération des dégradations induits par des faibles débits de dose [RAS02]-[BOC06], notamment pour les technologies bipolaires et BiCMOS. Ces conditions sont d'ailleurs plus conformes aux environnements médicaux et spatiaux. Les plans de qualification relatifs au domaine du spatiale font états d'essais à faibles (0.01 rad/s) et forts débits de dose (5 rad/s) [MIL883]. Le critère limitant pour les faibles débits étant le temps d'exposition, nous nous contenterons de campagnes à des débits modérés de l'ordre de 1 krad/h. Pour information, ce débit nous amène pour la dose ionisante la plus forte (300 krad) à une exposition de 13 jours.

2.5.1.2 Les possibilités d'irradiation des composants

Pour décrire les différents types d'irradiation possibles, plusieurs approches sont proposées allant de la plus élaborée à la plus simple. Dans un premier temps, il faut distinguer deux types d'irradiation pour les capteurs ou structures de test : active (ou polarisée) et passive (ou non polarisée).

Dans les campagnes actives, il existe deux grandes catégories :

- La polarisation séquencée (plutôt employée pour les capteurs), qui consiste à respecter la mise en œuvre et les polarisations du capteur en fonctionnement. Le principal inconvénient de cette démarche est sa complexité car les cartes électroniques utilisées sont pilotées par ordinateur. Dans notre cas, la mise en œuvre du capteur est codée dans une FPGA directement intégrée sur la carte. Les alimentations sont également réglables sur carte par pilotage informatique. A cela, deux possibilités relativement lourdes, en termes de mise en œuvre, peuvent être envisagées :
 - Utiliser une carte électronique, accompagnée d'un ordinateur et d'un opérateur formé au fonctionnement du logiciel de capture d'images. Celle-ci peut alors être utilisée de manière sacrificielle en acceptant que l'électronique embarquée puisse dériver légèrement. Cette option reste relativement couteuse.
 - Séparer le support du capteur à polariser, lors de l'irradiation, et la carte de séquençage autonome (séquençage et tension d'alimentation figés). La deuxième partie n'est donc pas présente dans l'irradiateur. Cette deuxième option semble alors plus réaliste et durable mais demande un investissement en temps non négligeable pour la conception de la carte.
- La polarisation fixe est généralement légitime pour l'irradiation de structures de test. En outre, cette technique permet de trouver des cas limites de polarisation intéressants pour les structures de test (transistor MOS ou structures de diode) ou pour réaliser une étude phénoménologique des matériaux du composant (oxyde de champs ou diélectrique pré-métal) sous diverses polarisations.

Les campagnes d'irradiation passives semblent en apparence les moins complètes par leur simplicité de réalisation (Irradiation dans des boîtes avec mousse antistatique). Cependant, elles peuvent s'avérer suffisantes dans une majorité des cas, par une justification physique appropriée. Dans notre cas, afin d'évaluer l'évolution du courant d'obscurité collecté par la photodiode, seule la dégradation des

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

oxydes environnants nous intéresse. Il est alors nécessaire de s'assurer que ces derniers ne se dégradent pas davantage lors d'une irradiation polarisée. Une réponse rapide est obtenue en analysant à la Figure 2-29 la distribution de champs électrique, extraite par simulation, de la photodiode pincée et du nœud de lecture. La grille est ici polarisée en régime d'accumulation de trous (transistor bloqué). Cette phase représente plus de 99% du temps de polarisation de ce transistor [GOI12].

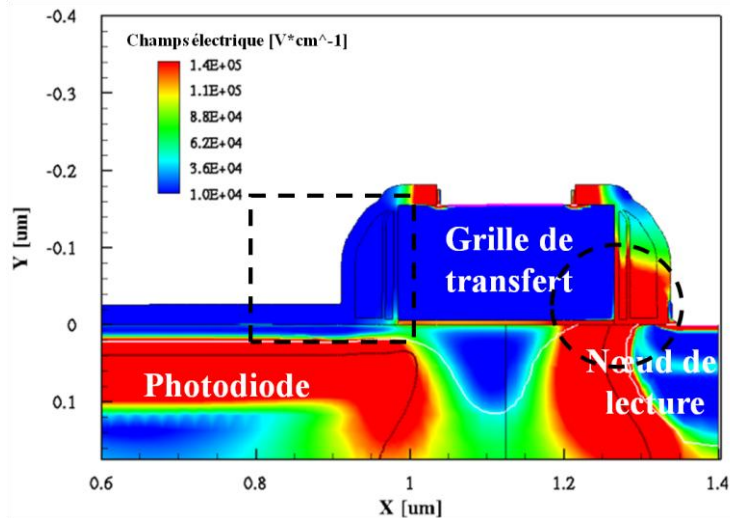


Figure 2-29. Evaluation par simulation du champ électrique le long d'une photodiode pincée et à proximité du nœud de lecture

Il apparaît que la configuration spécifique de la photodiode pincée, encadré en tirets pointillés, referme les lignes de potentiel sur elle-même, au lieu de pénétrer dans l'oxyde supérieur comme observé sur des architectures de pixel 3T [GOI10]. Les valeurs des champs électriques, dans les oxydes environnants à la photodiode, atteignent des valeurs largement inférieures à quelques $\text{MV}\cdot\text{cm}^{-1}$. En général, ces cas extrêmes sont obtenus uniquement dans les oxydes de grille des transistors MOS [LIU11]. Comme le montre la Figure 1-38, le rendement d'ionisation semble très peu varier pour des champs d'amplitude inférieure à $0,1 \text{ MV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Les seules valeurs significatives de champs électriques sont situées du côté du nœud de lecture, dans le cercle en traits pointillés. La physique de dissociation des paires électron-trou et des atomes radiolytiques peut alors s'en trouver perturbée. Cependant, les interfaces de cette zone n'exercent aucune influence sur la valeur du courant collecté par la photodiode, en raison de la présence du nœud de lecture. Au final, l'irradiation passive semble un moyen d'étude pratique et représentatif des effets des radiations ionisantes sur les photodiodes pincées.

2.5.2 Les technologies et dispositifs étudiés

La partie suivante consiste à faire un bilan des dégradations induites sous irradiation sur des technologies de capteurs d'images, manufacturées à ST Microelectronics, à partir d'une filière 90 nm. La très grande richesse du catalogue d'imageurs disponibles, présentés dans le Tableau 2-5 et illustrés en Figure 2-30, va nous permettre d'identifier plusieurs influences géométriques simples comme:

- L'influence du pas de pixel par le doublement du rapport de surface entre les capteurs 140DTI et 175DTI, avec une valeur de périmètre similaire.
- L'impact du périmètre en jouant sur la profondeur des tranchées (profondes pour 175DTI et peu profondes pour le 175STI).
- L'effet d'un oxyde enterré (140DBOX), utilisé notamment pour des technologies éclairées en face arrière. Il est à noter que ce dispositif n'est pas passé par les étapes d'amincissement et de collage de la filière essentiellement pour des raisons de temps de cycle. Il est donc éclairé par la face avant.

En raison du grand nombre de mesures à effectuer par technologies (quatre) et par doses (cinq), nous sommes contents d'une puce par dose et technologie testée.

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

Tableau 2-5. Caractéristiques techniques des capteurs d'images irradiés

Capteur	Pas de pixel (µm)	Surface de diode (µm ²)	Périmètre (µm)	Structures d'isolation	Epaisseur de l'oxyde de grille
175STI	1.75	1.18	3.7	Tranchées peu profondes	65 Å
175DTI	1.75	1.26	5	Tranchées profondes	50 Å
140DTI	1.4	0.55	4.15	Tranchées profondes	50 Å
140DBOX	1.4	0.55	4.15	Tranchées profondes + oxyde enterré	50 Å

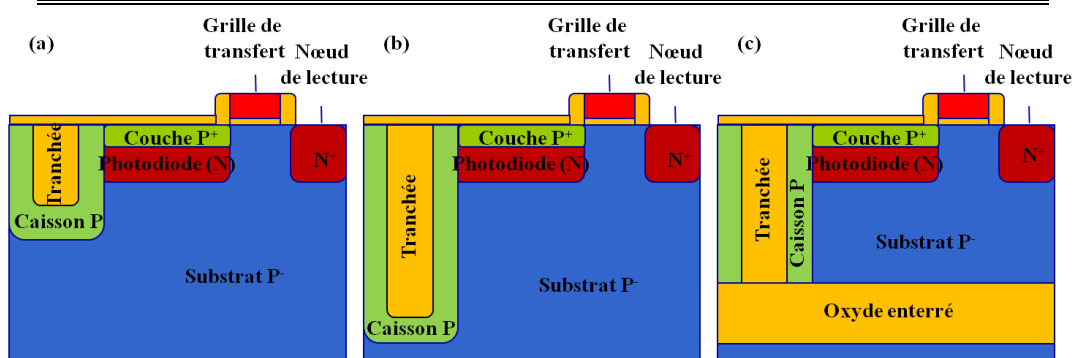


Figure 2-30. Illustration des capteurs à disposition dans nos campagnes d'irradiation avec a) des tranchées peu profondes (175STI), b) des tranchées profondes (140DTI et 175DTI) et c) un oxyde enterré (140DBOX)

Cependant, la décorrélation géométrique peut aussi être confirmée par l'intermédiaire de structures de test. En outre, la mesure de courant d'obscurité est effectuée en polarisant en inverse des structures de photodiodes pincées. Par exemple, l'influence de la surface se mesure en proposant plusieurs variantes d'aire. De même, celle du périmètre est accentuée en insérant des doigts de tranchées au sein d'une structure de diode pincée, comme présenté à la Figure 2-31.

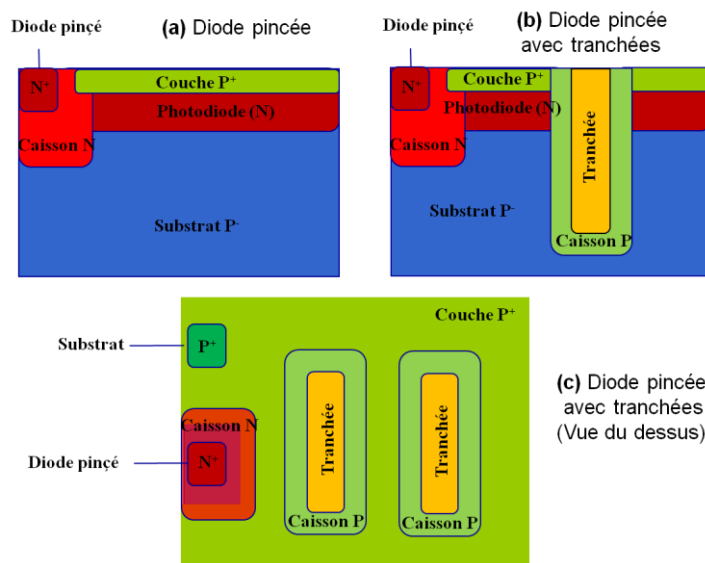


Figure 2-31. Représentation des structures de diode pour la mesure de courant d'obscurité avec des variantes (a) en surface, (b) en périmètre et (c) vue du dessus

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

En raison de la conception des structures, les variantes en périmètre s'accompagnent nécessairement d'une variation de surface. Le modèle utilisé sera alors décrit par une relation du premier ordre par rapport aux paramètres géométriques de surface S et de périmètre P :

$$I_{obs} = J_S \cdot S + J_P \cdot P + I_{obs,0} \quad 2-38$$

La composante $I_{obs,0}$ représente une composante résiduelle du courant d'obscurité. La suite de ce paragraphe va ainsi se focaliser sur une étude phénoménologique du courant d'obscurité par l'intermédiaire de ces variantes de capteurs et diodes. Les comparaisons progressives et parfois couplées avec le modèle de courant d'obscurité, proposé précédemment, permettront d'aboutir à la proposition d'un schéma de dégradation.

2.5.3 Evolution du courant d'obscurité

2.5.3.1 Contribution de la surface

2.5.3.1.1 Interface supérieure

Dans cette section, nous nous proposons d'évaluer principalement l'évolution de la dégradation de l'oxyde en face avant du pixel. Cette étude concerne principalement le diélectrique pré-métal (PMD). Ce dernier est constitué de plusieurs couches, schématisées à la Figure 2-32, dont :

- Un oxyde généré par des procédés de dépôt chimique à phase vapeur basse pression (LPCVD pour Low Pressure Chemical Vapor Deposition). Ils sont déposés lors de l'étape de formation des espaceurs. L'étape de gravure anisotrope de ceux-ci laissera un résidu d'oxyde au-dessus du silicium.
- Une couche oxyde/nitride déposée par LPCVD, destinée à la protection de la zone couverte par la photodiode face aux procédés de siliciuration (source de contamination métallique).
- Une dernière couche nitride/oxyde est déposée en dépôt chimique assistée par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition), servant ainsi de film de transition avant le dépôt des lignes métalliques. Le dernier empilement d'oxyde (le plus épais) bénéficie, par ailleurs, d'un procédé par plasma haute densité (HDP pour High Density Plasma) afin d'obtenir une très bonne conformité du dépôt.

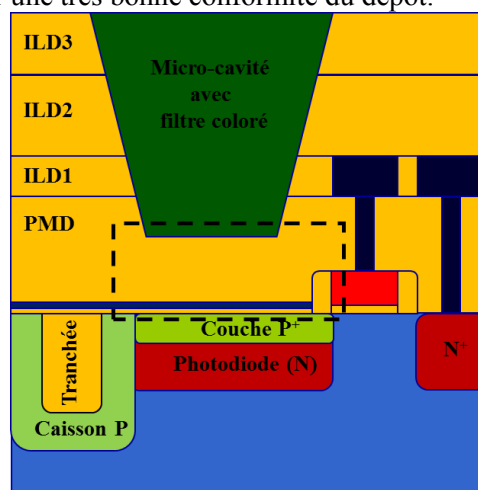


Figure 2-32. Schématisation de l'empilement des diélectriques étudiés au-dessus de la photodiode

Le restant des diélectriques interlignes ILD1, ILD2 et ILD3 ne sont pas considérés dans l'étude, car seuls les oxydes chargés à proximité de la photodiode auront une influence électrostatique. Les capteurs utilisés pour l'évaluation de la surface du pixel sont ceux présentant une variation de pas à isolation identique (tranchées profondes): 140DTI et 175DTI. Le résultat après irradiation est présenté à la Figure 2-33.

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

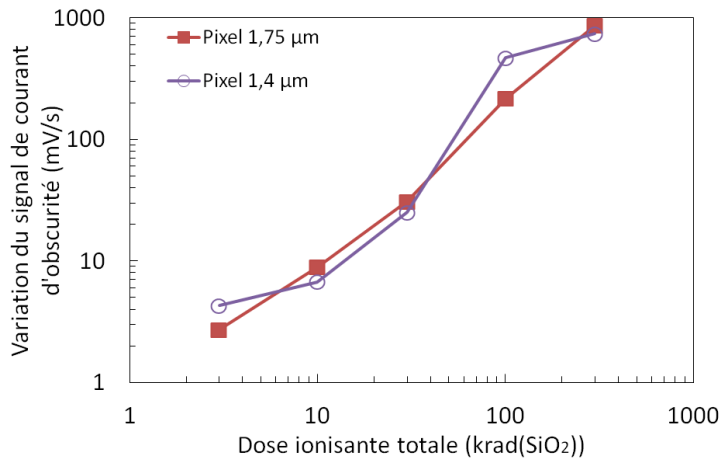


Figure 2-33. Evolution du courant d'obscurité avec la surface du pixel en fonction de la dose ionisante totale

Les variations observées sur le précédent graphique ne montrent pas d'écarts significatifs par rapport à la valeur de surface de la diode (doublée d'un capteur à l'autre). En supposant que le courant d'obscurité soit principalement influencé par la contribution des tranchées, il semble alors normal de ne pas constater de différences entre ces deux courbes, en raison d'un périmètre quasi-identique. Cette hypothèse sera vérifiée dans les paragraphes qui vont suivre.

2.5.3.1.2 Interface face arrière

Pour évaluer la réponse de capteurs éclairés en face arrière, nous proposons un cas intermédiaire dans ce paragraphe. Le capteur mis à disposition (140DBOX) ici intègre un oxyde enterré mais doit cependant être caractérisé par un éclairage en face avant (Pas d'étapes de collage et d'amincissement). Une comparaison des résultats entre un capteur avec et sans oxyde enterré en fonction de la dose ionisante est proposée alors en Figure 2-34.

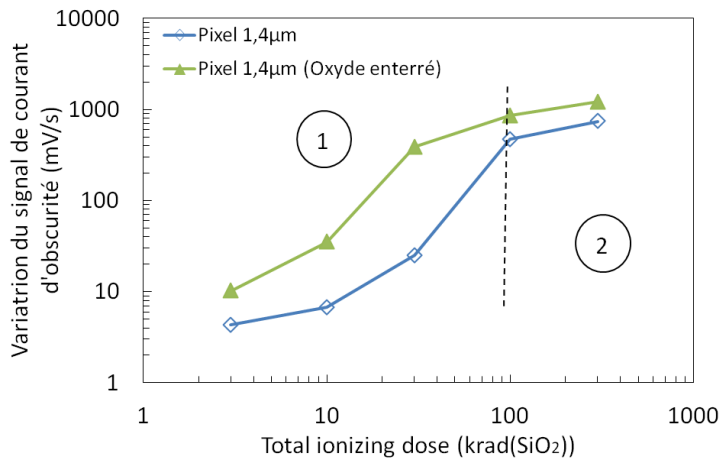


Figure 2-34. Evolution du courant d'obscurité pour un capteur avec un oxyde enterré en fonction de la dose ionisante totale

Deux régimes sont à distinguer principalement à partir de 100 krad(SiO₂). En dessous de cette valeur, l'évolution du courant d'obscurité est bien plus significative en présence d'un oxyde enterré. Au-delà, un phénomène de saturation se manifeste sur les deux courbes. Les deux réponses semblent ensuite converger vers des valeurs relativement similaires après 100 krad(SiO₂).

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

2.5.3.2 Contribution du périmètre

2.5.3.2.1 Influence du dopage de la tranchée

Une première expérience pour tester l'influence du périmètre est proposée en modifiant les niveaux de dopage en fond de tranchée. Pour cela, il existe deux leviers d'ajustement:

- par modification des étapes d'implantation spécifique aux tranchées profondes
- en faisant varier le profil du substrat P⁺/P⁺ par variation du budget thermique dans les premières étapes de procédés. Cette méthode a pour unique intérêt de modifier le dopage du fond de tranchée.

Pour des raisons pratiques, nous avons opté pour la deuxième option en proposant deux traitements thermiques différents. Les deux profils cumulés le long des tranchées ainsi que les résultats d'irradiation sont présentés à la Figure 2-35.

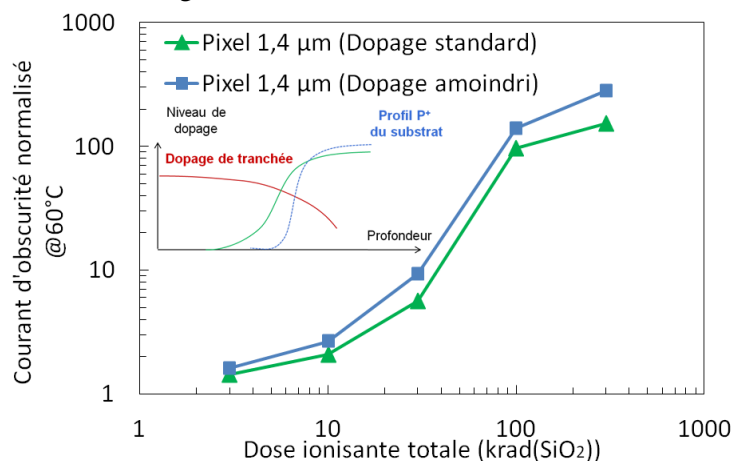


Figure 2-35. Evolution du courant d'obscurité de capteurs avec et sans appauvrissement de dopage en fond de tranchée pour plusieurs doses ionisantes

Comme attendu, l'appauvrissement en dopage d'une partie de la tranchée a un impact néfaste sur l'évolution du courant d'obscurité. Néanmoins, la phénoménologie en place n'est aucunement perturbée avec une évolution toujours orientée vers la saturation aux fortes doses.

2.5.3.2.2 Influence de la profondeur de la tranchée

Une deuxième option pour modifier la contribution périmétrique consiste à adapter la profondeur des tranchées. Deux capteurs (175STI et 175DTI) sont susceptibles de répondre à nos attentes en irradiant des pixels intégrant des tranchées peu profondes et profondes. Leurs réponses avec la dose ionisante totale sont comparées en Figure 2-36. La différence de comportement entre ces deux pixels est significative. Une transition entre deux phases est également discernable entre 10 et 30 krad(SiO₂). A faible dose, les capteurs montrent un comportement linéaire sur une échelle log-log. A forte dose, le pixel à tranchées peu profondes présente un phénomène de saturation. Une façon de confirmer l'origine de la dégradation par les tranchées serait de normaliser la valeur de courant d'obscurité recueillie par la surface Si/SiO₂ des tranchées en regard de la photodiode. Les résultats de cette normalisation pour plusieurs pixels sont fournis à la Figure 2-37, accompagnés d'un schéma illustrant la surface utilisée. Les valeurs mesurées pour chaque capteur à faible et forte dose sont du même ordre de grandeur, suggérant une dépendance suivant la surface de tranchée. En revanche, pour les doses intermédiaires entre 10 et 30 krad(SiO₂), un décollement significatif est observé pour les pixels à tranchées peu profondes. Aussi, les variations de procédés des tranchées confirment bien une dépendance importante au périmètre mais l'opération de normalisation par la surface montre qu'une tranchée peu profonde génère plus par unité de surface qu'une tranchée profonde. Ce résultat est cohérent avec le modèle de courant d'obscurité exposé précédemment et sera développé dans la partie modélisation.

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

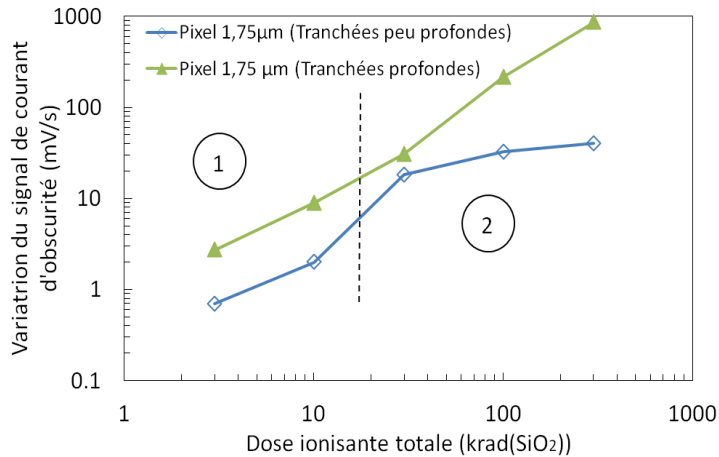


Figure 2-36. Evolution du courant d'obscurité pour deux types de tranchées en fonction de la dose ionisante totale

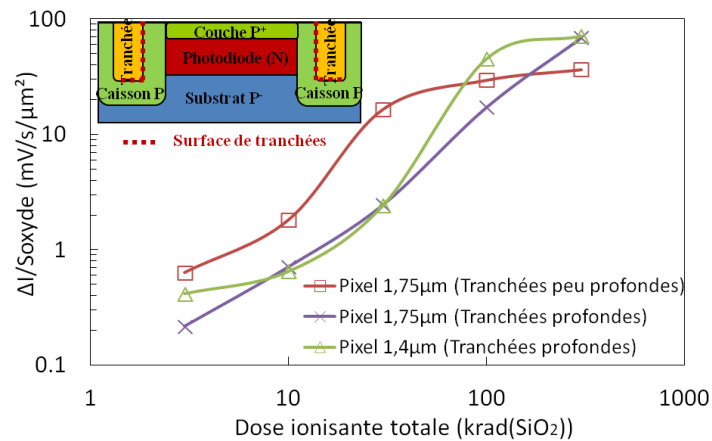


Figure 2-37. Evolution du courant d'obscurité normalisé par la surface de tranchées en fonction de la dose ionisante totale

2.5.3.3 Evolution de l'énergie d'activation

Nous nous sommes intéressés jusqu'ici à la localisation des sources principales de courant d'obscurité après irradiation. Néanmoins, nous avons exposé dans ce chapitre qu'il existe plusieurs phénomènes physiques à l'origine du courant d'obscurité dans une photodiode. Ils sont alors issus :

- Soit de la génération des interfaces, qui est régulée par la diffusion des porteurs minoritaires dans la zone neutre
- Soit de la génération des interfaces désertées

Il est d'ailleurs possible que l'irradiation, par la génération de trous piégés dans les oxydes, conduise les interfaces à la désertion. Pour vérifier cette hypothèse, une campagne de mesures du courant d'obscurité en température a été réalisée pour chaque dose et pour chaque capteur. Cette évolution en température donne l'énergie d'activation du phénomène physique. En guise d'exemple, les régimes du capteur 140DTI sont représentés à la Figure 2-38. La première constatation à faire concerne la relative stabilité de l'énergie d'activation en fonction de la dose. Le courant d'obscurité reste dans le même régime de diffusion qu'avant irradiation, avec des énergies d'activation proches de 1.25 eV, cohérentes avec la théorie. Les résultats en température pour les autres capteurs montrent également la même signature de diffusion. En général, un phénomène de désertion à une interface Si/SiO₂ se traduit par une énergie de l'ordre de 0.65 eV. Cette hypothèse sur une quelconque interface au sein du pixel peut donc être exclue. Une création d'états d'interface assistée par la diffusion d'hydrogène

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

radiolytique ([HUG03], [FLE02]) est envisagée. Ce mécanisme conforterait d'autant plus la dépendance observée à la Figure 2-28 entre les résultats de la dégradation des états d'interface proche de la grille de transfert et le courant d'obscurité global.

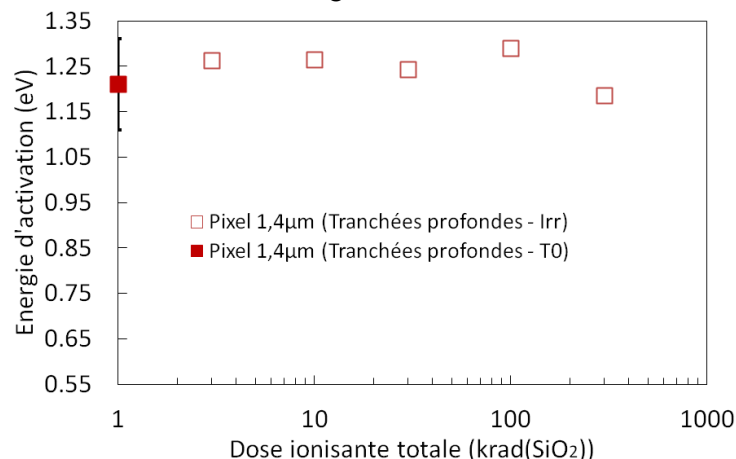


Figure 2-38. Evolution de l'énergie d'activation du courant d'obscurité avec la dose ionisante pour le capteur 140DTI.

2.5.3.4 Analyse multi variable des structures de diode

2.5.3.4.1 Problématiques autour de la mesure du courant d'obscurité avant irradiation

Il existe deux principales approches pour mesurer le courant d'obscurité :

- La méthode indirecte par mesure au sein de la matrice. Cette approche est la plus représentative du courant d'obscurité du produit. Néanmoins, elle souffre d'un gros handicap car elle ne permet en aucun cas de quantifier l'impact de chaque composante géométrique au sein du pixel.
- La méthode directe qui consiste à mesurer le courant en inverse sur une structure de test de diode. L'ajout de motifs géométriques en grande quantité permet d'exacerber une composante en particulier (périmètre de tranchée, grille de transfert). Etant donné les ordres de grandeurs de courant mesurés au sein d'un imageur (de l'ordre de quelques nA pour $1 \mu\text{m}^2$), cette approche est très consommatrice de surface (dans le cas où une dépendance à la surface ou au périmètre est supposée). La simplicité de conception a l'avantage de permettre des décorrélations géométriques par comparaison avec plusieurs structures. Elles peuvent être ensuite mesurées par deux méthodes différentes soit sur plaquette soit en boîtier, dont les avantages respectifs sont avancés ci-dessous :

- Plaquette :

La réponse en température d'une des structures avec variantes de surface est présentée en Figure 2-39. A forte température, un comportement de diffusion est observé alors que, pour les faibles valeurs (en deçà de 80°C), un phénomène de stagnation, dépendant de la surface, domine. Ce phénomène peut être induit soit par des champs électriques intenses dans la structure (responsable d'un courant tunnel) soit par des photons résiduels captés par la structure. Conformément au modèle proposé en 2-38, tous les résultats de courant d'obscurité mesurés, sur trois structures différentes, seront soumis à une analyse multi variable. Cette méthode consiste à établir un système matriciel comme exprimé en 2-39. L'inversion de ce système donne alors l'information sur la contribution de la composante de surface J_s , périmétrique J_p et sur la composante résiduelle I_0 . Les variations en température, de 60 à 120°C , pour ces trois paramètres sont ensuite présentées dans la Figure 2-40. L'évolution de la composante de surface et de périmètre révèle respectivement des énergies d'activation de 1.01eV et 1.17eV . Ces différences sont conformes à l'effet de réduction du gap du silicium

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

décrit précédemment. D'autre part, cela confirme que les interfaces Si/SiO₂ sont bien plus dopées que les interfaces le long des tranchées. En revanche, le terme $I_{obs,0}$ n'évolue pas avec la température et semble proche du seuil de mesure de courant de l'instrumentation utilisée. Le Tableau 2-6 résume les valeurs estimées, selon une loi d'Arrhénius, respectivement pour J_s et J_p à 60°C. Ces paramètres permettent de remonter à une valeur de courant à 60°C, connaissant la géométrie du pixel. Nous obtenons alors une valeur de courant de l'ordre de 10.6 aA. Cela revient à un écart de 20 % par rapport à la valeur mesurée sur matrice.

$$I_{obs} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = M \cdot \begin{bmatrix} J_s \\ J_p \\ I_0 \end{bmatrix} \text{ avec } M = \begin{pmatrix} S_1 & P_1 & 1 \\ S_2 & P_2 & 1 \\ S_3 & P_3 & 1 \end{pmatrix} \quad 2-39$$

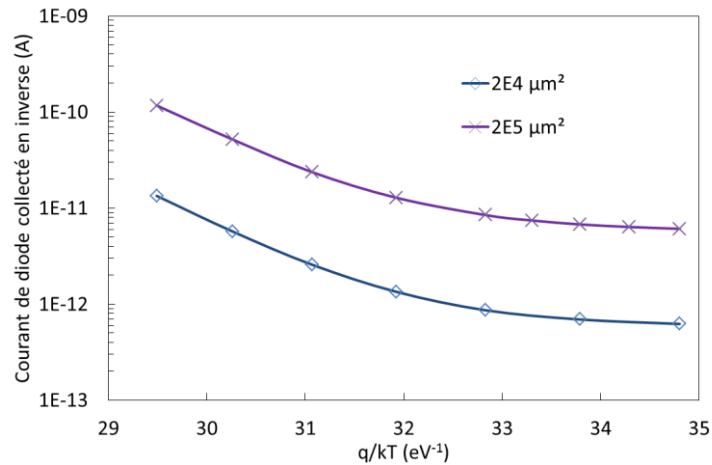


Figure 2-39. Réponse en température d'une structure de diode avec variantes en surface

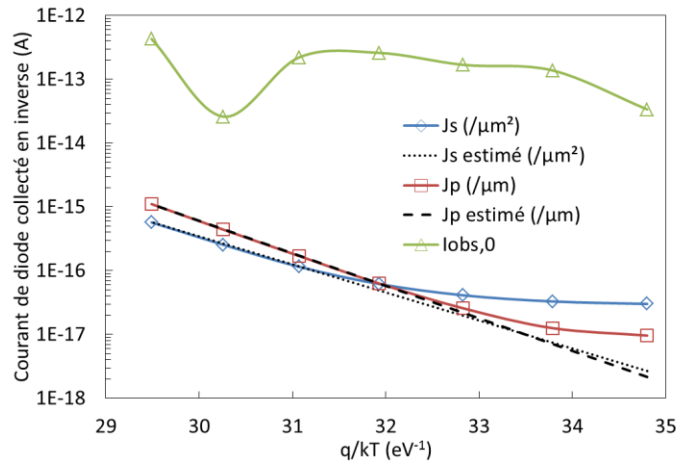


Figure 2-40. Etude en température des paramètres J_s , J_p et $I_{obs,0}$ à plusieurs températures

Tableau 2-6. Résultat d'une analyse multi-variable à 60°C

Composante	J_s	J_p	$I_{obs,0}$
Courant collecté @60°C	2.7 aA/ μm^2	2.2 aA/ μm	$3.4 \cdot 10^{-14}$ A

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

- **Boîtier :**

La mise en boîtier est une solution couramment envisagée pour réaliser des campagnes d'irradiation sur structures de test. Elle peut être réalisée sur deux types de boîtiers : céramique ou métallique. Le premier a l'avantage d'être largement utilisé dans l'industrie mais présente néanmoins des fuites importantes dans les diélectriques d'isolation du boîtier. Ce point s'avère extrêmement préjudiciable pour la mesure de courant à bas niveau. Le deuxième est beaucoup moins répandu mais il permet d'abaisser nettement les fuites au niveau du boîtier par l'ajout de meilleurs isolants et l'application d'un potentiel de garde sur l'armature. L'examen des caractéristiques, extraites sur les deux types de boîtier en Figure 2-41, révèle que l'intégralité du courant relevé sur un boîtier céramique est due, en premier lieu, aux fuites entre les pattes du boîtier céramique et, dans un deuxième temps, aux fuites de la carte. Seul un banc conçu pour appliquer un potentiel de garde sur la coque métallique du boîtier permet d'atteindre les niveaux de courant souhaités (de l'ordre de 10^{-15} - 10^{-14} A) [GOI].

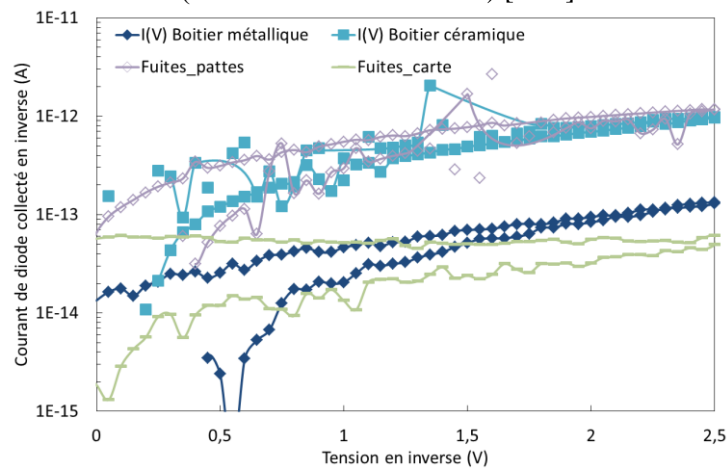


Figure 2-41. Comparaison des caractéristiques de diode pour un boîtier métallique et céramique

Une analyse en température complémentaire sur ces structures en boîtier a montré, à la Figure 2-42, que le seuil de mesure du courant a pu être abaissé de manière notable (de quelques 10^{-15} à 10^{-14} A). La limitation à faible température, observée sur plaquette, correspondant à l'absorption de quelques photons résiduels est maintenant confirmée. Par ailleurs, un comportement de diffusion se dessine, aux faibles valeurs de tension et fortes températures, sous la forme d'un plateau de courant. L'augmentation de tension aux bornes de la diode amène progressivement celle-ci vers un régime d'effet tunnel assisté par pièges. En revanche, à faible température ($<35^{\circ}\text{C}$), ces deux régimes sont noyés par un effet tunnel direct [DUF10].

