



**HAL**  
open science

# Etude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge

Félix Bardonnnet

► **To cite this version:**

Félix Bardonnnet. Etude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP025 . tel-04114481

**HAL Id: tel-04114481**

**<https://pastel.hal.science/tel-04114481>**

Submitted on 2 Jun 2023

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

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

# Etude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge

*Study on the improvement of CMOS image sensors optical performances in the near infrared*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n°572, ondes et matière (EDOM)  
Spécialité de doctorat : Physique  
Graduate School : Physique. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Laboratoire Charles Fabry (Université Paris Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS)**, sous la direction de **Henri BENISTY**, Professeur, et la co-supervision de **Axel CROCHERIE**, Docteur

**Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 13 février 2023, par**

**Félix BARDONNET**

## Composition du Jury

Membres du jury avec voix délibérative

<b>Xavier CHECOURY</b> Professeur, Université Paris Saclay	Président
<b>Nicolas BONOD</b> Directeur de recherche, Université d'Aix-Marseille	Rapporteur & Examineur
<b>Olivier DURAND</b> Professeur, INSA Rennes	Rapporteur & Examineur
<b>Sébastien MASSENOT</b> Professeur associé, ISAE	Examineur

**Titre :** Etude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge

**Mots clés :** Simulation optique, caractérisation, capteur d'image CMOS, rendement quantique, FTM, FDTD

**Résumé :** Pour répondre à la demande de nombreuses nouvelles applications comme la reconnaissance faciale, de nouveaux capteurs d'images CMOS opérant dans le proche infrarouge ont vu le jour ces dernières années. Le problème majeur qui en émerge est la faible absorption du Silicium dans le proche infrarouge, qui est l'élément central de photo-détection dans ces capteurs, rendant leurs performances optiques médiocres et limitant ainsi les différentes applications. Le travail de cette thèse a donc pour but d'améliorer les performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge, et plus précisément le rendement quantique (QE de l'anglais Quantum Efficiency) et le cross-talk qui est fortement lié à la fonction de transfert de modulation du capteur (MTF de l'anglais Modulation Transfer Function). Cette thèse s'est tout d'abord inscrite dans la conception d'une nouvelle brique technologique au sein de l'entreprise STMicroelectronics, permettant

d'augmenter considérablement le QE de nos capteurs dans le proche infrarouge, appelée structuration. Il s'agit en fait de graver des structures dans le Silicium afin que la lumière qui entre dans le pixel soit diffractée dans la photodiode, augmentant le chemin optique dans celle-ci et donc l'absorption. Des résultats simulés ont pu être confirmés grâce à plusieurs mesures. Bien qu'extrêmement bénéfique pour le QE, cette solution dégrade le cross-talk ou la MTF, laissant apparaître un compromis entre ces deux paramètres. Nous avons ainsi mis en place une méthodologie de simulation de ce paramètre afin d'être prédictif. Pour finir, des solutions de confinement de la lumière dans le pixel ont été étudiées théoriquement (seulement en simulation) afin d'améliorer ces deux paramètres simultanément, donnant ainsi quelques perspectives pour l'avenir des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge.

**Title:** Study on the improvement of CMOS image sensors optical performances in the near infrared

**Keywords:** Optical simulation, characterization, CMOS image sensor, Quantum Efficiency, MTF, FDTD

**Abstract:** To answer to the huge demand on numerous new applications like Face Recognition, new CMOS image sensors working in the Near Infrared range (NIR) have been designed these past few years. The biggest problem encountered is the low absorption of Silicon in the NIR, which is the central piece of such a device in terms of photo-detection. It finally leads to poor optical performances and limits their use for these different applications. The goal of this PhD thesis is to improve CMOS image sensors optical performances in the NIR, and more precisely the Quantum Efficiency (QE) and the cross-talk or its linked parameter called the Modulation Transfer Function (MTF). We first dedicated our work to a brand-new technological implementation inside

STMicroelectronics, which strongly contributes to the increasing of the QE of our sensors in the NIR, called structuration. Some simulated results were then confirmed by several measurements. In spite of the incredible gain brought by this solution on QE, it strongly degrades the cross-talk or the MTF in the meantime. This highlights the trade-off that exists between these two parameters with such a solution. We therefore developed a new MTF simulation methodology for predictability. Finally, some solutions used to confine light in the pixel were theoretically (only simulations) studied in order to improve both parameters simultaneously. This gives some outlooks for the future of CMOS image sensors in the NIR.

## Remerciements

Au cours de ces 3 années de thèse, j'ai pu apprendre le travail de R&D en entreprise, liant recherche individuelle et travail d'équipe. Je tenais donc ici à remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de pouvoir travailler. Il faut tout de même prendre du temps pour soi en dehors de la thèse, c'est donc pour cela que je voulais également remercier toutes les personnes qui m'ont entourées durant ce temps et même depuis bien avant.

Pour commencer, je tenais à remercier mon directeur de thèse Henri Benisty et mon encadrant de thèse à ST Axel Crocherie, sans qui cette thèse n'aurait pas été possible. Même avec la distance entre Edimbourg et Grenoble, Axel a su m'orienter avec brio en effectuant des points régulièrement. Très appliqué dans tout ce qu'il fait, il m'a permis d'obtenir de nombreuses compétences techniques. Toujours à l'écoute et amical dans ses échanges, je n'aurais pas pu rêver mieux comme encadrant de thèse. L'unique semaine (merci COVID) que j'ai pu passer à l'IOGS m'a aussi permis de découvrir un directeur de thèse impliqué et pédagogue. Merci à toi Henri, notamment pour ton efficacité redoutable dans les dernières relectures du manuscrit.

Je tiens également à remercier chacun des membres de mon jury. Merci aux deux rapporteurs Nicolas Bonod et Olivier Durand d'avoir pris le temps de lire attentivement mon manuscrit et d'en avoir fait des retours construits. Merci aussi aux deux examinateurs Xavier Checoury et Sébastien Massenot de m'avoir fait l'honneur de participer à ma soutenance. Aussi, merci à tous les membres du jury pour ces discussions très intéressantes lors de la soutenance.

Merci aussi à la team simu pour tous les échanges que l'on a pu avoir, toujours dans la bonne humeur ! Merci à Bastien, Gab, Xav et Olivier. Sans oublier toute la team carac : Marie, Christine, Nico, Thomas, Julien, Goutham, Floria, Vincent, Loic, Robin, Yolene et tous les autres. Je remercie tout particulièrement Mélissa Couchoux (« la gamine » 😊) pour tous ces moments partagés en tant que co-box (lorsque l'on était sur site...), je te souhaite tout le meilleur là-haut en Alsace ! Enfin, merci à Clémence Jamin de m'avoir permis d'intégrer l'équipe lors de mon stage de fin d'étude, et pour toutes les compétences qu'elle m'a apportées pour commencer la thèse de la meilleure des manières.

J'aimerais également remercier tous les potes de Grenoble : Martin, Juju, Clarou, Vict, Pelouse, Sten, Suzy, Laeti et Rémy pour les repas festifs que l'on s'accordait ! Merci au frerot Oscar, le Belge, tu manques, reviens vite habiter en France 😊. Un grand merci à Damou pour me supporter au quotidien (même si je suis très facile à vivre 😊) et pour toutes ces belles années passées à tes côtés.

N'oublions pas les potes de Saint Did (également nommés les « conscrits » par certaines personnes...), qui ont toujours été là pour moi depuis ma tendre enfance. C'est une chance de vous avoir ! Merci donc à Sam's, Toine's, Val's, Aurel's, Ben's, Thib's, Ray's et Mess', vous êtes les sangs de la veine ! 😊

J'aimerais terminer ces remerciements pour ma famille. Merci à la Mam et au Père, vous êtes parfaits, ne changez rien ! Merci aux frères : le Jul, le Ant et le Matt pour tous ces moments passés ensemble, même les plus douloureux 😊. Merci à sa Mamie et une grosse pensée pour Mamé. Enfin, merci aux tontons/tatas, cousins/cousines : c'est toujours un plaisir de vous voir, même si on aimerait et même devrait le faire plus souvent !



# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	7
<b>Chapitre 1 : Contexte et problématique</b> .....	13
Introduction .....	14
1. Capteurs d'images CMOS .....	15
1.1. Principe de fonctionnement général .....	15
1.2. Photodiode .....	16
1.3. Pixels 4T .....	18
1.4. Architecture optique : la technologie Backside (BSI) .....	20
1.5. Définition des paramètres optiques .....	21
1.6. Domaines spectraux et applications .....	22
2. Performances optiques du Silicium dans le proche infrarouge .....	22
2.1. Spécificité du Silicium .....	22
2.2. Impact sur les différents paramètres optiques .....	24
3. Etat de l'art : les différentes solutions envisagées pour améliorer les performances optiques dans le proche infrarouge .....	25
3.1. Amélioration du QE .....	25
3.1.1. Cavités résonantes .....	25
3.1.2. Structuration .....	26
3.1.3. Guides d'ondes .....	33
3.1.4. Plasmonique .....	36
3.1.5. Cristaux photoniques .....	38
3.2. Amélioration du cross-talk/MTF .....	43
3.2.1. Isolation entre pixel : DTI .....	43
3.2.2. BDTI Aluminium .....	43
4. De la caractérisation aux simulations .....	45
4.1. Précision attendue par rapport aux données opto-géométriques .....	45
4.2. FDTD .....	46
4.3. Méthodologies de simulation .....	48
4.3.1. Rendement quantique .....	48
4.3.2. Calcul du cross-talk .....	50
Conclusion .....	51
<b>Chapitre 2 : Structuration</b> .....	53
Introduction .....	54
1. Les différents types de structures diffractives .....	55
1.1. Gravure humide .....	55
1.2. Gravure sèche .....	55
2. Modèle 2D et analyse multivariée .....	56
2.1. Théorie du réseau de diffraction .....	56
2.2. Etude sur un simple modèle 2D .....	57

3.	Rendement quantique sur différents pixels .....	59
3.1.	Gain en QE : comparaison avec et sans structuration (simulation) .....	60
3.1.1.	Gravure humide .....	60
3.1.2.	Gravure sèche .....	63
3.2.	Simulation vs caractérisation .....	65
3.2.1.	Gravure humide .....	65
3.2.2.	Gravure sèche .....	67
3.3.	QE en fonction des différents paramètres d'étude .....	71
3.3.1.	QE vs EPI .....	71
3.3.2.	QE vs période du réseau .....	73
3.3.3.	QE vs facteur de remplissage du réseau .....	75
3.3.4.	QE vs profondeur de la structure .....	75
4.	Compromis entre QE et cross-talk/MTF .....	76
4.1.	QE vs cross-talk .....	76
4.1.1.	Cas avec isolation CDTI entre pixels .....	76
4.1.2.	Autres types d'isolations .....	77
4.2.	QE vs PLS .....	79
4.2.1.	Cas CDTI .....	79
4.2.2.	Cas BDTI .....	80
4.3.	QE vs MTF .....	82
4.3.1.	MTF en fonction de la fréquence spatiale .....	82
4.3.2.	MTF à Ny et Ny/2 pour différents pixels et différentes configurations .....	83
4.3.3.	QE vs MTF .....	84
4.3.3.1.	Gravure humide .....	84
4.3.3.2.	Gravure sèche .....	85
4.3.4.	MTF CDTI vs BDTI .....	88
5.	Algorithme d'optimisation .....	89
5.1.	Principe de fonctionnement de l'algorithme d'optimisation Particle Swarm .....	89
5.2.	Méthodologie : implémentation dans Lumerical .....	89
5.3.	Maximisation du QE .....	91
5.4.	QE vs cross-talk .....	92
5.5.	Optimisation conjointe entre QE et cross-talk .....	93
5.5.1.	Définition de la Figure de mérite .....	93
5.5.2.	Etude avec CDTI .....	94
5.5.3.	Etude avec DTI .....	95
	Conclusion .....	97
	<b>Chapitre 3 : Méthodologie de simulation de la MTF</b> .....	<b>99</b>
	Introduction .....	100
1.	Description de la MTF et de sa méthodologie utilisée en caractérisation .....	101
1.1.	Définition de la MTF .....	101
1.2.	Méthode du bord incliné .....	102
1.2.1.	Description du banc .....	102

1.2.2. Calcul de l'ESF sur-échantillonnée .....	103
1.2.3. Calcul de la LSF sur-échantillonnée .....	104
1.2.4. Calcul de la MTF et des corrections apportées .....	105
2. Différentes méthodologies de simulation .....	106
2.1. PSF calculée par illumination uniforme d'un pixel .....	106
2.1.1. Obtention de l'illumination uniforme en simulation .....	106
2.1.2. Calcul de la MTF .....	110
2.1.3. Comparaison avec la caractérisation .....	110
2.2. Méthode LOBO similaire au bord incliné projeté .....	112
2.2.1. Méthode LOBO en caractérisation .....	112
2.2.2. Méthode LOBO en simulation .....	114
3. La méthode LOBO .....	115
3.1. Conditions de simulation initiales .....	115
3.2. Effets des différents paramètres de simulation .....	118
3.2.1. Nombre de pixels simulés .....	118
3.2.2. Nombre de bins utilisés .....	121
3.2.3. Dimensions et forme de la couche LOBO .....	123
3.2.4. Différents fenêtrages et facteur $D_{corr}$ .....	125
3.2.5. Différentes conditions aux bords .....	128
3.3. Résumé des différents paramètres de simulation et résultats finaux .....	130
Conclusion .....	134
<b>Chapitre 4 : Perspectives vers une approche plus théorique .....</b>	<b>135</b>
Introduction .....	136
1. Réseau de diffraction : étude sur l'influence de la valeur d'intensité dans les différents ordres.....	137
1.1. Contexte .....	137
1.2. Intensité dans l'ordre spéculaire en fonction de la profondeur de gravure et du facteur de remplissage.....	138
1.3. Modèle 2D : QE en fonction de l'EPI et de la longueur d'onde .....	141
2. Réseau de diffraction : photodiode carrée et mode à 45° .....	144
2.1. Contexte .....	144
2.2. Modèle 2D : RCWA vs FDTD .....	145
2.3. Extension au 3D .....	149
2.4. Etude avec une structuration rectangulaire .....	151
3. Cristal photonique 1D avec un défaut combiné à la structuration .....	154
3.1. Principe de fonctionnement .....	154
3.2. Simulations 2D sur un cristal photonique 1D avec un défaut .....	156
3.3. Modèle 2D complet .....	159
3.4. Simulation 3D sur un pixel réel .....	161
Conclusion .....	163
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>165</b>

# Introduction

L'électronique est aujourd'hui synonyme pour le grand public d'écran et de caméras : ces dispositifs fournissent d'une façon ou d'une autre la majorité des flux de données auxquels accède un utilisateur ordinaire de 2022. Les progrès des capteurs d'images qui transforment les images en signaux électriques ont été progressifs. La photographie argentique n'a été détrônée par son analogue numérique qu'au début de ce siècle, et la capture vidéo a été pendant deux ou trois décennies synonyme d'une qualité d'image faible en comparaison du standard historique (film argentique 70 mm par exemple). Les améliorations des technologies de semi-conducteurs sont entièrement derrière ces progrès. L'optique devant le capteur a pu aisément s'adapter aux progrès en question, d'autant qu'ils correspondaient à des capteurs de petites dimensions, moindre que celles de la photo par exemple.

A la jonction des deux aspects, — la technologie de l'électronique et le comportement du capteur, — la performance du capteur lui-même est le point le plus authentiquement « optoélectronique » du système. En première approximation, on y retrouve la physique de la photodiode. Mais les contraintes de miniaturisation mettent cette dernière à rude épreuve. Notamment, pour qu'un photon soit converti en courant électrique, encore faut-il qu'il soit absorbé. S'agissant du silicium (le matériau largement majoritaire de ces photodiodes), la question n'est pas évidente. Cette thèse a donc pour but d'apporter des réponses à ce type de questionnement. Avant de poursuivre, nous allons décrire plus en détail l'historique des matrices de capteurs à semi-conducteurs, dans le domaine circonscrit du silicium. Comme on le sait, ce semi-conducteur à bande interdite indirecte possède une absorption aux longueurs d'ondes typiquement plus courte que  $\lambda=1 \mu\text{m}$ . Nous ne nous préoccupons pas des matrices plus spécialisées pour l'infrarouge ou pour l'ultra-violet, dont les technologies ne suivent guère les logiques à l'œuvre pour le silicium, même si divers effets d'entraînement et de combinaison existent.

Historiquement, on a eu affaire à l'émergence successive de deux grandes catégories de capteurs d'image : les capteurs CCD (de l'anglais Charge Coupled Device) et les capteurs CMOS (de l'anglais Complementary Metal Oxide Semiconductor). Le tout premier capteur d'image CCD a été développé en 1969 dans les laboratoires « Bell Labs » par Willard S. Boyle et George E. Smith, qui ont notamment été récompensés par un prix Nobel de Physique en 2009. Ce concept révolutionnaire a permis de fabriquer le tout premier appareil photo numérique [1] [2]. Bien que totalement novateur, il était alors lourd et encombrant avec une résolution limitée.

Le capteur d'image CMOS est quant à lui apparu au cours des années 1990 avec des travaux d'Eric Fossum [3] en collaboration avec la NASA dans le but de trouver une alternative moins onéreuse afin de développer des systèmes miniaturisés dédiés aux appareils de missions spatiales (des tentatives de mettre au point des capteurs « MOS » ont aussi existé dans les décennies précédentes, mais le succès du CCD et leurs inconvénients divers les avaient fait abandonner). La poursuite de ces recherches sur les deux décennies qui ont suivi (1995-2015) a permis aux capteurs d'images CMOS d'avoir des performances à tout point de vue compétitives avec celles des CCD, présentant de plus dès l'origine quelques avantages comme la faible consommation et le faible coût [4] [5]. Une des différences notables dont a souffert le CMOS du point de vue optique avant divers progrès technologiques, était que l'électronique de chaque pixel devait se situer autour de celui-ci, augmentant d'un gros facteur la surface occupée (x3 à x9, ce qu'on appelle la question du « fill factor »), et réduisant d'autant la collecte des photons, alors que l'astuce principale du CCD consiste globalement à déporter l'électronique encombrante en bout de ligne et en bout de colonne de la matrice. On verra au passage dans ce manuscrit un aperçu de la structure électronique des pixels CMOS, maintenant concentrée plutôt « sous » la zone optiquement utile, et évitant donc autant que possible de « gâcher » les photons du flux incident.

Est-il besoin d'insister sur l'impact de ces capteurs CMOS, évident dans tant d'applications ? D'un point de vue économique, le marché des capteurs d'images CMOS connaît, en lien avec cet impact phénoménal, une croissance importante depuis ces 20 dernières années. Il a été porté en premier lieu par les applications liées aux téléphones portables (Smartphones), mais a connu de fortes demandes dans d'autres secteurs d'activités comme la sécurité, le secteur automobile, la robotique, la logistique ou encore plus globalement l'IOT (de l'anglais Internet Of Things) [6]. Les différentes parts de marchés de l'industrie des capteurs d'images CMOS de l'année 2021 en fonction du secteur d'activité sont détaillées sur la Figure 1. On y a aussi porté dans le rond central du « camembert » une comparaison des revenus totaux entre 2017 et 2021, indiquant une forte croissance, qui se chiffre à 47% [7], soit environ 10% par an.



Figure 1 Les différents revenus des industries par secteur d'activité en 2021. Comparaison des revenus totaux entre 2017 et 2021 [7].

Dans ces différents secteurs d'activités, de nombreuses applications émergentes comme le FaceID, la réalité augmentée/virtuelle (AR/VR de l'anglais Augmented/Virtual Reality) ou encore les LIDAR (de l'anglais Laser Imaging Detection And Ranging) ont fait émerger le besoin de capteurs d'images fonctionnant dans le proche infrarouge (NIR de l'anglais Near Infrared Range) et plus précisément autour de 940 nm. La principale raison est que cette lumière est invisible à l'œil humain, et correspond à une bande d'absorption atmosphérique des rayonnements solaires (rendant donc plus efficace le système). Mais on a vu ci-dessus qu'elle était en principe apte à être absorbée par le silicium.