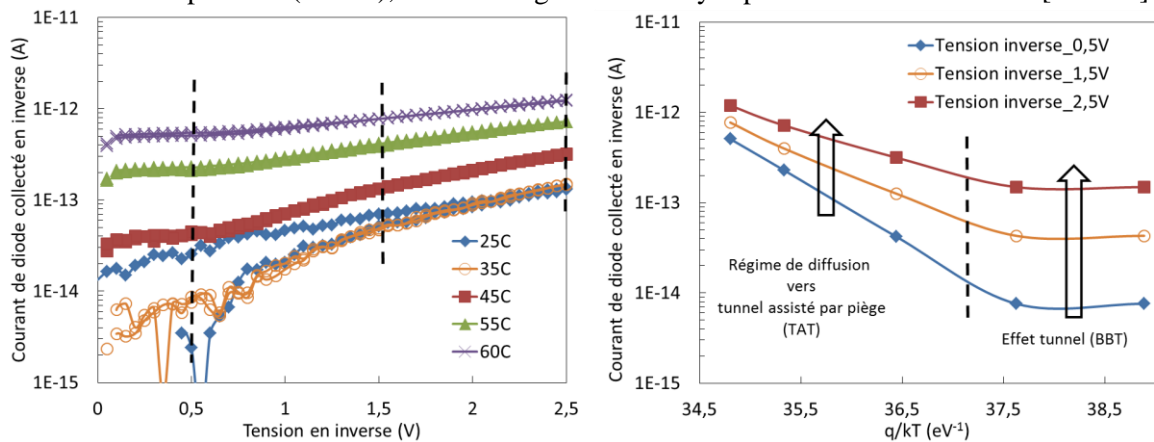


Figure 2-42. Evolution en température d'une structure en boîtier métallique

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

Une analyse multi-variable sur les mesures relevées en boitier à 45°C est proposée par la suite. Les résultats figurent au Tableau 2-7. Celle-ci révèle des différences par rapport aux valeurs obtenues sur plaquette. La valeur de la composante périmétrique est bien trop élevée. Premièrement, il n'est pas exclu que les résultats soient entachées d'une incertitude sur le taux de contamination de la structure, notamment à faible température, où la génération des défauts dans les zones de désertion est dominante. D'ailleurs, l'augmentation du courant en fonction de la polarisation en inverse peut être un élément de réponse suggérant cette contamination. Deuxièmement, le système de régulation en température a semblé peu fiable lors de la mesure. Ces résultats sont donc discutables étant donné l'impossibilité de quantifier précisément l'impact des défauts et la valeur de température.

Tableau 2-7. Résultats d'une analyse multi-variable à 45°C

Composante	J_s	J_p	$I_{obs,0}$
Courant collecté @45°C	0.6 aA/ μm^2	6.5 aA/ μm	-850 aA

Nous nous proposons d'établir un bilan des deux méthodes utilisées accompagné de leurs résultats, avantages et inconvénients au Tableau 2-8.

Tableau 2-8. Récapitulatif des deux types de méthodes et résultats extraits à 45°C

Composante	J_s	J_p	$I_{obs,0}$	Avantage	Inconvénient
Courant collecté @45°C (plaquette)	0.51 aA/ μm^2	0.32 aA/ μm	Quelques 10^{14} A	Mesures, à fortes températures, rapides à effectuer	Influencée par la pollution lumineuse, qui entraîne une limitation sur le courant mesuré à des températures nominales
Courant collecté @45°C (boitier métallique)	0.6 aA/ μm^2	6.5 aA/ μm	-850 aA	Possibilité de descendre en dessous du seuil de mesure standard	- Potentiellement contaminée et biaisée à basses températures - Régulation en température peu fiable

Les valeurs à hautes températures effectuées sur plaquette s'avèrent être les plus fiables dans le sens où les effets de contamination sont noyés dans la composante de diffusion. L'étude en boitier ne perd toutefois pas de son intérêt dans le cadre d'une campagne d'irradiation puisque la composante de diffusion est amené à augmenter. De plus, des mesures à température ambiante permettent de solutionner le problème de régulation de la température.

2.5.3.4.2 Analyse après irradiation à 100 krad(SiO₂)

Une campagne de mesures après irradiation à 100 krad(SiO₂) est proposée sur les structures analysées précédemment. Les résultats présentés au Tableau 2-9 confortent une domination du périmètre. Un modèle à une variable est alors proposé :

$$I_{obs} = J_p \cdot P + I_{obs,0} \quad 2-40$$

La composante de surface n'étant pas quantifiable après l'irradiation, une analyse plus poussée sur des structures de transistors sera proposée dans le chapitre 4 pour évaluer la dégradation de l'oxyde supérieur et de son interface. Une évaluation à 25°C, rapportée aux dimensions du pixel, donne une valeur de courant relativement proche (11.2 aA par rapport aux 7.5 aA mesurés sur la matrice @25°C,

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

ce qui équivaut à environ 30% d'erreur). $I_{obs,0}$ est ici proche du seuil de mesure de courant pour l'instrumentation utilisée (de l'ordre de 10^{-15} A).

Tableau 2-9. Résultats de l'analyse à variable simple à 100 krad(SiO₂) et 25°C

Composante	J_p	$I_{obs,0}$
Courant collecté	2.8 aA/ μ m	$-2.8 \cdot 10^3$ aA

2.5.3.5 Modélisation de la dégradation sous irradiation

Les précédents résultats ont montré, d'une part, une influence importante des tranchées sur l'évolution du courant d'obscurité de nos capteurs et, d'autre part, que les mécanismes de génération à l'interface ne sont pas issus de zones désertées. Un premier mécanisme de dégradation de la densité des états d'interface le long des tranchées d'isolation a alors été proposé. Le modèle des tranchées, précédemment présenté, avait mis en évidence deux régimes physiques (linéaire ou limité par diffusion) suivant la valeur de la profondeur de tranchée H_{TI} par rapport à L_{eff} . Cependant, cette longueur effective est elle-même inversement proportionnelle à la densité d'état d'interface. En conséquence, la transition entre les deux domaines évolue après irradiation, conformément au schéma de la Figure 2-43.

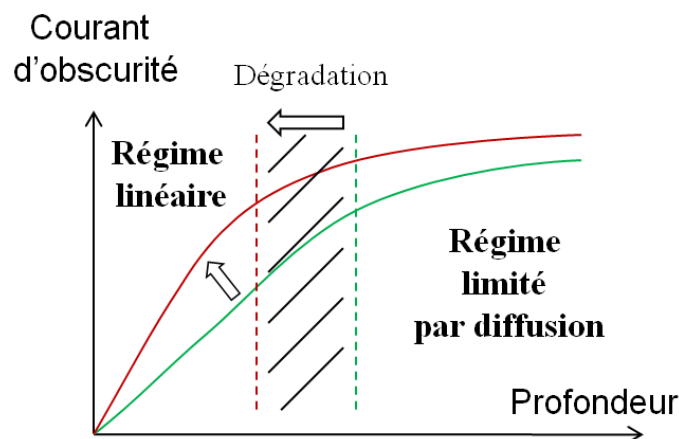


Figure 2-43. Evolution de la transition entre les régimes linéaire et limité par diffusion en fonction du type de tranchées et de la dégradation des états d'interface

Les deux domaines ont une dynamique différente par rapport à la dégradation des états d'interface. Le premier « linéaire » est directement proportionnel à la densité d'état d'interface N_{it} (par l'intermédiaire du terme J_{int}). Le second « limité par diffusion » n'en dépend quasiment plus (avec seulement une influence faible dans le terme logarithmique). Le Tableau 2-10 résume les différentes influences du courant d'obscurité en fonction de N_{it} pour les deux régimes. Conformément à ce modèle, la Figure 2-28 illustre la transition entre ces deux régimes. Dans un premier temps, l'évolution du courant d'obscurité est corrélée linéairement avec l'augmentation de la densité d'état. La rupture de pente de la densité d'état engendre une cassure également en courant. Dans un second temps, une augmentation importante de cette densité amène directement à un phénomène de saturation identifié par le phénomène de limitation par diffusion. Pour approfondir davantage cette modélisation, une hypothèse simple qui lie la densité d'état normalisée $N_{it,norm}$ à la Dose Ionisante Totale (DIT) peut être posée pour des doses supérieures à 30 krad(SiO₂) :

$$N_{it,norm} \propto DIT - DIT_{seuil} \quad 2-41$$

2.5. Présentation des technologies et campagnes d'irradiation

Tableau 2-10. Récapitulatif des dépendances en fonction de la densité des états d'interface pour les deux régimes identifiés

Régime	Domaine de validité	Expression	Dépendance principale	Evolution avec N_{it}
Linéaire	$H_{TI}, L_H \ll L_{eff}$	$I_{TI} = J_{int} \cdot P_{TI} \cdot \left(\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2} - L_H \right)$	J_{int} linéaire avec N_{it}	Linéaire
Limité par diffusion	$H_{TI} \gg L_{eff}$	$I_{TI} = J_{int} \cdot P_{TI} \cdot L_{eff} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2}}{L_H + L_{eff}} \right)$	$\ln \left(\frac{\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2}}{L_H + L_{eff}} \right)$	Logarithmique

L'injection de la condition 2-41 dans l'expression du régime limité par diffusion donne une expression utilisable pour modéliser les phénomènes de saturation observés dans la Figure 2-37 du type :

$$I_{obs}(DIT) = A \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{H_{TI}^2 + L_H^2} + \frac{B}{DIT - C}}{L_H + \frac{B}{DIT - C}} \right) \quad 2-42$$

Les données relatives à la profondeur H_{TI} et la longueur L_H sont ici connues et utilisées pour l'exercice. Les résultats de la modélisation à partir de la formule 2-42 sont tous présentés à la Figure 2-44.

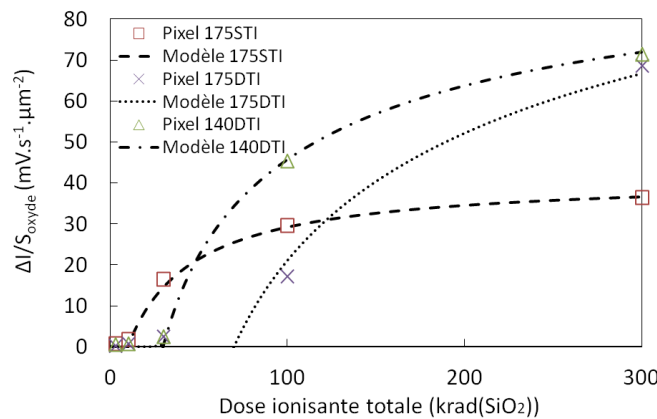


Figure 2-44. Extension du modèle de tranchées sur les données obtenues après irradiation

2.5.3.6 Discussion

Hormis le capteur 175DTI, toutes les données ici présentes confirment le modèle 2-42, utilisé aux fortes doses, par l'apparition d'une saturation du courant induite par l'augmentation constante de la densité d'état d'interface. Néanmoins, quelques phénomènes restent encore en suspens dont notamment les valeurs de courant normalisées à forte dose. Le modèle nous montre, dans le régime linéaire, une dépendance par rapport à la surface d'oxyde de tranchée $S_{ox} = P_{TI} \cdot H_{TI}$, ce qui rend légitime la normalisation et les valeurs relativement similaires à faible dose. Cependant, la dépendance en surface, à forte dose, est substituée par le terme de surface effective ($S_{eff} = P_{TI} \cdot L_{eff}$). Il paraîtrait alors normal, étant donné les rapports de surface importants, de retrouver les courants des tranchées

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

profondes à des valeurs plus faibles que celles des tranchées peu profondes. Actuellement, nous observons exactement l'opposé. Plusieurs raisons peuvent expliquer ces écarts :

- L'éloignement de la diode par rapport à la longueur L_H , qui n'est pas rigoureusement le même pour chacun des cas. D'après l'évolution du courant d'obscurité dans le régime limité par diffusion de la Figure 2-14, une forte décroissance a été observée par rapport à l'augmentation de cette distance. Il se trouve ici que les tranchées profondes ont une distance légèrement plus faible dans l'ordre suivant :

$$L_{H,175DTI} < L_{H,140DTI} < L_{H,175STI}$$

- Les coefficients de diffusion, qui ont été définis comme dépendant du dopage. En outre, les fonds de tranchées profondes peuvent effectivement être concernés par des dopages effectifs plus faibles que les tranchées peu profondes. Le chemin effectué par un porteur minoritaire, décrit à la Figure 2-45, peut passer par des zones plus faiblement dopées (épitaxie du substrat P'), augmentant d'autant la valeur du coefficient de diffusion D , de la longueur effective L_{eff} et donc de la surface effective S_{eff} .

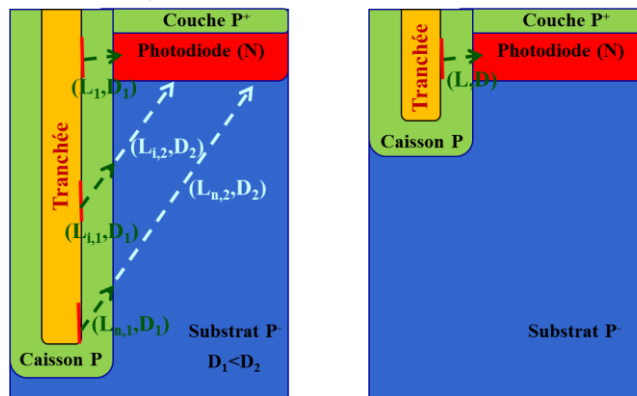


Figure 2-45. Schématisation des différences de parcours de diffusion pour une tranchée profonde et peu profonde

- Les limites de validité du modèle sont également éprouvées pour deux raisons :
 - Un modèle de courant dépendant d'une dimension pour les tranchées peu profondes paraît plus légitime en raison de la quasi-équidistance de toutes les interfaces en regard de la diode, comme le suggère la Figure 2-45.
 - La partie basse des tranchées profondes a une contribution de plus en plus faible sur la composante globale en raison des phénomènes de limitation par diffusion. Un modèle à une dimension sur la partie supérieure des tranchées se légitime à mesure que L_{eff} se rapproche de la valeur de L_H (après irradiation). Cependant, un travail d'ajustement à partir d'une loi à une dimension ne remet aucunement en cause les effets de saturation mis en évidence précédemment.
- Les charges positives, intervenant au niveau du terme A de l'équation 2-42, dont nous n'avons pas tenu compte pour expliquer la phénoménologie des tranchées. Toutefois, il est possible que les mécanismes de piégeage de trous dans les isolations puissent être différents d'une isolation profonde à peu profonde. Un facteur de forme important pour la tranchée favoriserait, ici, le taux de capture de trous dans l'oxyde.

Malgré la prédiction satisfaisante du modèle sur le phénomène de saturation, quelques points n'ont pas encore été levés dont notamment les différents seuils de déclenchement des saturations, résumés dans le Tableau 2-11. Ce déclenchement semble avoir un lien avec le volume d'oxyde déposé dans la tranchée et pourrait se résumer à des poussées d'hydrogène radiolytiques décrites dans [FLE02]. Selon la valeur du facteur de forme, la diffusion des atomes d'hydrogène dans la tranchée, exprimée par la loi de Fick, pourrait se manifester différemment. Le niveau de saturation en hydrogène de l'oxyde de remplissage jouerait alors un rôle d'autant plus important. Dans nos expériences, nous avons eu l'opportunité de caractériser différentes qualités d'oxyde allant des oxydes de remplissage par LPCVD ou PECVD, vus précédemment, aux oxydes de surface incluant l'empilement complexe de la cavité

2.6. Perspectives de durcissement et intérêt de la collection des trous

optique ou également l'oxyde enterré. Les données expérimentales de la Figure 2-33 n'ont pas montré une manifestation visible de l'activité de l'interface supérieure. En revanche, les résultats sur les oxydes enterrés de la Figure 2-34 témoignent d'une saturation prématurée à 30 krad(SiO₂), potentiellement induite par une réaction entre des atomes d'hydrogène et l'interface Si/SiO₂ de ce matériau [VAN97].

Tableau 2-11. Récapitulatif des doses à saturation et volumes de tranchées

Capteur	Dose à saturation (krad(SiO ₂))	Volume des tranchées (μm ³)
175STI	30	0.23
140DTI	100	2.1
175DTI	Pas encore observée	2.5

2.6 Perspectives de durcissement et intérêt de la collection des trous

2.6.1 Durcissement par dessins

Nous avons montré précédemment que les mécanismes de diffusion des charges, générées par les interfaces, peuvent dans certaines conditions limiter la collecte du courant au niveau de la photodiode. Cela est notamment le cas, lors de campagnes d'irradiation, à forte dose ionisante pour lesquelles les longueurs effectives L_{eff} sont considérablement raccourcies en raison de la dégradation des états d'interface. Les méthodes de durcissement par dessins consistent principalement à exploiter cette limitation par diffusion en introduisant des longueurs d'éloignement de la photodiode L_H , par rapport à une tranchée, suffisamment importante par rapport à L_{eff} . Une modélisation de l'impact de cette distance sur le courant généré, respectivement par des tranchées peu profondes et profondes, en fonction de l'évolution de la densité d'état $N_{\text{SS, TI}}$ est proposée à la Figure 2-46. Il faut préciser que, dans le cas (a), un modèle 1D a été privilégié (la distance de la photodiode à l'interface ne varie pas : cas des tranchées peu profondes) alors que, dans le cas (b), il s'agit d'un modèle 2D (la distance de la photodiode à l'interface varie : cas des tranchées profondes). Les principales limitations de la dernière représentation (pour les faibles H_{TI}) sont précisées dans l'annexe C.

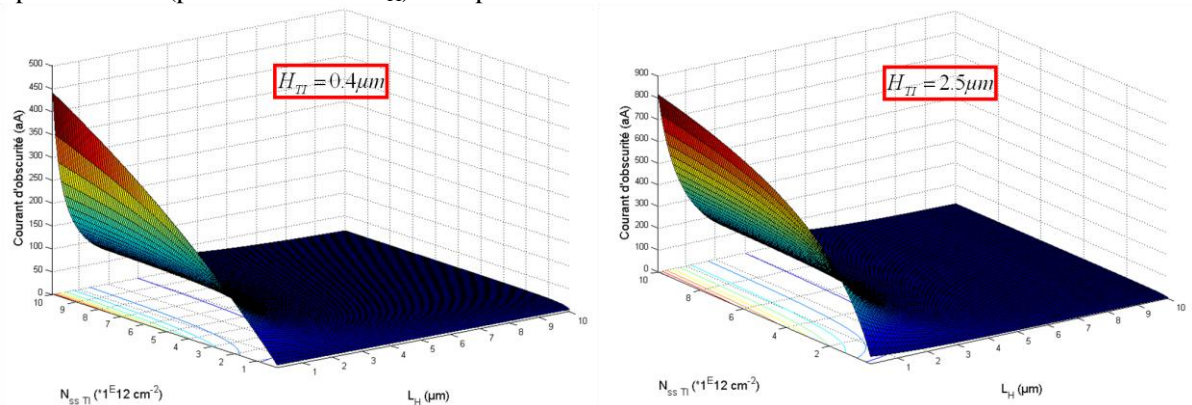


Figure 2-46. Représentation de l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la densité d'état $N_{\text{SS, TI}}$ et de la distance d'éloignement à la photodiode pour (a) des tranchées peu profondes (modèle 1D) et (b) profondes (modèle 2D)

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

Cette méthode de durcissement est connue de la littérature dans le cadre d'irradiations au Co^{60} [RAO08]. Ces deux courbes démontrent également que, dans le cas du régime linéaire (faibles valeurs de $N_{\text{SS,TI}}$), le courant d'obscurité n'est que peu modulé par la longueur d'éloignement L_H de la tranchée. En raison principalement de la valeur élevée de L_{eff} , ces méthodes de dessin ne permettent pas d'améliorer la valeur de courant d'obscurité d'un capteur non irradié. La technique présentée est donc très intéressante pour lutter contre la dégradation induite par l'augmentation des états d'interface avec la dose ionisante. Cependant, elle n'a aucun effet sur l'effet de dépeuplement des interfaces induit par les charges positives stockées dans les diélectriques. Dans ce cas, le terme principalement concerné est le facteur J_{int} de l'équation 2-32 incluant le dopage N à l'interface. Ce dernier ne dépend pas de l'éloignement de la tranchée L_H .

2.6.2 Durcissement par les procédés relatifs au pixel de type P:

L'autre possibilité envisagée pour influencer sur l'évolution sous irradiation du courant d'obscurité est de proposer une nouvelle approche des procédés industriels d'un imageur. En l'occurrence, nous proposons ici de passer à la collection de trous par l'élaboration d'un pixel à photodiode pincée de type P. Celui-ci présente deux principaux avantages par rapport à l'étude effectuée précédemment sur le courant d'obscurité.

2.6.2.1 Influence des charges positives dans les diélectriques

L'apport des charges positives est le premier atout supposé de cette technologie aussi bien avant qu'après irradiation. Même si ces données ne semblent pas nécessaires à la modélisation grossière du phénomène, certains effets restent encore en suspens. Parmi eux, nous pouvons mentionner le seuil de saturation en courant, qui pourrait directement dépendre de la quantité de charges stockées dans les tranchées.

2.6.2.2 Modification de la section de capture des porteurs générés

Le deuxième intérêt concerne la modification de la section de capture. Il a été montré que le taux de génération et donc le courant d'obscurité à une interface est directement proportionnel à la section de capture des porteurs générés. Ainsi, il faut tenir compte de la section de capture des trous dans le cas d'un pixel de type P, comme présenté dans le Tableau 2-12.

Tableau 2-12. Comparatif des taux de génération à l'interface pour les technologies de pixels de type N et P

Technologie	Expression	Vitesse de recombinaison
Pixel de type N	$J_{\text{int}} = \frac{qS_n n_i^2}{N_A}$	$S_n = \left(\int_0^{E_g} v_{th} \cdot \sigma_n(E_t) \cdot N_{it,E}(E_t) \cdot dE_t \right)$
Pixel de type P	$J_{\text{int}} = \frac{qS_p n_i^2}{N_D}$	$S_p = \left(\int_0^{E_g} v_{th} \cdot \sigma_p(E_t) \cdot N_{it,E}(E_t) \cdot dE_t \right)$

Plusieurs résultats de la littérature ([GLU99], [BUR91]) font état d'un écart de deux ordres de grandeur entre la section de capture des électrons et des trous à l'interface Si/SiO₂. Cette différence

pourrait réduire de manière significative l'influence des interfaces sur le courant d'obscurité total [STE08]. Cette performance est bien évidemment recherchée aussi bien avant qu'après irradiation.

2.7 Conclusion

Il a été présenté dans ce chapitre une modélisation mathématique d'un contributeur important du courant d'obscurité : l'interface oxyde/silicium. Ce courant collecté par la photodiode a ainsi été défini en tenant compte de la statistique de génération à l'interface, définie par Shockley-Read-Hall, et les mécanismes de transport des porteurs générés dans les couches neutres de type P bordant les interfaces. A partir d'approximations justifiées numériquement, une expression simplifiée dépendant de la distance à l'interface a pu être déduite. Celle-ci a alors été appliquée et validée d'abord sur un cas simple d'oxyde enterré puis sur l'exemple spécifique des tranchées d'isolation. Dans chacun de ces cas, les résultats ont montré une dépendance relativement faible suivant la distance, en raison des faibles valeurs de densité d'état présentes à ces interfaces. Cette représentation mathématique a donc été étendue à l'interprétation de résultats après irradiation. Une méthodologie de surveillance des dégradations par l'intermédiaire de la grille de transfert a permis de quantifier l'évolution de la densité d'état d'interface en fonction de la dose ionisante totale. Un lien entre la valeur de courant d'obscurité et la densité d'état a été mis en évidence à faible dose. En revanche, un phénomène de saturation s'est manifesté à forte dose. Une décorrélation des sources majoritaires, a permis par la suite d'identifier la source principale du courant d'obscurité : les tranchées d'isolation. Il a d'ailleurs été montré une bonne représentativité entre notre modèle de tranchées et la dégradation du courant d'obscurité observée. Cette modélisation du courant a permis par ailleurs de définir les principaux atouts d'une technologie à détection de trous en mettant en évidence, d'une part, l'influence des charges positives sur la concentration de porteurs majoritaires à l'interface et, d'autre part, l'impact de la section de capture des porteurs minoritaires générés.

Nous proposons donc dans le chapitre 3 de présenter la spécificité d'une architecture à détection de trous à la fois en termes de procédés et de performances. Le chapitre 4 aura ensuite pour but de valider le concept de ce capteur en environnement ionisant.

2.8 Bibliographie

- [ARO82] N. R. Arora et al., "Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 29, no. 2, pp. 292-295, 1982
- [BEN86] J. M. Benedetto et al., "The relationship between ^{60}Co and 10-keV X-ray damage in MOS devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 33, no. 6, pp. 1318-1323, 1986
- [BLO07] M.M. Blouke, "Some Thoughts on Diffusion Dark Current", dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Session 13, Ogunquit, 2007
- [BLO08] M. M. Blouke, "Diffusion dark current in CCDs and CMOS image sensors", dans *Proc. SPIE*, vol. 6816, 2008
- [BOC06] J. Boch et al., "Physical model for the low-dose-rate effect in bipolar devices", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 53, no. 6, pp. 3655-3660, 2006
- [BRA01] A. Brambilla, "CVD diamond gamma dose rate monitor for harsh environment", dans *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 458, pp. 220-226, 2001
- [BUR91] B. E. Burke, "Dynamic suppression of interface-state dark current in buried channel CCD's", dans *IEEE transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 2, pp. 285-290, 1991
- [CAU67] D. M. Caughey et al., "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field", dans *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 12, pp. 2192-2193, 1967
- [DOM10] F. Domengie et al., "Impact on Device Performance and Monitoring of a Low Dose of Tungsten Contamination by Dark Current Spectroscopy", dans *International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, pp. 259-264, 2010
- [DUF10] R. Duffy et al., "Quantitative prediction of junction leakage in bulk-technology CMOS devices", dans *Solid-State Electronics*, vol. 54, no. 3, pp. 243-251, 2010
- [DZI77] J. Dzierwior et al., "Auger coefficients for highly doped and highly excited silicon", dans *Applied Physics Letter*, vol. 31, pp. 346-348, 1977
- [FLE02] D. M. Fleetwood et al., "Effects of hydrogen transport and reactions on microelectronics radiation response and reliability", dans *Journal of Microelectronics Reliability*, vol. 42, pp. 523-541, 2002
- [GOI] V. Goiffon, "Contribution à une approche structure des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l'environnement radiatif spatial", Thèse microélectronique, capteurs d'images, Université de Toulouse
- [GOI08] V. Goiffon et al., "Total dose evaluation of deep submicron CMOS imaging technology through elementary device and pixel array behavior analysis", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 55, no. 6, pp. 3494-3501, 2008
- [GOI10] V. Goiffon et al., "Analysis of Total Dose-Induced Dark Current in CMOS Image Sensors From Interface State and Trapped Charge Density Measurements", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol.57, no. 6, 2010

2.8. Bibliographie

- [GOI12] V. Goiffon et al., “Radiation effects in pinned photodiode CMOS image sensors: pixel performance degradation due to total ionizing dose”, présenté à *IEEE NSREC 2012*, en cours de publication dans *IEEE transactions on nuclear science*
- [GER94] Y. C. Gerstenmaier, “A study on the Variation of Carrier Lifetime with Temperature in Bipolar Silicon Devices and its Influence on Device Operation”, dans *Proc International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's*, Juin 1994
- [GLU99] S. W. Glunz et al., “Field-effect passivation of the SiO₂-Si interface”, dans *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 1, pp. 683-691, 1999
- [GRO66] A. S. Grove et al., “Surface effects on p-n junctions: characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions”, dans *Solid-State Electronics*, vol. 9, no. 8, pp. 783-806, 1966
- [HAN07] H. Han et al., “Evaluation of a small negative transfer gate bias on the performance of 4T CMOS image sensor pixels”, dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Session 12, Ogunquit, 2007
- [HUG03] H. L. Hugues et al., “Radiations Effects and Hardening of MOS Technology: Devices and Circuits”, dans *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, pp. 500-521, Juin 2003
- [HUR92] G. A. M. Hurkx et al., “A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown”, dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 39, no. 9, pp. 2090-2098, 1992
- [JAN01] J. R. Janesick, “Scientific charge-coupled devices”, Bellingham, WA: SPIE, 2001, p. 621
- [LAW91] M. E. Law et al., “Self-consistent Model of Minority-Carrier Lifetime, Diffusion Length, and Mobility”, dans *IEEE Electron Device Letters*, vol. 12, no. 8, pp. 401-403, Août 1991
- [LOU03] N. V. Loukianova et al., “Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS images Sensors”, dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 50, no. 1, pp. 77-83, 2003
- [LIU11] Z. Liu et al., “Analysis of bias effects on the total ionizing dose response in a 180 nm technology”, dans *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 644, pp. 48-54, 2011
- [MCC92] W. C. McColgin et al., “Dark current Quantization in CCD image sensors”, dans *Proceedings of International Electron Device Meeting (IEDM)*, pp. 113-116, 1992
- [MIL883] MIL-STD-883, Test method 1019, “Ionizing radiation (total dose) test procedure”
- [OLD03] T. R. Oldham et al., “Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 50, no. 3, pp. 483-499, 2003
- [PEL12] J. Pellish, “Single-event and total dose testing for advanced electronics”, dans *IEEE NSREC Short Course*, 2012
- [POI89] E. H. Poindexter, “MOS interface states: overview and physicochemical perspective”, dans *Semiconductor science and technology*, vol. 4, no. 12, pp. 961-969, 1989
- [RAO08] P. Rao et al., “Degradation of CMOS image sensors in deep-submicron technology due to γ -irradiation”, *Solid-State Electronics*, vol. 52, no. 9, pp. 1407-1413, Septembre 2008.

Chapitre 2. Le courant d'obscurité et son évolution sous dose ionisante

- [RAS02] S. N. Rashkeev et al., "Physical model for enhanced interface-trap formation at low dose rates", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 49, no. 6, pp. 2650-2655, 2002
- [REG02] S. Reggiani et al., "Electron and hole mobility in silicon at large operating temperatures-Part I: bulk mobility", dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 49, no. 3, pp. 490-499, 2002
- [RIL00] L. S. Riley et al., "Evaluation of surface generation velocity of sidewall oxide interfaces formed by dry etching for shallow trench isolation", dans *Solid-State Electronics*, vol. 44, pp. 2093-2095, 2000
- [ROU82] D. J. Roulston et al., "Modeling and Measurement of Minority-Carrier Lifetime versus Doping in Diffused Layers of n⁺-p Silicon Diodes", dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 29, no. 2, Février 1982
- [SCH97] D. K. Schroder, "Carrier Lifetimes in Silicon", dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 44, no. 1, pp. 160-170, 1997
- [SHO52] W. Shockley et al., "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons", dans *Physical review*, vol. 87, no. 5, pp. 835-842, Septembre 1952
- [SLO77] J. W. Slotboom et al., "Bandgap narrowing in silicon bipolar transistors", dans *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 24, no. 8, pp. 1123-1125, 1977
- [STA88] E. G. Stassinopoulos et al., "The space radiation environment for electronics", dans *Proceedings of IEEE*, vol. 76, no. 11, pp. 1423-1442, 1988
- [STE08] E. Stevens et al., "Low-crosstalk and low-dark-current CMOS image-sensor technology using a hole-based detector", dans *Proceedings of International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*, pp.60-595, 2008
- [SWI86] S. E. Swirhun et al., "Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narrowing in heavily doped p-type silicon", dans *Proceedings of International Electron Device Meeting (IEDM)*, pp. 24-27, 1986
- [SZE81] S. M. Sze, "Physics of semiconductor devices", 2ième édition, NJ: Wiley, 1981
- [VAN97] K. Vanheusden et al., "Irradiation response of mobile protons in buried SiO₂ films", dans *IEEE Transactions on nuclear science*, vol. 44, no. 6, pp. 2087-2094, 1997
- [WHI03] J. Whitmore et al., "System level radiation validation studies for the CMS HCAL front-end electronics", dans *FERMILAB-Conf-03/316-E*, 2003

Chapitre 3.

Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

3.1 Introduction

Après avoir présenté les avantages théoriques d'une technologie à détection de trous, il apparaît d'abord important de distinguer ces principales différences en termes de procédés. Nous montrerons ensuite les spécificités de mise en œuvre d'un pixel de type P par rapport à son équivalent de type N. Nous aborderons ensuite une partie centrée sur la caractérisation de ce capteur en envisageant notamment une étude des performances à bas niveau de lumière. Le facteur de conversion, le courant d'obscurité ou le bruit temporel seront ainsi successivement étudiés au travers de variations de procédés ou de conditions de polarisations. Enfin, des perspectives d'amélioration seront proposées par raffinement des procédés.

3.2 Introduction des procédés de fabrication du pixel

3.2.1 Présentation du pixel

Le passage à la détection de trous est considéré en envisageant un dessin de pixel identique entre une architecture de type N et de type P. La Figure 3-1 donne alors une vue d'ensemble des différences de procédés.

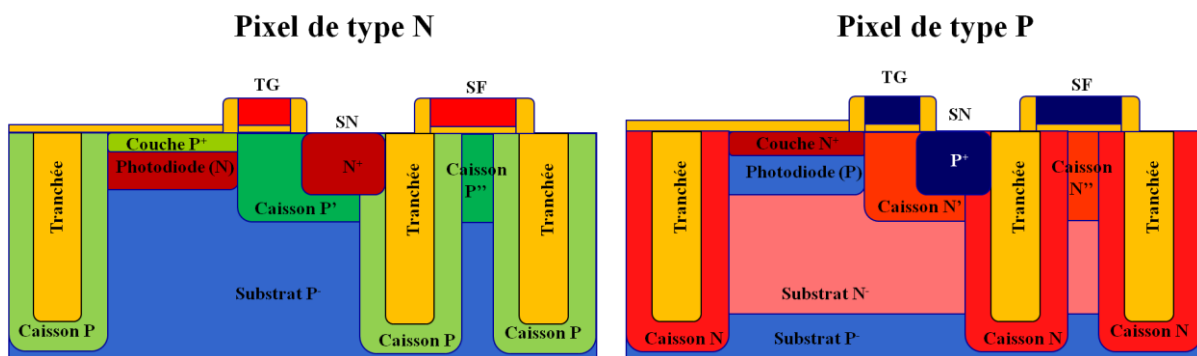


Figure 3-1. Comparaison entre une architecture de pixel de type N et P

Cette dernière illustre visuellement le travail d'intégration des procédés nécessaire avec:

- la permutation complète des dopants pour chacune des étapes d'implantation relative au pixel
- l'ajout d'un substrat dopé N. Cette nouvelle étape ne doit pas remettre en cause la compatibilité des bibliothèques mises à disposition pour la conception des circuits intégrés périphériques à la matrice. Nous discuterons de ce point dans le paragraphe 3.2.2.

Le pixel peut également être décomposé en plusieurs zones fonctionnelles:

- la zone photosensible constituée :
 - de la photodiode pincée, chargée de la collection des trous photo-générés. D'une part, l'inversion des dopants de la photodiode pose un certain nombre de difficultés technologiques, en commençant par la maîtrise des dopants à base de bore, connus

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

pour leur forte diffusivité [PIC04]. Le risque à éviter principalement est l'apparition de poches ou de barrières de potentiel entre la photodiode et la grille de transfert, mentionnés dans le chapitre 1. D'autre part, les paramètres liés à l'espèce de la couche supérieure N^+ doivent être judicieusement choisis. Non seulement, elle permet d'influer sur la capacité de stockage de la photodiode, comme discuté au chapitre 1, mais elle conditionne également la valeur du courant d'obscurité induite par l'interface supérieure Si/SiO₂ (présenté dans le modèle du chapitre 2).

- du transistor de transfert (TG), constitué d'un caisson N^+ pour limiter les problèmes de perçage entre la photodiode et le nœud de lecture.
 - du nœud de lecture (SN), réalisé à l'aide des procédés d'implantation standard du drain P^+ de la technologie CMOS utilisée.
- les transistors PMOS incluant le suiveur, le transistor de remise à zéro et de lecture (SF sur la Figure 3-1), dont les rôles respectifs sont de permettre le traitement de l'information collectée par la photodiode, le séquençage et, enfin, l'adressage du pixel. Le premier aspect requière une tension de seuil et un dopage de caisson faible (pour minimiser l'effet substrat). Le but est d'obtenir une bonne dynamique de sortie du signal. Le séquençage et l'adressage ne nécessitent que la minimisation des fuites (au niveau de la colonne, pour le transistor de lecture, et au niveau du nœud de lecture, pour le transistor de remise à zéro). Ces critères imposent l'ajustement de paramètres liés au caisson N^+ commun à ces transistors. Ce dernier est organisé suivant une architecture dite conventionnelle, représentée à la Figure 3-2. Il est donc constitué de trois implantations : une permettant l'ajustement de la tension de seuil, une autre contrant les phénomènes de perçage en volume et, enfin, une dernière permettant une isolation par jonction [SKO].

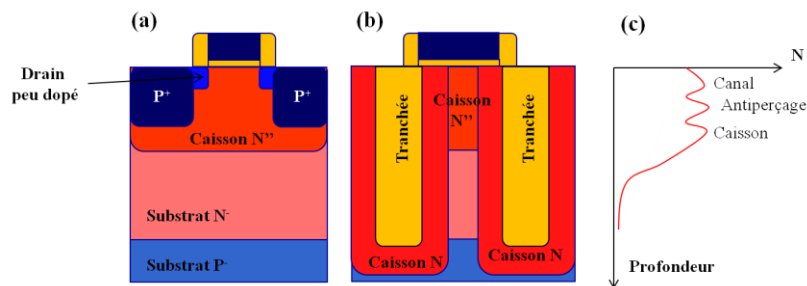


Figure 3-2 Vue en coupe d'un transistor PMOS de traitement du pixel (a) de face, (b) de profil accompagné (c) de l'architecture en dopage du caisson

- Les tranchées profondes [TOU11], pour lesquelles seule l'optimisation du dopage est à réévaluer. Comme renseigné au chapitre 2, la moindre non uniformité de dopage le long de la tranchée est une source potentielle de génération. Néanmoins, celui-ci doit être également modéré en raison de l'influence du dopage de la partie supérieure sur le caisson N^+ , comme présenté sur la vue de profil de la Figure 3-2 (b).

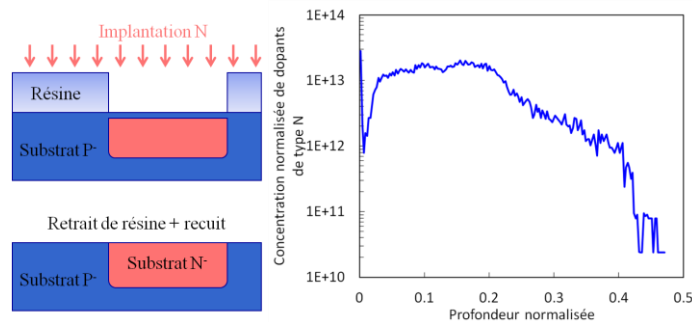


Figure 3-3. Profil de dopage normalisé du substrat N^+ , obtenu par photolithographie

¹ Réalisé par M. Juhel (STM)

3.3. Caractérisation du pixel

Dans ce chapitre, il sera question de discuter des procédés nécessaires à la réalisation d'un substrat dopé N⁻ restant compatibles avec un nœud de technologie CMOS. Par la suite, nous considérerons que le travail d'optimisation des dopants dans la zone photosensible a permis d'obtenir des performances en terme de transfert et de charges à saturation optimales. Les principaux problèmes d'optimisation de ces deux paramètres ont d'ailleurs déjà été discutés dans le chapitre 1. Enfin, une partie consacrée à la caractérisation matricielle de ce capteur permettra de mettre en évidence les principaux paramètres électriques de cette technologie.

3.2.2 Conception du substrat dopé N

Le procédé d'implantation par photolithographie localisée est une solution qui avait été retenue dans [STE08]. Ce substrat N est alors réalisé par une succession d'implantation de type N. Les profils sont ensuite lissés par l'ensemble du budget thermique rencontré dans le flot. Cette stratégie, présentée à la Figure 3-3, permet alors de limiter la zone utile sur la partie matricielle. Elle préserve alors la logique d'isolation des caissons des technologies cœur élaborés sur substrat P. En revanche, la profondeur de ce caisson spécifique sera limitée par la hauteur de résine et les possibilités d'implantation.

3.3 Caractérisation du pixel

3.3.1 Architecture du pixel et organisation matricielle

3.3.1.1 Architecture du pixel

Un avantage important du pixel à photodiode de type P est l'interchangeabilité de ces architectures de pixel. En effet, les procédés ont été adaptés afin de réaliser la permutation des espèces spécifiques dans une photodiode 4T. Il est donc possible de capitaliser sur des architectures de pixel issues des technologies de photodiodes planaires de type N. Les seuls correctifs à apporter concernent l'introduction de masques permettant l'implantation de zone P⁺ et de drains peu dopés P_{LDD}, dessinés sur la Figure 3-4. L'architecture du pixel utilisée est du type 1T75.

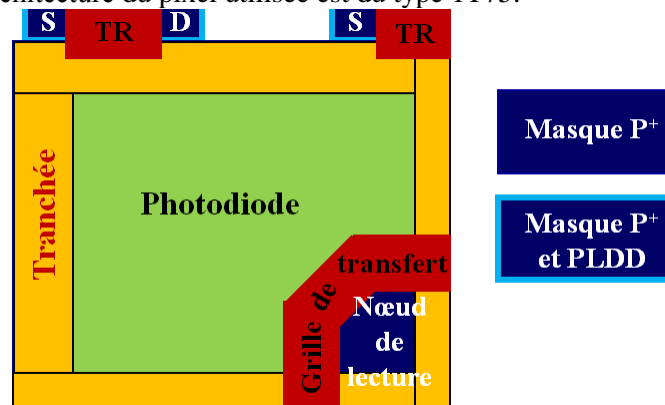


Figure 3-4. Architecture 1T75 du pixel de type P

Une architecture de grille de transfert incurvée a été également choisie pour ce type de pixel pour optimiser les capacités de transfert de la diode [YON02].

3.3.1.2 Spécificité de la chaîne de lecture et mise en œuvre

Une fois l'architecture du pixel figée, nous allons étudier la manière dont va être traitée l'information. D'un point de vue électrique, la différence principale est l'évolution de la tension de colonne V_x vers des tensions croissantes en fonction de la quantité de charge détectée. Cette évolution inversée (contrainte imposée par l'inversion des dopants) suppose donc une chaîne de lecture réadaptée à ce

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

type de signal. Un schéma de principe est présenté à la Figure 3-5. En dehors du changement complet du schéma électrique du pixel, la différence principale est liée à la source de courant de la colonne. Elle est constituée d'un miroir de courant à base de transistors PMOS. Les transistors de commutation du double échantillonnage corrélé (CDS₁ et CDS₂) sont, quant à eux, toujours en technologie NMOS. Le reste de la chaîne au-delà de la capacité d'échantillonnage C_{S&H} reste identique. Quant à la mise en œuvre associée à ce schéma électrique, elle est présentée à la Figure 3-6 pour un pixel de type P. Elle obéit aux mêmes phases décrites dans le chapitre 1, pour un pixel standard, à l'exception que les tensions de fonctionnement ont été réévaluées conformément aux exigences requises par cette technologie. D'autre part, les variations du signal colonne V_x sont opposées entre une photodiode de type N (décroissante) et de type P (croissante). Ainsi, la récupération d'une information du même signe à l'entrée de l'amplificateur différentiel (non représenté), par comparaison du signal transféré (CDS1 sur le chronogramme) et du signal de référence (CDS2), requiert l'inversion de l'ordre des CDS (entouré en ligne pointillée rouge). Pour cette raison, la suite de la chaîne de lecture (non représentée) n'est pas modifiée dans le reste du circuit.

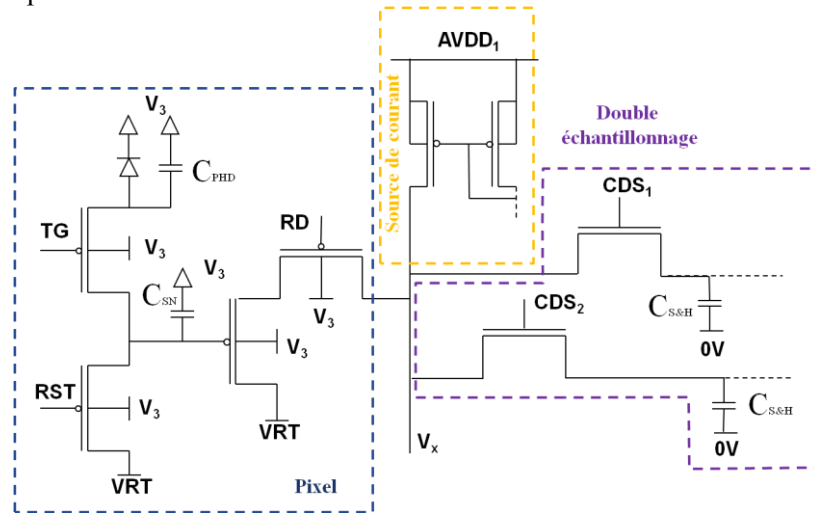


Figure 3-5. Schéma électrique du pixel de type P et détail de la chaîne de lecture

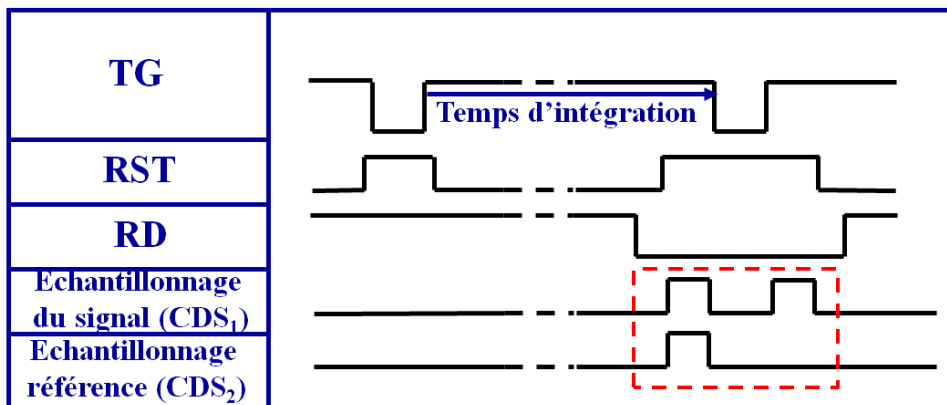


Figure 3-6. Mise en œuvre d'un capteur à photodiode pincée de type P

3.3.2 Analyse des performances du pixel à diode planaire

Dans cette partie, nous nous proposons de détailler quelques paramètres relatifs à cette technologie de type P. Cette étude se justifie notamment par rapport aux résultats définis dans [STE08], qui avaient mis en évidence un gain sur le courant d'obscurité et le bruit temporel. L'analyse et la compréhension de ces deux contributeurs semble alors indispensable. Cependant, d'autres paramètres, comme le facteur de conversion, mériteraient également d'être étudiés en raison de la modification de nombreux

3.3. Caractérisation du pixel

constituants de la chaîne de traitement de l'information intégrée au pixel. Nous allons commencer par l'étude de ce paramètre.

3.3.2.1 Le facteur de conversion et ses contributeurs

L'expression du facteur de conversion est donnée par :

$$CVF = \frac{q}{C_{SN}} G_{SF} \quad 3-1$$

Les deux contributeurs de ce paramètre sont :

- La capacité du nœud de lecture C_{SN}
- Le gain du suiveur G_{SF}

Nous nous proposons dans la suite de ce paragraphe de détailler l'influence de chacun de ces contributeurs.

3.3.2.1.1 La contribution capacitive du nœud de lecture

Le nœud de lecture possède de nombreuses sources capacitives dont :

- La capacité de jonction répartie en une composante périmétrique et surfacique (C_{diff})
- La capacité de superposition entre:
 - drain et grille de la grille de transfert ($C_{gd}(TG)$)
 - source et grille du transistor de remise à zéro ($C_{gs}(RST)$)
 - drain et grille du suiveur ($C_{gd}(SF)$)
 - source et drain du suiveur, modulé par effet Miller ($C_{gs}(SF).(1-G)$) (avec G représentant le gain du suiveur) [BAL08]
- La capacité liée au routage (C_{met} : couplage entre lignes)

Un schéma électrique de ces capacités est présenté à la Figure 3-7.

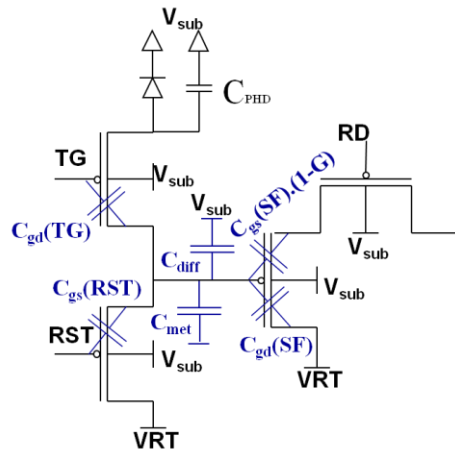


Figure 3-7. Schéma électrique équivalent des capacités éclatées relatives au nœud de lecture

Des modèles d'extraction de capacités dans les circuits donnent une estimation au Tableau 3-1 des différentes sources en pourcentage par rapport à la valeur de la capacité totale.

Tableau 3-1. Estimation de la contribution des capacités présentes au niveau du nœud de lecture

Capacité	$C_{gs}(TG)$	$C_{gs}(RST)$	$C_{gd}(SF)$	$C_{gs}(SF).(1-G)$	C_{diff}	C_{met}
Pourcentage (%)	23	3	14	4	10	45

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

La contribution la plus forte est due pour moitié aux effets parasites du routage. Le dessin du pixel étant rigoureusement identique au niveau du routage, cette capacité reste invariable par passage aux procédés de type P. Un quart de la capacité totale est induit par la contribution de la grille de transfert. Le reste est réparti pour un autre quart également entre la contribution du suiveur et celle des jonctions du nœud de lecture.

3.3.2.1.2 Le gain du suiveur

L'optimisation du gain du suiveur nécessite de s'intéresser à l'architecture des caissons de transistors. Ainsi, nous allons d'abord étudier un paramètre électrique important du transistor suiveur : l'effet substrat. Ensuite, nous verrons de quelle manière celui-ci intervient dans le calcul du gain.

3.3.2.1.2.1 L'effet substrat du suiveur

L'effet substrat est exprimé pour un transistor PMOS, dans la formule de la tension de seuil de l'équation 3-2 [SKO], par la dépendance avec la polarisation du substrat V_{BS} .

$$V_{th}(V_{BS}) = V_{FB} + 2\phi_F + K_B \sqrt{2\phi_F + V_{BS}}, \quad K_B = \frac{\sqrt{2q\epsilon_S N_B}}{C_{ox}} \quad \text{et} \quad V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_{it}}{C_{ox}} \quad 3-2$$

Cette dernière est dépendante d'un paramètre dit K_B corrélé au dopage moyen du substrat. ϕ_F est le potentiel de Fermi. V_{FB} représente la tension de bande plate incluant l'effet de la différence des travaux de sortie entre la grille poly et le semiconducteur Φ_{MS} et des charges présentes à l'interface Q_{it} .

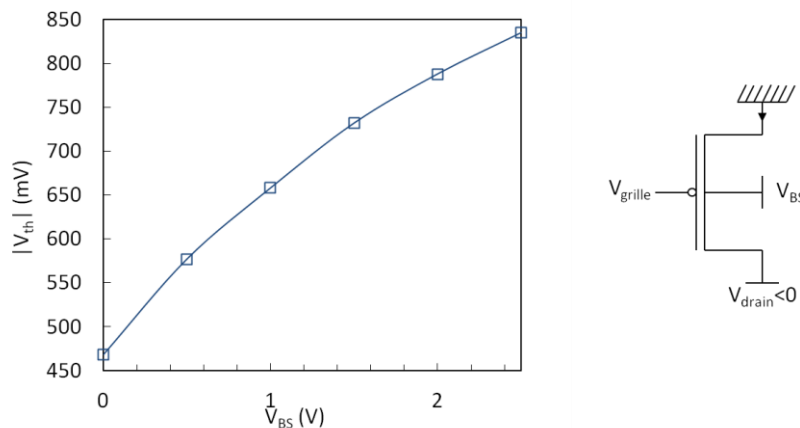


Figure 3-8. Evolution de la tension de seuil suivant la polarisation du substrat

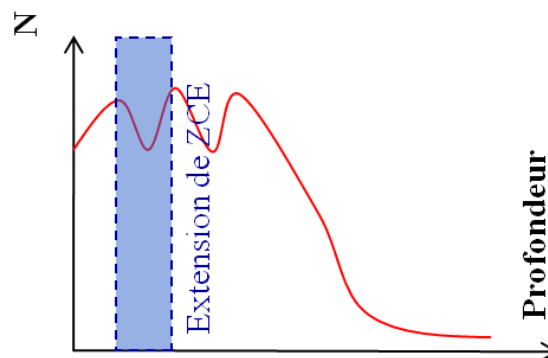


Figure 3-9. Origine de l'effet substrat du suiveur induit par le déplacement de la zone de charge-espace (ZCE) entre $V_{BS}=0$ et $2.5V$

3.3. Caractérisation du pixel

Physiquement, la dépendance induite par le paramètre K_B et la tension V_{BS} traduit une extension de la zone de charge-espace côté substrat, décrite par la formule 3-3 [SZE81]. Son déplacement minimal (à $V_{BS}=0V$) et maximal (à $V_{BS}=2.5V$) est présenté à la Figure 3-9.

$$l_{ZCE} = \sqrt{\frac{2(2\phi_F + V_{BS})\epsilon_{SC}}{qN_D}} \quad 3-3$$

La zone de charge d'espace recouvre des zones de dopage apportées par les implantations d'ajustement de la tension de seuil et de l'anti-perçage. La minimisation de cet effet requière alors une réduction du dopage balayé. Deux essais (procédés A et B), avec des doses d'anti-perçage différentes (Dose A < Dose B), ont alors été mesurés afin d'extraire leurs paramètres K_B . Les résultats sont présentés à la Figure 3-10.

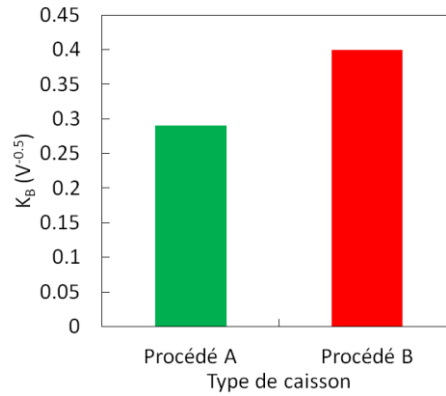


Figure 3-10. Variation du coefficient K_B mesuré pour deux types de caisson

Les variations observées sur ce paramètre confirment que les profondeurs, sur lesquels la zone de charge d'espace varie, sont essentiellement dépendantes du dopage apporté par l'implantation d'anti-perçage.

3.3.2.1.2.2 Le comportement électrique du suiveur

La relation du transistor suiveur liant la tension d'entrée $V_{entrée}$ et de sortie V_{sortie} , dont les conventions sont précisées à la Figure 3-11, est décrite par la formule 3-4:

$$V_{sortie} = V_{entrée} - V_{th,SF}(V_{BS}) + \sqrt{\frac{2I}{\beta_{SF}}} \quad \text{et} \quad \beta_{SF} = \frac{W_{SF}}{L_{SF}} \mu C_{ox} \quad 3-4$$

I est la valeur de courant imposée par la source de courant colonne, W_{SF} et L_{SF} sont respectivement la largeur et la longueur du transistor suiveur. μ représente la mobilité des porteurs dans le canal de conduction. Cette dernière relation montre une dépendance à la polarisation du substrat par l'intermédiaire de la tension de seuil $V_{th,SF}(V_{BS})$. Sur une faible plage de variation de V_{BS} , autour d'un point de fonctionnement V_{BS_i} , l'expression de la tension de seuil peut se linéariser en :

$$V_{th,SF}(V_{BS}) = V_{th_i} + \left. \frac{dV_{th}}{dV_{BS}} \right|_{V_{BS}=V_{BS_i}} \cdot (V_{BS} - V_{BS_i}) \quad 3-5$$

L'équation 3-4 devient :

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

$$V_{sortie} = V_{entrée} - \left(V_{th_i} + (V_{BS} - V_{BS_i}) \cdot \frac{dV_{th}}{dV_{BS}} \Big|_{V_{BS}=V_{BS_i}} \right) + \sqrt{\frac{2I}{K_{SF}}} \quad 3-6$$

$$\text{avec } V_{BS} = V_{sub} - V_{sortie}$$

La loi reliant la tension de sortie V_{sortie} à celle d'entrée du suiveur $V_{entrée}$ est :

$$V_{sortie} = \frac{1}{1 - \frac{dV_{th}}{dV_{BS}} \Big|_{V_{BS}=V_{BS_i}}} \cdot \left(V_{entrée} - V_{th_i} + (V_{BS_i} - V_{sub}) \cdot \frac{dV_{th}}{dV_{BS}} \Big|_{V_{BS}=V_{BS_i}} + \sqrt{\frac{2I}{K_{SF}}} \right) \quad 3-7$$

Le gain du suiveur dépend donc de la tension du point de fonctionnement V_{BS_i} étudié et se résume à la formule :

$$G = \frac{1}{1 - \frac{dV_{th}}{dV_{BS}} \Big|_{V_{BS}=V_{BS_i}}} = \frac{1}{1 + \frac{K_B}{\sqrt{2\phi_F + V_{BS_i}}}} \quad 3-8$$

Cependant, la linéarité de la réponse du suiveur, observée à la Figure 3-11, montre que cette dépendance a peu de poids sur l'expression finale.

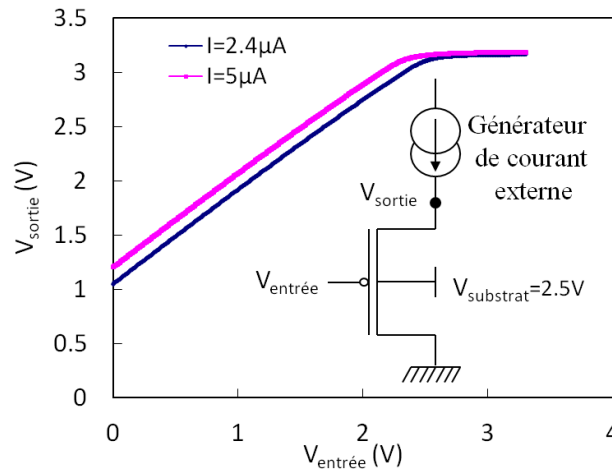


Figure 3-11. Schéma et caractérisation électrique du suiveur

Cette mesure de gain du suiveur a été réalisée avec un générateur de courant externe, reproduisant la valeur du courant colonne imposée dans la matrice lors de la phase de lecture d'un pixel. La mesure de tension de sortie V_{sortie} est mesurée en imposant une rampe de tension $V_{entrée}$ sur la grille du suiveur. Le substrat est polarisé à 2.5V et le drain est polarisé à 0V (tensions nominales dans le pixel). La pente extraite de la caractéristique $V_{sortie}=f(V_{entrée})$ donne un gain de 0.84. La saturation observée pour les valeurs importantes de $V_{entrée}$ est provoquée par le passage en conduction directe de la jonction source/substrat. L'impact du gain du suiveur peut également être mesuré par l'intermédiaire des essais en dose effectués sur l'implantation d'anti perçage du canal (modifiant la valeur du coefficient K_B). Les effets produits sur le facteur de conversion sont donnés à la Figure 3-12. L'amélioration observée sur les valeurs de facteur de conversion coïncide effectivement avec la meilleure valeur de K_B obtenue à la Figure 3-10.

3.3. Caractérisation du pixel

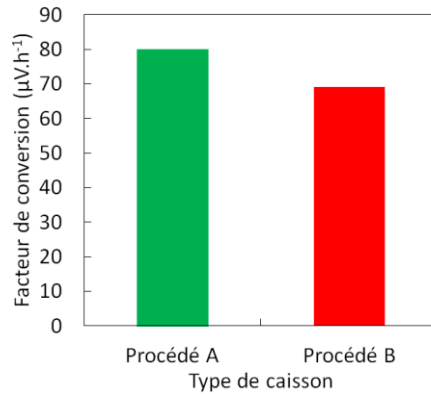


Figure 3-12. Impact du caisson du suiveur sur la valeur du facteur de conversion

3.3.2.2 Le courant d'obscurité

Dans la première partie, les procédés de fabrication de la photodiode ont été présentés comme optimisés en transfert et en charge à saturation. Nous proposons ici d'effectuer une étude sur un des paramètres, présenté comme clé, pour cette technologie de photodiode de type P : le courant d'obscurité.

3.3.2.2.1 Evaluation en fonction de la température et de la polarisation

Une première analyse en température est engagée pour comprendre l'origine des mécanismes du courant d'obscurité. A cet effet, des mesures de courant ont été effectuées à plusieurs tensions de blocage de la grille de transfert V_{TG} et également à plusieurs températures. Elles permettront ainsi de visualiser tous les régimes en jeu, présentés dans le chapitre 2, sous le canal de la grille de transfert. Ces résultats de courant sont présentés en Figure 3-13 (a).

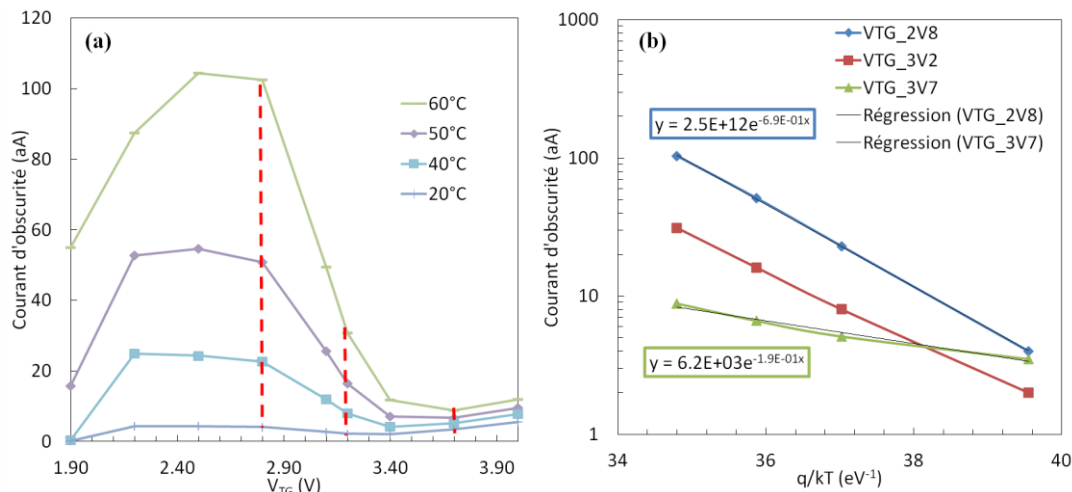


Figure 3-13. Evolution (a) du courant sous la grille de transfert, à plusieurs températures, en fonction de la polarisation, accompagnée de (b) ces diagrammes d'Arrhenius pour plusieurs polarisations

A partir des mesures de courant, une représentation, suivant un graphe d'Arrhenius, est effectuée à plusieurs températures. Ces diagrammes sont affichés à la Figure 3-13 (b). Les réseaux de courbes pour des polarisations V_{TG} inférieures à 3.2 V, couplés avec le résultat d'énergie d'activation extrait à 2.8 V (0.69 eV), mettent en évidence le régime de désertion sous la grille de transfert. Cependant, dans la zone correspondant ordinairement au régime d'accumulation d'électrons ($V_{TG} > 3.4V$), nous observons un phénomène de stagnation en température (0.19 eV). Ce dernier a la même signature qu'un mécanisme de fuite par effet tunnel [DUF10].

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

3.3.2.2 Influence des champs électriques sous les espaceurs

L'analyse de la courbe précédente est maintenant restreinte à la frontière des zones de désertion/accumulation. Celle-ci est représentée à la Figure 3-14 (a) et révèle une dépendance non négligeable suivant la polarisation de la grille de transfert.

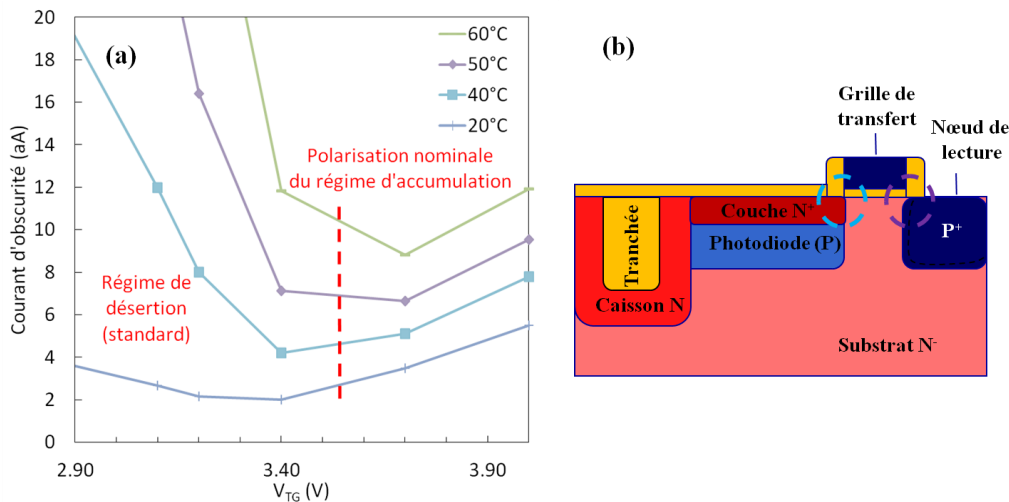


Figure 3-14. Mise en évidence (a) de l'effet de la grille de transfert sur le courant d'obscurité en régime d'accumulation et (b) localisation des fuites potentielles

A partir de ces résultats, deux sources indiquées sur le schéma de la Figure 3-14 peuvent intervenir. D'une part, le courant d'obscurité peut provenir de champs électriques suffisamment importants du côté de la photodiode. Ceux-ci sont alors stimulés par la tension de blocage de la grille de transfert (entouré en bleu ciel). D'autre part, un effet de champs similaire à du GIDL (Gate Induced Drain Leakage), décrit dans [PAI05], peut intervenir. Cette fuite de courant importante serait alors localisée du côté du nœud de lecture (entouré en violet). Ce mécanisme a déjà été mis en évidence dans des structures de pixel 4T [MHE08]-[YAM09]. Il est possible ici de statuer sur la localisation de l'effet dominant par une mesure de linéarité du courant d'obscurité. D'un côté, la photodiode intègre une quantité de charge générée proportionnelle au temps d'intégration. De l'autre, en raison de la remise à zéro permanente du nœud de lecture durant la phase d'intégration, la collecte des charges générées n'est possible qu'entre les deux pulses d'échantillonnage. Leur écartement dans le temps est figé par la mise en œuvre. Le résultat de linéarité à la polarisation nominale de la grille de transfert est proposé à la Figure 3-15.

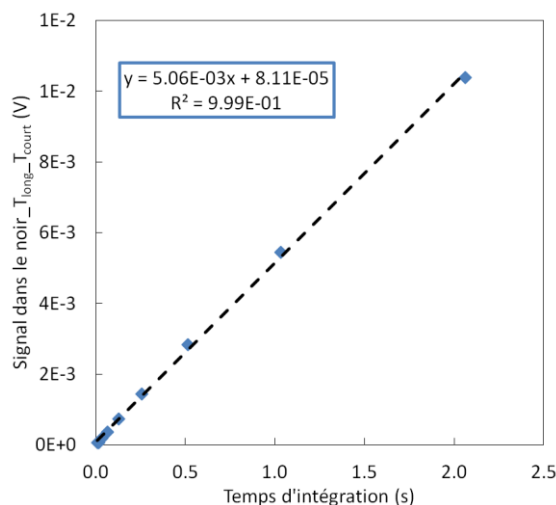


Figure 3-15. Courbe de linéarité du courant d'obscurité à 60°C

3.3. Caractérisation du pixel

Cette mesure confirme que les sources principales de courant sont situées dans l'environnement proche de la photodiode et non du côté du nœud de lecture.

3.3.2.2.3 Evaluation à forte température

Le précédent phénomène apparenté à de l'effet tunnel limite notre compréhension de la contribution des interfaces sur le courant d'obscurité total. Une méthode pour dissocier ces deux effets est d'exploiter leurs différences de comportement en température. Le chapitre 2 a montré que la génération des interfaces évolue très rapidement en température en raison d'une énergie d'activation importante (de l'ordre de l'énergie de la bande interdite 1.12 eV). A l'inverse, l'effet tunnel varie très peu en température [DUF10]. Dans la suite de ce paragraphe, une étude du courant d'obscurité, sur plusieurs essais de procédés et une large gamme de température (de 60 à 120°C), est proposée. Elle permettra de quantifier l'effet des procédés sur la génération des différentes interfaces présentes dans le pixel.

3.3.2.2.3.1 Comparaison d'un pixel à photodiode pincée de type P par rapport au type N

Le chapitre 2 a permis, à l'aide du modèle de courant d'obscurité développé, de présenter plusieurs avantages théoriques liés à la photodiode de type P, aussi bien dans un contexte radiatif qu'en sortie de salle de blanche :

- L'effet d'accumulation des charges positives
- La valeur réduite de la section de capture des trous par rapport à celle des électrons

Pour appuyer ces différentes hypothèses, un diagramme d'Arrhenius, établi à forte température, va permettre d'extraire les tendances représentatives des états d'interface Si/SiO₂. Une comparaison directe a donc été effectuée à la Figure 3-16 entre deux procédés standards pour un pixel de type P et N. Un dernier point à 60°C, représentatif des dernières avancées effectuées sur les procédés de pixel à photodiode de type N, a également été rajouté.

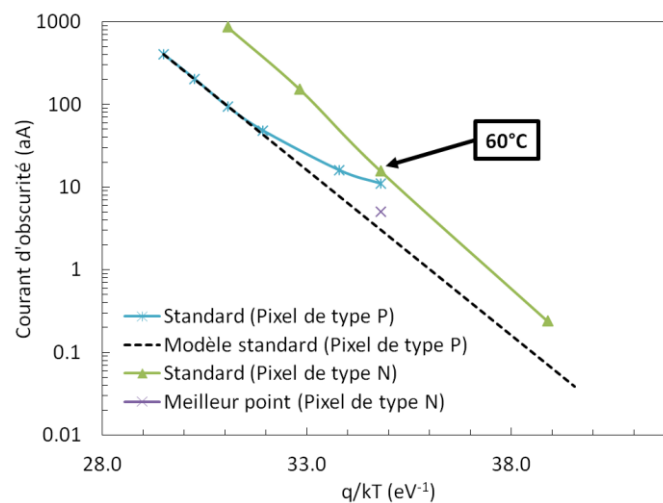


Figure 3-16. Estimation de la contribution des interfaces pour un pixel de type P en fonction de la température, comparativement à celle d'un pixel de type N

Ces résultats mettent en évidence la présence de deux régimes. Le premier régime concerne l'effet de stagnation observé précédemment à basse température. Le second régime montre une évolution en température avec une énergie E_A de l'ordre de 0.92eV, pour le pixel de type P. L'extrapolation de cette tendance est également ajoutée en traits pointillés. Elle permet d'estimer une contribution des interfaces au sein du pixel de l'ordre de 3 aA à 60°C. Cette valeur pourrait ainsi constituer un très bon résultat par rapport à celle obtenue sur le meilleur point du capteur de type N (5aA à 60°C). Cependant, l'énergie observée sur le premier capteur ne correspond, pour l'instant, à aucune valeur prédite par le modèle disponible. Pour rappel, la signature équivalente, extraite sur l'échantillon

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

utilisant des photodiodes de type N, est, quant à elle, évaluée à 1.05 eV. Nos investigations vont donc se poursuivre en comparant plusieurs procédés entre eux.

3.3.2.2.3.2 Evaluation de la contribution des tranchées

L'évaluation de la contribution des tranchées peut être estimée à partir de deux essais. Pour chacun d'eux, le dopage du caisson N le long de la tranchée a varié du simple au double. Les résultats de ces essais sont présentés à plusieurs températures sur la Figure 3-17.

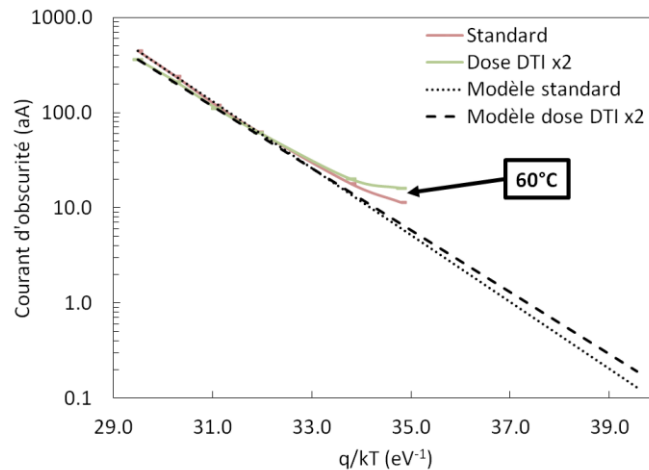


Figure 3-17. Estimation de la contribution des interfaces de tranchées en fonction de la température pour deux taux de dopage du caisson N

Les mesures en température montrent une invariance de l'énergie d'activation (0.81 eV (dose simple) contre 0.75 eV (dose double)). Cependant, les valeurs de courant à 60°C augmentent de presque 50 % en passant d'une dose simple à double. Le dopage latéral introduit par la double dose le long des tranchées agit, contre toute attente, de manière néfaste. Une proposition de mécanisme physique sera discutée dans le paragraphe 3.3.2.2.4. Pour les fortes températures, il semblerait bien que la contribution des interfaces le long des tranchées sur le courant d'obscurité soit minimale. Dans la suite, nous allons étudier d'autres essais pour évaluer l'impact des procédés sur la valeur d'énergie d'activation E_A .