Toutefois, alors qu'ils sont très adaptés pour la détection de la lumière visible, les capteurs d'images CMOS à base de photodiodes en Silicium (Si) comme indiqué plus haut fonctionnent difficilement dans ce domaine de longueur d'onde en raison de la faible absorption du Si. Celle-ci est consécutive à la nature indirecte de la bande interdite, et rend le flanc d'absorption aux énergies plus haute que ladite bande interdite beaucoup plus « mou » que pour les semi-conducteurs III-V « à gap direct ». Les capteurs ont ainsi pour ces longueurs d'onde NIR des performances optiques médiocres, limitant les différentes applications.

Mon travail dans cette thèse s'inscrit donc dans la résolution de cette problématique en se concentrant exclusivement sur de tels capteurs, avec une photodiode en Si aux standards de l'industrie (telle que *STMicroelectronics* les représente). Mon mémoire de thèse s'intitule donc : « *Etude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge* ».

Pour répondre concrètement à cette problématique, nous nous sommes très largement basés sur un outil de simulation électromagnétique : la FDTD (de l'anglais Finite Difference Time Domain), qui nous permet de simuler les performances optiques de différents pixels élaborés à *STMicroelectronics*, à une longueur d'onde de 940 nm. Nous nous sommes intéressés ici à des pixels ayant une taille (ou « pitch ») comprise entre 2 et 5  $\mu\text{m}$ , bien que certaines entreprises qui dominent le marché comme *Sony*, *Samsung* ou *Omnivision* arrivent désormais à réaliser des pixels de pitch 0.6  $\mu\text{m}$  par exemple [8]. Toutefois, la collecte de faibles lumières, si elle devrait logiquement mettre à profit toutes les innovations, doit logiquement passer par disposer de flux lumineux conséquents. Compte tenu de la miniaturisation déjà remarquable des matrices existantes avec des pixels de  $\sim 2 \mu\text{m}$ , il est logique de chercher à rendre performants des pixels ayant peu ou prou cette même taille pour exploiter les gisements d'applications du NIR, avant de miniaturiser si besoin les usages du NIR.

Enfin, on ne peut guère parler de capteur sans parler aussi de la performance d'un système. L'optique rejoint cet aspect au niveau du maintien du contraste qu'apporte une matrice, et de la dégradation des transitions les plus « piquées », comme on le dit dans le vocabulaire de la photographie. D'un point de vue plus technique, c'est la « fonction de transfert de modulation », fonction qui décrit la capacité de la matrice à rendre plus ou moins fidèlement des oscillations d'intensité de pas de plus en plus réduits, qui est la description convenue de cette performance. On y retrouve des points « classiques » de la discrétisation des signaux sur des grilles périodiques (rôle naturel d'une matrice), telle que la fréquence de Nyquist.

Le lien entre l'architecture exacte d'un pixel, sa réponse électromagnétique, et ce type de « fonction système » n'est pas très étudié dans la littérature, alors qu'il représente un enjeu indiscutable du point de vue du marché de ces objets, et de la performance que les équipementiers (qui rajoutent des objectifs, etc.) veulent eux-mêmes garantir aux utilisateurs finaux, ou bien aux systémiers avant eux. C'est aussi un des aspects que nous avons souhaité aborder dans cette thèse.

On peut donc dire qu'elle se situe autour de la matrice de capteur CMOS avec deux « colorations » complémentaires : d'une part une coloration « physique » avec le renforcement de l'absorption par la manipulation des ondes « locales » dans les pixels ; et d'autre part une coloration « système », où l'étude du destin des photons « entre pixels » retentit cette fois-ci sur une performance du système en tant qu'imageur, indépendamment de la force du signal. De fait, nous serons aussi conduits à soupeser à quel point des compromis sont à faire lorsque l'on cherche à gagner sur les deux tableaux.

Nous avons divisé ce manuscrit de thèse en quatre chapitres pour articuler les problématiques exposées ci-dessus.

Dans le premier chapitre, nous expliquons tout d'abord le principe de fonctionnement général des capteurs d'images CMOS et définissons les différents paramètres optiques considérés dans cette étude. Une étude bibliographique est ensuite détaillée et a pour objectif de trouver les solutions les plus adaptées pour répondre à notre problématique tout en les situant dans l'état de l'art. Enfin, l'outil de simulation est décrit en dernière partie, après quoi nous sommes à même de réaliser un comparatif pertinent entre les méthodologies de simulation et de caractérisation.

Le deuxième chapitre présente des résultats obtenus sur nos différents pixels grâce à une solution trouvée dans le premier chapitre et qui était la plus favorable à une industrialisation rapide : la structuration de la « face d'entrée » du pixel. Cette thèse était en effet industrielle et appliquée au développement de cette nouvelle brique technologique. Nous avons ainsi comparé les différents résultats de simulation et caractérisation sur nos paramètres optiques, afin de connaître l'influence d'une telle solution sur ceux-ci. Les contraintes des méthodes de fabrication CMOS ont définis ici les régions paramétriques investiguées.

Le troisième chapitre se consacre à l'étude d'une nouvelle méthodologie de simulation d'un paramètres optiques d'importance, comme on l'a souligné plus haut : la fonction de transfert de modulation (MTF de l'anglais Modulation Transfer Function), qui donne une indication sur la qualité de l'image obtenue, de façon plus complète qu'une simple limite de résolution. Cette fonction étant pour l'instant uniquement connue par voie de caractérisation, la nouvelle méthodologie mise en place nous permettra à l'avenir de pouvoir prédire ses tendances, au fur et à mesure que, inévitablement, des architectures de pixels de plus en plus complexes se feront jour. Nous présenterons ainsi différentes comparaisons entre les MTF simulées et caractérisées.

Pour finir, le quatrième chapitre s'intéressera à différentes solutions discutées dans le premier chapitre de manière plus théorique, avec notamment (mais pas uniquement) l'idée que des formes de résonances peuvent être intéressantes si la réponse spectrale est renforcée de façon restreinte aux longueurs d'ondes de ces résonances. Ces solutions ne pouvant être appliquées durant la thèse car difficilement réalisables dans les salles blanches de *STMicroelectronics* pour le moment, nous les avons seulement étudiées en simulation. Nous présenterons donc trois études différentes visant à répondre à notre problématique, et donnant quelques perspectives pour l'avenir des capteurs d'images dans le proche infrarouge.





# **Chapitre 1 : Contexte et Problématique**

## Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons tout d'abord le principe de fonctionnement des capteurs d'images CMOS. Pour commencer nous le présenterons dans sa globalité, puis plus spécifiquement par le biais d'une explication sur la photodiode et sur le fonctionnement d'un pixel 4T. Les principaux paramètres optiques seront ensuite définis ainsi que les applications utilisées dans notre domaine spectral d'étude (le proche infrarouge).

En deuxième partie de ce chapitre, nous étudierons les problèmes rencontrés sur ces différents paramètres optiques et notamment les baisses de performances liées au domaine spectral utilisé. Cela constitue la problématique de cette thèse qui s'intitule : *étude de l'amélioration des performances optiques des capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge*.

Dans la troisième partie, nous parcourons des solutions potentielles pour répondre à notre problématique. Celles-ci proviennent de différents domaines d'applications comme le photovoltaïque, les capteurs d'images, les guides d'ondes, la plasmonique ou encore les cristaux photoniques.

Pour finir, la dernière partie de ce chapitre explique comment est caractérisé l'un des principaux paramètres (le rendement quantique) et la méthode de simulation mise en place pour le prédire. La FDTD (de l'anglais Finite Difference Time Domain) est l'outil de simulation utilisé et sera préalablement décrite. Nous terminerons ce chapitre par la description de la méthode de simulation d'un autre paramètre d'importance : le cross-talk.

# 1 Capteurs d'images CMOS

## 1.1 Principe de fonctionnement général

Un capteur d'image CMOS a pour objectif de reconstituer point par point (pixel par pixel) la scène observée à travers un système optique de focalisation. Pour cela, plusieurs étapes générales sont nécessaires pour n'importe quelle application. Elles sont détaillées sur la *Figure 2*.

Tout d'abord, une source lumineuse émet des photons à différentes longueurs d'ondes. Ces derniers sont partiellement réfléchis sur la scène à observer et vont transmettre l'information jusqu'au capteur. Une lentille principale placée en entrée du module du capteur va alors focaliser la scène sur une matrice de pixels, en passant par quelques filtres selon l'application (filtre IR par exemple). Cette matrice de pixel constitue en fait le système sur puce que nous dénommons capteur d'image dans la suite de cette thèse.

Les photons sont ensuite focalisés sur chaque pixel par le biais de microlentilles. Après avoir pénétrés dans le Silicium, les photons sont convertis en électrons (effet photoélectrique). Ces charges collectées sont à leur tour converties en tension à l'aide de transistors (plus de détails dans la *section 1.4* de ce chapitre). Ensuite, ces tensions sont lues pour chaque pixel et ce signal électrique est converti en un signal numérique afin de coder l'information sur différents bits pour faciliter le transport d'information. Finalement, quelques corrections sont apportées pour corriger différents défauts de l'image avant d'en afficher une version finale.

Il est important de noter que des filtres de type Bayer sont intercalés entre les microlentilles et le Silicium lorsque l'on veut reconstituer une image colorée. L'objectif de cette thèse étant de travailler dans le proche infrarouge pour des applications différentes de l'imagerie visible, telles que la reconnaissance faciale ou de la mesure de temps de vol par illumination active, nous n'avons pas besoin d'utiliser de tels filtres dans notre cas.