3.3.2.2.3.3 Evaluation de la contribution en surface

En ce qui concerne l'interface en surface, les procédés de fabrication permettent de distinguer deux zones de dopage distinctes :

- (a) la couche N dont le dopage s'étend sur toute la surface de la photodiode et jusqu'au bord de grille. Ce domaine est appelé zone A
- (b) la couche N principale qui s'étend sur toute la surface de la photodiode jusqu'au bord de l'espaceur. Ce domaine est appelé zone B

Nous proposons de faire varier le taux de dopage de ces différentes zones l'une après l'autre. La nature des essais est décrite dans la légende du diagramme d'Arrhenius de la Figure 3-18 (c). Ces résultats montrent des signatures énergétiques intéressantes à forte température. Les énergies d'activation peuvent alors varier de 0.75 à 1.05 eV suivant la solution proposée. Nous observons qu'une part importante de la contribution de l'interface supérieure Si/SiO₂ peut être réduite en agissant soit sur le dopage des zones A et/ou B. Ces tendances confirment une amélioration avec les forts dopages. Les écarts sont d'ailleurs bien plus visibles sur les extrapolations (en pointillés) à faible température. L'amélioration est d'autant plus visible pour le cas de la zone A, qui couvre toute la surface d'oxyde au dessus de la photodiode. De plus, il est rassurant qu'un des résultats d'énergie E_A (1.05 eV correspondant à un des taux de dopage les plus importants) est identique avec celui retrouvé plus tôt sur l'échantillon de référence du pixel de type N. En ce qui concerne les valeurs à 60°C, celles-ci

3.3. Caractérisation du pixel

évoluent suivant les mêmes tendances. Cette diminution est principalement due à la réduction de la contribution de l'interface étudiée. Cependant, ces essais ne semblent avoir aucun effet sur la composante limitante à faible température.

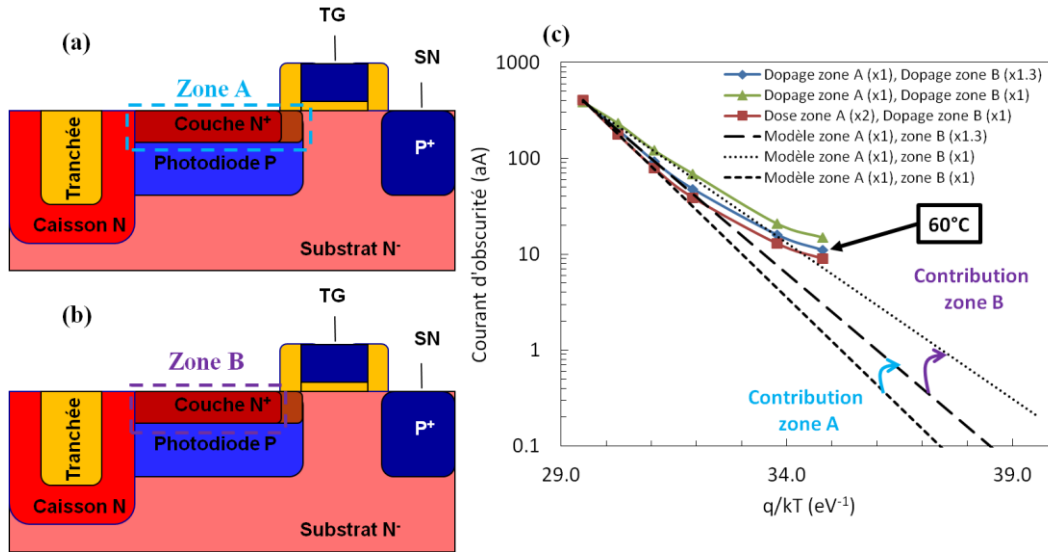


Figure 3-18. Estimation de la contribution des interfaces dans les zones A et B en fonction de la température pour plusieurs taux de dopage

3.3.2.2.4 Distribution du courant d'obscurité et discussion

Les distributions de courant d'obscurité permettent d'apporter une analyse approfondie à l'ensemble de la population constituant la matrice. Plusieurs variations sur des paramètres comme la polarisation de blocage V_{TG} et la température ont été testées. L'échantillon de population est constitué de 3 millions de pixels, réduit sur un plan couleur sur huit (soit 375 000 pixels étudiés).

- Les essais en fonction de V_{TG} , à la Figure 3-19, révèle une dépendance sur la queue de distribution en particulier pour la plus faible valeur ($V_{TG}=3.2V$). Cet écart est révélateur de l'effet de désertion induit par la grille de transfert, étudié au chapitre 2.

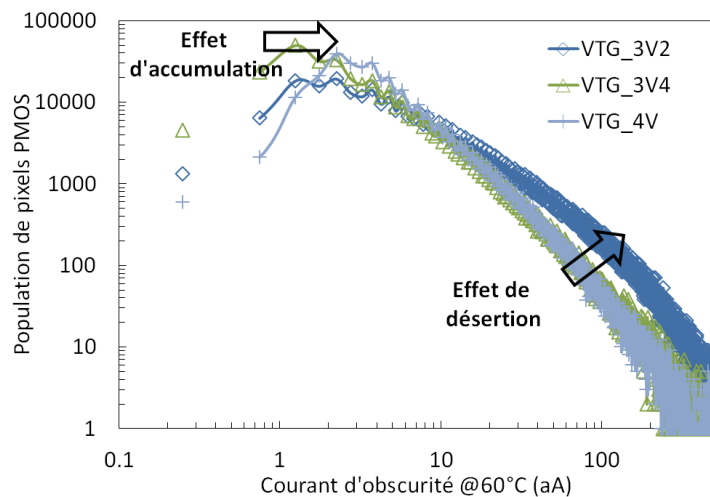


Figure 3-19. Evolution des populations de pixel en fonction de V_{TG}

Cependant, les polarisations importantes ($V_{TG} \geq 3.4V$) marquent un effet de stagnation cohérent avec le régime d'accumulation. Seule la population principale est influencée par les fortes valeurs de V_{TG} pour laquelle on peut observer une augmentation du courant.

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

- Les essais en température de la Figure 3-20 révèlent des évolutions extrêmement lentes aussi bien pour la population principale que pour la queue de distribution.

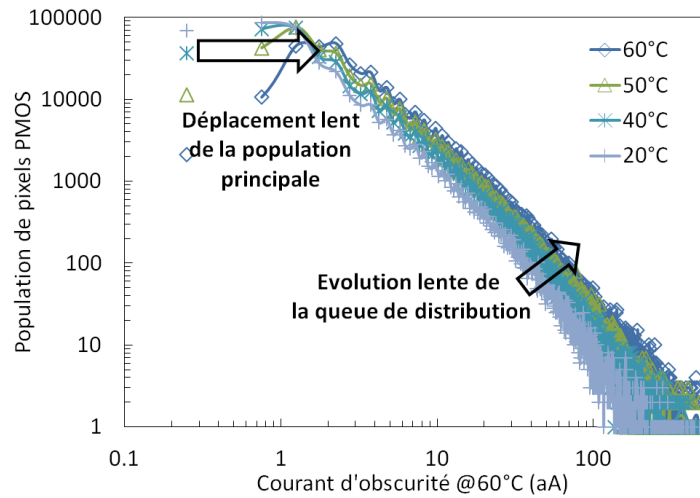


Figure 3-20. Evolution des populations de pixel en fonction de la température

La population principale évolue suivant le même comportement dégagé par les mesures de courant moyen de la Figure 3-14. Un mécanisme de génération en proximité de la grille de transfert (en mode accumulation) avait été identifié.

Le comportement de la queue de distribution est, quant à lui, quasi stable autant dans le régime d'accumulation qu'avec la température. Le phénomène relatif à cette population de pixels n'est, pour l'instant, pas clairement identifié. Celui-ci ne dépend ni de la température et ni de la polarisation de blocage. Les effets pouvant potentiellement répondre à cette signature sont : les mécanismes de fuite du type effet tunnel direct ou assisté par défauts au sein de la diode [DUF10], l'ionisation par impact [HUR92]. Concernant le dernier effet mentionné, une étude portant sur les non uniformités de réponse dans le noir a particulièrement mis en cause les effets d'ionisations par impact sous l'espaceur [WAN06]. Cette ionisation est imposée par la valeur de champs lors de la phase de transfert. Pour illustrer les possibilités de retrouver ce problème, des simulations ont été réalisées pour comparer les valeurs de champs extraites sous l'espaceur pour une technologie de pixel de type N et P. Elles sont présentées à la Figure 3-21 pour les valeurs de tension nominale de la grille de transfert à l'état passant.

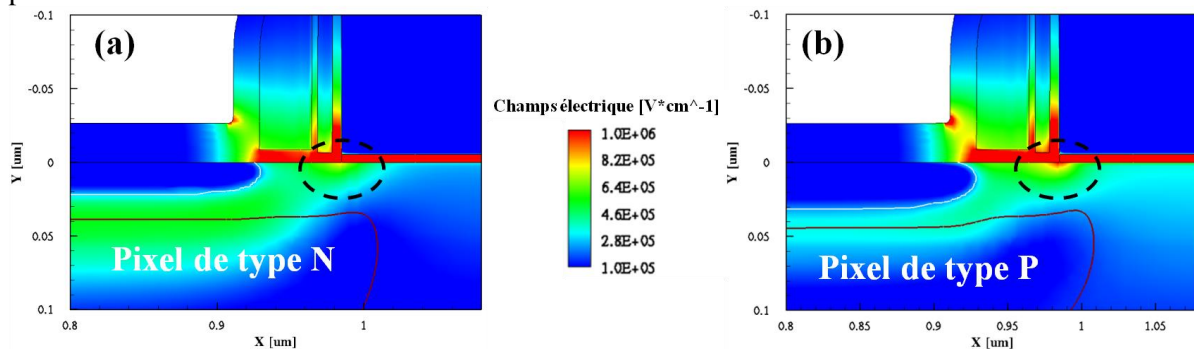


Figure 3-21. Distribution des champs électriques sous l'espaceur pour un capteur (a) de type N et (b) de type P

Un écart de l'ordre de 2 à $3 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ est observable entre les deux pixels. Il constitue donc une piste intéressante pour expliquer une partie de l'effet de stagnation en température. Par ailleurs, l'influence du dopage latéral (introduit par les tranchées) n'est également pas prise en compte dans nos simulations. L'augmentation du courant d'obscurité à 60°C, observée à la Figure 3-17, suivant le dopage des tranchées profondes, pourrait également confirmer un accroissement du champ latéral.

3.3. Caractérisation du pixel

Concernant la population principale, les distributions de champs dans la diode (de l'ordre de $5 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$) peuvent également induire des mécanismes par effet tunnel direct ou assisté par défauts. La frontière entre ces deux effets est approximativement estimée autour de $9 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ [HUR92]. Cependant, les signatures extraites en température (0.19 eV) nous orientent davantage vers un effet tunnel direct [DUF10].

3.3.2.3 Le bruit temporel

L'étude du bruit temporel est légitime dans le sens où l'ajout de transistors PMOS au pixel peut permettre de réduire le plancher de bruit du capteur. Actuellement, deux études ont mis en évidence l'effet bénéfique de ces transistors sur la réduction du bruit RTS [ABE07] ou sur la valeur de bruit temporel en sortie du capteur [STE08]. Nous proposons donc d'effectuer, dans ce paragraphe, une évaluation de ce paramètre sur le capteur de type P à disposition.

3.3.2.3.1 Contribution de la photodiode

Au travers de nos multiples essais de procédés, les dispersions des paramètres de photodiode testés ont permis d'observer l'intrication de certaines sources de bruit. L'exemple de la Figure 3-22 permet d'illustrer l'influence entre la rémanence moyenne, mesurée sur la matrice, et le bruit temporel moyen de la grille de transfert. A cet effet, plusieurs essais de procédés de diode, extrêmement dispersés en terme de capacité de transfert, sont présentés par des symboles et couleurs différents sur le graphique. Le protocole de mesure est identique pour toutes les puces testées avec un niveau de remplissage, lors de la mesure de rémanence, fixé à 2000 h⁺.

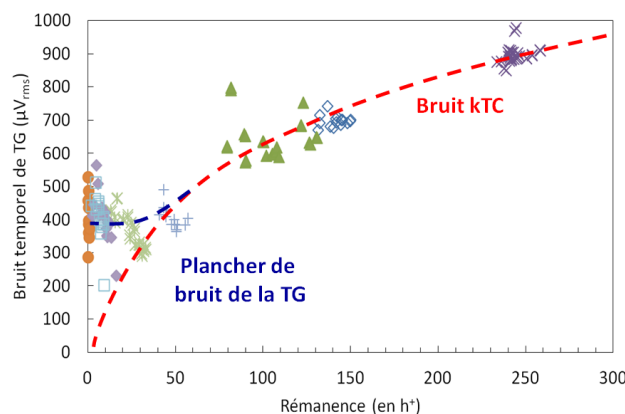


Figure 3-22. Intrication entre la rémanence et le bruit temporel de la grille de transfert

Nous observons alors deux tendances sur ce graphique pour :

- Les essais avec les valeurs importantes de rémanence. Ils montrent une dépendance croissante du bruit temporel avec celle-ci. Ce problème est comparable à une photodiode constituant un réservoir de porteurs, estimé à la valeur de rémanence lue, dont le taux d'émission varierait dans le temps. Ce bruit est d'ailleurs référencé en tant que bruit « kTC » dans [INO99].
- Les essais avec les plus faibles valeurs, qui montrent un phénomène de saturation du bruit de la grille de transfert. Ce dernier correspond à une limitation introduite par le nœud de lecture, que nous présentons dans la partie suivante.

3.3.2.3.2 Contribution du nœud de lecture

L'identification d'un bruit indépendant des caractéristiques de transfert de la diode nécessite donc une étude détaillée. Plusieurs niveaux de polarisations hautes et basses ont été testés sur le capteur. Le résultat le plus significatif concerne la réponse du bruit temporel de chacun des contributeurs en fonction de la tension haute de la grille de transfert. Cette évolution est tracée à la Figure 3-23. Nous observons qu'aux faibles tensions de grille (autour de 3V), correspondant au régime de désertion

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

présenté à la Figure 3-13, le bruit du suiveur est relativement stable à 250 μV (valeur équivalente à un suiveur de type NMOS). Celui de la grille de transfert est évalué à 100 μV . En revanche, pour des tensions croissantes de V_{TG} , une élévation importante du bruit temporel de la grille de transfert et du transistor suiveur a été observée. Une étude comparative de la densité spectrale de bruit normalisée en fonction de la fréquence, entre un transistor NMOS et PMOS, a été menée pour évaluer l'implication isolée du suiveur. La densité spectrale de bruit est présentée à la Figure 3-24, en prenant en considération les conditions nominales de polarisation de ces transistors lors de la phase de lecture dans la matrice (courant colonne identique, tension de drain figée, etc ...).

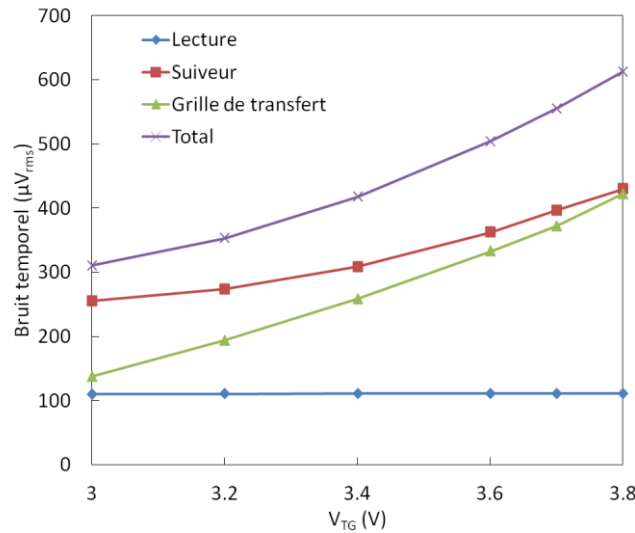


Figure 3-23. Evolution du bruit temporel en fonction de la tension de blocage de la grille de transfert

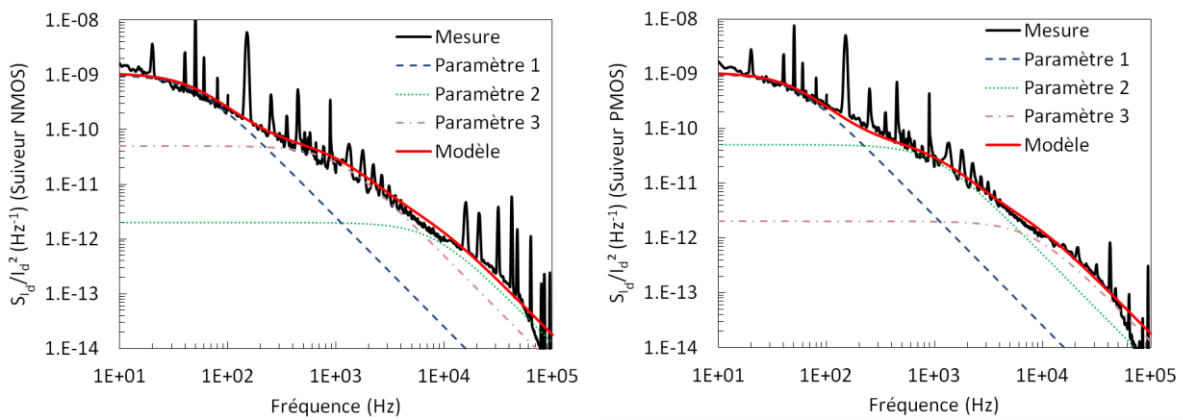


Figure 3-24. Comparaison de la densité spectrale de bruit normalisée pour un suiveur NMOS et PMOS²

Ces résultats montrent que les signatures en fréquence des deux dispositifs sont similaires. La non-uniformité des courbes suggère une décomposition en plusieurs spectres Lorentziens. Cette méthode, décrite par l'équation 3-9 et expliquée dans [LEY07], semble d'ailleurs parfaitement adaptée pour décrire l'allure générale de la courbe.

$$\frac{S_{I_D}(f)}{I_D^2} = \frac{4A\tau}{1 + 2\pi f^2 \cdot \tau^2} \quad 3-9$$

² Réalisé par S. Haendler (STM)

3.3. Caractérisation du pixel

τ représente la constante de temps caractéristique de capture et d'émission des pièges étudiés dans le canal du transistor.

Cette tendance confirme les résultats obtenus sur matrice pour les faibles tensions de grille V_{TG} . Ces résultats ne semblent pas en ligne par rapport aux précédentes études proposées dans la littérature ([ABE07]-[STE08]). Cependant, il est probable que la nature du nœud technologique employé modifie de manière importante les gains en bruit obtenus sur les transistors PMOS. Pour information, les technologies CMOS employées, dans chacun des cas, sont :

- 0.18 μm dans [ABE07]
- 0.11-0.18 μm dans [STE08]
- 90 nm dans notre étude

En revanche, cela signifie qu'une nouvelle source de bruit est observée au sein du système. Celle-ci se manifeste pour les fortes valeurs de tension et implique à la fois la grille de transfert et le suiveur. Cette constatation nous amène à nous orienter vers un point du pixel commun au suiveur et au transistor de transfert : le nœud de lecture. Une étude TCAD a donc été menée dans l'environnement proche de ce nœud. Celle-ci révèle des champs importants ($>10^6 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$) [HUR92] au centre de la jonction P^+/N , lorsque la grille de transfert est bloquée. Les distributions de champs électriques pour deux valeurs de tension 3.4V et 3.7V sont représentées à la Figure 3-25.

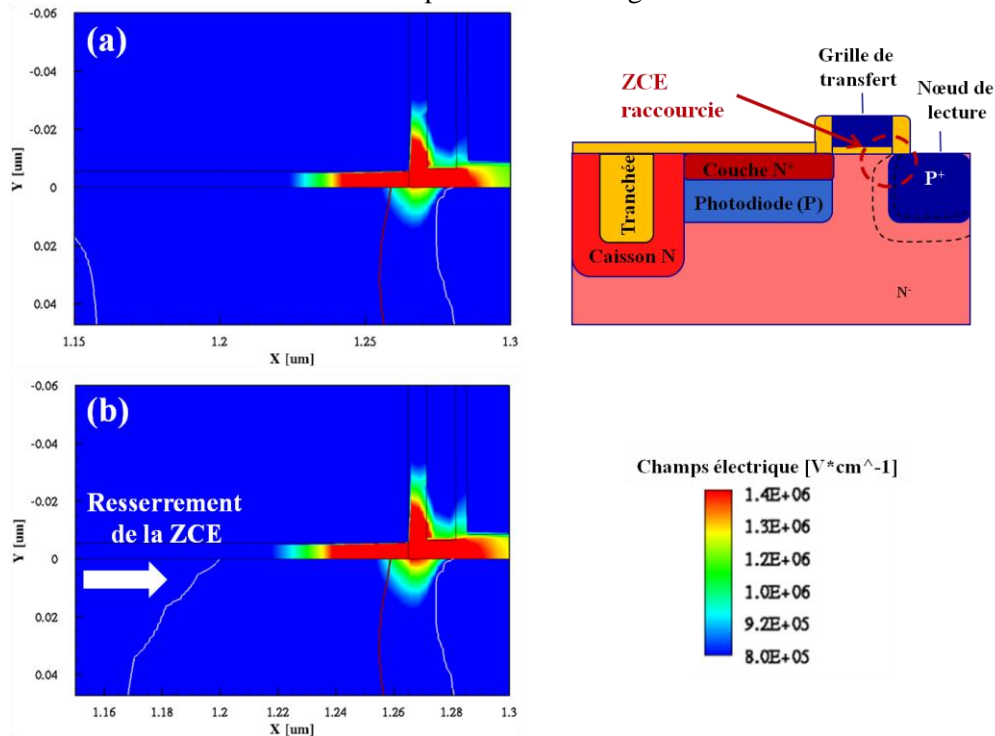


Figure 3-25. Schémas en coupe et simulations TCAD des effets de champs autour du nœud de lecture (a) 3V4 et (b) 3V7

Ces champs viennent d'un resserrement de la zone de charge d'espace sous l'influence de la polarisation de la grille de transfert. Un mécanisme de fuite par effet tunnel, similaire à du GIDL, [PAI05] est stimulé en ce point de forts champs. La remise à zéro permanente du nœud de lecture permet de maintenir la plupart du temps son niveau à la tension de remise à zéro (VRT). Néanmoins, si les fuites sont suffisamment importantes, une fluctuation temporelle peut être envisagée lors de la phase de double échantillonnage (Intervalle de quelques microsecondes). Cela résulterait ainsi en un bruit temporel commun à la composante de la grille de transfert et également à celle du suiveur.

3.3.2.3.3 Amélioration continue des procédés du nœud de lecture

Les résultats précédents ont montré que les procédés classiques de dopage du nœud de lecture ne sont pas adaptés pour réunir à la fois le régime d'accumulation, nécessaire à la minimisation du courant

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

d'obscurité, et un bruit temporel modéré. Cette zone nécessite une optimisation des procédés d'implantation, en aménageant notamment les effets de diffusion latérale du bore sous l'espaceur. Du point de vue de l'intégration, l'ajustement des profils de jonctions de ce nœud n'a pu être envisageable que par l'ajout d'une nouvelle étape de photolithographie, illustré à la Figure 3-26. L'ouverture d'une résine dédiée, sur le nœud de lecture, a ainsi permis l'ajout de cocktails de dopage à base de germanium et de carbone. En général, ces derniers sont utilisés pour contrôler la diffusion du bore en profondeur dans le cadre de jonctions ultra-minces [MOR05]. Le carbone joue le rôle de barrière à la diffusion en capturant les interstitiels, principaux défauts d'implantation intervenant dans les mécanismes de diffusion du bore [SIN08]. Le germanium est présent à plusieurs titres, dont notamment pour:

- donner un profil implanté de bore plus abrupt en amorphisant le matériau, ce qui limite les effets de canalisation du bore [MOR05]
- limiter la diffusion du bore par effet de contrainte compressive dans le silicium [MOR05]
- faciliter l'incorporation du carbone en site substitutionnel [PAW06]

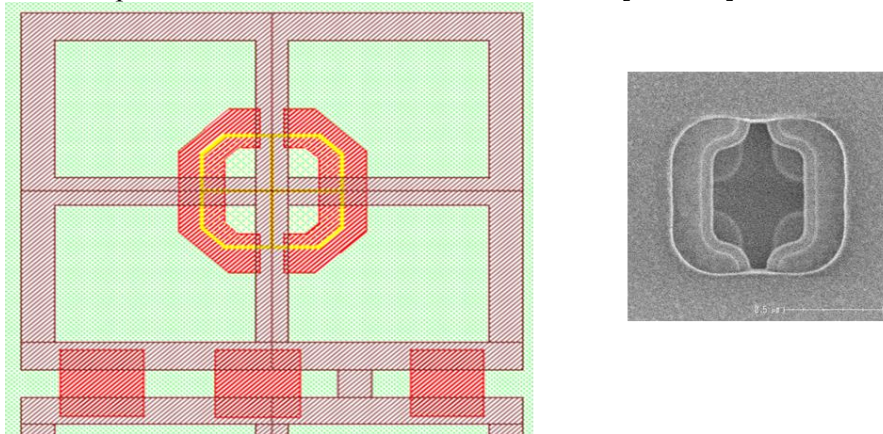


Figure 3-26. Présentation de la zone optimisée par dopage dans le pixel et image SEM de l'ouverture de la résine³ sur la zone du nœud de lecture

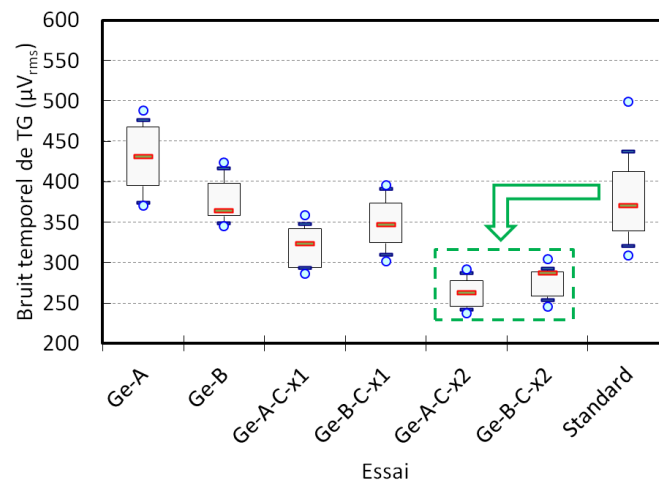


Figure 3-27. Effets de cocktails d'implantation, réalisés au niveau du nœud de lecture, sur le bruit temporel

Le silicium en phase amorphe repasse ensuite progressivement par une phase cristalline sous l'effet de recuit thermique rapide [PAW06]. Pour la suite, nous sommes partis du principe que ces solutions, applicables pour limiter la diffusion du bore en profondeur, sont également valables pour endiguer sa

³ Réalisé par L. Babaud (STM)

3.4. Conclusion

diffusion latérale. Plusieurs essais ont alors été réalisés par la présence de germanium seul, en modifiant l'épaisseur de la zone amorphe (Energie A < Energie B), et par la dose de carbone (nulle, simple ou double) pour un doublet (germanium, carbone) donné. L'implication de ces procédés sur le bruit temporel est présentée dans la Figure 3-27. L'ajout de germanium seul n'apporte aucune amélioration, quelque soit l'énergie, par rapport au procédé standard. La raison est lié au fait que la zone amorphe est riche en interstitiel [PAW06]. La diffusion latérale peut alors être accélérée au lieu d'être freinée. En revanche, l'ajout complémentaire de carbone montre une diminution significative du bruit temporel à partir d'une dose multipliée par deux. Le rôle du carbone en tant que barrière à la diffusion latérale des dopants de bore est alors confirmé.

3.4 Conclusion

En raison de procédés de fabrication atypiques (conception d'un substrat N, utilisation de bore dans la diode, intégration de transistors PMOS dans le pixel), l'élaboration d'un pixel à photodiode de type P a demandé une remise en question complète du savoir acquis sur les photodiodes de type N. Cependant, le changement apporté par ces nouvelles conditions de procédés identifiées impose également une modification significative de la mise en œuvre et du circuit de lecture du signal en sortie de pixel. Ce travail préparatoire indispensable permet ensuite d'analyser en détail les paramètres intéressants à bas niveaux de lumière : le facteur de conversion, le courant d'obscurité et le bruit temporel. L'analyse du facteur de conversion, dépendant d'une part des contributions capacitives de chaque élément du nœud de lecture et d'autre part du gain du suiveur, montre au final des valeurs relativement peu éloignées de celles obtenues sur un pixel de type N. Des limitations, inhérentes au manque de maturité de cette technologie, ont été mises en évidence au niveau du bruit temporel et du courant d'obscurité. Actuellement, les champs électriques intenses, dans certaines zones du pixel, limitent les performances globales du capteur. L'extrapolation des performances à bas niveau de lumière dresse cependant de belles perspectives.

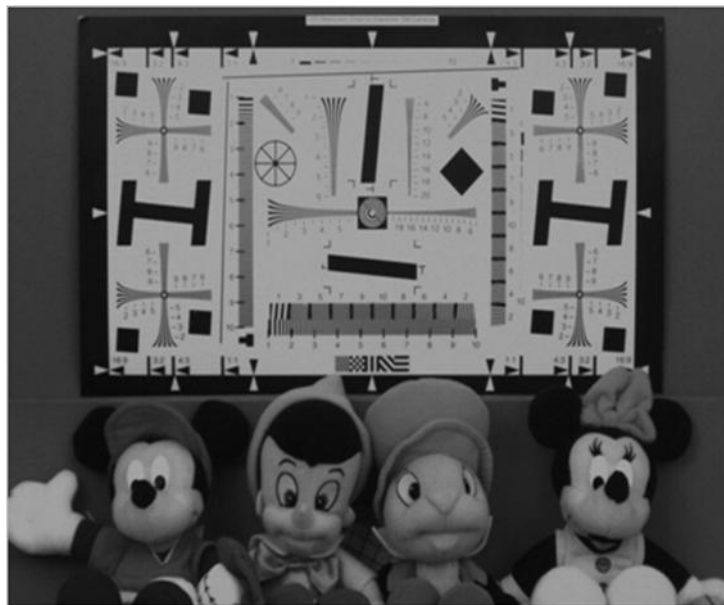


Figure 3-28. Exemple d'un cliché obtenu avec le capteur d'image CMOS à détection de trous

Le courant d'obscurité généré par les interfaces de ce pixel a été estimé, pour l'instant, sur le meilleur essai à 1.5 aA à 60°C. Les interfaces oxyde/silicium en face avant ont été identifiées comme limitantes. Cependant, même si les interfaces des tranchées (contributeur principal identifié dans les technologies de type N) ne modifient en rien les résultats à forte température, le niveau de dopage de celles-ci paraît influencer sur la composante parasite identifiée à faible température. Des mécanismes

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

basés sur des effets d'ionisation par impact ou effet tunnel ont été postulés pour expliquer cette composante.

Par ailleurs, le bruit temporel souffre de limitations liées aux procédés utilisés dans l'élaboration du nœud de lecture. Des solutions à base de cocktails d'implantation germanium-carbone, permettant de limiter les effets de champs en bordure de grille de transfert, ont montré une amélioration intéressante de ce paramètre.

Ces résultats semblent également confirmer les avantages théoriques de cette technologie concernant le gain en courant d'obscurité prédit à la fin du chapitre 2.

L'intérêt de cette technologie doit maintenant être validé en environnement ionisant. Le chapitre 4 est donc prévu à cet effet.

3.5 Bibliographie

- [ABE07] K. Abe et al., “Analysis of source follower random telegraph signal using nMOS and pMOS array TEG”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, 2007
- [BAL08] S. P. Bali, “Linear Integrated circuits”, Tata McGraw-Hill, New Delhi, 2008
- [DUF10] R. Duffy et al., “Quantitative prediction of junction leakage in bulk-technology CMOS devices”, dans *Solid-State Electronics*, vol. 54, no. 3, pp. 243-251, 2010
- [HUR92] G. A. M. Hurkx et al., “A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown”, dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 39, no. 9, pp. 2090-2098, 1992
- [INO99] I. Inoue et al., “New low voltage buried photo-diode for CMOS imager”, dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp.883-886, 1999
- [LEY07] C. Leyris et al., “Modeling of the temporal pixel to pixel noise of CMOS image sensors”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, 2007
- [MHE08] B. Mheen et al., “Negative offset operation of four-transistor CMOS image pixels for increased well capacity and suppressed dark current”, dans *IEEE electron device letters*, vol. 29, no. 4, pp. 347-349, 2008
- [MOR05] V. Munoz et al., “Optimizing boron junctions through point defect and stress engineering using carbon and germanium co-implants”, dans *Applied Physics Letters*, vol. 87, pp. 051908 – 051908-3, 2005
- [PAI05] B. Pain et al., “Excess noise and dark current mechanisms in CMOS imagers”, dans *proc. of IEEE Workshop on CCD's & AIS*, Japan, pp. 145-148, 2005
- [PAW06] B. J. Pawlak et al., “Effect of amorphization and carbon co-doping on activation and diffusion of boron in silicon”, dans *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 062110 – 062110-3, 2006
- [PIC04] P. Pichler, “Intrinsic point defects, impurities, and their diffusion in silicon”, Springer Wien New York, 2004
- [SIN08] J. Singer, “Etude des jonctions ultrafines pour les technologies CMOS 45 nm et en deçà par simulation atomistique”, Thèse électronique, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2008, p. 49-51
- [SKO] T. Skotnicki, “Transistor MOS et sa technologie de fabrication”, dans *Techniques de l'ingénieur*, E2430
- [STE08] E. Stevens et al., “Low-Crosstalk and Low-Dark-Current CMOS Image-Sensor Technology Using a Hole-Based Detector”, dans *Proc. International Solid-State Circuit Conference (ISSCC)*, pp. 60-595, 2008
- [SZE81] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, 2^{ème} édition, NJ: Wiley, 1981, p. 756
- [TOU11] A. Tournier et al., “Pixel-to-pixel isolation by deep trench technology: application to CMOS image sensor”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Hokkaido, 2011

Chapitre 3. Le pixel de type P : procédés de fabrication et caractérisation

[YAM09] H. Yamashita et al., “Analysis of dark current in 4-transistor CMOS imager pixel with negative transfer-gate bias operation”, dans *Proceedings of International Image Sensor Workshop (IISW)*, Bergen, 2009

[YON02] K. Yonemoto et al., “A numerical analysis of a CMOS image sensor with a simple fixed-pattern-noise-reduction technology”, dans *IEEE transactions on electron devices*, vol. 49, no. 5, pp. 746-753, 2002

[WAN06] X. Wang et al., “Fixed-Pattern Noise Induced by Transmission Gate in Pinned 4T CMOS Image Sensor Pixels”, dans *Proceedings of Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, pp. 331-334, 2006

Chapitre 4.

Le pixel de type P dans les environnements ionisants

4.1 Introduction et orientation du chapitre

4.1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter différentes catégories d'environnements ionisants issus soit de procédés de fabrication disponibles en salle blanche soit de sources d'irradiations externes. Nous proposons, dans la suite de cette étude, une validation expérimentale de l'intérêt d'un capteur de type P pour ces divers environnements, notamment par rapport à la dégradation du courant d'obscurité. Une comparaison directe des effets d'ionisation sur chacune des technologies de capteurs de type N et P est proposée. Il est prévu une analyse autant à partir de résultats en matrice que de structures de test. L'utilisation de dispositifs élémentaires a ici pour objectif d'aider à la décorrélation des mécanismes physiques en place et donc de confirmer l'utilisation de cette technologie en milieu ionisant.

4.1.2 Le contexte de l'étude

L'établissement d'une filière d'imageur devient un exercice de plus en plus complexe. Elles dépendent, au gré des évolutions technologiques, d'un nombre grandissant d'étapes à fort potentiel ionisant, dont celles à base de plasmas [ISH03]-[OKI03]. Ces dernières génèrent des défauts dans les diélectriques entourant la couche active du silicium et entraînent la dégradation des performances du capteur. Ces processus de dégradation ont été présentés dans le chapitre 1. Par ailleurs, ces effets interviennent, généralement, après l'étape de recuit final et entraînent des dérives parfois importantes sur des paramètres comme le courant d'obscurité [CAR11]. Des investissements très importants aussi bien en ressources matérielles qu'humaines sont alors nécessaires pour arriver à tenir les spécifications imposées par l'industrie de l'imagerie CMOS. Deux stratégies, illustrées en Figure 4-1, sont alors envisageables et consistent:

- Soit conserver des ressources importantes pour mettre en place des solutions récurrentes mais historiques sur l'ionisation des diélectriques autour des pixels. La Figure 4-1 (a) met en évidence l'apparition de charges positives suite à l'émission de photons UV profonds lors d'un procédé de gravure plasma.
- Soit rechercher des technologies naturellement plus robustes aux environnements ionisants et qui restent également compatibles avec les flots CIS (CMOS Image Sensors) existants. Le pixel de type P, présenté à la Figure 4-1 (b), est intégré dans ces solutions.

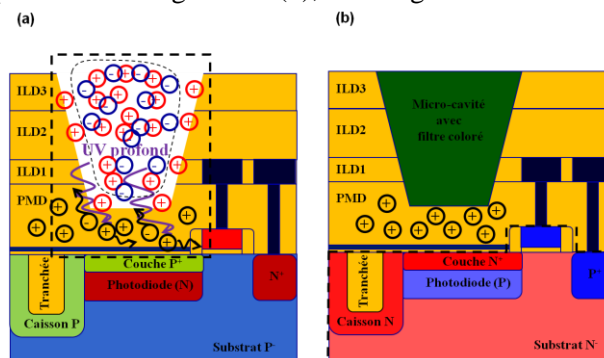


Figure 4-1. Schématisation des stratégies envisageables par (a) la gestion des charges positives ou (b) la recherche d'architectures de diode plus robustes

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

Ce chapitre s'inscrit dans le cadre de la deuxième stratégie, c'est-à-dire dans la recherche et l'utilisation d'une technologie de pixels plus résistante aux radiations ionisantes.

4.1.3 Elargissement de l'étude et classification des irradiations

La solution retenue ici pour améliorer la résistance des pixels aux radiations ionisantes présente l'intérêt également d'élargir le champ d'application de cette technologie. Cette dernière, initialement développée pour le grand public (téléphonie mobile), peut également être utile pour des applications d'imagerie spécifiques: spatial, médical ou nucléaire. Une classification des sources de radiation, illustrée par la Figure 4-2, est proposée ici, suivant l'état du circuit lors de l'absorption de ces rayonnements :

- Les radiations reçues lors de la fabrication du circuit, principalement constituées de rayonnement UV [OKI03] sont qualifiées de radiations « internes » (voir chapitre 1). Plusieurs procédés de gravure, que nous détaillerons par la suite, ont été identifiés comme critique dans l'établissement de la filière.
- Les radiations ionisantes que peuvent subir l'imageur durant son utilisation. Dans ce cas, nous parlerons d'irradiations « externes ». Pour générer des défauts dans les diélectriques proches de la couche active du dispositif semi-conducteur, ces rayonnements doivent avoir une énergie importante. C'est pourquoi, sous le terme de radiations externes, nous regrouperons principalement les photons et particules de hautes énergies (photons X et gamma, ions de haute énergie). Il a été démontré que l'utilisation de photons gamma d'énergie suffisante (de l'ordre du MeV [MAN43]) conduisait à une majoration des effets (condition d'irradiation dite « pire cas ») dans les circuits CMOS pour une dose ionisante donnée. Pour cette raison, les sources de ^{60}Co (source de rayons gamma de 1.17 MeV et 1.33 MeV) sont fréquemment utilisées pour évaluer la tenue aux radiations des composants électroniques [MIL883]. Dans la suite, nous étudierons les effets des radiations externes grâce à l'utilisation de cette même source.

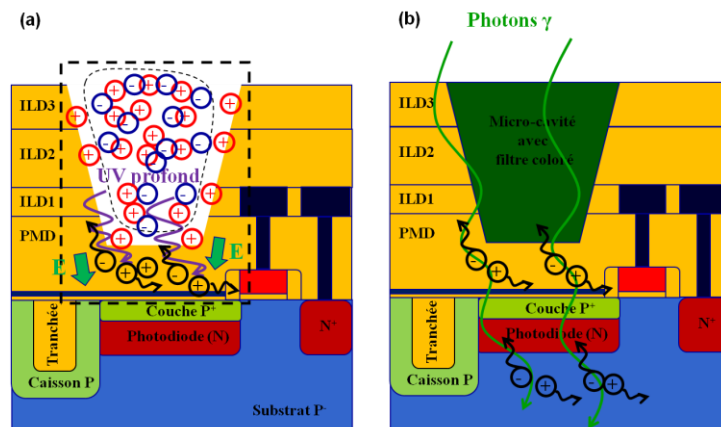


Figure 4-2. Illustration des types d'irradiation (a) interne et (b) externe

Le point commun entre ces deux irradiations est leur capacité à générer des paires électron-trou et à ioniser les matériaux, aussi bien dans la gamme des rayons UV [YUN90] que dans celle des rayons X et gamma [DOZ81]. En revanche, les principales différences sont liées, d'une part, aux énergies des rayonnements émis. Elles balayent des valeurs allant de 5-6 eV, pour les radiations internes, au MeV (Raies du ^{60}Co) pour les radiations externes. Un spectre UV est décrit, à titre d'exemple, en Figure 4-3 pour illustrer la dépendance par rapport à la chimie de gravure utilisée [ISH03]. D'autre part, le deuxième critère de différenciation concerne la valeur des champs en présence lors de l'interaction rayonnement-matière. Dans le cas interne, en plus de l'exposition au rayonnement UV incident, le composant est soumis à un champ électrique, créé par les particules chargées de la gaine du plasma

4.1. Introduction et orientation du chapitre

lors du procédé de gravure. Dans des configurations spécifiques aux imageurs [CAR11], la non-uniformité du flux de ces charges en surface est à l'origine de champs électriques dans les oxydes isolant les interconnexions au-dessus du pixel. Le rendement d'ionisation des rayonnements UV [YUN90] est alors accru. Le champ électrique sépare les trous et électrons générés, et empêche ainsi leur recombinaison [CAR11]. Cela est notamment le cas pour des couches de nitrure, pour lesquelles les énergies de bande interdite sont de l'ordre de 5 eV [ISH05], car une plus large bande de spectres UV y créent des paires électron-trou, comme présentés à la Figure 4-3 [ISH03]. Dans le cas des irradiations externes, les champs électriques appliqués aux bornes des oxydes sont plutôt de l'ordre du MV.cm^{-1} , voir même nul dans le contexte d'une photodiode pincée [GOI12A]. Il n'en demeure pas moins qu'une ionisation et surtout une dépassivation interviennent dans les mécanismes de dégradation, comme expliqué dans le chapitre 2.

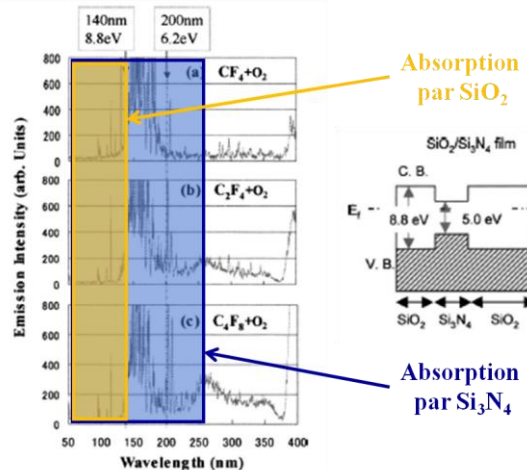


Figure 4-3. Densité du spectre lumineux généré par le plasma suivant la chimie de gravure utilisée [ISH03] et structure de bande d'un empilement $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ [ISH05]

4.1.4 Nécessité de l'architecture 4T pour optimiser les pixels de type P en milieu ionisant

Des pixels en architecture 3T, basés sur la collection de trous, ont été développés pour des applications en environnement radiatif spatial [BOG00]. A l'époque, il s'agissait de valoriser la réduction des fuites des transistors d'accès et de remise à zéro en passant à une chaîne de traitement utilisant des transistors PMOS, comme expliqué dans le chapitre 1. Toutefois, l'usage d'une photodiode de surface P⁺/N n'avait pas montré d'intérêt particulier pour la stabilité des performances du pixel. En effet, la Figure 4-4 montre que les zones de charge d'espace, dans une photodiode de surface, sont en contact direct avec les interfaces oxyde/silicium des tranchées d'isolation, quel que soit leur type (N⁺/P ou P⁺/N). Ces zones d'intersection entre zone dépeuplée et interfaces oxyde/silicium sont responsables d'un courant d'obscurité important dans la photodiode [JAN01]. Lors de l'irradiation, les charges positives, accumulées dans l'ensemble des diélectriques, ont tendance à étendre les zones dépeuplées dans les régions dopées P et à les réduire dans les zones dopées N. De plus, la densité d'état d'interface augmente avec la dose ionisante [GOI10]. Ces deux facteurs combinés dégradent les performances du capteur. En revanche, les nouvelles architectures de photodiode pincée proscrivent tout contact de la zone désertée de la photodiode avec une interface. Les charges positives dans les diélectriques ont donc un intérêt tout particulier sur les photodiodes pincées à collection de trous car elles renforcent, par effet électrostatique, le dopage à l'interface Si/SiO₂, et réduisent d'autant l'influence des interfaces.

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

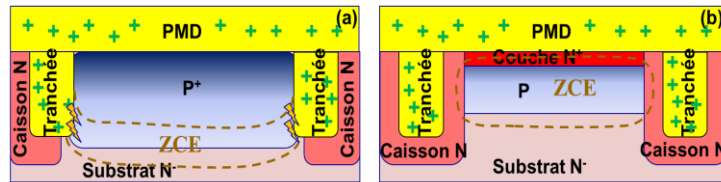


Figure 4-4. Comparaison des deux types d'architecture de pixel de type P : (a) 3T contre (b) 4T

D'après le raisonnement précédent et le modèle de courant d'obscurité présenté au chapitre 2, seule une dégradation des états d'interface est capable de faire évoluer de manière significative la valeur du courant d'obscurité dans les photodiodes pincées à collection de trous (contrairement aux photodiodes de surface et aux photodiodes pincées à collection d'électrons). D'autre part, une manière de minimiser l'influence des zones désertées dans un pixel 3T consiste à réduire la surface de contact avec les interfaces. Ce parti pris a été adopté en premier par *Bogaerts et al.* et a été repris dans [JAN11] pour la détection de trous. La structure proposée est alors pincée sur la quasi-totalité du pixel, excepté en un point P⁺/Caisson P présenté à la Figure 4-5, qui raccorde la photodiode à son transistor de remise à zéro. Cette architecture minimise la valeur de périmètre déserté, ce qui ne suffit malheureusement pas à bénéficier de toute la richesse de la structure pincée.

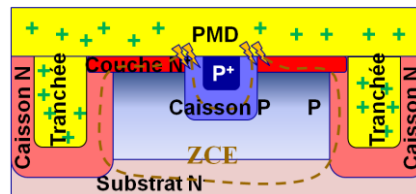


Figure 4-5. Présentation d'une structure partiellement pincée à collection de trous

4.2 Vieillesse des pixels sous irradiation interne

4.2.1 Historique des procédés en salle et effets ciblés

L'étape de recuit final, présente à la fin d'une filière imageur, est cruciale car elle permet une bonne passivation des états d'interface, en favorisant la diffusion des espèces hydrogénées dans les diélectriques. L'efficacité de passivation est optimum lorsque le recuit est effectué après le dépôt d'une couche de passivation en surface. Ces couches nitrurées permettent un effet d'encapsulation de l'hydrogène contenu dans les diélectriques et force sa diffusion solide vers les interfaces avec le silicium [BEN07]. Dans l'imagerie CMOS, cette maîtrise des couches hydrogénées permet alors une amélioration de la qualité des interfaces environnantes, directement liée à la performance en courant d'obscurité. A mesure que les nouvelles filières se développent, de plus en plus d'étapes, notamment de gravure [CAR11], ont tendance à être rajoutée après le recuit final et le dépôt de la couche de passivation. Ces dernières réduisent de manière systématique l'efficacité du recuit en raison des mécanismes d'ionisation, décrit précédemment. Il devient alors impératif d'optimiser ces procédés, pour minimiser leur impact sur les performances du capteur.

Les gravures concernées sont celles de la cavité, de la microcavité et du revêtement des plots de contact. Ici, nous nous proposons d'étudier, en particulier, l'effet de la gravure micro-cavité. Celle-ci est gravée sur chacun des pixels de la matrice. Une illustration est proposée en vue de dessus et en coupe à la Figure 4-6. Cette étape permet une réadaptation des épaisseurs de diélectriques présents au dessus de la photodiode pour limiter les réflexions parasites [CHA07] induites par les couches nitrurées intermédiaires.

4.2. Vieillesissement des pixels sous irradiation interne

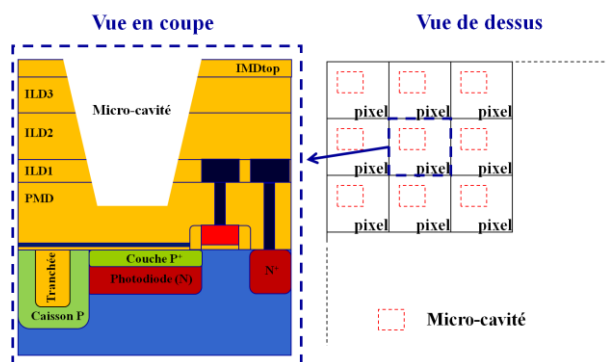


Figure 4-6. Illustration de la gravure micro-cavité et positionnement au sein de la matrice de pixels

Pour toutes informations relatives à la physique et aux techniques de la microélectronique utilisant des plasmas, l'ouvrage [LIE94] est une référence dans ce domaine.

4.2.2 Résultats obtenus sur le pixel de type P

Des expériences de gravure de la microcavité, similaires à celles présentées dans [CAR11], ont été réalisées suivant deux types de procédés :

- Un procédé A, où les conditions de gravure ont été optimisées
- Un procédé B

Deux capteurs, l'un en technologie à photodiode de type N et l'autre de type P, ont été soumis à chacun de ces procédés. Les résultats sont présentés à la Figure 4-7.

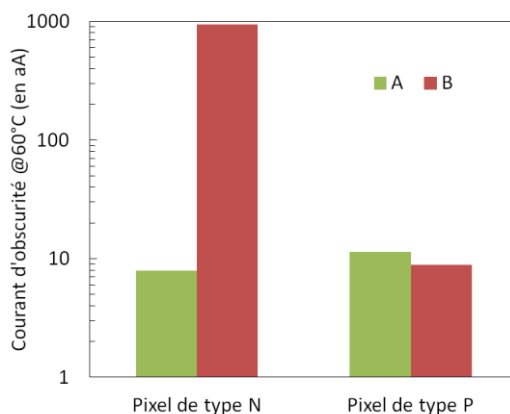


Figure 4-7. Impact de la gravure de la microcavité pour les deux capteurs de type N et P

Les chiffres montrent une large augmentation du courant d'obscurité des capteurs de type N face à une gravure B. Nous retombons rapidement à des valeurs acceptables pour la gravure A. En revanche, une relative stagnation du courant pour les capteurs de type P est observée. Cependant, l'historique du chapitre 3 a montré que le courant d'obscurité des pixels de type P est limité à 60°C (caractéristiques d'un courant de fuite induit par effet tunnel). Il semble donc indispensable de révéifier que ces conclusions sont également valables sur une plus large gamme de température, en cherchant à retrouver, au-delà de 90°C, le régime dominé par la génération aux interfaces Si/SiO₂. Les résultats de cette analyse sont présentés à la Figure 4-8 sous la forme d'un diagramme d'Arrhenius.

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

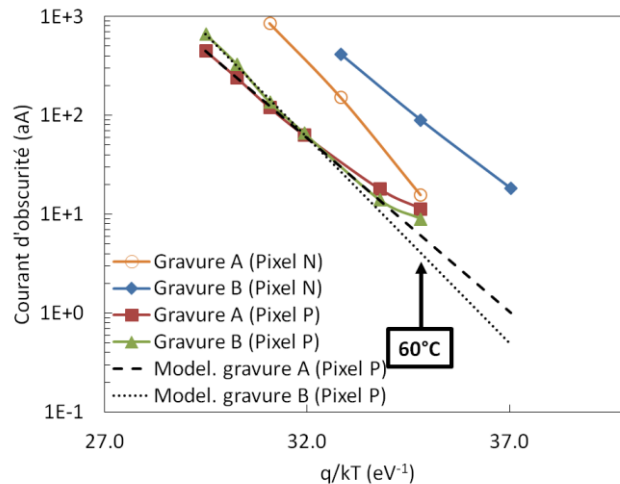


Figure 4-8. Comportement en température des pixels de type N et P pour les deux types de gravure de la microcavité

Les valeurs de courants du pixel de type P, à basse température ($<60^{\circ}\text{C}$), montre parfaitement la sortie du régime de diffusion, observée aux fortes températures. L'énergie d'activation du courant d'obscurité obtenu avec le procédé A donne 0.81 eV alors que celle mesurée sur le procédé B est évaluée à 0.96 eV . En ce qui concerne le pixel de type N, les variations du comportement en température sont beaucoup plus marquées d'une gravure à une autre puisque l'on passe de 1.17 eV , pour la gravure A, à 0.75 eV , pour la B. Par ailleurs, les observations précédentes portant sur le pixel de type P sont confirmées à 60°C par les extrapolations présentées en traits pointillés. Celles-ci permettent d'évaluer rigoureusement l'influence des interfaces sur le courant d'obscurité. Ainsi, l'effet de la gravure B s'explique par deux effets opposés suivant la technologie de pixel observée. D'une part, le courant d'obscurité du pixel de type N passe du phénomène de diffusion (1.17 eV pour la gravure A) à un régime de génération dans une zone désertée (0.75 eV pour la gravure B) [GRO66]. Cette désertion peut s'expliquer par une génération massive de charges positives, qui seraient accumulées dans les diélectriques lors de la phase de gravure [CAR11]. D'autre part, l'énergie d'activation pour un pixel de type P évolue dans le sens inverse. Le procédé B n'induit alors aucun effet de désertion à l'interface. Seule une augmentation de la densité d'état d'interface peut éventuellement dégrader son courant d'obscurité. Cela n'est d'ailleurs pas le cas en raison des valeurs extrêmement proches mesurées pour les deux types de procédés. Des simulations physiques, présentée à la Figure 4-9 et intégrant une grande quantité de charges positives déposées à l'interface, illustrent ces effets de désertion par l'apparition ou non d'une zone de charge d'espace, suivant le pixel étudié.

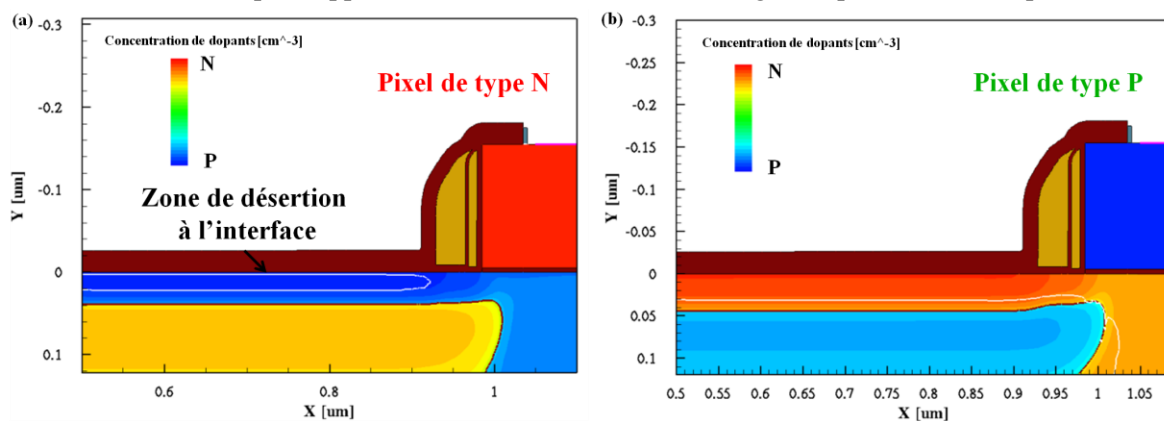


Figure 4-9. Influence d'une quantité de charges importantes ($5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$) à l'interface oxyde/silicium pour un pixel (a) de type N et (b) P

4.3. Vieillessement des pixels sous irradiation externe au ^{60}Co

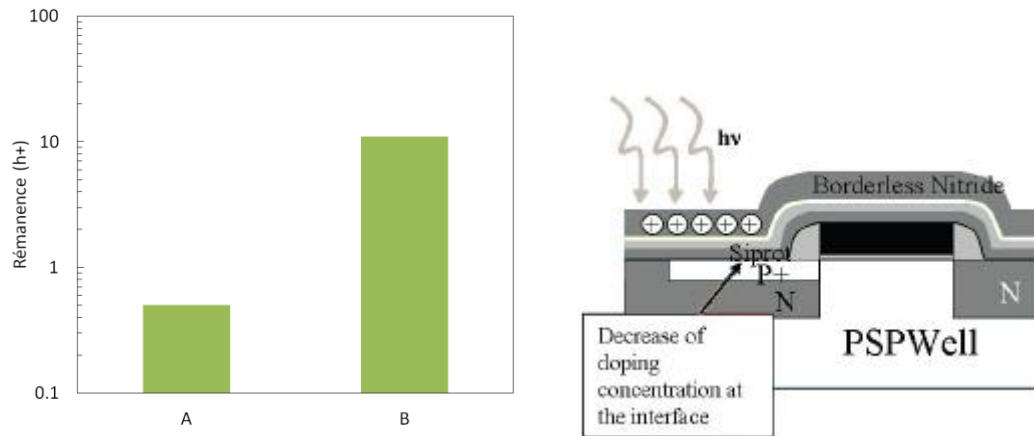


Figure 4-10. Valeurs de rémanence du pixel de type P pour les deux types de gravure de la microcavité et phénomène physique sous-jacent lié à l'accumulation de charges positives dans les nitrures en bordure de grille [LOP08]

Les valeurs de rémanence, données en Figure 4-10, viennent confirmer l'augmentation significative de la densité de charges positives dans les diélectriques, dont notamment celles présentes dans les nitrures en bordure d'espaceur [LOP08]. Ces charges ont pour effet principal de repousser en profondeur le canal de conduction contrôlé par la grille de transfert, générant ainsi une augmentation de la rémanence. Le phénomène d'accumulation de charges en bordure d'espaceur a déjà été observé précédemment. A l'époque, il intervenait après un vieillissement optique sur des structures élémentaires de grille de transfert [LOP08].

L'observation respective de l'effet d'accumulation d'électrons, pour un pixel de type P, et de désertion, pour le type N, a permis de quantifier expérimentalement un effet d'ionisation dans les diélectriques, introduit par un procédé de gravure. De manière générale, ces résultats permettent de souligner que le courant d'obscurité des capteurs à détection de trous est insensible aux dispersions de procédés induites par cette gravure ionisante. Cependant, une ionisation trop importante peut perturber les capacités de transfert du pixel. La rémanence doit donc être surveillée.

4.3 Vieillessement des pixels sous irradiation externe au ^{60}Co

4.3.1 Evolution des performances du pixel de type P avec la dose

4.3.1.1 Comparaison des deux technologies de pixel sous dose ionisante

Les expériences d'irradiation au ^{60}Co conduites dans le chapitre 2 ont été reconduites dans cette partie sur deux capteurs à dessin de pixel identique mais des procédés différents, permettant à la fois la détection d'électrons comme de trous. Les mesures, présentant l'évolution du courant d'obscurité, sont synthétisées dans la Figure 4-11, accompagnée également de l'évolution de la densité d'état présentée dans le chapitre 2. Le courant d'obscurité est ici normalisé par le même facteur pour les deux capteurs afin de faciliter la lecture avec la densité d'état normalisée. Avant irradiation, les courants d'obscurité des deux capteurs sont similaires à 10% près.

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

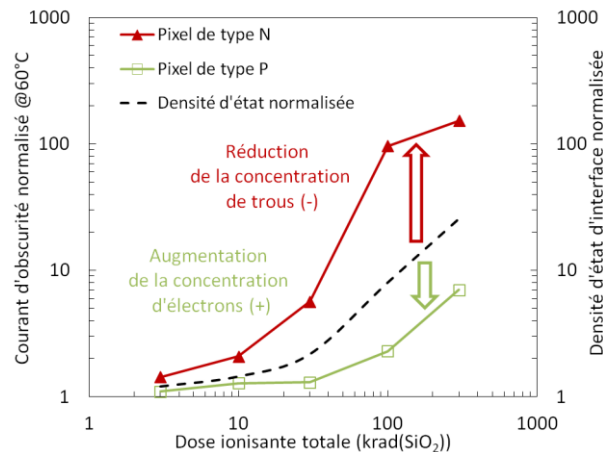


Figure 4-11. Comparaison du courant d'obscurité d'un pixel de type N et P sous dose ionisante

Ces résultats mettent en évidence deux aspects :

- D'une part, on observe une augmentation, pour le capteur de type N, corrélée avec l'augmentation de la densité d'état d'interface. Ce point a été discuté dans le chapitre 2. L'évolution du courant d'obscurité du pixel de type P est, quant à elle, relativement négligeable, à faible dose (≤ 30 krad(SiO_2)). Seuls les points au-delà de 30 krad(SiO_2) montrent une réelle évolution. Par ailleurs, l'écart par rapport aux valeurs obtenues sur un pixel NMOS est de l'ordre d'un facteur 20 à 40.
- D'autre part, on observe une réelle asymétrie de comportement entre les deux capteurs par rapport à l'évolution de la densité d'état d'interface. Le chapitre 2 a montré que l'hypothèse de désertion des porteurs à l'interface est à exclure. Néanmoins, il reste envisageable qu'une réduction (pour le capteur de type N) et une augmentation (pour le capteur de type P) apparente de la concentration de porteurs libres à l'interface soit la conséquence directe de l'accumulation de charges positives dans les diélectriques.

4.3.1.2 Evolution des régimes du pixel de type P avec la dose

Jusqu'à présent, des variations significatives de courant ont été observées entre les deux pixels. Cependant, aucun effet physique n'a été présenté. Le comportement du pixel de type P, a montré, au chapitre 3, une signature singulière avant irradiation (fuite par effet tunnel). Il est alors important de connaître l'évolution des régimes du capteur avec la dose ionisante. Le diagramme d'Arrhenius de la Figure 4-12 à 300 krad(SiO_2) va nous aider à répondre à cette question.

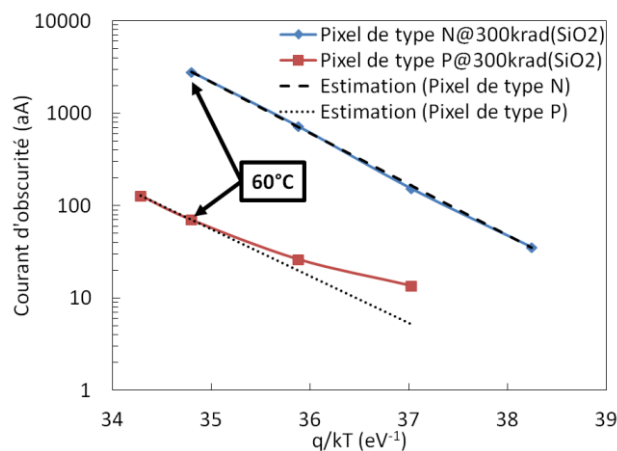


Figure 4-12. Diagramme d'Arrhenius pour les pixels de type N et P à 300 krad(SiO_2)

4.3. Vieillessement des pixels sous irradiation externe au ^{60}Co

L'évolution en température du courant d'obscurité d'un capteur de type N observée est relativement classique. Elle est modélisée par une loi d'Arrhenius avec une énergie d'activation de 1.27 eV, révélatrice de l'activité des interfaces conformément au chapitre 2. En revanche, le comportement du pixel de type P est plus complexe. Il croise en réalité deux phénomènes. Le premier est le mécanisme d'effet tunnel identifié dans le chapitre 3. Il est théoriquement très peu dépendant de la température [DUF10] et de la dose ionisante (pas de défauts de volume générés).

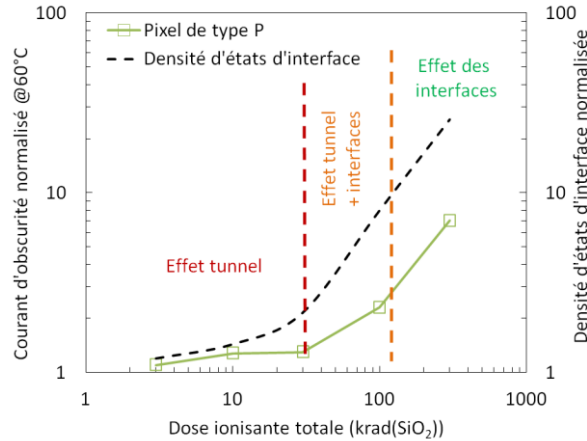


Figure 4-13. Cartographie des régimes du courant d'obscurité à 60°C en fonction de la dose

Le deuxième est l'influence des interfaces environnantes qui dépend de la valeur de la densité d'états, évoluant pendant l'irradiation, et de la température. L'énergie d'activation extraite pour le régime de diffusion est de 1.17 eV. Nous pouvons donc, suivant la gamme de température, être situés dans un régime dépendant uniquement de l'effet tunnel (basse température) ou un régime combinant les deux effets (forte température). Une cartographie des phénomènes dominants à 60°C est proposée en fonction de la dose ionisante à la Figure 4-13.

4.3.1.3 Evolution des populations de pixels avec la dose

L'évolution sous dose ionisante des distributions de courant d'obscurité permet d'observer la dégradation de l'intégralité de la population de pixels. En raison de l'écart important sur les valeurs de courant entre des capteurs de type N et P, une analyse de type log-log semble plus adaptée pour établir une comparaison. Les résultats sont présentés à la Figure 4-14. Les mesures de courant d'obscurité sont également normalisées avec le même facteur pour chacun des graphiques.

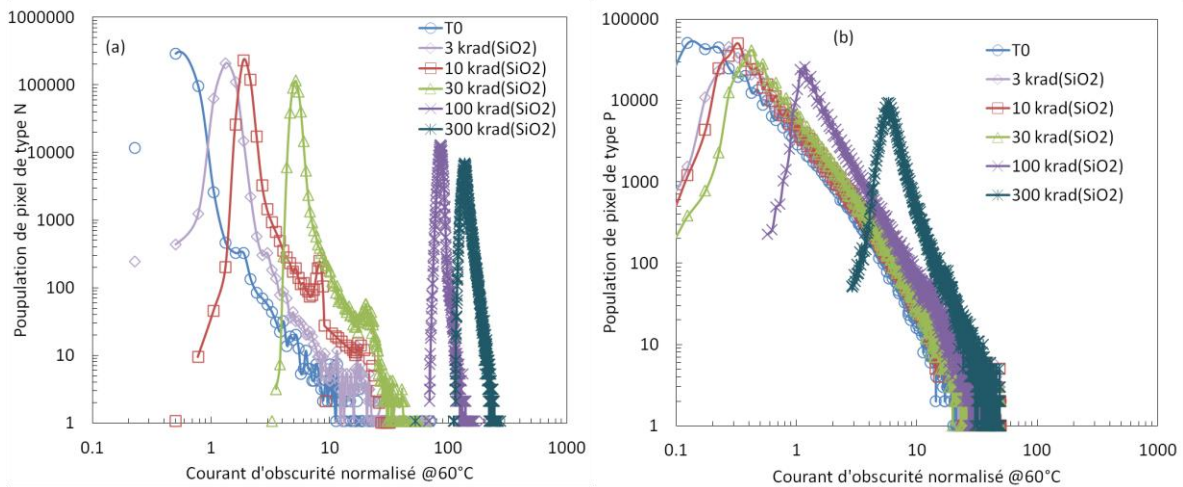


Figure 4-14. Comparaison des distributions de courant d'obscurité à 60°C entre deux pixels : (a) de type N et (b) de type P

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

Premièrement, la distribution des pixels de type N présente un maximum de population se décalant, en fonction de la dose ionisante, de manière identique à l'évolution du courant d'obscurité moyen rapportée à la Figure 4-11. Il a été démontré au chapitre 2 que cette dégradation correspondait à un mécanisme de génération induit par les interfaces le long des tranchées profondes. L'allure gaussienne permet également d'attester de l'uniformité de la dégradation sur une partie importante de la population de la matrice. Après examen d'une image dans le noir, l'augmentation progressive de l'ampleur de la queue de distribution ne semble pas provenir d'une non-uniformité bord-centre [HOP04]-[DRY10]. Deuxièmement, le pixel de type P présente le même type de comportement que son équivalent N avec un décalage significatif du maximum de population à partir de 100 krad(SiO₂) uniquement. Cette phase d'évolution correspond à la transition vers un mécanisme de diffusion intégral. Les queues de distribution sont alors toutes translatées de la valeur du décalage du pic principal. Cependant, la dose ne semble en rien perturber leur allure générale, contrairement au pixel de type N. A plus faibles doses, les variations en courant de la population principale restent difficiles à évaluer sur le graphe (b). Elles peuvent effectivement être imputées à une variabilité puce à puce, même si une augmentation modérée en fonction de la dose semble plausible.

4.3.1.4 Evolution des distributions de rémanence

Les expériences menées lors de radiations internes ont montré que l'apparition de charges dans les diélectriques pouvait apporter une augmentation importante de la rémanence moyenne. Les valeurs mesurées sur les pixels de type P n'ont pas montré de variations significatives. Néanmoins, une étude comparative de distributions pour des capteurs de type N et P (pour des transitions blanc-noir) permet au moins d'évaluer un éventuel impact des charges positives sur les queues de distribution. Les distributions cumulées en fonction de la dose ionisante sont toutes présentées à la Figure 4-15. Celles des capteurs de type N (a) montrent peu d'évolution en fonction de la dose ionisante. Nous pouvons également observer que la queue de distribution reste inchangée. Concernant les distributions des capteurs de type P (b), les queues montrent d'avantage de variations. Toutefois, celles-ci sont, en l'état, représentatives du niveau de maturité de ce capteur. Il n'est pas possible de constater une corrélation avec la dose ionisante, étant donné les dispersions observées entre chaque puce. Un deuxième graphique intégré à la Figure 4-15 (b) permet de constater des fluctuations de population, à 200 h⁺ de rémanence, non corrélées avec la dose.

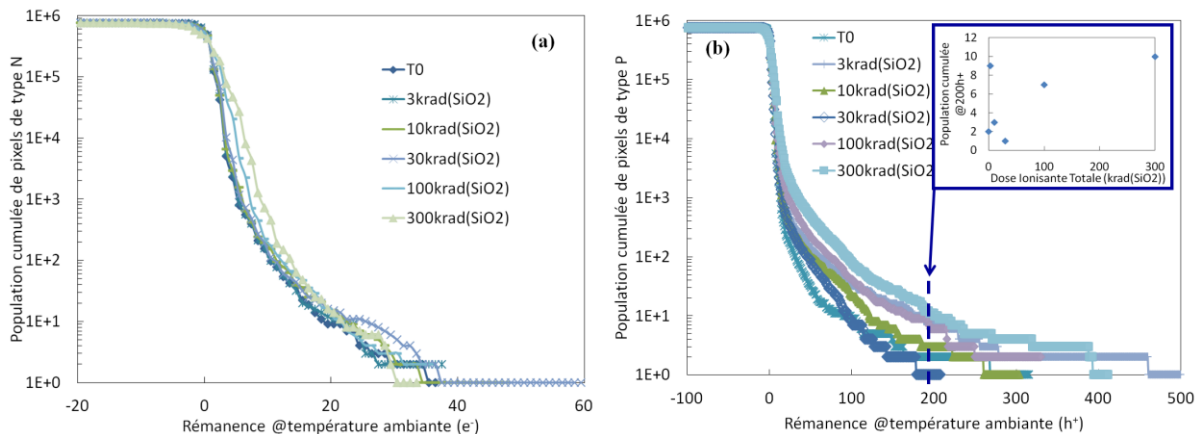


Figure 4-15. Evolution des distributions cumulées de rémanence avec la dose ionisante pour un capteur (a) de type N et (b) de type P

4.3.2 Analyse comparée de la dégradation par l'intermédiaire de structures de test

Dans le paragraphe précédent, certains éléments de réponse ont été avancés, au niveau matriciel, concernant un potentiel schéma de dégradation du courant d'obscurité. Cependant, certains points restent en suspens par rapport à l'implication des charges positives dans ce mécanisme. On peut

4.3. Vieillessement des pixels sous irradiation externe au 60Co

retrouver, dans la littérature, quelques outils de surveillance, spécifiques à l'irradiation ([FAC08], [GOI10]) pour analyser distinctement les dégradations de chacun des oxydes. Nous citerons notamment l'usage de transistors à effet de champs schématisé à la Figure 4-16, intégrant un oxyde de champ (FOXFET pour Field Oxide Field Effect Transistor) ou un diélectrique pré-métal (PMDFET pour Pre Metal Dielectrics Field Effect Transistor) en tant qu'oxyde de grille. Ces structures permettent de caractériser respectivement les tranchées peu profondes et l'empilement pré-métal au-dessus de la photodiode.