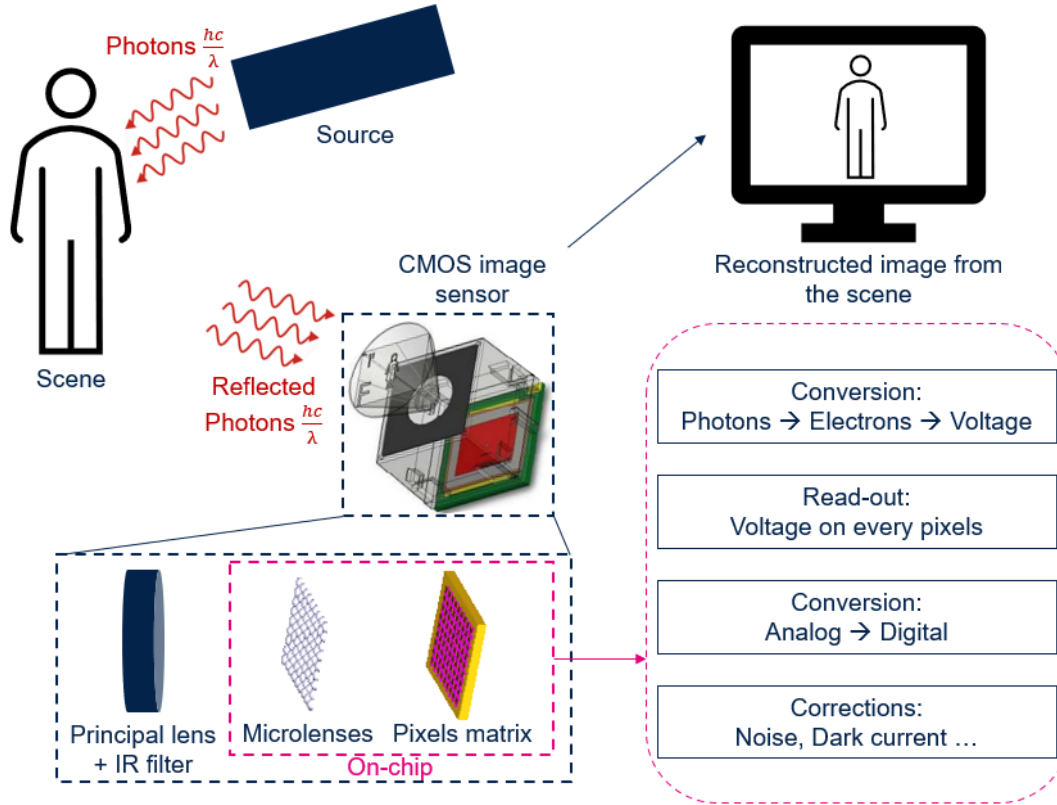


Figure 2 Principe de fonctionnement d'un capteur d'image CMOS : de la scène à la reconstruction de celle-ci sur un écran.

## 1.2 Photodiode

Une photodiode est une jonction PN prévue pour un usage polarisé en inverse. Comme on peut le voir sur la *Figure 3*, lorsqu'un semiconducteur dopé P est mis en contact avec un semiconducteur dopé N, formant ainsi une jonction PN, les électrons libres de la région N diffusent vers la région P pour se recombiner avec les trous. Cela crée ainsi des ions accepteurs négatifs du côté P de la jonction et des ions donneurs positifs du côté N. Il se forme donc une région chargée électriquement au milieu, appelée zone de déplétion (en rouge sur le schéma) ou aussi zone de charge d'espace. Il se passe exactement le même processus pour les trous libres de la région P (ils laissent des ions négatifs du côté P et créent des ions positifs du côté N).

A un certain point, le champ électrique résultant de cette zone de déplétion devient assez élevé pour repousser ce processus de diffusion, et empêcher tout autre électron libre du côté N de diffuser jusqu'au côté P (et inversement pour les trous libres). En utilisant l'équation de Poisson (*Équation 1*), on peut facilement en déduire les courbures de bandes illustrées dans la *Figure 3*, avec  $V_{bi}$  (de l'anglais built-in potential) correspondant à la différence de potentiel entre le côté P et le côté N à l'équilibre.

$$\Delta V = - \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1)$$

Équation 1 : Avec  $\Delta V$  l'opérateur de Laplace du potentiel,  $\rho$  la densité de charges et  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  respectivement les permittivités dans le vide et relative.

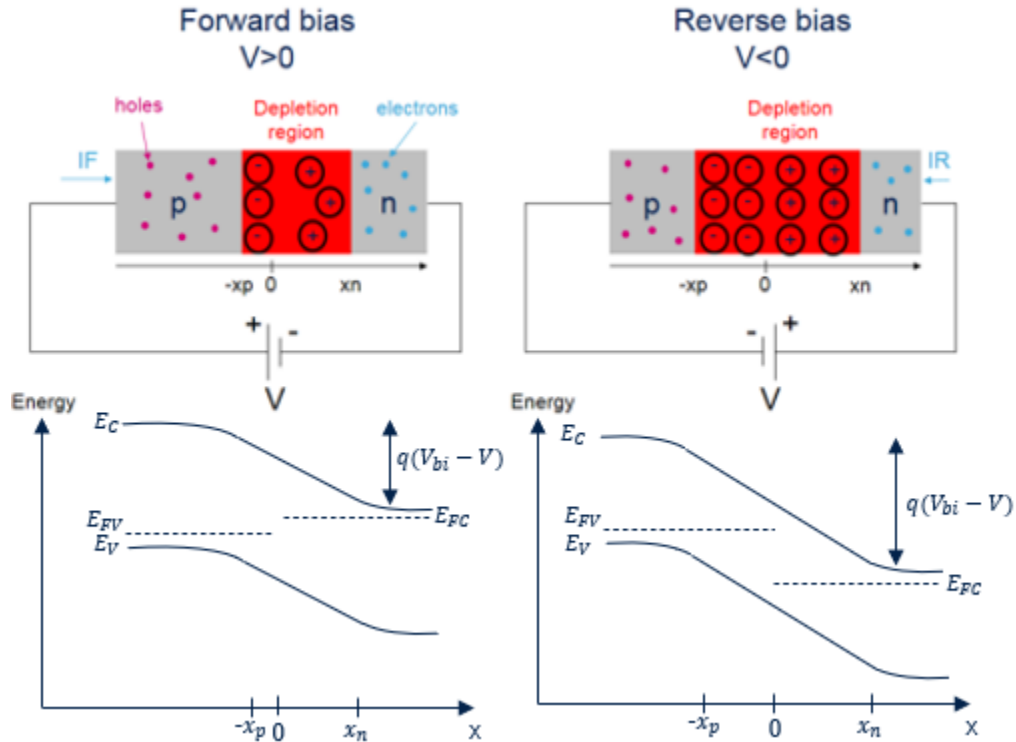


Figure 3 Schéma et diagramme de bandes d'une jonction PN en mode direct (à gauche) et polarisée en inverse (à droite).

En appliquant une tension positive du côté P (jonction polarisée en direct), la barrière de potentiel peut être diminuée et les électrons libres du côté N (respectivement les trous du côté P) seront de nouveau capables de diffuser. A l'inverse, si l'on applique une tension positive du côté N (jonction polarisée en inverse), la barrière de potentiel est alors augmentée, rendant impossible la diffusion d'un électron libre du côté N vers le côté P. Ainsi, dans cette dernière configuration, les électrons ne peuvent circuler que dans une seule direction : du côté P vers le côté N.

Comme mentionné au début, une photodiode est simplement une jonction PN prévue pour un usage polarisé en inverse. Lorsque les photons arrivent sur la photodiode, s'ils ont une énergie supérieure à l'énergie de gap ( $E_g$ ) du semiconducteur, ils peuvent alors exciter un électron de la bande de Valence à la bande de Conduction, créant ainsi une paire électron/trou. A partir de là, plusieurs mécanismes peuvent se produire selon la région de la photodiode dans laquelle cette paire électron/trou s'est formée.

Si les photons sont absorbés dans la région I (respectivement région V) de la Figure 4, les électrons photo-générés (respectivement les trous) ne seront pas capables d'atteindre la zone de déplétion, où se trouve un fort champ électrique, et recombineront en amont avec un trou de la région P (respectivement avec un électron de la région N). Les électrons et trous formés dans ces régions sont donc perdus. Les régions II et IV sont communément appelées zones de diffusion. Dans ces régions, les porteurs photo-générés peuvent diffuser dans la zone de déplétion avant d'être transmis du côté N (pour les électrons) ou du côté P (pour les trous), grâce au fort champ électrique de la zone de déplétion.

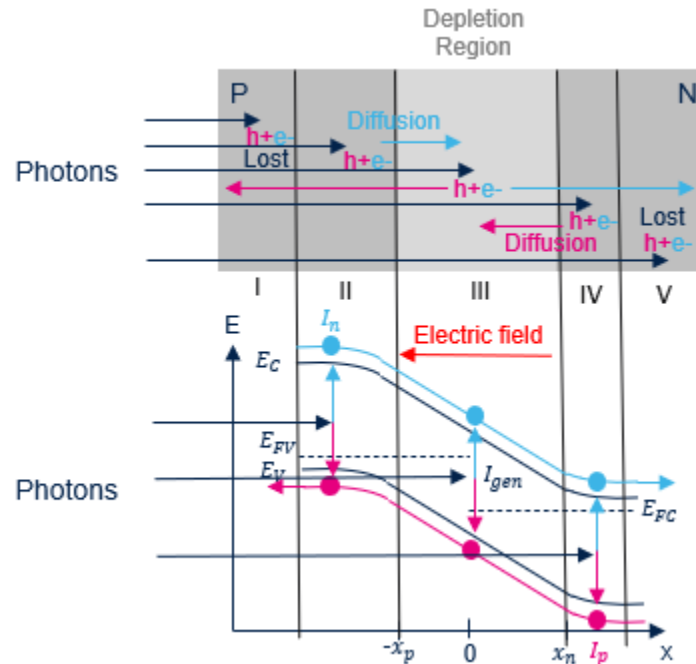


Figure 4 Schéma de fonctionnement d'une photodiode montrant les différentes régions et le diagramme de bande.

On peut ensuite collecter le courant de ces porteurs minoritaires ( $I_n$  et  $I_p$ ), que l'on nomme courant de diffusion, à l'aide d'un contact à la fin de la région N. Enfin, quand les électrons (respectivement les trous) sont photo-générés dans la zone de déplétion (région III), ils sont directement extraits par le fort champ électrique, formant ainsi le courant généré ( $I_{gen}$ ).