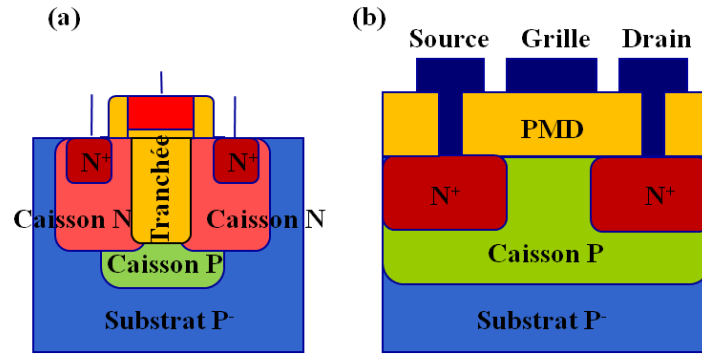


Figure 4-16. Illustration des structures de transistors dit (a) FOXFET et (b) PMDFET

La spécificité de ces transistors non conventionnels réside notamment dans l'épaisseur de leur oxyde de grille (de l'ordre de 300 à 400 nm pour les tranchées et de 400 à 500 nm pour le diélectrique pré-métal). Ces épaisseurs e_{ox} abaissent de manière importante la valeur de C_{ox} .

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}{e_{ox}} \quad 4-1$$

ϵ_0 est la constante diélectrique du vide et ϵ_{ox} est la permittivité relative de l'oxyde.

Le courant débité par ces transistors est le premier paramètre impacté. Cependant, la valeur du courant de saturation peut être compensée par la géométrie du transistor [SKO].

$$I_{D_{sat}} = \frac{1}{2} \frac{W}{L} \mu C_{ox} (V_{GS} - V_{th})^2 \quad 4-2$$

Ainsi, l'augmentation du rapport W/L permettra d'ajuster ce courant. L'épaisseur e_{ox} variant d'un rapport 100 (par rapport à un transistor MOS à oxyde mince), nous proposons un ratio W/L de l'ordre de 300.

L'équivalent d'un FOXFET, applicable pour la caractérisation des tranchées profondes, est inenvisageable. En effet, ces structures reproduisent une structure à canal plat, autant pour le FOXFET que pour le PMDFET. Dans le cas de tranchées profondes, il n'est pas possible de reproduire une configuration à canal plat, à moins de métalliser l'intérieur de la tranchée. Dans ce cas, cette structure, dédiée à la caractérisation sous irradiation de l'oxyde de remplissage, perd alors de son intérêt. Seuls les résultats des structures de courant d'obscurité (chapitre 2) sont donc exploitables pour quantifier la dégradation de la composante périmétrique. Dans la suite de cette partie, une analyse combinée, sur chacune des technologies de type N et P et également sur chacune des structures de test, sera adoptée pour évaluer et comprendre les différences obtenues sur chacun des capteurs.

4.3.2.1 Analyse des PMDFETs

L'étude de l'empilement de diélectriques au-dessus de la photodiode est réalisée par des mesures des PMDFETs NMOS et PMOS. De nombreuses méthodes de mesures sur transistors, décrites dans la

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

littérature [GOI] et présenté dans le Tableau 4-1, permettent d'explorer la dégradation des pièges dans les oxydes (N_{ot}) et à l'interface Si/SiO₂ (N_{it}).

Tableau 4-1. Classification des méthodes d'extraction des N_{ot} et N_{it}

Méthodes	Mesures	Simplicité
Pente sous le seuil (STS pour Subthreshold Slope)	I(V)	1
Milieu de gap (MG pour Midgap)	I(V) et C(V)	2
Pompage de charge	I(V) et courant pompé	3
DLTS pour Deep Level Transient Spectroscopy	I(V) et C(T,t)	4

Pour des raisons de simplicité, nous avons orienté nos mesures sur la méthode de la pente sous le seuil (STS, pour Subthreshold Slope). Celle-ci nécessite des caractéristiques de transistors $I_D(V_G)$ en régime linéaire ($V_{DS}=50$ mV). Les mesures sont présentées en Figure 4-17 pour des transistors respectivement (a) PMOS et (b) NMOS et des doses allant de 3 à 300 krad(SiO₂).

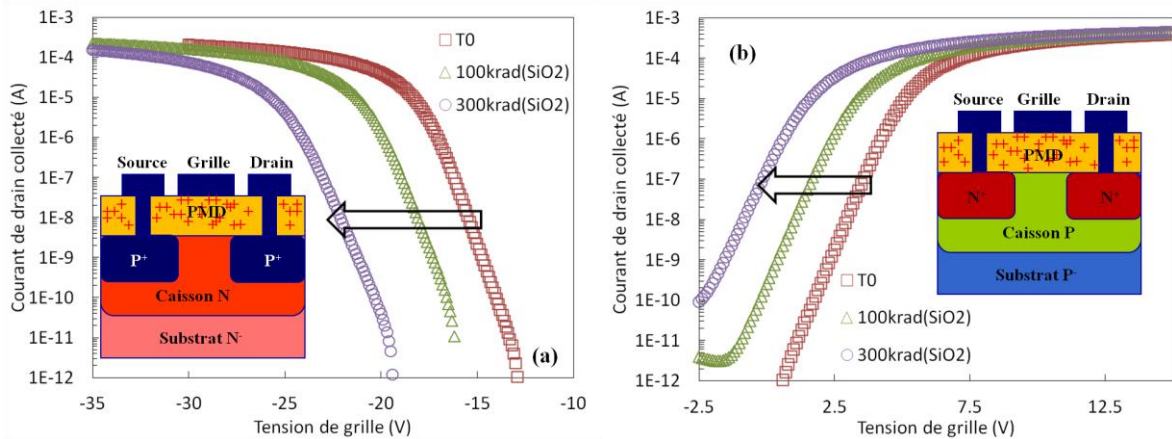


Figure 4-17. Suivi de la dégradation de caractéristiques de PMDFETs pour respectivement des PMOS (a) et NMOS (b) en fonction de la dose ionisante

Premièrement, nous observons, avant irradiation, une dissymétrie sur la valeur des tensions de seuil entre les deux types de transistors. Cette dernière peut se décomposer en :

$$V_{th}(V_{BS}) = V_{FB} + 2\phi_F + K_B \sqrt{2\phi_F + V_{BS}}, \quad K_B = \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_B}}{C_{ox}} \quad \text{et} \quad 4-3$$

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_m}{C_{ox}} - \frac{Q_f}{C_{ox}} - \frac{Q_{ot}}{C_{ox}} - \frac{Q_{it}}{C_{ox}}$$

Q_m est la charge mobile induite par les impuretés ioniques dans l'oxyde. Q_f est la charge fixe induit par des défauts de structure permanents. Q_{ot} est la charge stockée (trous ou électrons) dans les diélectriques. Q_{it} est la charge piégée à l'interface. Φ_{ms} représente la différence entre le travail de sortie du métal et du semiconducteur (en volt) [SCH98]. L'influence de Φ_{ms} sur la tension de seuil ne peut excéder l'équivalent d'une bande interdite (1.12 V) de variation entre les deux transistors. L'effet du

4.3. Vieillessement des pixels sous irradiation externe au 60Co

dopage est rigoureusement le même car les profils des caissons (P et N) sont reproduits de manière similaire. Les seules sources de variations proviennent de la contribution de Q_{ot} et Q_{it} . Elles ont des effets cumulatifs et opposés sur les tensions respectivement des PMOS et NMOS. Néanmoins, cette dissymétrie met surtout en évidence la présence initiale de charges positives dans l'oxyde.

Deuxièmement, nous observons en fonction de la dose ionisante une dégradation des tensions, orientée dans le même sens pour les deux types de transistors. Dans les deux cas, nous avons représenté uniquement les points en dose où la dégradation devient significative par rapport aux valeurs avant irradiation. Ici, ce point apparaît entre 30 et 100 krad(SiO_2). De plus, cette dégradation est conforme à une accumulation importante de charges positives dans le diélectrique pré-métal. Cela conduit à un effet d'accumulation dans le cas du PMOS (Augmentation de $|V_{th}|$) et à un effet de désertion dans le cas du NMOS (Diminution de V_{th}). La dégradation de la pente sous le seuil est, en revanche, très peu visible.

La méthode STS nécessite, pour déterminer ΔN_{it} et ΔN_{ot} , les valeurs de pentes sous le seuil avant et après irradiation, de même que les tensions de seuil. Ces dernières ont été extraites par la méthode du maximum de transconductance [CHU85]. En dépit de l'erreur introduite avec la réduction de mobilité induite par la polarisation de grille [GHI88], cette méthode a pour mérite de donner une extraction de la tension de seuil rapide et acceptable pour le travail de comparaison effectué par la suite. Les résultats sont donc présentés dans les deux cas à la Figure 4-18. Les mesures avant irradiation sont présentées à la dose symbolique de 1 krad(SiO_2).

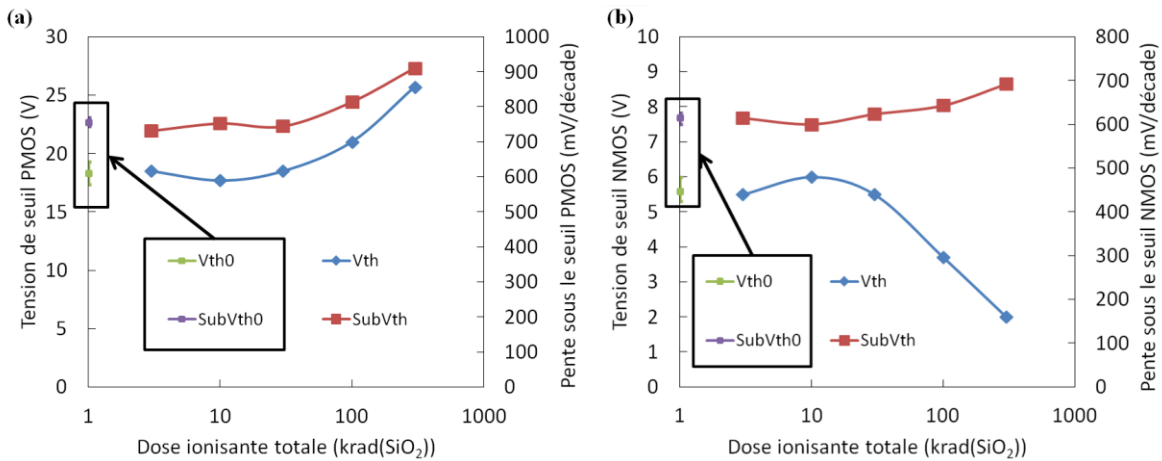


Figure 4-18. Evolution des tensions et pentes sous le seuil des PMDFETs (a) PMOS et (b) NMOS

L'évolution des tensions de seuil s'explique par les contributions cumulées des charges piégées dans les oxydes Q_{ot} et à l'interface Q_{it} suivant l'expression :

$$\Delta V_{th,N/P} = -\frac{\Delta Q_{ot,N/P}}{C_{ox}} - \frac{\Delta Q_{it,N/P}}{C_{ox}} \quad 4-4$$

Les valeurs de $\Delta N_{it,N/P}$ et $\Delta N_{ot,N/P}$, respectivement pour les transistors NMOS ou PMOS, sont données par les formules suivantes [SCH98]:

$$\Delta N_{it,N/P} = \Delta S_{N/P} \cdot \frac{C_{ox} \phi_{F,N/P}}{\ln(10) \cdot kT} \quad 4-5$$

$$\Delta N_{ot,N/P} = \pm \Delta N_{it,N/P} - \frac{C_{ox}}{q} \cdot \Delta V_{th,N/P} \quad 4-6$$

Chapitre 4. Le pixel de type P dans les environnements ionisants

$\Delta S_{N/P}$ représente la variation de pente sous le seuil, pour les NMOS ou PMOS, $\Phi_{F,N/P}$ le potentiel de Fermi, nécessaire pour obtenir un niveau de Fermi aligné en surface avec le milieu de bande interdite. Par ailleurs, cette méthode ne permet d'explorer, par les variations de la pente sous le seuil, que les variations de N_{it} du milieu de la bande interdite ($\phi_S = \Phi_{F,N/P}$) jusqu'au régime de forte inversion ($\phi_S = 2 * \Phi_{F,N/P}$) [GOI]. Cela équivaut donc à faire le calcul sur une gamme d'énergie équivalente à $\Phi_{F,N/P}$ comme l'indique l'équation 4-5. Les évolutions de ΔN_{it} et ΔN_{ot} , suivant la dose ionisante, sont ensuite répertoriées par type de transistors dans le Tableau 4-2, en prenant un $|\Phi_{F,N/P}|$ évalué à 0.51 eV pour chacun en fonction du dopage du canal.

L'ensemble des valeurs présentées est cohérent avec [GOI08] pour les doses autour de 100 krad(SiO₂). Même si la quantité de charges positives stockées est équivalente pour les deux, l'évolution des densités d'état à l'interface est, en revanche, différente. Elles diffèrent de plus d'un facteur deux avec la dose, pour les deux types de transistor. Cependant, les résultats du chapitre 2 ont montré que la contribution principale dans le pixel provient du périmètre. Les résultats en courant d'obscurité sur les matrices attestent d'une grande différence en faveur du pixel de type P. Nous pouvons donc supposer que les écarts de densité au niveau des tranchées ne soient pas aussi importants. Ainsi, la constatation précédente ne reste pas gênante tant que l'interface supérieure représente une contribution mineure par rapport à la surface d'oxyde périphérique. Cette configuration n'est pas toujours reproduite pour les grandes géométries de pixel [GOI12B]. Dans ces derniers, les oxydes d'isolation de tranchée peuvent être suffisamment éloignés de la diode pour ne plus contribuer au courant d'obscurité.

Tableau 4-2. Synthèse des variations de N_{it} et N_{ot} en fonction de la dose ionisante

Type de transistor	Type de pièges	100 krad (SiO ₂)	300 krad (SiO ₂)
PMOS	ΔN_{it} (cm ⁻²)	$2.7 * 10^{10}$	$8.3 * 10^{10}$
	ΔN_{ot} (cm ⁻²)	$1.5 * 10^{11}$	$2.7 * 10^{11}$
NMOS	ΔN_{it} (cm ⁻²)	$1.2 * 10^{10}$	$3.1 * 10^{10}$
	ΔN_{ot} (cm ⁻²)	$1.2 * 10^{11}$	$2.2 * 10^{11}$

4.3.2.2 Extension des résultats et bilan

L'ordre de grandeur de N_{ot} extrait peut être intégré dans des simulations TCAD. L'idée est de quantifier la contribution de ces charges positives sur le dopage à l'interface. Pour cela, nous avons testé deux valeurs de N_{ot} ($2 * 10^{11}$ à 300 krad(SiO₂) et $9 * 10^{11}$ cm⁻²). Celles-ci ont été disposées à l'interface Si/SiO₂ le long des tranchées et également en surface pour les deux types de pixel. Les deux points d'extraction des concentrations à l'interface sont donnés à la Figure 4-19 (a). Les variations induites sur le dopage en ces points sont établies à la Figure 4-19 (b). Les valeurs observées confirment l'effet d'accumulation pour le pixel de type P et de désertion pour le type N à la fois en surface et dans la périphérie. Elles montrent également que les tranchées s'appauvrissent rapidement pour ce dernier. La concentration à l'interface est réduite de moitié pour les valeurs de N_{ot} extraites à 300 krad(SiO₂). Le dopage en surface étant plus important, une diminution plus faible est constatée. Dans le cas du pixel de type P, nous observons une augmentation quasi identique de la concentration pour les tranchées et la surface. De plus, les charges générées à 300 krad(SiO₂) montrent une influence relativement faible sur l'augmentation de la concentration. Ce graphique met surtout en évidence les grandes limitations du capteur de type N pour les fortes doses (au-delà de 300 krad(SiO₂)). En effet, la

4.4. Conclusion

réduction de la concentration peut devenir dramatique (jusqu'à 98% avec un N_{ot} de $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ le long des tranchées). A plus forte dose, la réduction en surface peut entraîner, par la désertion de la zone P, un relâchement au niveau des conditions de pincement de la diode. Un impact négatif sur la capacité de transfert du pixel a été démontré dans [GOI12A]. A la vue de ces résultats, l'hypothèse des charges positives ne suffit pas à expliquer le comportement asymétrique, observé à la Figure 4-11 et à 300 krad(SiO_2), par rapport à l'évolution relative de la densité d'état. L'hypothèse, proposée à la fin du chapitre 2, selon laquelle la section de capture des électrons peut être nettement supérieure à celle des trous, reste la cause la plus probable pour expliquer cette asymétrie à forte dose.

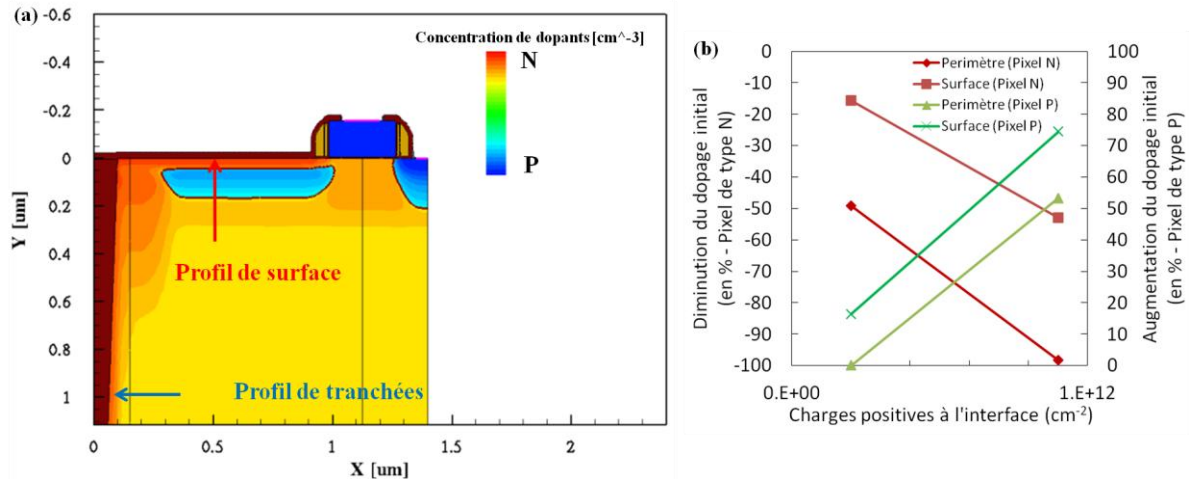


Figure 4-19. Evolution des concentrations de dopage pour les deux pixels en fonction de la charge stockée le long des tranchées ou en surface

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, différentes formes de radiations ionisantes ont été testées à la fois par des sources internes (salle blanche) ou externes (^{60}Co). Celles-ci partagent des mécanismes communs incluant la création de paires électron-trou dans les diélectriques et la dégradation des états d'interface Si/SiO_2 . Dans chacun de ces cas, une comparaison directe a été effectuée entre une technologie de type N et de type P. L'apport bénéfique des charges positives générées a été systématiquement mis en évidence sur les architectures de type P par un effet d'enrichissement de porteurs à l'interface. A l'inverse, les pixels de type N souffrent, en plus de la dégradation des états d'interface, d'un effet d'appauvrissement de porteurs. Pour les forts taux d'ionisation, un contraste de comportement important a été observé entre un phénomène de désertion, pour un pixel de type N, et d'accumulation, pour un pixel de type P. Dans ce cas, la rémanence des capteurs à collection de trous peut également être impactée. Cependant, les doses ionisantes testées avec une source de ^{60}Co n'ont pour l'instant révélé aucune variation sur l'efficacité de transfert de ces pixels. Ces architectures sont également sensibles aux phénomènes de dégradation aux interfaces. Deux phénomènes peuvent alors contribuer à son ralentissement. D'une part, les charges positives peuvent atténuer leurs effets aux fortes doses ($\geq 300 \text{ krad}(\text{SiO}_2)$). D'autre part, la faible valeur de la section de capture des trous peut également expliquer un vieillissement repoussé pour ce type de capteur.

4.5 Bibliographie

- [BEN07] D. Benoit et al., “Hydrogen desorption and diffusion in PECVD silicon nitride. Application to passivation of CMOS active pixel sensors”, dans *Microelectronic Engineering*, vol. 87, pp. 2169-2172, 2007
- [BOG00] J. Bogaerts et al., “Total Dose Effects on CMOS Active Pixel Sensors”, dans *proceedings of SPIE photonics West*, vol. 4134, San Jose (Californie), 2000
- [CAR11] J. P. Carrere et al., “New mechanism of plasma induced damage on CMOS image sensor: Analysis and process optimization”, dans *Solid-State Electronics*, vol. 65-66, pp. 51-56, 2011
- [CHA07] C. Chang et al., “High sensitivity of dielectric films structure for advanced CMOS image sensor technology”, dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Ogunquit, pp. 207-210, 2007
- [CHU85] Chu Hao et al., “Experimental determination of short channel MOSFETS parameters”, dans *Solid State Electronics*, vol. 28, pp. 1025-1030, 1985
- [DOZ81] C. M. Dozier et al., “Effect of photon energy on the response of MOS devices”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 28, no. 6, pp. 4137-4141, 1981
- [DRY10] B. Dryer et al., “Gamma radiation damage study of 0.18 μ m process CMOS image sensors”, dans *Proceedings of SPIE*, vol. 7742, 2010
- [DUF10] R. Duffy et al., “Quantitative prediction of junction leakage in bulk-technology CMOS devices”, dans *Solid-State Electronics*, vol. 54, no. 3, pp. 243-251, 2010
- [FAC08] F. Faccio et al., “Total ionizing dose effects in shallow trench isolation oxides”, dans *Microelectronics Reliability*, vol. 48, no. 7, pp. 1000-1007, 2008
- [GHI88] G. Ghibaudo, “New method for the extraction of MOSFET parameter”, dans *Electronics Letters*, vol. 24, no. 9, 1988
- [GOI] V. Goiffon, “Contribution à une approche structure des imageurs CMOS en vue de leur durcissement à l’environnement radiatif spatial”, Thèse microélectronique, capteurs d’images, Université de Toulouse, p. 55-61
- [GOI08] V. Goiffon et al., “Total dose evaluation of deep submicron CMOS imaging technology through elementary device and pixel array behavior analysis”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 55, no. 6, pp. 3494-3501, 2008
- [GOI10] V. Goiffon et al., “Analysis of Total Dose-Induced Dark Current in CMOS Image Sensors From Interface State and Trapped Charge Density Measurements”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol.57, no. 6, 2010
- [GOI12A] V. Goiffon et al., “Radiation effects in pinned photodiode CMOS image sensors: pixel performance degradation due to total ionizing dose”, présenté à *IEEE NSREC 2012*, en cours de publication dans *IEEE transactions on nuclear science*
- [GOI12B] V. Goiffon et al., “Identification of Radiation Induced Dark Current Sources in Pinned Photodiode CMOS Image Sensors”, dans *IEEE transaction on nuclear science*, vol. PP, no. 99, pp. 1-9, 2012

4.5. Bibliographie

- [GRO66] A. S. Grove et al., "Surface effects on p-n junctions: characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions", dans *Solid-State Electronics*, vol. 9, no. 8, pp. 783-806, 1966
- [HOP04] G. R. Hopkinson et al., "Radiation effects on a radiation tolerant CMOS active pixel sensor", dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 51, no. 5, pp. 2753-2762, 2004
- [ISH03] Y. Ishikawa et al., "Drastically reduced dark current by pulse time modulated plasma for precise micro lens fabrication in highly sensitive CCD image sensor", dans *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2003
- [ISH05] Y. Ishikawa et al., "Prediction of ultraviolet induced damage during plasma processes in dielectric films using on-wafer monitoring techniques", dans *Journal of vacuum science and technology A*, vol. 23, pp. 1509-1512, 2005
- [JAN01] J. R. Janesick, "Scientific charge-coupled devices", Bellingham, WA: SPIE, 2001
- [JAN11] H. Jang et al., "Hole based CMOS active pixel sensor for medical x-ray imaging", dans *IEEE nuclear science symposium and medical imaging conference*, pp. 1060-1260, 2011
- [LIE94] M. J. Lieberman et A. J. Lichtenberg, "Principles of plasma discharges and materials processing", John Wiley & Sons, New York, 1994
- [LOP08] D. Lopez et al., "Ageing Under Illumination of MOS Transistors for Active Pixel Sensors (APS) Applications", dans *Proc. Integrated Reliability Workshop (IRW)*, pp. 36-39, 2008
- [MAN43] C. E. Mandeville et al., "The energies of the γ -rays from Sb^{122} , Cd^{115} , Ir^{192} , Mn^{54} , Zn^{65} , and Co^{60} ", dans *Physical Review*, vol. 64, no. 9-10, pp. 265-267, 1943
- [MIL883] MIL-STD-883, Test method 1019, "Ionizing radiation (total dose) test procedure"
- [OKI03] M. Okigawa et al., "Reduction of ultraviolet-radiation damage in SiO₂ using pulse-time-modulated plasma and its application to charge coupled device image sensor processes", dans *Journal of vacuum science and technology B*, vol. 21, no. 6, pp. 2448-2454, 2003
- [SCH98] D. K. Schroder, "Semiconductor material and device characterization", Wiley Interscience, 2nd edition, 1998
- [SKO] T. Skotnicki, "Transistor MOS et sa technologie de fabrication", dans *Techniques de l'ingénieur*, E2430
- [YUN90] T. Yunogami et al., "Mechanism of radiation damage in SiO₂/Si induced damage by vuv photons", dans *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 29, no. 10, pp. 2269-2272, 1990

Chapitre 5.

Perspectives et conclusion

Nous avons mis en évidence, dans le chapitre 4, la supériorité des capteurs d'image à détection de trous pour des applications requérant une bonne tenue aux environnements ionisants. Diverses limitations sont à étudier, que ce soit au niveau des performances optiques pour le portage de cette technologie vers des applications grand public, ou au niveau de leur comportement sous irradiation. Dans ce dernier chapitre, nous analyserons l'origine de la réduction du rendement optique de cette première architecture de capteur de type P planaire. Cette étude est présentée pour les deux technologies dominant actuellement les applications grand public, c'est-à-dire les capteurs éclairés par la face avant et la face arrière. Il apparaît enfin important de situer les environnements pour lesquels ce pixel peut être avantageux et d'autres pour lesquels des travaux supplémentaires sont nécessaires.

5.1 Le pixel de type P éclairé en face avant

5.1.1 L'efficacité quantique : une faiblesse de la structure planaire ?

Nous proposons d'étudier ici l'efficacité quantique du pixel de type P, paramètre qui a été avancé, dans [STE08], comme une des faiblesses de ce capteur. En effet, la présence du substrat N, comme schématisé à la Figure 5-1, implique la formation d'une jonction N/P⁻ en profondeur. L'impact sur la réponse du capteur est présenté à la Figure 5-1 à l'aide d'un diagramme de potentiel. Un deuxième chemin de drainage en profondeur est mis en évidence et concerne les charges photo-générées aux grandes longueurs d'onde.

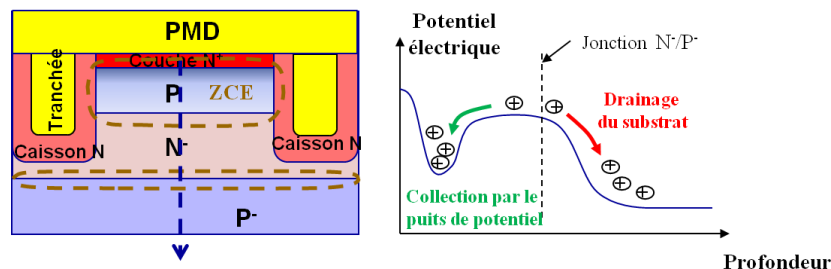


Figure 5-1. Coupe d'une photodiode de type P et distribution du potentiel dans la structure

Une modélisation des mécanismes de collection de ce pixel peut être menée en exploitant le fait que les couches de surface N⁺/P sont d'épaisseurs relativement faibles par rapport à la profondeur du substrat N. Cette hypothèse amène à faire une légère approximation sur la collection des charges photo-générées dans les longueurs d'onde relatives au bleu. Il reste ensuite à utiliser l'équation de diffusion des trous en présence d'éclairement [SZE81] dans la partie N.

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = -\alpha \phi_0 e^{-\alpha x} \quad 5-1$$

Les conditions limites, relatives à ce problème, sont liées à la chute des porteurs minoritaires du côté N des jonctions P/N⁻ et N/P⁻ [BLO08]:

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

$$\Delta p(x=0) = -\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} \quad 5-2$$

$$\Delta p(x=L_{sub_N}) = -\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} \quad 5-3$$

Le calcul de l'efficacité quantique, sans filtre coloré et en l'absence de pertes par réflexion, est développé en annexe D avec sa solution présentée ci-dessous :

$$QE = \frac{N_{trous}}{N_{photons}} = \frac{\lambda^2 \cdot \alpha}{\lambda^2 \cdot \alpha - 1} \cdot \left(\alpha + \frac{e^{-\alpha L_{sub_N}}}{L_{sub_N}} - \frac{1}{L_{sub_N}} \right) \quad 5-4$$

λ représente la longueur de diffusion dans le substrat N. Cette expression montre une dépendance importante avec la profondeur du substrat N ($L_{sub,N}$) et la profondeur de pénétration ($1/\alpha$), directement fonction de la longueur d'onde. L'évolution de cette longueur caractéristique, sur la gamme du visible, a déjà été présentée à l'occasion du chapitre 1. Une comparaison directe est proposée à la Figure 5-2 entre la mesure d'efficacité quantique pour chacun des pixels colorisés, en fonction de la longueur d'onde, et l'évolution prédite par le modèle de l'équation 5-4.

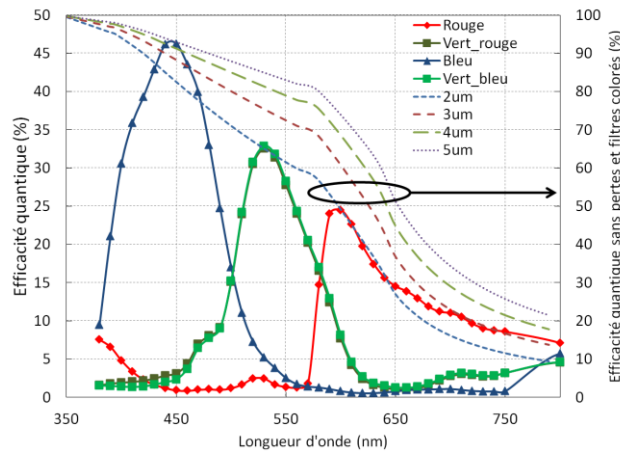


Figure 5-2. Efficacité quantique pour un pixel de type P

Nous observons une très bonne corrélation entre l'enveloppe de l'efficacité quantique de chacun des pixels et le modèle proposé. Hormis, un léger décrochement pour les faibles longueurs d'onde (hypothèse de la couche N^+ d'épaisseur négligeable), celle-ci est correctement décrite pour un substrat entre 2 et 3 μm de profondeur, valeurs extraites des profils de substrat présentés dans le chapitre 3. Le réseau de courbes qui suit montre que l'efficacité de collection dans le vert et le rouge peut être améliorée par l'allongement du substrat N. Elles confirment également des perspectives d'amélioration significatives de la structure planaire, si les épaisseurs du substrat N peuvent être augmentées.

5.1.2 Le passage aux diodes profondes

A l'heure actuelle, la présence de tranchées profondes, permettant la réduction de la diaphotie électrique dans les technologies avancées à petit pixel de STM, ne simplifie par la réalisation et la connexion, d'une structure de substrat N/P, nécessaire au développement d'une architecture de pixel de type P. Chaque structure a un inconvénient avec soit la réduction de l'efficacité quantique, pour le substrat N/P, soit l'augmentation du courant d'obscurité, pour les tranchées profondes. Il faut alors

5.2. Le pixel de type P éclairé en face arrière

rechercher de nouvelles structures à décliner pour optimiser la capacité de collection et également bénéficier des performances intrinsèques de ce pixel à bas niveau de signal, mises en évidence à fortes température dans le chapitre 3. Le passage à une diode profonde, dont le principe est avancé à la Figure 5-3, est une solution à prendre en considération à l'avenir.

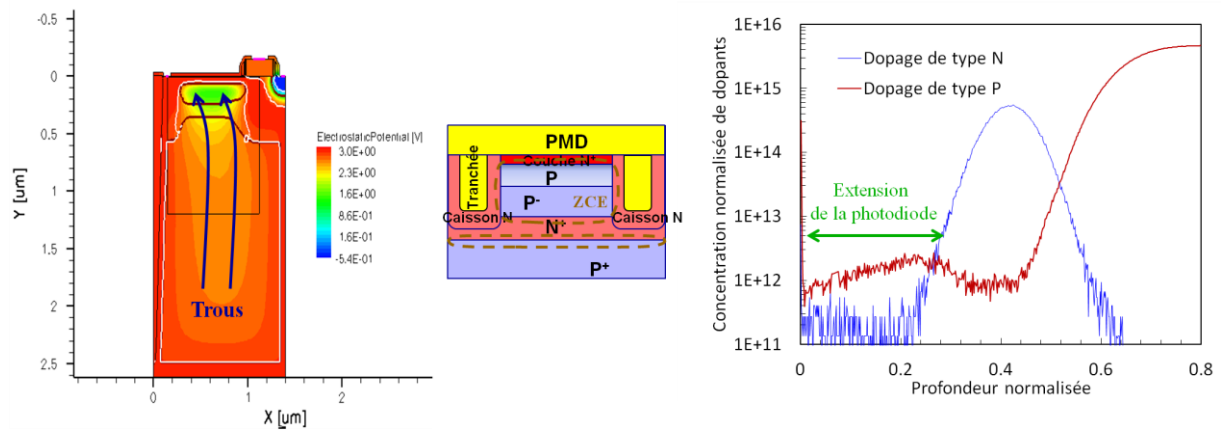


Figure 5-3. Vue en coupe d'une diode profonde de type P accompagnée de sa distribution de potentiel et du profil de dopage de son substrat P⁻/N⁺/P⁺ associé

Cette diode nécessite des tranchées dopées suffisamment profondes, pour venir la pincer latéralement en potentiel, de même qu'une semelle de dopage N adaptée, pour refermer son potentiel en profondeur. Le profil SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) [VIC09] présente de manière visuelle l'extension du corps P⁻ de la photodiode dans le substrat P⁻/N⁺/P⁺ employé. Cette structure requière par ailleurs une vigilance accrue en ce qui concerne le perçage entre le nœud de lecture et le corps de la diode. Un deuxième caisson peut être ajouté à cet effet.

5.2 Le pixel de type P éclairé en face arrière

5.2.1 La photodiode planaire

Dans le cadre d'un pixel éclairé en face arrière, les substrats utilisés sont en général limités à une profondeur d'épithaxie autour de 3 μm. Cette couche photosensible est suffisante pour absorber l'intégralité du signal lumineux. Cela signifie également que les procédés présentés pour la génération du substrat N par implantation localisées sont envisageables. Ils doivent cependant être accompagnés d'une implantation préventive de type N afin de limiter au maximum la génération de trous induite par l'interface Si/BOX. La Figure 5-4 illustre la séquence de préparation d'un substrat de type BOX (Burried Oxide) nécessaire à une architecture éclairée en face arrière.

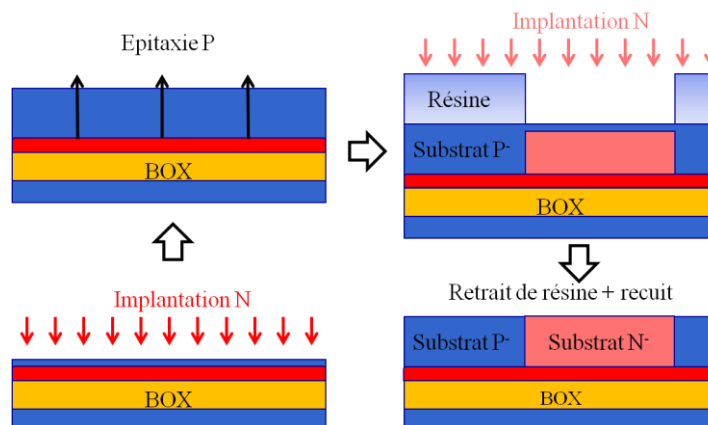


Figure 5-4. Séquence de préparation du substrat N pour un pixel de type P éclairé en face arrière

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

Cette nouvelle structure a de fortes chances d'avoir une réponse sous éclairage radicalement différente puisqu'elle propose un substrat entièrement dopé N, sans discontinuité en profondeur. Le problème de l'épaisseur du substrat N est maintenant substitué par une gestion de la recombinaison, le plus souvent par les états d'interface en face arrière. A ce sujet, les substrats BOX ou ONO sont surtout connus pour leur forte sensibilité aux phénomènes d'accumulation de charges positives dans les oxydes, lors des procédés de fabrication [PAI07]. Les capteurs à photodiode pincée de type N sont d'ailleurs particulièrement sensibles aux effets de désertion à l'interface Si/BOX [BLO08]. Inversement, dans le cas du pixel à photodiode de type P, l'effet d'enrichissement en électrons aux interfaces permet de s'astreindre des problématiques d'optimisation des procédés. De plus, nous avons montré au chapitre 4 que des gravures fortement ionisantes, sur une technologie en face avant, peuvent générer des problèmes de transfert par génération de charges dans l'environnement de la grille de transfert. Dans le cadre de procédés en face arrière, les rayonnements en jeu sont situés dans la gamme des UV profonds (~150nm). L'intégralité des photons considérés sera alors absorbée bien avant d'atteindre les oxydes frontaliers à la grille de transfert. Nous pouvons alors supposer qu'aucun problème de rémanence ne devrait intervenir pour ces technologies.

5.2.2 La photodiode profonde

La limitation principale des photodiodes planaires est liée à l'optimisation de l'efficacité quantique. En effet, dans ce type d'architecture, les mécanismes de collection de charges sont dominés par des courants de diffusion, comme l'a montré l'équation 5-1. Ce mode de transport est reconnu comme étant relativement lent. En général, des gradients de dopage sont aménagés dans la structure pour accélérer la circulation des charges [PRI09]. Cependant, l'éloignement de la zone de collection par rapport à la position des charges photo-générées peut restreindre leur circulation par diffusion (flèche vert à la Figure 5-5). La Figure 5-5 montre une distribution de charges photo-générées pour les longueurs d'onde du bleu, dont une partie peut être repoussée par diffusion vers l'interface en face arrière et ensuite recombinaison (Flèche rouge).

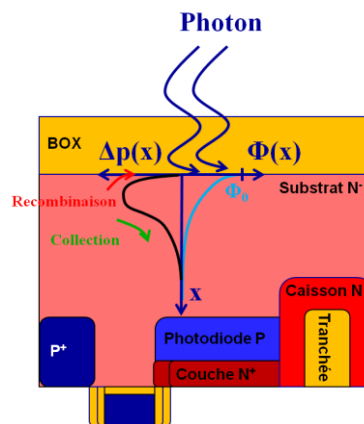


Figure 5-5. Phénomène de recombinaison en face arrière pour une photodiode planaire

Une solution pour améliorer l'efficacité de collection dans le bleu consiste à reproduire une architecture de diode profonde sur un substrat BOX. Elle a l'avantage d'être une solution naturelle car elle ne nécessite pas la préparation d'un substrat N. En revanche, l'ajout d'une implantation dopée N au-dessus du BOX reste indispensable afin de refermer les lignes de champs sur elles-mêmes.

5.3 Les applications en environnement radiatif

5.3.1 Les connaissances acquises et points en suspens

Le chapitre 4 a montré que la structure de diode planaire à collection de trous possède une meilleure résistance aux dégradations ionisantes, notamment aux fortes doses. Ce pixel est de manière certaine

5.3. Les applications en environnement radiatif

une solution pour des environnements de type nucléaire, où la dose ionisante pose de gros problèmes d'appauvrissement à l'interface. Ce phénomène peut ainsi amener à un relâchement important des conditions de pincements aussi bien sur les flancs qu'en surface, conduisant à une détérioration importante des paramètres du capteur. Pour les domaines d'applications comme le médical et le spatial, les doses ionisantes sont relativement faibles (inférieures à 100 krad(SiO₂)) et amène alors à un appauvrissement modéré. L'éloignement physique des tranchées de la zone de stockage est une solution pour atténuer les effets de création d'états d'interface sur le courant d'obscurité, comme expliqué aux chapitres 1 et 2. Toutefois, nous avons émis l'hypothèse, à la fin du chapitre 4, que les sections de capture pouvaient expliquer une partie importante de l'écart en courant d'obscurité mesuré entre les deux capteurs. Une amélioration des performances avant irradiation pourrait alors révéler une évolution du courant d'obscurité du pixel de type P encore plus faible pour les doses inférieures à 30 krad(SiO₂). Enfin, il convient de vérifier un certains nombres de points de compréhension avant irradiation qui sont, pour l'instant, non validés :

- Les tailles de pixels ciblées étant de l'ordre de la dizaine à la centaine de micromètre, le rapport surface sur périmètre étudié est radicalement modifié, à l'avantage des effets de surface [GOI12]. De plus, il semblerait qu'un pixel avec des tranchées peu profondes soit plus pertinent.
- Il serait aussi intéressant d'adresser les pertes d'efficacité quantique dans le vert et le rouge avant irradiation. Nous avons vu que ces points pouvaient être modulés par un ajustement de la profondeur du substrat. L'amélioration de ces procédés peut s'avérer déterminante pour des applications médicales sensibles dans la gamme de longueur d'onde du vert, notamment en raison du dépôt du scintillateur (chargé de la conversion du rayonnement X en longueur d'onde relative au vert).

5.3.2 Considérations sur les polarisations et potentielles limitations

Une première discussion avait déjà été entamée, lors du chapitre 2, pour justifier de la représentativité de campagnes d'irradiation passives dans le cadre simple de la photodiode pincée. En effet, cette structure pincée avait l'avantage de ne montrer aucune valeur importante de champ électrique autour de la photodiode (pendant 99% du temps de fonctionnement), réduisant dans notre étude au second ordre l'effet des polarisations. Ce résultat a d'ailleurs été confirmé dans [GOI12]. Ce raisonnement est bien évidemment valable autant pour une technologie de type N que P. Aussi, pour caractériser les matrices comme l'empilement du PMD (par l'intermédiaire de PMDFETs), il apparaissait plus simple de recourir à des irradiations non polarisées à la fois pour des raisons techniques mais aussi financières. L'objectif principal étant de mettre en évidence le durcissement intrinsèque de la photodiode pincée de type P sous irradiation, le fait de ne pas polariser n'apparaît pas contraignant. Cependant, le séquençage lors de l'irradiation reste un objectif à atteindre afin de confirmer ces précédentes conclusions.

En ce qui concerne l'effet de la polarisation sur les transistors dans le pixel, une étude complète portant sur l'influence de la polarisation a été menée dans [SHA98]. Cette dernière a confirmé que la contribution des champs électriques occasionne des fuites le long des tranchées. Cependant, des leviers aussi bien au niveau des procédés que du dessin existent pour limiter ces fuites [SHA98], [BRA99]. Ces conclusions sont donc transposables non pas pour la grille de transfert mais pour les autres transistors du pixel (de remise à zéro, lecture et suiveur), qui eux subissent des phases de champs intenses lors du séquençage. Le contexte de notre étude consistait davantage à développer les perspectives de durcissement induites par la photodiode du pixel de type P. Cela est d'autant plus vrai que les performances des transistors PMOS sont déjà réputées pour leur durcissement intrinsèque face à ces phénomènes de fuites ([BOG00], etc).

Néanmoins, une différence importante, introduite par l'inversion des dopants dans le pixel, réside dans le changement de directions des champs au sein des diélectriques, lors du séquençage du capteur.

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

Cette inversion modifie la dynamique des trous, surtout dans les tranchées voisines des transistors du pixel. La majorité du temps, les transistors sont en régime de linéarité ($|V_{GS}|$ de l'ordre de 1 à 3V). Ainsi, pour les transistors NMOS, les trous circulent dans la tranchée en s'éloignant du canal et inversement, pour les PMOS, comme illustré dans la Figure 5-6. Ce phénomène est également bien connu de la littérature sous le terme « RINCE » (Radiation Induced Narrow Channel Effects), qui est un effet dit « de canaux étroit » induit par l'irradiation [TUR04]-[FAC05]. La conséquence principale de ce phénomène est un rapprochement (pour les PMOS) ou un éloignement (pour les NMOS) des charges positives stockées de la tranchée vers l'oxyde de grille. Comme son nom l'indique, il peut alors occasionner une diminution de la tension de seuil des PMOS, de petites dimensions (notamment dans la largeur W), en fonction de la dose. Cet effet peut alors être très contraignant à forte dose.

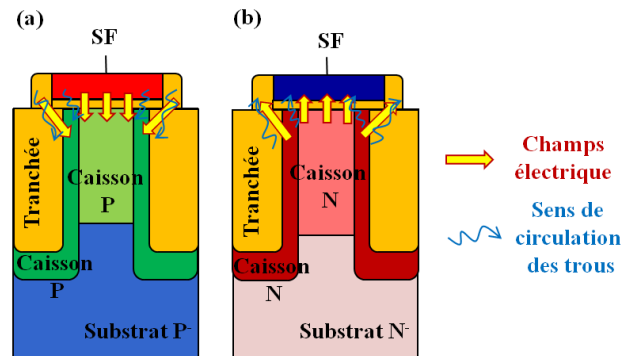


Figure 5-6. Dynamique du transport des charges positives dans un suiveur (a) NMOS et (b) PMOS

5.4 Une solution face au vieillissement optique

Les problématiques de vieillissement optique sont étudiées de manière récurrente lors de qualification de technologies d'imagerie CMOS. En général, les conditions d'illumination sont évaluées autour de 5Mlux, ce qui correspond à l'éclairement cumulé de 50 soleils, pour une puce polarisée durant une heure. La source de lumière blanche utilisée, à base de Xénon, est alors représentative du spectre solaire. Après exposition sous fort éclairage, il est principalement observé une dérive du courant d'obscurité d'un facteur deux sur des capteurs standards (de type N). Au-delà de l'intérêt lié aux contraintes de fiabilité du capteur, ces campagnes sont intéressantes car elles permettent de polariser le capteur durant la phase de vieillissement. Cependant, les mécanismes d'interaction rayonnement-matière en jeu restent assez différents et peu documentés par rapport à ceux étudiés jusqu'ici dans le manuscrit. Deux études ont été consacrées aux effets de dégradation, induit sur la gamme du visible, pour :

- des composants élémentaires [LOP08], comme la grille de transfert (source=photodiode pincée et drain=nœud de lecture). L'hypothèse principale de ces travaux traite d'une diminution, sous illumination, de la résistance série côté source. Concrètement, lors de l'exposition, une quantité de charges positives s'accumule dans les parties nitrurées amorphes en bordure de grille, comme décrit à la Figure 5-7, ce qui diminue le dopage effectif de la zone P^+ sous l'espaceur.

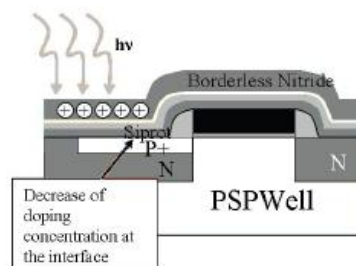


Figure 5-7. Schématisation des effets du vieillissement optique vu dans [LOP08] dans le voisinage d'une grille de transfert

5.4. Une solution face au vieillissement optique

La réduction du dopage pourrait expliquer une augmentation du courant d'obscurité côté photodiode. A priori, les énergies du rayonnement utilisé (inférieur à 3 eV) semblent trop faibles pour engager une création de paires électron-trou dans les couches nitrurées en bordure de la grille de transfert. Cependant, un mécanisme de création de défauts induit par excitation lumineuse, observé sur silicium amorphe et dit Staebler-Wronski [STA77], permettrait d'expliquer la rupture de liaisons Si-H [STU84]. En raison de la nature amorphe des nitrures déposés en bordure de grille, un mécanisme similaire de création de défauts peut être envisagé dans ces matériaux [IBA84]-[LOP08].

- des imageurs CMOS polarisés [WAT10]. Les énergies du rayonnement utilisé étant trop faible, un phénomène d'injection de trous, photo-générés sous la grille de transfert, y est proposé. Plusieurs possibilités, reproduites à la Figure 5-8, ont été présentées dans cet article en fonction de la polarisation de la grille. Le cas (A) est une injection de trous assistée par effet tunnel et le (B) une injection de trous assistée par champs. La situation pire cas est donnée avec une grille polarisée négativement prenant en compte le schéma (A) (le plus probable). Elle résulte en une injection de trous dans l'oxyde environnant le nœud de lecture. La contribution de ces charges injectées sur le courant total n'est cependant pas discutée.

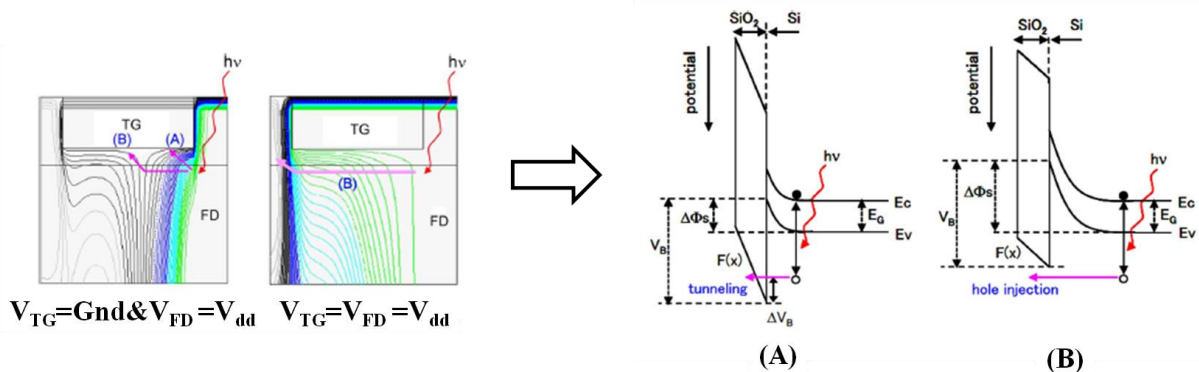


Figure 5-8. Présentation des phénomènes d'injection sous la grille de transfert exposé dans [WAT10] : (A) Injection par effet tunnel et (B) Injection par effet de champs

Des expériences analogues ont donc été menées dans le cadre du pixel de type P pour tester sa capacité de vieillissement aux effets de stress optique. On peut s'attendre par analogie à un effet d'injection d'électrons dans les diélectriques à partir des phénomènes décrits précédemment dans [WAT10]. Dans le cas décrit dans [LOP08], le mécanisme d'accumulation de charges positives dans les nitrures est, en revanche, similaire. Les résultats sont présentés à la Figure 5-9.

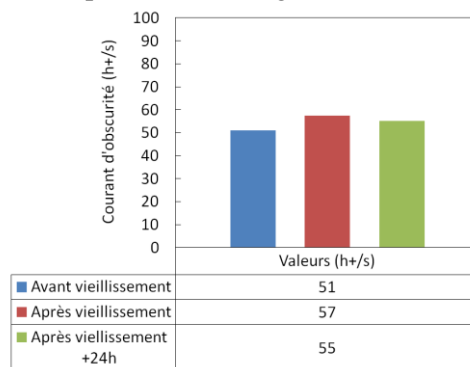


Figure 5-9. Résultats avant et après vieillissement optique d'un pixel de type P sous 5Mlux pendant 1 heure⁴

Après une heure de vieillissement optique, aucune variation significative n'est observée sur le courant d'obscurité. On peut alors envisager plusieurs possibilités suivant les deux mécanismes précédents :

⁴ Réalisé par D. Héroult et al. (STM)

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

- Les électrons injectés dans les diélectriques ont un impact relativement faible sur le courant d'obscurité généré dans le voisinage du nœud de lecture
- La densité d'électrons injectée est bien inférieure à celle des trous retrouvée, à expérience identique sur un pixel de type N
- Les charges positives, stockées dans les parties nitrurées, exercent un effet électrostatique favorable, qui ne détériore en rien le courant d'obscurité

Bien que les courants mesurés ne soient pas représentatifs de l'activité de l'interface (fait démontré dans le chapitre 3), nous pouvons néanmoins affirmer que le capteur de type P vieillit sur des gammes de courant bien inférieures à son équivalent de type N. En effet, le courant pour les capteurs de type N augmente du simple au double pour le même protocole de vieillissement optique. Les mécanismes de dégradation ne restent cependant pas totalement déterminés par une comparaison simple entre les deux capteurs. Un travail d'analyse complémentaire est nécessaire après obtention d'essais présentant une réduction significative des courants limitants à faible température.

5.5 Conclusion générale

Après leur percée spectaculaire dans le domaine des téléphones mobiles, les capteurs d'images à pixels CMOS sont maintenant destinés à un avenir prometteur dans le domaine de l'imagerie médicale, spatiale ou nucléaire. Mais, dans ces milieux fortement ionisants, la fiabilité des composants sous irradiation devient critique. Un des paramètres les plus sensibles aux irradiations s'avère être le courant d'obscurité de ces capteurs.

C'est pourquoi, dans la première partie de cette thèse, nous avons commencé par étudier en détails les mécanismes physiques à l'origine de ces courants d'obscurité dans les pixels standards de type N (à collection d'électrons) de technologie 1.4 μm . Une étude expérimentale, à base de pixels de type N de tailles différentes et de structures de test permettant une mesure directe du courant d'obscurité, nous a permis de montrer que pour une architecture de pixel 4T à photodiode pincée, le courant d'obscurité provient principalement de la surface et des tranchées délimitant le pixel. Ces interfaces silicium/isolant génèrent en effet une forte densité de défauts atomiques, qui présentent des énergies étalées dans la bande interdite du silicium. Ceci facilite le passage de porteurs entre bande de valence et conduction, lorsqu'un déséquilibre thermodynamique est provoqué, selon la théorie dite SRH (Shockley Read Hall).

Nous avons ensuite démontré et modélisé analytiquement que, dans le cas particulier, d'une diode pincée, l'origine principale de ces déséquilibres aux interfaces est le courant de diffusion de porteurs minoritaires. Ces derniers proviennent des zones de substrat dopées entourant les interfaces, et sont drainés par le champ créé par la zone de désertion de la diode pincée. Ce modèle permet d'expliquer de manière très cohérente deux données expérimentales : l'augmentation du courant d'obscurité lorsque le dopage des couches dites de passivation du pixel diminue, et également lorsque la distance de la diode désertée aux interfaces diminue. De même, ce modèle nous a permis d'expliquer les dégradations observées lors de l'exposition de ces pixels de type N à une source d'irradiation gamma de cobalt 60 : le phénomène principal est une augmentation du courant d'obscurité, contenue en dessous de 10 krad(SiO_2), puis forte aux alentours de 100 krad(SiO_2). Cette dégradation a été corrélée à l'augmentation des états d'interfaces aux alentours du pixel, et une augmentation de charges fixes positives dans les diélectriques en proche interface. Ces paramètres ont pu être estimés directement sur des structures simplifiées appelées PMDFET. C'est cette formation de charges fixes positives qui renforce la dégradation à partir de 100 krad(SiO_2). En effet, en plus de la dégradation des états d'interface, un effet d'appauvrissement de la concentration à l'interface est également ajouté.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes ensuite focalisés sur la fabrication et la caractérisation d'un nouveau composant de pixel de type P, ou à collection de trous. Ce pixel présente l'avantage de pouvoir réutiliser la quasi-totalité des designs de pixel standards. En effet, le principal défi à réaliser se situe au niveau technologique, par inversion des types de dopage utilisés dans le pixel. Nous avons montré que malgré sa jeunesse technologique, ce pixel montre des performances électriques très voisines du pixel standard de référence (à détection d'électrons). Une optimisation de l'architecture de dopage autour de la grille de transfert et du nœud de lecture devrait permettre de bénéficier d'un courant d'obscurité largement diminué, car actuellement limité par un courant de fuite parasite.

Enfin, nous avons comparé les performances de ce pixel à collection de trous lors du fonctionnement en milieu ionisant, dans deux cas particuliers. D'abord, lors de sa fabrication, ce pixel s'avère bien plus robuste face aux éventuelles dégradations induites par les procédés plasma, notamment utilisés pour graver les diélectriques isolant les interconnexions. Ensuite, lors d'une campagne d'irradiation au cobalt 60, ce pixel a montré également une bien meilleure résistance face aux irradiations : notamment, la forte augmentation de courant d'obscurité à partir de 100krad(SiO_2) est largement diminuée, de plus d'une décade. Si la dégradation des états d'interface sous irradiation semble être également observée sur les pixels de type P, leurs effets semblent finalement atténués par l'impact des charges positives générées dans les diélectriques en proche interface. En effet, dans les pixels à collection de trous, ces charges tendent maintenant à enrichir, ou tout du moins à stabiliser la

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

concentration de porteurs des couches de passivation. Ce dopage « assisté électriquement » permet alors de contenir les effets de l'augmentation des états d'interface. D'autre part, il n'est pas exclu que d'autres paramètres inclus dans la modélisation du courant d'obscurité, comme la différence entre les sections de capture des porteurs générés, puissent influencer sur les différences importantes constatées à forte dose ionisante. Ainsi, nous avons validé que les propriétés intrinsèques de ce composant le rende naturellement durci pour une utilisation en milieu ionisant, ce qui le rend très intéressant pour des applications médicales, spatiales ou nucléaires.

De nombreuses optimisations restent encore bien sûr à apporter pour améliorer la maturité technologique de ce composant prometteur, en vue d'une production. Nous avons abordé dans ce dernier chapitre les limitations actuelles en termes de performance optique, à cause d'un substrat implanté trop fin. Ceci pourra être contourné, pour les petits pixels, par l'adoption d'une architecture dite à diode profonde, qui est compatible avec les illuminations par face avant ou par face arrière, ou, pour les grands pixels, par l'ajout d'un substrat N profond.

Dans le domaine de la fiabilité sous irradiation, d'autres paramètres restent encore à investiguer plus profondément, comme par exemple le bruit temporel. De plus, ces résultats devront être affinés par des campagnes sous polarisation active, qui n'ont pas pu encore être abordés dans ces travaux, en raison notamment de la lourdeur expérimentale de mise en œuvre sur ces capteurs d'étude. Nous pensons cependant que nos études d'irradiations sans polarisation permettent une bonne estimation du comportement du composant. En effet, dans le cas des pixels à diode pincée, la polarisation des transistors ne devrait jouer qu'un rôle secondaire sur la création de champs électriques importants à l'intérieur des diélectriques du pixel.

De plus, la méthodologie utilisée pour l'étude du courant d'obscurité a permis de montrer la pertinence de plusieurs outils : l'étude de la variation en fonction de la température permet de caractériser le type de phénomène principal à l'origine de la dégradation : courant de diffusion (E_a proche de 1.2eV), pure génération thermique dans des zones désertées (E_a proche de 0.65eV), courant tunnel (E_a , ~0eV)... Nous avons également utilisé la grille de transfert comme témoin de la dégradation des états d'interface du pixel, en mesurant le courant d'obscurité induit lorsque celle-ci est désertée. Enfin, la caractérisation directe du courant induit par de larges diodes unitaires permet de comprendre et de corrélérer le rôle de chaque composant du pixel. La mesure de transistor de champ, utilisant le PMD comme oxyde de grille, permet également une caractérisation directe de la qualité des interfaces et des charges dans les diélectriques environnant au pixel.

En dernier lieu, la modélisation et compréhension proposée dans cette thèse sur les mécanismes de courant d'obscurité sont inédits pour des pixels à diode pincée, et pourraient permettre d'améliorer la prévision et la quantification par TCAD (Technology Computer Aided Design) du courant d'obscurité initial des composants, ou lors d'éventuelles excursions de procédés plasma lors de la fabrication, ou évidemment en fonctionnement sous irradiations.

5.6 Bibliographie

- [BLO08] M. M. Blouke, “Diffusion dark current in CCDs and CMOS image sensors”, dans *Proc. SPIE*, vol. 6816, 2008
- [BOG00] J. Bogaerts et al., “Total Dose Effects on CMOS Active Pixel Sensors”, dans *proceedings of SPIE photonics West*, vol. 4134, San Jose (Californie), 2000
- [BRA99] F. T. Brady et al., “A Scaleable, Radiation Hardened Shallow Trench Isolation”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 46, no. 6, pp. 1836-1840, 1999
- [FAC05] F. Faccio et al., “Radiation-induced edge effects in deep submicron CMOS transistors”, dans *IEEE transaction on nuclear science*, vol. 52, no. 6, pp. 2413-2420, 2005
- [GOI12] V. Goiffon et al., “Radiation effects in pinned photodiode CMOS image sensors: pixel performance degradation due to total ionizing dose”, présenté à *IEEE NSREC 2012*, en cours de publication dans *IEEE transactions on nuclear science*
- [IBA84] N. Ibaraki et al., “Properties of amorphous semiconducting a-Si:H/a-SiN:H multilayer films and of a-SiN:H alloys”, dans *Physical review B*, vol. 30, pp. 5791-5799, 1984
- [LOP08] D. Lopez et al., “Ageing Under Illumination of MOS Transistors for Active Pixel Sensors (APS) Applications”, dans *Proc. Integrated Reliability Workshop (IRW)*, pp. 36-39, 2008
- [PAI07] B. Pain, “Next generation CMOS imaging - Does SOI hold the key”, dans *IEEE SOI conference Short Course*, 2007
- [PRI09] J. Prima et al., “Improved colour separation for a backside illuminated image sensor with a 1.4 μm pixel pitch”, dans *Proc. International Image Sensor Workshop (IISW)*, Bergen, 2009
- [SHA98] M. R. Shaneyfelt et al., “Challenges in Hardening Technologies Using Shallow-Trench Isolation”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 45, no. 6, pp. 2584-2592, 1998
- [STA77] D. L. Staebler et al., “Reversible conductivity changes in discharge-produced amorphous Si”, dans *Applied physics letters*, vol. 31, pp. 292-294, 1977
- [STE08] E. Stevens et al., “Low-Crosstalk and Low-Dark-Current CMOS Image-Sensor Technology Using a Hole-Based Detector”, dans *Proc. International Solid-State Circuit Conference (ISSCC)*, pp. 60-595, 2008
- [STU84] M. Stutzmann et al., “Kinetics of the Staebler-Wronski effect in hydrogenated amorphous silicon”, dans *Applied physics letters*, vol. 45, pp. 1075-1077, 1984
- [SZE81] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, 2ième édition, NJ: Wiley, 1981
- [TUR04] M. Turowski et al., “Nonuniform total-dose-induced charge distribution in shallow-trench isolation oxides”, dans *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 51, no. 6, pp. 3166-3171, 2004
- [VIC09] J. C. Vickerman et I. S. Gilmore, “Surface analysis: the principal techniques”, 2nd édition, Wiley, 2009

Chapitre 5. Perspectives et conclusion

[WAT10] T. Watanabe et al., “Effects of negative-bias operation and optical stress on dark current in CMOS image sensors”, dans *IEEE Transaction on Electron Devices*, vol. 57, no. 7, pp. 1512-1518, 2010

Liste des publications et conférences

Présentations orales en conférence internationale :

- RADECS 2011 (Séville)
Radiation Effects on CMOS Image Sensors With Sub-2 μ m Pinned Photodiodes
- NSREC 2012 (Miami)
Rad Tolerant CMOS Image Sensor Based on Hole Collection 4T Pixel Pinned Photodiode

Transactions on Nuclear Science:

- *Radiation Effects on CMOS Image Sensors With Sub-2 μ m Pinned Photodiodes*
Par S. Place, J.-P. Carrere, S. Allegret, P. Magnan, V. Goiffon et F. Roy
(Publié)
- *Rad Tolerant CMOS Image Sensor Based on Hole Collection 4T Pixel Pinned Photodiode*
Par S. Place, J.-P. Carrere, S. Allegret, P. Magnan, V. Goiffon et F. Roy
(En cours de publication)

Solid-State Electronics :

- *New mechanism of plasma induced damage of CMOS image sensor: analysis and process optimization*
Par J.P. Carrere, J.P. Oddou, S. Place, D. Benoit, C. Jenny, M. Gatefait, C. Aumont, A. Tournier et F. Roy
(Publié)

Table des figures

Figure 1-1. Constitution d'un système optique intégré [TOS]	7
Figure 1-2. Illustration de l'effet photo-électrique sur un métal et un semi-conducteur	8
Figure 1-3. Evolution de la profondeur de pénétration en fonction de la longueur d'onde [OHT08].....	9
Figure 1-4. Schématisation d'une structure de type CCD et de son diagramme de bande [SZE81].....	9
Figure 1-5. Mécanisme de transfert de charges par trois électrodes synchronisées [SZE81]	10
Figure 1-6 . Représentation matricielle d'un capteur CCD et de son transfert.....	10
Figure 1-7. Schématisation d'une structure de type CCD enterré et de son diagramme de bande [SZE81]	10
Figure 1-8. Les différentes méthodes de transfert d'images [HAZ].....	11
Figure 1-9. Présentation des différents photo-éléments intégrables dans un CCD interligne	11
Figure 1-10. Présentation de (a) l'architecture d'un capteur CMOS [ELG05] accompagné (b) du schéma d'un pixel passif [THE07]	12
Figure 1-11. Evolution des architectures de pixels actifs de (a) la photodiode standard N^+-P^- vers (b) la photodiode pincée [THE07]	13
Figure 1-12. Mise en œuvre d'une architecture de type 4T.....	13
Figure 1-13. Exemple d'une architecture de pixels partagée dite « 1T75 »	14
Figure 1-14. Schéma d'une structure de photodiode pincée incluant un drainage vertical [OHK93] et les courbures de bande internes [FEL]	15
Figure 1-15. Effet de réduction de la diaphotie par l'introduction d'un substrat N	16
Figure 1-16. Comparaison des photodiodes entre un capteur de type N sur substrat N et un capteur de type P sur substrat P	16
Figure 1-17. Synthèse des avantages du pixel de type P sur le courant d'obscurité	17
Figure 1-18. Schéma électrique du pixel incluant une vue en coupe de la photodiode.....	17
Figure 1-19. Evolution en tension des quatre plans couleur en fonction du temps d'intégration	19
Figure 1-20. Influence de profil de dopage sur la tension de pincement de la photodiode [KRY05] ..	19
Figure 1-21. Courbe d'efficacité quantique représentée en fonction de la longueur d'onde pour les quatre plans couleur et illustration des types de diaphotie	21
Figure 1-22. Représentation du transfert de charges partiel d'une photodiode classique (N^+-P^-) à comparer au transfert complet d'une photodiode pincée ($P^+-N^-P^-$) dans les CCD interlignes.....	22
Figure 1-23. Impact du bruit kTC sur une image (a) avec et (b) sans rémanence et (c) illustration de la notion de barrières et de poches de potentiel en fonction de l'alignement de la photodiode [INO03] .	22
Figure 1-24. Schéma de transition blanc-noir lors d'une mesure de rémanence.....	22
Figure 1-25. Distribution de rémanence par transition blanc-noir	23
Figure 1-26. Sources de courant d'obscurité pour un pixel 3T	24
Figure 1-27. Sources de courant d'obscurité pour un pixel 4T	25
Figure 1-28. Illustration d'une courbe de transfert photonique PTC [CRI09]	26
Figure 1-29. Evolution des tailles de pixel avec le temps, rapportée à l'évolution des nœuds technologiques CMOS [THE11]	27
Figure 1-30. Impact de la diffraction pour différentes ouvertures numériques (f/D) [CAT05]	27
Figure 1-31. Illustration du problème de diaphotie électrique pour les photodiodes planaires à comparer aux diodes profondes.....	28
Figure 1-32. Avantages des tranchées profondes	29
Figure 1-33. Illustration d'architectures en face avant : (a) réduction de l'épaisseur et (b) ajout d'un guide d'onde.....	29
Figure 1-34. Présentation d'un capteur éclairé en face arrière et solutions aux présentes limitations ..	30
Figure 1-35. Place des rayonnements ionisants dans le spectre électromagnétique complet [RAY]	31
Figure 1-36. Illustration de l'effet Compton entre un électron au repos et un photon	33
Figure 1-37. Classification des interactions rayonnement matière en fonction du couple (Z, E) [PEL12]	34
Figure 1-38. Courbe de rendement d'ionisation pour différents type de rayonnement en fonction du champ électrique en présence [OLD03]	34

Table des figures

Figure 1-39. Effet d'amélioration de dose, suite à l'absorption d'un rayonnement X, sur des oxydes d'épaisseurs différentes [OLD83]	35
Figure 1-40. Représentation des différents mécanismes de transport et de piégeage des trous dans le SiO ₂ [OLD03].....	35
Figure 1-41. Structure des pièges dit « frontaliers » ou centre E' et de leur interaction avec le substrat [OLD03]	36
Figure 1-42. Evolution de la dégradation de la tension de seuil en fonction du temps	37
Figure 1-43. Illustration des différentes structures de transistors : classiques (a), à tranchées dopées (b) ou à grilles circulaires (c)	37
Figure 1-44. Le désalignement de la photodiode comme moyen de durcissement	38
Figure 1-45. Illustration sur une image prise dans le noir (a) avant et après effets (b) de dose ionisante et (c) de déplacement [GOI10B]	38
Figure 1-46. Illustration des défauts intervenants dans la réduction de la sensibilité lors d'une irradiation [GOI10B]	39
Figure 1-47. Illustration des fuites éliminées dans une structure à grille circulaire	39
Figure 1-48. Comparaison de la dégradation du courant d'obscurité d'un capteur 3T et 4T [GOI10B]	40
Figure 1-49. Illustration des propositions de durcissement de photodiode pincée	41
Figure 2-1. Description des sources de courant potentielles dans un pixel	51
Figure 2-2. Récapitulatif des paramètres géométriques du pixel	52
Figure 2-3. Relations d'échange des porteurs définies par la théorie SRH entre un défaut et ses bandes de valence et conduction	52
Figure 2-4. Illustrations (a) du transport des charges à l'approche de l'interface supérieure accompagné (b) de la répartition des porteurs dans cette zone	54
Figure 2-5. Illustration de l'impact du dénominateur sur la statistique SRH	55
Figure 2-6. Evolution du modèle de mobilité en fonction de la température et du dopage.....	58
Figure 2-7. Evolution de la durée de vie et du coefficient de diffusion des électrons minoritaires en fonction du dopage pour plusieurs modèles	59
Figure 2-8. Evaluation de la longueur de diffusion des électrons minoritaires en fonction du dopage et classification des interfaces présentes dans un pixel	59
Figure 2-9. Evolution de la contribution du courant d'obscurité apportée par l'aire S d'oxyde en surface du pixel	61
Figure 2-10. Signature énergétique des deux mécanismes en compétition :	62
Figure 2-11. Signature énergétique de deux interfaces pris avec et sans effet de réduction de dopage	62
Figure 2-12. Illustration et résultats des essais de profondeur d'épitaxie pour un capteur avec isolation par tranchées peu profondes et éclairé en face arrière.....	63
Figure 2-13. Illustration des contributions élémentaires d'une tranchée d'isolation.....	64
Figure 2-14. Variations de la composante d'une tranchée normalisée Z pour les régimes (a) de génération à l'interface et (b) de limitation par la diffusion pour différentes valeurs de L _{eff}	65
Figure 2-15. Illustrations (a) des niveaux de dopage le long de la tranchée et (b) du modèle de tranchée utilisé	65
Figure 2-16. Modélisation sur plusieurs types de tranchées profondes.....	66
Figure 2-17. Illustration (a) des niveaux de dopage le long d'une tranchée pour un capteur éclairé en face arrière et (b) du modèle utilisé pour celle-ci	66
Figure 2-18. Modélisation des contributeurs du courant d'obscurité pour un capteur éclairé en face arrière en fonction de l'épaisseur d'épitaxie	66
Figure 2-19. Présentation de la diode contrôlée par grille et de ses différents régimes présentés dans [GRO66].....	67
Figure 2-20. Illustration des trois grandes phases observables sur une diode contrôlée	68
Figure 2-21. Généralisation de la diode contrôlée par grille sous plusieurs formes.....	68
Figure 2-22. Mesures effectuées sur une structure de test de photodiode pincée contrôlée de manière symétrique par la grille de transfert.....	68
Figure 2-23. Evaluation de la composante induite par la grille de transfert et de son comportement en température.....	69