La diffusion est néanmoins un mécanisme lent. Pour avoir des photodiodes rapides, il faut alors que la zone de déplétion soit aussi grande que possible, par exemple en ajoutant une région intrinsèque entre la région P et la région N. De plus, pour en revenir à la problématique de cette thèse, les photons du proche infrarouge pénètrent en profondeur dans le Silicium avant d'être absorbés, à cause du faible coefficient d'absorption du Si dans ce domaine de longueur d'onde. Il est donc préférable d'avoir une photodiode complètement active pour travailler dans le proche infrarouge.

### 1.3 Pixels 4T

Un capteur d'image CMOS (de l'anglais Complementary Metal Oxide Semiconductor) est composé d'un nombre important de pixels répartis en lignes et en colonnes. Il existe plusieurs architectures de pixels, mais on se contentera de décrire ici le principe de fonctionnement d'un pixel 4T [9] [10].

Tout d'abord, 4T signifie 4 transistors. Cela indique que chaque pixel est bien évidemment constitué d'une photodiode, mais aussi de 4 transistors : les transistors TG (de l'anglais Transfer Gate), RST (Transistor de Reset), SF (Source Follower) et SEL (Transistor de sélection de lignes). La Figure 5 présente le schéma d'un tel pixel.

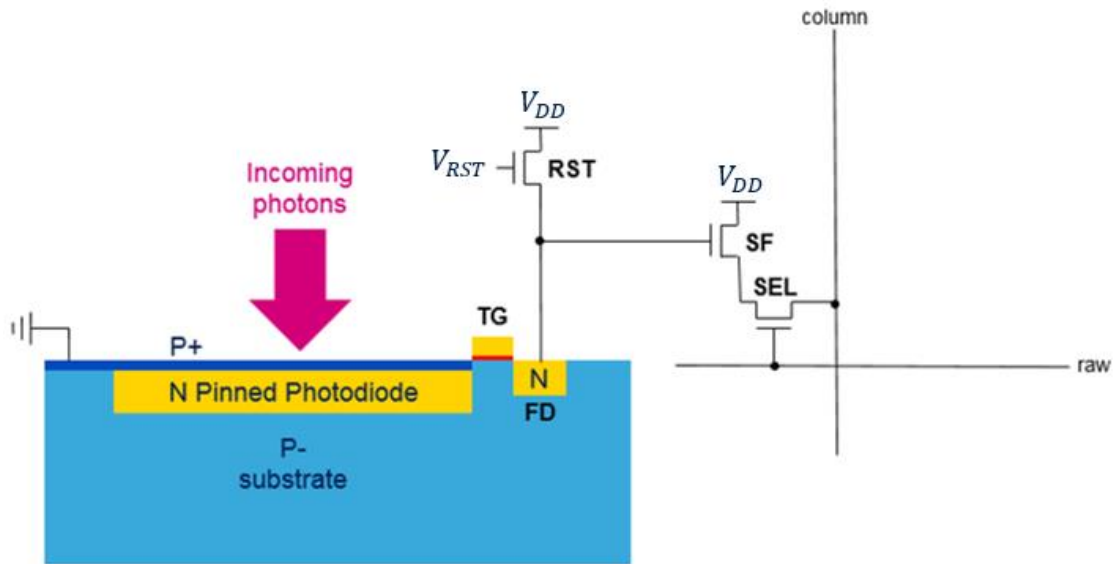


Figure 5 Schéma d'un pixel 4T.

Pour cette architecture, nous utilisons une photodiode pincée (en anglais pinned photodiode). Cela signifie que la région N est entourée d'une région P+ implantée en surface et d'une région P- qui est le substrat. Cela permet de réduire le bruit dû à la présence de défaut à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. De plus, cela crée deux jonctions PN, et si les niveaux de dopages sont bien ajustés, les deux zones de déplétions se rejoignent pour n'en former qu'une lorsque la photodiode est réinitialisée. La photodiode est dite « pincée » : le niveau de réinitialisation de la photodiode est toujours le même car il n'y a plus de charges mobiles dans la photodiode (niveau de Fermi loin des bandes), supprimant ainsi le bruit de réinitialisation de la photodiode. Néanmoins, on aura toujours un tel bruit dans le nœud de diffusion FD (de l'anglais Floating Diffusion node), qui pourra cependant être supprimé grâce à une technique nommée CDS (de l'anglais Correlated Double Sampling).

L'acquisition de l'image est réalisée en plusieurs étapes. Avant le temps d'intégration pendant lequel chaque pixel collecte la lumière, tous les pixels sont d'abord réinitialisés par l'activation de RST. Ce signal de reset est en premier lieu lu dans le nœud de diffusion (FD). Ensuite, la photodiode pincée collecte les charges photo-générées pendant le temps d'intégration. Ce signal est par la suite transmis au nœud de diffusion par l'utilisation de TG et est collecté par SF qui, d'une part amplifie le signal et d'autre part transforme le signal en variation de tension. Finalement, chaque pixel est lu l'un après l'autre grâce au SEL et comparé avec son signal de reset respectif. C'est en prenant la différence entre ces deux signaux que l'on se débarrasse du bruit de reset : c'est le principe du CDS.

L'avantage d'une telle architecture est la possibilité d'utiliser ce CDS et la photodiode pincée pour supprimer respectivement le bruit de reset et le bruit lié aux défauts formés en surface (interfaces Si/SiO<sub>2</sub>). Cependant, il y a quatre transistors par pixel à caser dans le plan de la puce, ce qui entraîne un mauvais facteur de remplissage (en anglais Fill Factor) correspondant au ratio entre l'aire photo active du pixel et son aire totale. D'autres architectures comme la 1T75 [10] partageant certains transistors entre différents pixels peuvent être utilisées pour augmenter ce facteur de remplissage, mais nous ne nous attarderons pas plus sur ce sujet.



## 1.4 Architecture optique : la technologie Backside (BSI)

Maintenant que l'on a vu comment fonctionnait une photodiode et un capteur d'image CMOS, regardons plus en détail l'architecture optique d'un pixel.

Sur la *Figure 6*, nous pouvons voir un schéma simplifié des différentes couches optiques d'un pixel BSI. Tout d'abord, concernant la problématique de cette thèse, il est important de pouvoir travailler avec la technologie BSI. En effet, dans la technologie Frontside (FSI), la lumière entre dans le pixel au-dessus des lignes de métaux. Un signal très important est alors perdu par réflexion avant même d'atteindre la photodiode. Pour des applications dans le visible où l'absorption n'est pas un problème, on peut encore utiliser cette technologie FSI. Cependant, pour le proche infrarouge, l'utilisation de pixels BSI est nécessaire, c'est même le premier axe d'amélioration des performances optiques dans ce domaine de longueur d'onde.

Un pixel BSI est composé d'une microlentille pour faire converger la lumière incidente dans le pixel, d'une couche de planarisation juste en dessous de celle-ci, d'un antireflet (ARC, de l'anglais Anti Reflective Coating) pour minimiser la réflexion, d'une couche de Si dans laquelle on retrouve la photodiode, et d'une suite de nitrures et d'oxydes interposés avec les lignes de métaux pour retransmettre le signal électrique photo-généré. Entre chaque pixel, on retrouve une isolation appelée DTI (de l'anglais Deep Trench Isolation) et composée d'oxyde servant de barrière électrique et optique. On s'aperçoit ici de la dualité quelquefois favorable de certaines technologies CMOS, où, comme nous le détaillerons plus loin, le même matériau  $\text{SiO}_2$  fait office d'isolant électrique et de zone de bas indice optique, « barrière » pour les photons circulant dans du haut indice (Si).

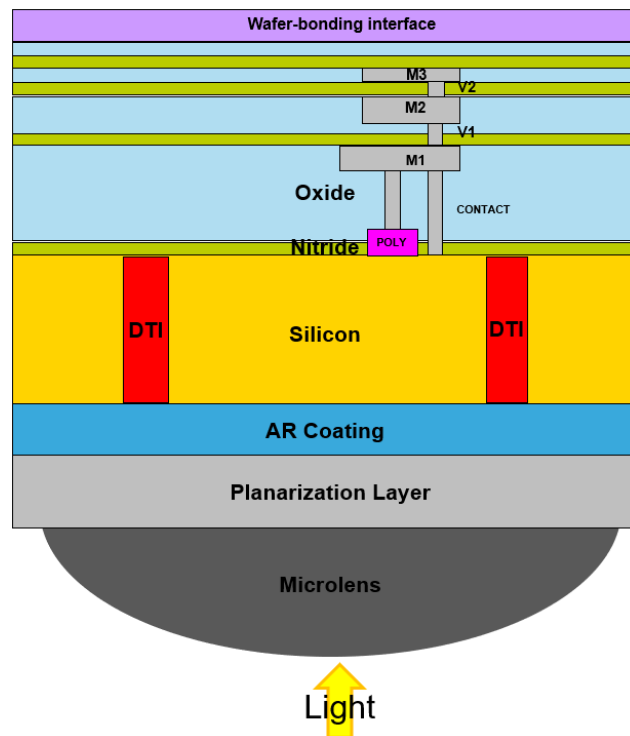


Figure 6 Schéma de l'architecture optique d'un pixel BSI.

## 1.5 Définition des paramètres optiques

L'objectif de cette thèse est d'améliorer les performances optiques de ces capteurs d'images CMOS dans le proche infrarouge. Les deux grands axes d'amélioration sont le *rendement quantique* (QE de l'anglais Quantum Efficiency) d'une part, et le *cross-talk* d'autre part, qui est aussi lié à un paramètre important qui est la *fonction de transfert de modulation* (MTF de l'anglais Modulation Transfer Function).

Comme nous le précisons dans le titre de la thèse, seul l'aspect optique a été pris en considération comme axe de recherche. Un pixel est cependant un objet optoélectronique et a donc deux fonctions : une fonction optique (absorption des photons dans la photodiode) et une fonction électrique (capter et transmettre les électrons photo-générés).

Toutes les simulations réalisées et présentées par la suite se sont donc concentrées exclusivement sur l'aspect optique afin de limiter la complexité. En revanche, des simulations électriques sont évidemment réalisables dans le Silicium. Il est même possible d'effectuer un couplage optoélectronique entre deux outils de simulations (un optique et un électrique) afin de simuler la chaîne complète de fonctionnement d'un pixel [11]. Cette simulation couplée correspondrait exactement à la caractérisation, qui réalise bien entendu une mesure du système complet, mais serait limitée par sa complexité et donc par le temps de calcul. Comme nous le verrons par la suite, cette approche simplifiée qui ne s'intéresse qu'à l'optique suffit très largement à prédire au premier ordre les différents paramètres optoélectroniques.