Table des figures

Figure 2-24. Evolution en température d'une interface oxyde/silicium désertée de porteurs	70
Figure 2-25. Evolution du courant d'obscurité des pixels pour les doublets de polarisations a) [-0.5V;0.1V] et b) [-0.2V;0.1V].....	70
Figure 2-26. Répartition des densités de population pour le doublet (E_A, I_{obs}) pour une polarisation de 0.1 V	71
Figure 2-27. Evolution de l'amplitude du pic de courant d'obscurité induit par la grille de transfert en fonction de la dose ionisante	72
Figure 2-28. Evolutions du courant d'obscurité de la photodiode en accumulation et de la densité d'états d'interface sous la grille en fonction de la dose ionisante	72
Figure 2-29. Evaluation par simulation du champ électrique le long d'une photodiode pincée et à proximité du nœud de lecture.....	74
Figure 2-30. Illustration des capteurs à disposition dans nos campagnes d'irradiation avec a) des tranchées peu profondes (175STI), b) des tranchées profondes (140DTI et 175DTI) et c) un oxyde enterré (140DBOX).....	75
Figure 2-31. Représentation des structures de diode pour la mesure de courant d'obscurité avec des variantes (a) en surface, (b) en périmètre et (c) vue du dessus.....	75
Figure 2-32. Schématisation de l'empilement des diélectriques étudiés au-dessus de la photodiode...	76
Figure 2-33. Evolution du courant d'obscurité avec la surface du pixel en fonction de la dose ionisante totale	77
Figure 2-34. Evolution du courant d'obscurité pour un capteur avec un oxyde enterré en fonction de la dose ionisante totale	77
Figure 2-35. Evolution du courant d'obscurité de capteurs avec et sans appauvrissement de dopage en fond de tranchée pour plusieurs doses ionisantes.....	78
Figure 2-36. Evolution du courant d'obscurité pour deux types de tranchées en fonction de la dose ionisante totale.....	79
Figure 2-37. Evolution du courant d'obscurité normalisé par la surface de tranchées en fonction de la dose ionisante totale	79
Figure 2-38. Evolution de l'énergie d'activation du courant d'obscurité avec la dose ionisante pour le capteur 140DTI.....	80
Figure 2-39. Réponse en température d'une structure de diode avec variantes en surface	81
Figure 2-40. Etude en température des paramètres J_s , J_p et $I_{obs,0}$ à plusieurs températures	81
Figure 2-41. Comparaison des caractéristiques de diode pour un boîtier métallique et céramique	82
Figure 2-42. Evolution en température d'une structure en boîtier métallique.....	82
Figure 2-43. Evolution de la transition entre les régimes linéaire et limité par diffusion en fonction du type de tranchées et de la dégradation des états d'interface	84
Figure 2-44. Extension du modèle de tranchées sur les données obtenues après irradiation	85
Figure 2-45. Schématisation des différences de parcours de diffusion pour une tranchée profonde et peu profonde.....	86
Figure 2-46. Représentation de l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la densité d'état $N_{SS, TI}$ et de la distance d'éloignement à la photodiode pour (a) des tranchées peu profondes (modèle 1D) et (b) profondes (modèle 2D).....	87
Figure 3-1. Comparaison entre une architecture de pixel de type N et P	93
Figure 3-2 Vue en coupe d'un transistor PMOS de traitement du pixel (a) de face, (b) de profil accompagné (c) de l'architecture en dopage du caisson.....	94
Figure 3-3. Profil de dopage normalisé du substrat N , obtenu par photolithographie.....	94
Figure 3-4. Architecture 1T75 du pixel de type P	95
Figure 3-5. Schéma électrique du pixel de type P et détail de la chaîne de lecture.....	96
Figure 3-6. Mise en œuvre d'un capteur à photodiode pincée de type P.....	96
Figure 3-7. Schéma électrique équivalent des capacités éclatées relatives au nœud de lecture	97
Figure 3-8. Evolution de la tension de seuil suivant la polarisation du substrat	98
Figure 3-9. Origine de l'effet substrat du suiveur induit par le déplacement de la zone de charge-espace (ZCE) entre $V_{BS}=0$ et 2.5V	98
Figure 3-10. Variation du coefficient K_B mesuré pour deux types de caisson	99
Figure 3-11. Schéma et caractérisation électrique du suiveur	100

Table des figures

Figure 3-12. Impact du caisson du suiveur sur la valeur du facteur de conversion.....	101
Figure 3-13. Evolution (a) du courant sous la grille de transfert, à plusieurs températures, en fonction de la polarisation, accompagnée de (b) ces diagrammes d'Arrhenius pour plusieurs polarisations ...	101
Figure 3-14. Mise en évidence (a) de l'effet de la grille de transfert sur le courant d'obscurité en régime d'accumulation et (b) localisation des fuites potentielles.....	102
Figure 3-15. Courbe de linéarité du courant d'obscurité à 60°C.....	102
Figure 3-16. Estimation de la contribution des interfaces pour un pixel de type P en fonction de la température, comparativement à celle d'un pixel de type N	103
Figure 3-17. Estimation de la contribution des interfaces de tranchées en fonction de la température pour deux taux de dopage du caisson N	104
Figure 3-18. Estimation de la contribution des interfaces dans les zones A et B en fonction de la température pour plusieurs taux de dopage	105
Figure 3-19. Evolution des populations de pixel en fonction de V_{TG}	105
Figure 3-20. Evolution des populations de pixel en fonction de la température	106
Figure 3-21. Distribution des champs électriques sous l'espaceur pour un capteur (a) de type N et (b) de type P.....	106
Figure 3-22. Intrication entre la rémanence et le bruit temporel de la grille de transfert	107
Figure 3-23. Evolution du bruit temporel en fonction de la tension de blocage de la grille de transfert	108
Figure 3-24. Comparaison de la densité spectrale de bruit normalisée pour un suiveur NMOS et PMOS	108
Figure 3-25. Schémas en coupe et simulations TCAD des effets de champs autour du nœud de lecture (a) 3V4 et (b) 3V7	109
Figure 3-26. Présentation de la zone optimisée par dopage dans le pixel et image SEM de l'ouverture de la résine sur la zone du nœud de lecture	110
Figure 3-27. Effets de cocktails d'implantation, réalisés au niveau du nœud de lecture, sur le bruit temporel.....	110
Figure 3-28. Exemple d'un cliché obtenu avec le capteur d'image CMOS à détection de trous	111
Figure 4-1. Schématisation des stratégies envisageables par (a) la gestion des charges positives ou (b) la recherche d'architectures de diode plus robustes	115
Figure 4-2. Illustration des types d'irradiation (a) interne et (b) externe	116
Figure 4-3. Densité du spectre lumineux généré par le plasma suivant la chimie de gravure utilisée [ISH03] et structure de bande d'un empilement SiO_2/Si_3N_4 [ISH05]	117
Figure 4-4. Comparaison des deux types d'architecture de pixel de type P : (a) 3T contre (b) 4T.....	118
Figure 4-5. Présentation d'une structure partiellement pincée à collection de trous.....	118
Figure 4-6. Illustration de la gravure micro-cavité et positionnement au sein de la matrice de pixels	119
Figure 4-7. Impact de la gravure de la microcavité pour les deux capteurs de type N et P.....	119
Figure 4-8. Comportement en température des pixels de type N et P pour les deux types de gravure de la microcavité.....	120
Figure 4-9. Influence d'une quantité de charges importantes ($5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) à l'interface oxyde/silicium pour un pixel (a) de type N et (b) P.....	120
Figure 4-10. Valeurs de rémanence du pixel de type P pour les deux types de gravure de la microcavité et phénomène physique sous-jacent lié à l'accumulation de charges positives dans les nitrures en bordure de grille [LOP08]	121
Figure 4-11. Comparaison du courant d'obscurité d'un pixel de type N et P sous dose ionisante	122
Figure 4-12. Diagramme d'Arrhenius pour les pixels de type N et P à 300 krad(SiO_2)	122
Figure 4-13. Cartographie des régimes du courant d'obscurité à 60°C en fonction de la dose.....	123
Figure 4-14. Comparaison des distributions de courant d'obscurité à 60°C entre deux pixels : (a) de type N et (b) de type P.....	123
Figure 4-15. Evolution des distributions cumulées de rémanence avec la dose ionisante pour un capteur (a) de type N et (b) de type P.....	124
Figure 4-16. Illustration des structures de transistors dit (a) FOXFET et (b) PMDFET.....	125
Figure 4-17. Suivi de la dégradation de caractéristiques de PMDFETs pour respectivement des PMOS (a) et NMOS (b) en fonction de la dose ionisante	126

Table des figures

Figure 4-18. Evolution des tensions et pentes sous le seuil des PMDFETs (a) PMOS et (b) NMOS.	127
Figure 4-19. Evolution des concentrations de dopage pour les deux pixels en fonction de la charge stockée le long des tranchées ou en surface	129
Figure 5-1. Coupe d'une photodiode de type P et distribution du potentiel dans la structure.....	133
Figure 5-2. Efficacité quantique pour un pixel de type P	134
Figure 5-3. Vue en coupe d'une diode profonde de type P accompagnée de sa distribution de potentiel et du profil de dopage de son substrat P/N ⁺ /P ⁺ associé	135
Figure 5-4. Séquence de préparation du substrat N pour un pixel de type P éclairé en face arrière ...	135
Figure 5-5. Phénomène de recombinaison en face arrière pour une photodiode planaire.....	136
Figure 5-6. Dynamique du transport des charges positives dans un suiveur (a) NMOS et (b) PMOS	138
Figure 5-7. Schématisation des effets du vieillissement optique vu dans [LOP08] dans le voisinage d'une grille de transfert	138
Figure 5-8. Présentation des phénomènes d'injection sous la grille de transfert exposé dans [WAT10] : (A) Injection par effet tunnel et (B) Injection par effet de champs	139
Figure 5-9. Résultats avant et après vieillissement optique d'un pixel de type P sous 5Mlux pendant 1 heure	139

Table des tableaux

Tableau 1-1. Tableau récapitulatif des différents environnements ionisants	32
Tableau 2-1. Evaluation des paramètres liés à la recombinaison SRH	56
Tableau 2-2. Evaluation des paramètres liés à la recombinaison Auger	57
Tableau 2-3. Evaluation des paramètres liés à la mobilité	58
Tableau 2-4. Evaluation des modèles de réduction de la largeur de bande interdite.....	62
Tableau 2-5 . Caractéristiques techniques des capteurs d'images irradiés.....	75
Tableau 2-6. Résultat d'une analyse multi-variable à 60°C.....	81
Tableau 2-7. Résultats d'une analyse multi-variable à 45°C.....	83
Tableau 2-8. Récapitulatif des deux types de méthodes et résultats extraits à 45°C.....	83
Tableau 2-9. Résultats de l'analyse à variable simple à 100 krad(SiO ₂) et 25°C.....	84
Tableau 2-10. Récapitulatif des dépendances en fonction de la densité des états d'interface pour les deux régimes identifiés.....	85
Tableau 2-11. Récapitulatif des doses à saturation et volumes de tranchées	87
Tableau 2-12. Comparatif des taux de génération à l'interface pour les technologies de pixels de type N et P.....	88
Tableau 3-1. Estimation de la contribution des capacités présentes au niveau du nœud de lecture.....	97
Tableau 4-1. Classification des méthodes d'extraction des N _{ot} et N _{it}	126
Tableau 4-2. Synthèse des variations de N _{it} et N _{ot} en fonction de la dose ionisante	128

Annexe A : Les bancs de mesures

Les différents bancs mis à disposition pour la mesure de chacun des paramètres sont décrits sommairement dans cette annexe. A cet effet, trois bancs sont disponibles :

Le banc de mesure optique

Ce banc, dont une photographie est présentée à la Figure A-1, est utilisé pour tout type de mesure (Facteur de conversion, charge à saturation, rémanence, etc ...) nécessitant un éclairage uniforme en lumière blanche.



Figure A-1. Photographie du banc optique

Le spectre utilisé est celui d'une lampe à halogène (3200K). Un descriptif synthétique du banc est donné à la Figure A-2.

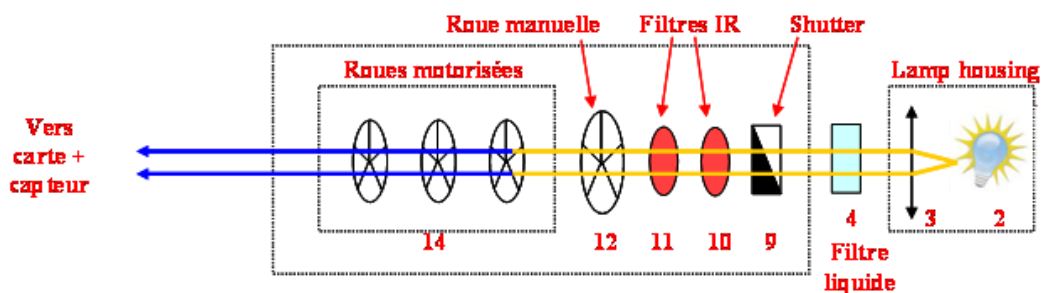


Figure A-2. Représentation synthétique du banc optique

Celui-ci est constitué d'une lampe dont le rayonnement passe par un premier filtre liquide, permettant la suppression des rayonnements infrarouge. Le faisceau est ensuite coupé par un obturateur mécanique, piloté par la carte. Des filtres infrarouges (pour compléter l'effet du premier filtre) suivis d'une roue manuelle sont agencés. Nous retrouvons ensuite un caisson englobant des roues à filtres motorisées, équipé de plusieurs densités de neutre pour permettre une modulation du flux lumineux en sortie. Ce flux de sortie est à la fois mesuré sur un photomètre, en passant par des lames semi-réfléchissantes, et également transmis sur le capteur disposé sur la carte.

Le monochromateur

Le monochromateur est ici utilisé pour caractériser la réponse spectrale d'un capteur notamment pour des mesures d'efficacité quantique. Son descriptif est détaillé à la Figure A-3.

Annexe A

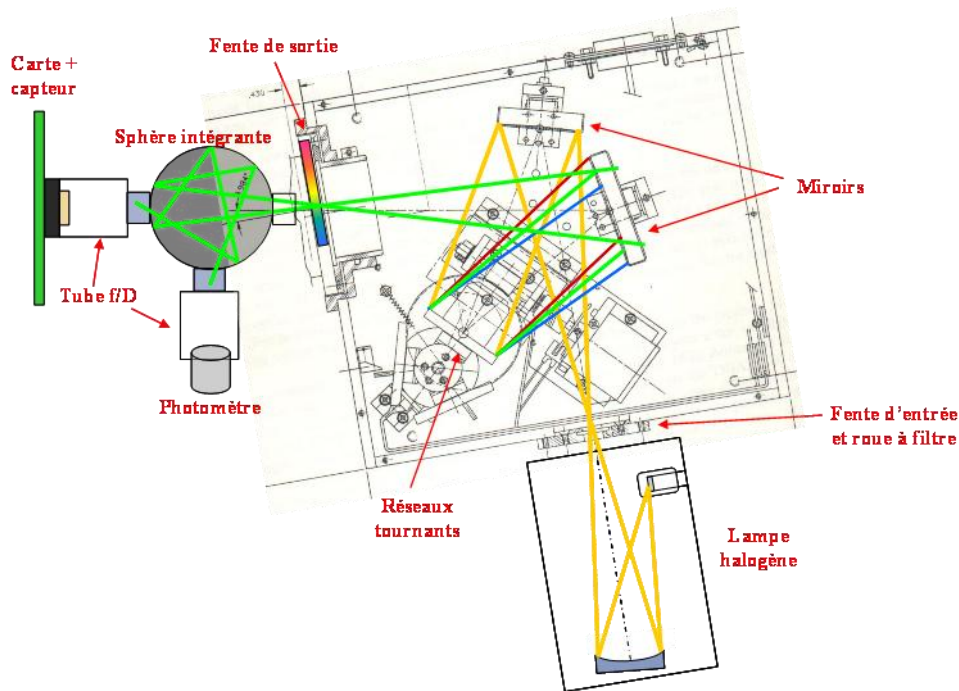


Figure A-3. Schéma de principe du monochromateur

Il est ainsi constitué d'une lampe halogène. Le faisceau est ensuite transmis dans une fente d'entrée et une roue à filtre. Le caisson dans lequel pénètre le faisceau est constitué de trois éléments principaux : deux miroirs réfléchissants et un réseau tournant. Les deux miroirs sont fixes dans ce banc. Suivant la longueur d'onde sélectionnée, le réseau est pivoté par asservissement pour sélectionner, avant un dernier passage sur le dernier miroir, la longueur d'onde adéquate après traversée de la fente de sortie. L'ouverture de la fente permet également un jeu sur l'intervalle spectral sélectionné. Le faisceau de longueur d'onde λ est ensuite envoyé dans une sphère intégrante pour obtenir une source de rayonnement uniforme. Deux ouvertures de sortie ont été prévues la fois pour la mesure d'irradiance et également pour l'envoi du faisceau dans un collimateur directement relié au capteur.

L'étuve

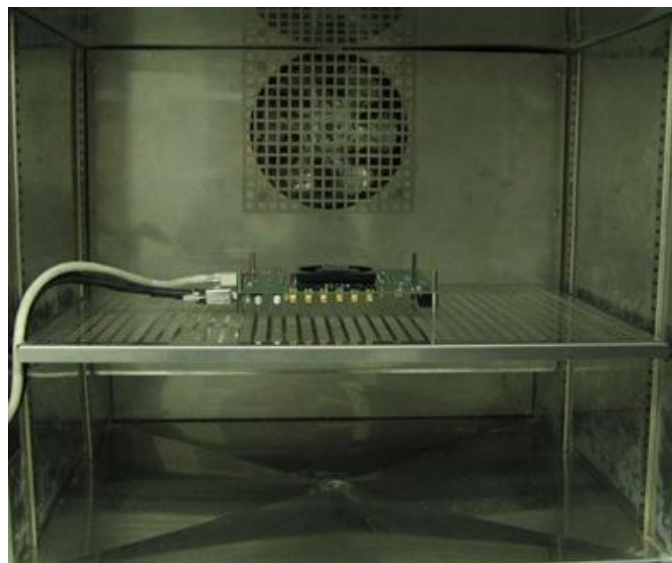


Figure A-4. Photographie de l'étuve

L'étuve, à la Figure A-4, est utilisée pour effectuer toutes les mesures effectuées en température. Le plus souvent, elle est intéressante pour des mesures de courant d'obscurité. Mais, il est également possible d'insérer un banc optique complet constitué d'une source à LED verte. Le caisson en lui-même est également asservi par ordinateur, avec un paramètre d'ajustement supplémentaire : la température. Le protocole de mesure impose un temps d'équilibre, à température établie, de plus d'une dizaine de minutes avant le démarrage de toute mesure. Cette précaution est nécessaire pour garantir l'équilibre thermique complet entre l'environnement (étuve), la carte et surtout le capteur.

Annexe B : Le courant d'obscurité généré par une surface

L'équation de diffusion des porteurs minoritaires, sous l'hypothèse de faible injection et en l'absence de champs électriques dans les zones neutres, s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\lambda_n^2} = 0 \text{ avec } \lambda_n = \sqrt{D \cdot \tau_n}$$

La solution homogène de cette équation différentielle du deuxième ordre est du type :

$$\Delta n(x) = A * e^{\frac{x}{\lambda_n}} + B * e^{-\frac{x}{\lambda_n}}$$

La première condition aux limites, définie à l'interface, relie le courant de diffusion et le courant de génération en présence:

$$J_{diff}(x=0^+) = q \cdot D \cdot \frac{d\Delta n}{dx}(0^+) = J_{int}(0^+) = q \cdot S \cdot \Delta n(0^+)$$

$$\text{avec } \Delta n(x=0^+) = n(x=0^+) - \frac{n_i^2}{N_A}$$

Cette première condition permet de relier A à B par :

$$q \cdot D \cdot \frac{A-B}{\lambda_n} = q \cdot S \cdot (A+B)$$

$$(D - S \cdot \lambda_n) \cdot A = (S \cdot \lambda_n + D) \cdot B$$

$$B = \frac{(D - S \cdot \lambda_n)}{(S \cdot \lambda_n + D)} \cdot A$$

Une seconde équation aux limites décrit la densité de porteurs minoritaires aux bornes de la photodiode, qui tombent à zéro pour une polarisation en inverse suffisamment forte ($V_a \gg kT/q$):

$$\Delta n(x=L) = -\frac{n_i^2}{N_A}$$

Le développement de cette condition, avec l'expression précédente déduite, donne l'expression de A et B:

$$-\frac{n_i^2}{N_A} = A * e^{\frac{L}{\lambda_n}} + B * e^{-\frac{L}{\lambda_n}}$$

$$-\frac{n_i^2}{N_A} = A * \left(e^{\frac{L}{\lambda_n}} + \frac{(D - S \cdot \lambda_n)}{(S \cdot \lambda_n + D)} * e^{-\frac{L}{\lambda_n}} \right)$$

$$-\frac{n_i^2}{N_A} \cdot (S \cdot \lambda_n + D) = A * \left((S \cdot \lambda_n + D) \cdot e^{\frac{L}{\lambda_n}} + (D - S \cdot \lambda_n) * e^{-\frac{L}{\lambda_n}} \right)$$

$$-\frac{n_i^2}{N_A} \cdot (S \cdot \lambda_n + D) = A * \left(2 \cdot S \cdot \lambda_n \cdot sh\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + 2 \cdot D \cdot ch\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) \right)$$

$$A = -\frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{(D + S \cdot \lambda_n)}{2 \cdot \left(S \cdot \lambda_n \cdot sh\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot ch\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) \right)}$$

Annexe B

$$B = -\frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{D - S \cdot \lambda_n}{2 \cdot \left(S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) \right)}$$

La variation de densité de porteurs minoritaires par rapport à l'équilibre est donc:

$$\Delta n(x) = -\frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{D + S \cdot \lambda_n}{2 \cdot \left(S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) \right)} * e^{\frac{x}{\lambda_n}} - \frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{D - S \cdot \lambda_n}{2 \cdot \left(S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) \right)} * e^{-\frac{x}{\lambda_n}}$$

Elle se simplifie en :

$$\Delta n(x) = -\frac{n_i^2}{N_A} \cdot \frac{D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{x}{\lambda_n}\right) + S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{x}{\lambda_n}\right)}{S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right)}$$

La densité de courant relative est:

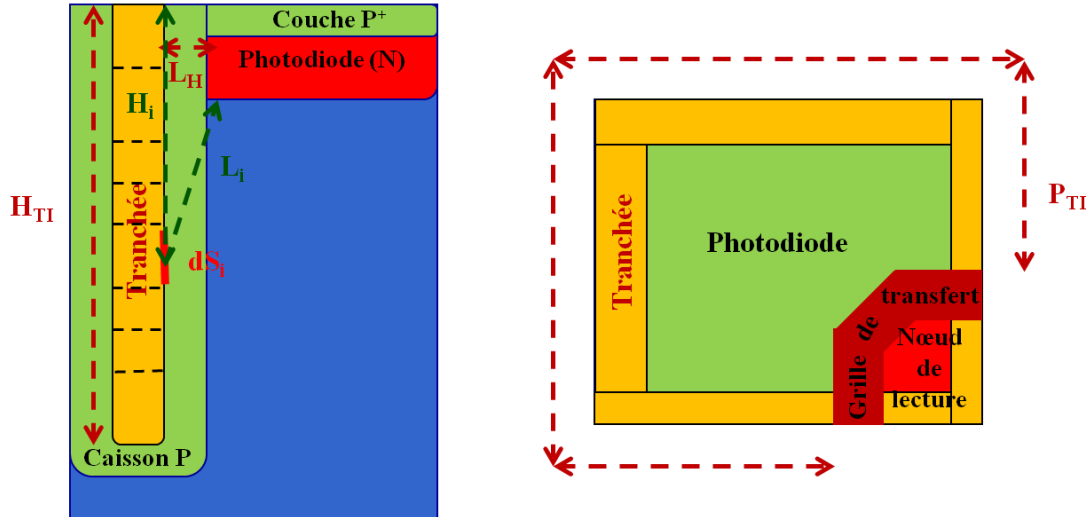
$$J_n(x) = -\frac{q \cdot n_i^2 \cdot D}{N_A} \cdot \frac{\frac{D}{\lambda_n} \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{x}{\lambda_n}\right) + S \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{x}{\lambda_n}\right)}{S \cdot \lambda_n \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right)}$$

Le courant collecté par la photodiode donne:

$$J_{obs} = J_n(x=L) = -q \cdot \frac{n_i^2 \cdot D}{\lambda_n \cdot N_A} \cdot \frac{S \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + \frac{D}{\lambda_n} \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right)}{S \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right) + \frac{D}{\lambda_n} \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L}{\lambda_n}\right)}$$

Annexe C : Le courant d'obscurité généré par une tranchée

Conformément au paragraphe 2.2.3, nous avons décidé d'intégrer l'équation 2-31 à une dimension sur plusieurs tronçons élémentaires de surface dS_i .



Dans ce cas précis, nous allons supposer que chaque surface émette des électrons avec une trajectoire de diffusion évoluant suivant une trajectoire minimale, rectiligne et donnée par :

$$I_{Ti} = J_{int} \cdot \int_{L_H}^{L_{Ti}} \frac{1}{\frac{L_i}{L_{eff}} + 1} \cdot dS_i$$

De cette façon, nous supposons que la longueur parcourue puisse être décrite par le théorème de Pythagore :

$$L_i = \sqrt{H_i^2 + L_H^2}$$

La formule peut donc évoluer de la manière suivante :

$$I_{Ti} = J_{int} \cdot \int_0^{H_{Ti}} \frac{1}{\frac{\sqrt{H_i^2 + L_H^2}}{L_{eff}} + 1} \cdot dS_i$$

Il reste maintenant à définir la surface élémentaire dS à partir de variables d'intégration présentes dans la formule. Rigoureusement, la surface élémentaire est décrite par le produit $P_{Ti} \cdot dH_{Ti}$:

$$I_{Ti} = J_{int} \cdot P_{Ti} \cdot \int_0^{H_{Ti}} \frac{1}{\frac{\sqrt{H_i^2 + L_H^2}}{L_{eff}} + 1} \cdot dH_i$$

La solution de cette intégrale ne possède pas de solution évidente. Cependant, il est possible de la simplifier par un changement de variable en utilisant la longueur L_i . La longueur élémentaire dL_i est équivalente à :

Annexe C

$$dL_i = \frac{H_i}{\sqrt{H_i^2 + L_H^2}} dH_i$$

On remarque que, pour des grandes valeurs de H_i , le tronçon élémentaire dH_i peut être approximé par dL_i , ce qui est le cas sur quasiment toute la longueur de tranchées dans la mesure où $H_{Tl} \gg L_H$. On obtient alors :

$$I_{Tl} = J_{int} \cdot P_{Tl} \cdot \int_{L_H}^{\sqrt{H_{Tl}^2 + L_H^2}} \left[\frac{1}{\frac{L_i}{L_{eff}} + 1} \right] \cdot dL_i$$

D'autre part, il faut savoir que l'hypothèse précédente n'est valable que si la fonction intégrée apporte une contribution non négligeable pour tous les L_i (ou H_i) supérieurs à L_H par rapport à la portion relative aux paramètres H_i de l'ordre de L_H . Nous fixerons donc un autre critère tel que, pour $L_{eff} \gg L_H$, la contribution de la tranchée est bien répartie sur toute sa longueur et donne :

$$I_{Tl} = J_{int} \cdot P_{Tl} \cdot L_{eff} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{H_{Tl}^2 + L_H^2} + L_{eff}}{L_H + L_{eff}} \right)$$

Dans le cas contraire ($L_{eff} \leq L_H$), il est plus raisonnable d'aboutir à une résolution à une dimension le long de tranchée du type :

$$I_{obs} = J_{int} \cdot P_{Tl} \cdot H \cdot \left[\frac{1}{\frac{L_H}{L_{eff}} + 1} \right]$$

H représente une hauteur effective à déterminer.

Annexe D : L'efficacité quantique pour un pixel planaire de type P

L'équation de base du système repose sur l'équation de diffusion en présence d'un flux lumineux, décrite dans [SZE81] :

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = -\alpha \phi_0 e^{-\alpha x}$$

Nous rappellerons que cette équation est valable en n'importe quel point x pris en profondeur du substrat, sous réserve que l'épaisseur de l'empilement N⁺/P est négligeable devant l'épaisseur totale du substrat N. Cette équation a pour solution homogène :

$$\Delta p_0(x) = A * e^{-\frac{x}{\lambda}} + B * e^{\frac{x}{\lambda}}$$

La contribution du terme exponentiel, présent dans le second membre de l'équation, est prise en compte en ajoutant la solution particulière suivante :

$$\Delta p_p(x) = C * x^p * e^{-\alpha x}$$

C et p sont des constantes à déterminer. Le facteur p vaut 0, étant donné que la solution α n'est pas racine de la solution de l'équation homogène. L'injection de cette solution dans l'équation donne une condition sur la valeur de C :

$$C * e^{-\alpha x} * (D_p \alpha^2 - \frac{1}{\tau_p}) + \alpha \phi_0 e^{-\alpha x} = 0$$

$$C = \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2}$$

La solution générale du problème est alors du type :

$$\Delta p(x) = A * e^{-\frac{x}{\lambda}} + B * e^{\frac{x}{\lambda}} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha x}$$

La première condition aux limites est imposée par la chute des porteurs minoritaires aux bornes de la jonction P/N [BLO08] :

$$\Delta p(x=0) = -\frac{n_i^2}{N_{sub_N}}$$

Cette condition se traduit par l'équation:

$$-\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} = A + B + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} \quad (1)$$

Suivant le même principe, l'autre condition limite est déterminée par la seconde jonction en fond de substrat N :

$$\Delta p(x = L_{sub_N}) = -\frac{n_i^2}{N_{sub_N}}$$

Celle-ci donne :

$$-\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} = A * e^{-\frac{L}{\lambda}} + B * e^{\frac{L}{\lambda}} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha L} \quad (2)$$

Par méthode de substitution de (1) dans (2), on trouve alors une condition sur B:

$$-\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} = \left(-\frac{n_i^2}{N_{sub_N}} - B - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} \right) * e^{-\frac{L}{\lambda}} + B * e^{\frac{L}{\lambda}} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha L}$$

Annexe D

$$-\frac{n_i^2}{N_{subN}} \left(1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}\right) - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha L} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\frac{L}{\lambda}} = B * \left(e^{\frac{L}{\lambda}} - e^{-\frac{L}{\lambda}}\right)$$

$$B = -\frac{n_i^2}{N_{subN}} e^{-\frac{L}{2\lambda}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\frac{L}{\lambda}}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}$$

L'ajout de la condition sur B dans (1) donne la condition sur A :

$$A = -\frac{n_i^2}{N_{subN}} - \left(-\frac{n_i^2}{N_{subN}} e^{-\frac{L}{2\lambda}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\frac{L}{\lambda}}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}\right) - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2}$$

$$A = -\frac{n_i^2}{N_{subN}} e^{\frac{L}{2\lambda}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{\frac{L}{\lambda}}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{2sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}$$

La densité de charge quelque soit la profondeur x est modélisée par :

$$\Delta p(x) = -2 \frac{n_i^2}{N_{subN}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} * ch\left(\frac{x - \frac{L}{2}}{\lambda}\right) - \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} sh\left(\frac{x}{\lambda}\right) + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha x} + \frac{\alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{sh\left(\frac{x - L}{\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}$$

De même, la densité de courant est donnée par :

$$J_p(x) = -qD_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} = 2 \frac{qD_p n_i^2}{\lambda N_{subN}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} * sh\left(\frac{x - \frac{L}{2}}{\lambda}\right) + \frac{qD_p \alpha \phi_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{\lambda sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} ch\left(\frac{x}{\lambda}\right) + \frac{q\alpha^2 \phi_0 \tau_p D_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * e^{-\alpha x} - \frac{q\alpha \phi_0 \tau_p D_p}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{ch\left(\frac{x - L}{\lambda}\right)}{\lambda sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}$$

Cette densité de courant évaluée aux bornes de la photodiode (x=0) donne alors :

$$J_p(x=0) = -2 \frac{qD_p n_i^2}{\lambda N_{subN}} \frac{sh\left(\frac{L}{2\lambda}\right)^2}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} + \frac{q\alpha \phi_0 \lambda}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{e^{-\alpha L}}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} + \frac{q\alpha^2 \phi_0 \lambda^2}{1 - \alpha^2 \lambda^2} - \frac{q\alpha \phi_0 \lambda}{1 - \alpha^2 \lambda^2} * \frac{ch\left(\frac{L}{\lambda}\right)}{sh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}$$

On peut également réduire cette solution sous forme de développement limité en considérant l'épaisseur du substrat N⁻ largement inférieure à la longueur de diffusion des charges dans cette zone :

$$J_p(x=0) = \underbrace{-\frac{qD_p n_i^2 L}{2\lambda^2 N_{subN}}}_{J_{p,obs}} \underbrace{\frac{q\alpha \phi_0 \lambda^2}{\alpha^2 \lambda^2 - 1} * \frac{e^{-\alpha L}}{L} - \frac{q\alpha^2 \phi_0 \lambda^2}{\alpha^2 \lambda^2 - 1} + \frac{q\alpha \phi_0 \lambda^2}{\alpha^2 \lambda^2 - 1} * \frac{1}{L}}_{J_{p,\Phi_0}}$$

Deux paramètres peuvent être extraits de cet expression avec un paramètre appelé $J_{p,obs}$ et un autre J_{p,Φ_0} (dépendant du flux lumineux). Le premier représente le courant d'obscurité généré par le substrat N⁻ (courant d'une jonction P/N). Le second va nous donner précisément, par sa dépendance avec le flux lumineux Φ_0 , le courant photo-générés et collectés par la photodiode. L'expression de l'efficacité quantique normalisée est alors décrite par l'expression suivante, sous réserve que $J_{p,obs}$ est largement inférieure à J_{p,Φ_0} (cela est toujours vérifié car la mesure d'efficacité quantique est effectuée à mi-saturation sur la quasi-totalité de la gamme de longueur d'onde étudiée):

$$QE = \frac{N_{trous}}{N_{photons}} = \frac{-q}{\phi_0} = \frac{\lambda^2 \cdot \alpha}{\lambda^2 \cdot \alpha - 1} \cdot \left(\alpha + \frac{e^{-\alpha L}}{L} - \frac{1}{L} \right)$$

Elaboration d'une technologie de pixels actifs à détection de trous et évaluation de son comportement en environnement ionisant

Résumé :

Les capteurs d'images CMOS connaissent une croissance rapide vers des applications à fortes valeurs ajoutées. Certains marchés en devenir, comme les applications d'imagerie médicale, sont axés sur la tenue aux rayonnements ionisants. Des solutions de durcissement par dessin existent actuellement pour limiter les effets de ces dégradations. Cependant, ces dernières peuvent contraindre assez fortement certains paramètres du pixel. Dans ce contexte, cette thèse propose une solution novatrice de durcissement aux effets d'ionisation par les procédés. Elle suggère l'utilisation de pixels intégrant une photodiode pincée à collection de trous pour limiter la dégradation du courant d'obscurité : paramètre le plus sévèrement impacté lors d'irradiations ionisantes. Cette étude est donc premièrement centrée sur la modélisation et l'étude du courant d'obscurité sur des capteurs CMOS standards aussi bien avant qu'après irradiation. Ces dernières assimilées, un démonstrateur d'un capteur intégrant des pixels de 1.4 μm à détection de trous est proposé et réalisé. Les résultats en courant d'obscurité, induit par la contribution des interfaces, montrent de belles perspectives avant irradiation. Ce capteur a d'ailleurs été utilisé pour effectuer une comparaison directe sous irradiation entre un capteur à détection de trous et d'électrons à design identique. Ces essais montrent une réduction significative du courant d'obscurité aux fortes doses. Des voies d'amélioration sont proposées pour améliorer l'efficacité quantique du capteur, principal point à optimiser pour des applications aussi bien grand public que médicales.

Mot-clés : Capteur d'images CMOS, photodiode pincée à détection de trous, courant d'obscurité, modélisation, optimisation des procédés, caractérisation, irradiation

Development of a hole-based active pixel sensor and evaluation of its behavior under ionizing environment

Abstract :

CMOS image sensors are rapidly gaining momentum in high end applications. Some emerging markets like medical imaging applications are focused on hardening against ionizing radiation. Design solutions currently exist to mitigate the effects of these degradations. However, they may introduce additional limitations on pixel performances. In this context, this thesis proposes an innovative solution of hardening by process against ionization effects. It suggests using hole pinned photodiode pixels to mitigate the dark current degradation: one of the most severely impacted parameter during ionizing radiation. This study is first focused on the modeling and understanding of dark current variation on standard CMOS sensors before and after irradiation. Next, a sensor integrating hole-based 1.4 micron pixels is proposed and demonstrated. Dark current performances induced by interfaces contribution are promising before irradiation. A direct comparison under irradiation between hole and electron based sensors with similar design has been carried out. These experiments show a significant reduction in dark current at high doses. Ways of improvement are proposed to enhance the quantum efficiency of this sensor, the main area for improvement as well consumer as medical applications.

Key-words : CMOS image sensor, hole-based pinned photodiode, dark current, modeling, process optimization, characterization, irradiation