Ainsi, nous avons dans un premier temps cherché à augmenter le QE de nos pixels. Ce paramètre est défini dans l'Équation 2 ci-dessous. Comme nous venons de l'indiquer, nous nous sommes focalisés sur la partie optique, et donc sur l'amélioration de l'absorption de la lumière dans nos pixels. Très souvent, nous confondrons donc QE et absorption tout au long de ce manuscrit.

$$QE = \frac{\text{Nombre d'électrons collectés}}{\text{Nombre de photons incidents}}$$

Équation 2 : Définition du rendement quantique (QE).

Le deuxième paramètre d'importance est le cross-talk. Il s'agit d'un signal parasite que l'on va récupérer dans un mauvais pixel, provenant d'un pixel voisin. On dénombre encore deux types de cross-talk : le cross-talk optique où un photon issu d'un pixel voisin (où il est parvenu en premier) est absorbé dans le mauvais pixel, et le cross-talk électrique, où un électron photo-généré dans le bon pixel va être collecté dans le pixel voisin. Ici encore, nous nous sommes seulement intéressés au cross-talk optique, d'autant plus que le cross-talk électrique est très limité notamment grâce aux DTI.

Finalement, le dernier paramètre optique d'importance est la MTF. Elle nous communique une information sur la qualité de l'image obtenue par le capteur. C'est une fonction normalisée et tracée par rapport aux fréquences spatiales : à la fréquence nulle, la MTF vaut 1 et en général elle diminuera au fur et à mesure que la fréquence spatiale croît. On comprend aisément que plus il y aura de cross-talk, plus l'image du capteur sera dégradée et donc plus la MTF sera faible (à une fréquence donnée). Ces paramètres sont donc étroitement liés. Un chapitre entier (*Chapitre 3*) sera dédié à l'étude de ce paramètre, notamment par la mise en place d'une méthodologie de simulation optique.

## 1.6 Domaines spectraux et applications

Comme rappelé précédemment, notre objectif est d'améliorer les performances optiques dans le proche infrarouge. Ce dernier peut être considéré comme allant de 800 nm à 2000 nm. Plus précisément, l'entièreté de cette de thèse s'est concentrée autour de la valeur 940 nm, ce que nous justifions par le nombre important d'applications à cette longueur d'onde.

Les applications en question sont étroitement liées à l'existence de sources IR puissantes sous forme de VCSELs (de l'anglais Vertical Cavity Surface Emitting Lasers). En effet, deux catégories d'émetteurs de lumière commercialisés dans le proche infrarouge sont les VCSELs à 850 nm et 940 nm. La première de ces deux longueurs d'ondes étant encore trop proche de celles visibles par l'œil humain, pour des raisons de sécurité, les applications se sont concentrées autour de 940 nm. De plus, le spectre d'émission du soleil subit une chute autour de cette longueur d'onde au niveau de la mer, car une partie est absorbée par les molécules d'eau situées dans l'atmosphère, limitant ainsi le bruit de fond pour les applications en extérieur. C'est donc pour cela que nous avons basé notre étude autour de cette longueur d'onde.

Comme énoncé brièvement, les applications se basent à 940 nm principalement pour éviter que la lumière soit visible pour les humains. On trouve dans ces applications la reconnaissance faciale (avec notamment le Face ID des téléphones), les capteurs pour de la sécurité biométrique, des applications pour la réalité virtuelle/augmentée, les LIDAR (de l'anglais Laser Imaging Detection And Ranging) qui servent à mesurer les distances entre deux points grâce à la connaissance du temps de vol des photons via des capteurs TOF (de l'anglais Time Of Flight), et notamment utilisés pour rendre les voitures autonomes, et tout autres capteurs comme ceux que l'on trouve dans les robots aspirateurs pour se repérer dans l'espace ou encore ceux qui seront sous peu installés dans les voitures pour savoir si le conducteur est bien éveillé. Il existe donc de nombreuses applications à cette longueur d'onde et c'est pourquoi nous nous sommes restreints à celle-ci dans ce travail.

## 2 Performance optique du Silicium dans le proche infrarouge

### 2.1 Spécificité du Silicium

Le Silicium est un semiconducteur à gap indirect. Cela signifie que le maximum d'énergie de la bande de Valence n'est pas sur la même valeur du vecteur d'onde  $k$  que le minimum d'énergie de la bande de Conduction. Il faudra donc non seulement l'apport d'une énergie égale à l'énergie de gap ( $E_g$ ) pour qu'un électron puisse être excité de la bande de Valence à la bande de Conduction, mais aussi l'apport d'un moment (au sens d'une impulsion  $\hbar k$ ) pour passer d'une valeur de vecteur d'onde à l'autre.

Cet apport de moment étant dépendant de phonons (vibrations du réseau) d'une catégorie « peu peuplée », on aura une très forte diminution de l'absorption près de l'énergie de gap et un résidu d'absorption minimale en deçà. L'énergie de gap du Si est égale à 1.12eV, qui correspond environ à une longueur d'onde de 1.1  $\mu\text{m}$ . On constate bien sur la *Figure 7* (semilog en coefficient d'absorption  $\alpha$ ) que le coefficient d'absorption chute pour des longueurs d'ondes supérieures à 1.1  $\mu\text{m}$ . L'absorption sera donc de plus en plus faible dans le proche infrarouge et presque nulle au-delà de 1100 nm.

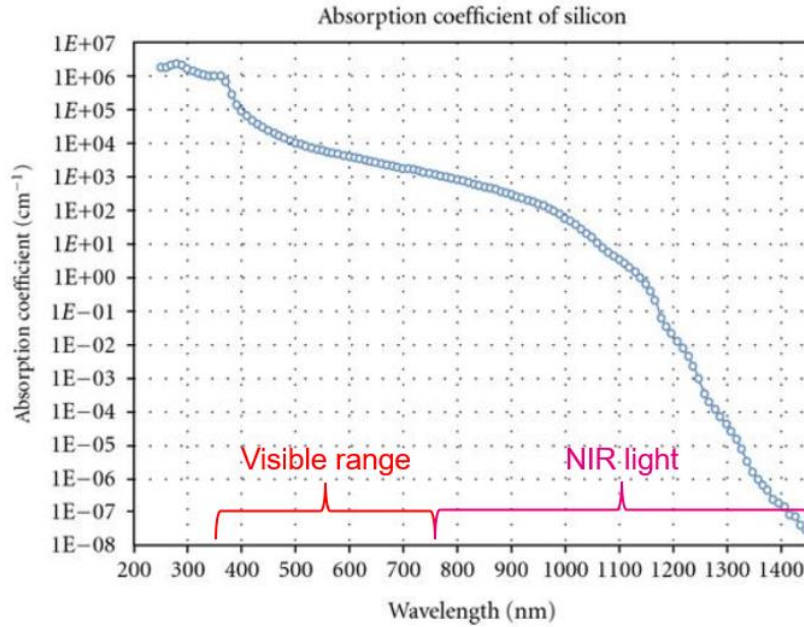


Figure 7 : Coefficient d'absorption du Si en fonction de la longueur d'onde.

Prenons l'exemple d'un barreau de Si éclairé uniformément par un flux de photons. Le *Tableau 1* nous montre la profondeur de Si requise pour absorber 99% du flux entrant avec deux longueurs d'ondes différentes : dans le visible à 550 nm (vert) et dans le proche infrarouge à 940 nm. Le calcul a été fait en utilisant les coefficients d'absorption du Si  $\alpha = \alpha(\lambda)$  à ces deux longueurs d'ondes et la loi de Beer-Lambert définie dans l'Équation 3 ci-dessous :

$$\Phi(x) = \Phi_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

Équation 3 : Équation de Beer-Lambert, avec  $\Phi(x)$  le flux transmis à la profondeur  $x$  dans le Si,  $\Phi_0$  le flux incident sur le Si et  $\alpha$  le coefficient d'absorption du Si à la longueur d'onde incidente.

En considérant (de façon heuristique) que la source est placée dans du Si et que le barreau est semi-infini, nous n'avons aucune réflexion avant que tout le flux ne soit absorbé. Ainsi, nous obtenons l'Équation 4 suivante, où  $\overline{\Phi(x)}$  est le flux absorbé entre 0 et la profondeur  $x$  :

$$\Phi(x) + \overline{\Phi(x)} = \Phi_0$$

Équation 4 :  $\Phi(x)$  et  $\Phi_0$  définis comme ci-dessus et  $\overline{\Phi(x)}$  étant l'absorption du flux jusqu'à une profondeur  $x$  dans le Si.

En combinant l'Équation 3 et l'Équation 4, nous obtenons l'Équation 5 :

$$\overline{\Phi(x)} = \Phi_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$$

Équation 5 : Flux absorbé en fonction de la distance.

Ainsi, pour déterminer la profondeur de Si requise pour absorber 99% du flux incident, nous devons résoudre l'Équation 6 suivante :

$$\overline{\Phi(x)} = 0,99 \cdot \Phi_0 = \Phi_0 \cdot (1 - e^{-\alpha x})$$

Équation 6 : Équation finale pour obtenir la profondeur  $x$  de Si requise pour absorber 99% du flux incident.

Lambda (nm)	Coefficient d'absorption (1/cm)	Profondeur de Si requise pour avoir 99% du flux absorbé (µm)
550	$9.2 \times 10^3$	5.0
940	$1.0 \times 10^2$	460

Tableau 1 : Différence entre deux longueurs d'ondes quant à la profondeur de Si requise pour absorber 99% du flux. Calcul via la loi de Beer-Lambert.

On remarque que dans le visible, et plus précisément à 550 nm, il nous suffit de seulement 5 µm pour absorber quasiment la totalité du flux. En revanche, dans le proche infrarouge à 940 nm, cela sera bien plus difficile et le barreau de Si devra mesurer 460 µm pour atteindre le même résultat.

## 2.2 Impact sur les différents paramètres optiques

On comprend ainsi le problème qui émergera dans le cas de nos pixels. En effet, pour l'instant la profondeur de Silicium composant la photodiode de la plupart de nos pixels est d'environ 6 µm (l'ordre de grandeur est la taille latérale des pixels, évoquée dans l'introduction). Dans le visible, on constate que cela suffit amplement pour absorber la quasi-totalité du signal incident. Cependant, à 940 nm on est très loin des 460 µm nécessaires.

La lumière sera donc transmise à travers le Si du pixel pour être finalement réfléchi sur les lignes de métaux situées en dessous du Si, et par un retour analogue, une bonne partie de cette onde sera transmise à l'extérieur du pixel et sera, vue de l'extérieur, perdue en réflexion. Les métaux vont aussi absorber une partie du signal, ce qui constitue aussi une perte importante. Le QE sera ainsi fortement dégradé lorsque l'on passe dans le proche infrarouge, d'où la problématique de cette thèse : le renforcer.

Cette faible absorption va non seulement impacter le QE mais le cross-talk et la MTF seront aussi fortement dégradés. En effet, comme indiqué, la lumière atteint dans ce cas les lignes de métaux situés sous le Si. Elle y sera alors réfléchi en partie, mais pas forcément dans le bon pixel, car rien de précis ne l'y canalise : il y aura des diffusions de lumière hors de la zone du pixel d'arrivée qui augmenteront la probabilité d'un photon d'être absorbé dans le pixel voisin.

De même, à cette longueur d'onde, cela facilitera aussi les transferts de signal d'un pixel à l'autre, directement entre les DTI si ces derniers ne sont pas assez épais. Ainsi, le cross-talk sera augmenté provoquant une dégradation de la MTF et donc une baisse de la qualité de l'image finale.

La partie suivante est entièrement basée sur l'étude de différentes solutions nous permettant d'améliorer ces différents paramètres optiques.

### 3 Etat de l'art : les différentes solutions envisagées pour améliorer les performances optiques dans le proche infrarouge

#### 3.1 Amélioration du QE

##### 3.1.1 Cavités résonantes

L'idée la plus intuitive pour répondre à notre problème de confinement de la lumière infrarouge dans la photodiode est de créer une cavité résonante. La lumière fera ainsi de multiples passages dans la photodiode contrairement à l'unique trajet unidirectionnel de la lumière dans les photodiodes standards.

En effet, une cavité Fabry-Pérot est constituée d'une région entourée de deux surfaces réfléchives. La lumière incidente est alors partiellement transmise hors de la cavité ou réfléchi à l'intérieur de celle-ci au niveau des interfaces. Ce phénomène se produit un certain nombre de fois, et selon l'angle d'incidence, la taille de la cavité, les coefficients de transmission et de réflexion des interfaces et de la longueur d'onde, on obtient des interférences constructives ou destructives du champ électrique en sortie de la cavité. On observera notamment des pics de transmission à certaines longueurs d'ondes correspondant à des interférences constructives (champ renforcé dans la cavité).

Dans notre cas, on cherche à piéger la lumière dans cette cavité afin qu'elle y soit absorbée. C'est l'idée rapportée dans des publications discutant de photodiodes dites « RCE » (Resonant Cavity Enhanced photodiodes) [12] [13]. Comme on peut le voir sur la *Figure 8*, la cavité Fabry-Perot est réalisée en implémentant en dessous de la photodiode un miroir dit « DBR » (Distributed Bragg Reflector)  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  (constitué de deux périodes seulement), l'interface air/Silicium jouant le rôle ici du deuxième miroir au-dessus de la photodiode.

Le premier intérêt est l'utilisation du Silicium pour réaliser ce DBR et non de matériaux III-V comme AlAs-GaAs qui ont été populaires [13] pour ce genre de structures. De plus, la *Figure 9* nous montre la réponse spectrale du signal photoélectrique. On constate qu'il y a des pics de résonances pour certaines longueurs d'ondes, correspondant à un rendement quantique grandement amélioré. En effet, en jouant sur le nombre de période du DBR et la taille de celle-ci, on pourra créer une interface plus ou moins réfléchissante et sélective en longueur d'onde, le but étant de maximiser la réflexion à la longueur d'onde d'étude.

Dans notre cas, la sélectivité n'est pas forcément un problème (mis à part pour les contraintes process), car comme indiqué précédemment, nous ne voulons travailler qu'à une seule longueur d'onde (940 nm). On peut donc imaginer utiliser et « designer » une telle structure sur la face avant (la lumière provenant de la face arrière) de notre capteur CMOS BSI pour réfléchir la lumière à cette longueur d'onde pour ne pas la perdre en transmission et par la même occasion obtenir un gain en absorption. Celui-ci pourrait par ailleurs être plus fortement amélioré avec l'utilisation d'une vraie cavité Fabry-Perot.

En effet, l'interface air-Si (située en face arrière) ne constitue pas un véritable DBR, et à cette interface, la lumière est en grande partie transmise vers l'air (à 60%) et donc perdue à l'extérieur de la photodiode. Cependant, la lumière entre en premier lieu par cette interface air-Si, ce qui complique la mise en place d'un DBR ici. Il est important de noter également qu'avec l'utilisation de capteur CMOS BSI, les lignes de métaux situées en face avant se comportent naturellement comme de tels miroirs. En jouant sur la forme de ces premières lignes métalliques, on peut donc aussi avoir une bonne réflexion à cette interface, bien qu'une partie du signal soit absorbé par ces métaux.

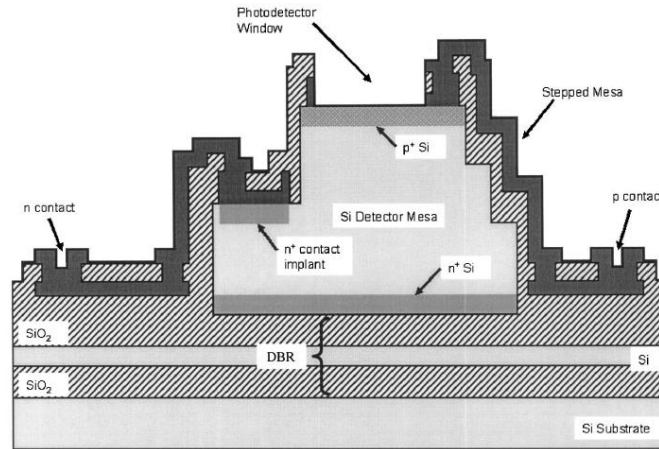


Figure 8 Coupe d'un photodétecteur p-i-n RCE [12].

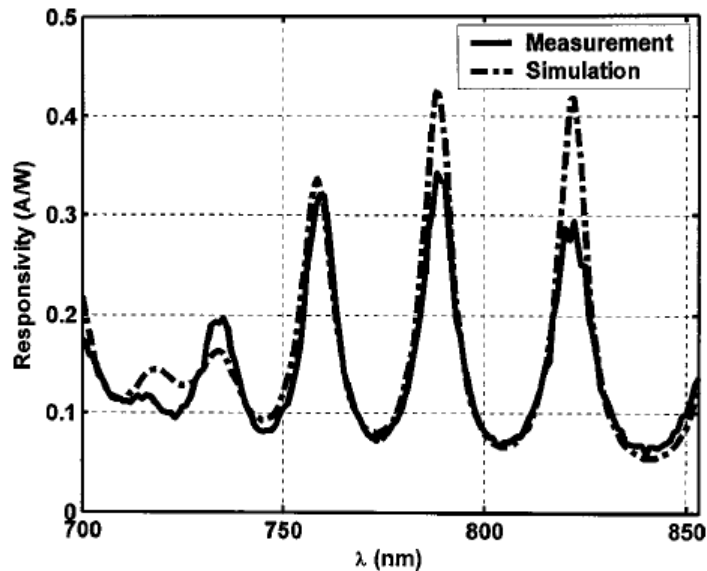


Figure 9 Rendement Quantique spectral du photodétecteur p-i-n RCE [12]. A 822 nm, le pic monte à 0.30 A/W correspondant à un rendement quantique d'environ 40%.

### 3.1.2 Structuration

Commençons par une revue solide récemment parue qui récolte les avancées des dernières décennies visant à l'amélioration des interactions lumière/matière dans les photodiodes par l'utilisation de microstructures. Dans cet article [14], Cansizoglu et al. présentent notamment les dernières nouveautés sur les photodiodes ultra-rapide (high-speed photodiodes) basées sur des nanostructures compatibles avec le process CMOS montrant une forte amélioration du rendement quantique dans le proche infrarouge (>50 % à 850 nm) pouvant même à certaines longueurs d'ondes dépasser la limite théorique de renforcement d'absorption de Yablonovitch ( $4n^2$ , avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu) dans de telles cavités [15] [16].

Cette limite théorique est calculée par une approche statistique d'un faisceau de lumière incident sur une interface d'un milieu d'indice  $n$  ayant deux interfaces texturées aléatoirement (non-planaires ou sphériques) et la présence d'une surface réfléchissante parfaite du côté de l'autre interface. Yablonovitch montre ainsi que l'intensité lumineuse à l'intérieur du milieu est  $2n^2$  fois plus importante que l'intensité lumineuse incidente, correspondant à une amélioration de l'absorption dans le milieu de  $4n^2$ .

Concernant ces photodiodes, rapidité et efficacité sont souvent un compromis : pour avoir une photodiode rapide, il nous faut une faible épaisseur de matériau qui absorbe (Silicium dans notre cas) pour limiter le temps de transit des charges photo-générées, alors que dans le même temps, une grande épaisseur de Silicium est requise pour pouvoir absorber les photons de faible énergie (les photons d'intérêts dans cette étude sont situés dans le proche infrarouge). L'utilisation de ces micro- ou nanostructures nous permet donc de pallier ce problème, premièrement en contrôlant la lumière pour augmenter les interactions avec le matériau photo absorbant et deuxièmement en réduisant la réflexion à l'interface. L'utilisation d'un simple réseau de structures gravées dans le Silicium peut donc aussi être l'une des clés à notre problématique.

Tout d'abord, le type de structure et leur dimensionnement peuvent avoir un impact significatif sur les performances d'une photodiode. On dénombre beaucoup d'exemples de différentes structures dans la littérature : on peut trouver des nano-fils [17] [18] [19], des nano-cônes [20] [21], des nano-trous [22] [23] [24], des nano-piliers [21] [22] [25], des pyramides [26] [27] [28] [29] [30], des structures paraboloides [31] et bien d'autres [32] [33] [34] [35] [36] [37]. Un exemple d'une structure paraboloides gravée sur Silicium est illustré *Figure 10*.

Globalement, on retient trois différents mécanismes liés au type de structures utilisées dans la photodiode. Premièrement, certaines structures peuvent servir de couches anti-réfléchissantes. C'est ce que l'on peut observer chez Lin et al. [21]. L'utilisation de nano-cônes à la surface du Silicium leur permet de réduire significativement la réflexion à l'interface air/Silicium par rapport à une interface plane. Et ce d'autant plus que l'espacement entre les nano-cônes est petit et leur rapport hauteur/largeur (*aspect ratio*) est grand. En effet, comme montré précédemment [38], il y a un « accord optique » quasi parfait entre les nano-cônes et l'air dû à la réduction graduelle de l'indice effectif, réalisant une adaptation d'indice entre le milieu incident et le substrat. Cela limite ainsi grandement la réflexion à l'interface, qui constitue une cause importante de perte de signal dans nos photodiodes fonctionnant dans le proche infrarouge.

Deuxièmement, l'utilisation la plus courante de ces nanostructures est de diffracter la lumière incidente. En effet, la lumière diffractée parcourra alors une distance plus importante dans le Silicium, augmentant ses chances d'être absorbée. On peut observer ce phénomène dans les publications de Sony [28] [29] qui utilisent des pyramides inversées comme structures diffractives en entrée de leur pixel et des DTI en  $\text{SiO}_2$  comme séparation entre pixel pour réfléchir « totalement » la lumière diffractée et la contenir dans le pixel souhaité. Une illustration est montrée *Figure 11* représentant ces pyramides gravées sur leur pixel de pitch 1.2-1.12  $\mu\text{m}$ . Une très claire augmentation de l'absorption dans le pixel est notée (43% d'amélioration pour des pyramides de pitch 540 nm à une longueur d'onde de 850 nm) [29]. On retrouve différentes tailles optimales de pyramides pour différentes longueurs d'ondes : 440 nm, 540 nm et 640 nm respectivement pour les longueurs d'ondes 700 nm, 850 nm et 1000 nm. De nombreuses structures diffractives comme celles-ci ont été testées et optimisées dans nos pixels durant cette thèse et feront l'objet de l'étude du *chapitre 2*.



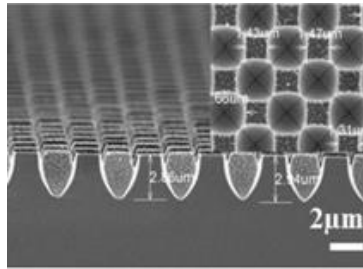


Figure 10 Coupe SEM d'une surface de Silicium structurée avec des formes paraboloides [31].

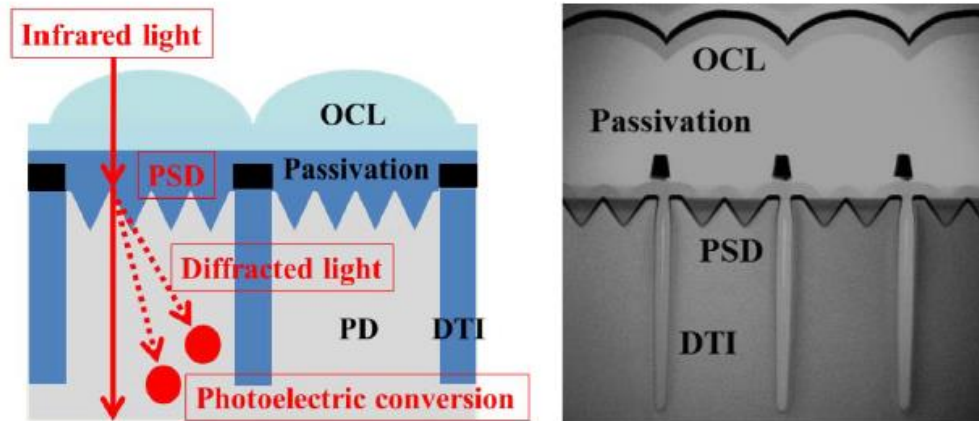


Figure 11 Illustration et coupe TEM des pyramides gravées dans le Silicium introduites dans les pixels de Sony de pitch 1.2 - 1.12  $\mu\text{m}$  [28].

L'utilisation la plus courante de ces structures est sous forme de réseau de diffraction. En effet, ces structures sont positionnées périodiquement, formant ainsi le réseau. Ceci induit une variation périodique de l'amplitude et/ou de la phase de l'onde électromagnétique incidente. Par le biais d'interférences constructives entre motifs, cela entraîne ainsi des directions de propagation de l'onde électromagnétique en sortie de ce réseau, appelées ordres de diffraction [39]. Il est important de noter que ce régime de diffraction existe lorsque la période du réseau et la longueur d'onde dans le milieu de l'onde incidente sont du même ordre de grandeur. On peut voir un schéma d'un tel réseau en transmission et les différents ordres de diffraction (aux angles décrits par la formule du réseau) Figure 12. Dans le cas d'un faisceau en incidence normale sur le réseau, pour une période inférieure à la longueur d'onde dans le milieu ( $\lambda/n$ ), seul l'ordre 0 sera existant (pas de diffraction). Lorsque la période devient égale à  $\lambda/n$ , les premiers ordres (ordre 1 négatif et ordre 1 positif) apparaissent avec un certain angle. Plus la période augmente, plus cet angle diminue. Pour une période double, soit  $2\lambda/n$ , les deuxièmes ordres apparaissent et ainsi de suite. Ce principe est illustré Figure 13.

Dans notre application, ceci peut être utilisé pour augmenter l'absorption dans la photodiode ainsi que pour diminuer le cross-talk. En effet, d'une part, la lumière sera diffractée, donc parcourra une distance plus importante dans la photodiode, augmentant ainsi l'absorption dans la photodiode. D'autre part, si on se place par exemple à la limite de l'apparition du 2ème ordre de diffraction, seul le 1<sup>er</sup> ordre (ainsi que l'ordre 0) sera présent et avec un petit angle qui sera donc rasant sur les DTI, pouvant entraîner une réflexion totale, laquelle limite ainsi grandement à son tour le cross-talk et augmente par la même occasion le QE. Nous allons discuter de ce sujet des réseaux plus en détail dans le Chapitre 4 de cette thèse.

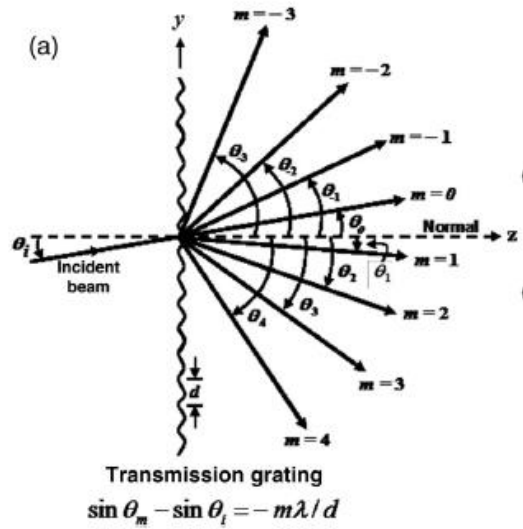


Figure 12 Schéma d'un réseau de diffraction de période  $d$ , montrant les différents ordres de diffraction et leur angle par rapport à la normale suivant la formule d'un réseau diffractif en transmission [39].

$\lambda/n = 940/3.6 = 260\text{nm}$

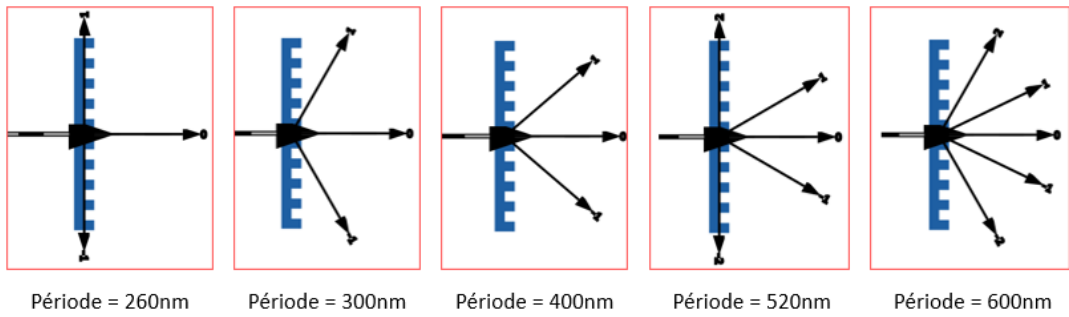


Figure 13 Schéma d'un réseau montrant l'évolution des différents ordres de diffraction avec la période (le milieu est le Silicium dans ce cas, d'où  $n=3.6$  à  $940\text{ nm}$ ).

Une troisième utilisation de certaines de ces structures est l'apparition de modes de propagations latéraux ou circulaires liée d'une part au type de structure et d'autre part à la formation d'un réseau périodique de telles structures. On peut constater de tels modes latéraux chez Gao et al. [22]. Leur photodiode est une jonction p-i-n sur un wafer SOI (de l'anglais Silicon on Insulator) avec un réseau périodique (carré ou hexagonal) de trous (cylindriques ou inclinés en forme d'entonnoir), comme on peut le voir Figure 14.

Ils ont montré que pour une période supérieure à la longueur d'onde d'intérêt (ici  $850\text{ nm}$ ), des modes ayant des vecteurs d'ondes dans la direction  $z$  inférieurs à ceux dans la direction  $(x,y)$  ( $k_z < k_c$ ) existent et s'échappent des trous pour rejoindre le Silicium, formant ainsi des modes latéraux collectifs. Comme leur photodiode est bien plus large que profonde, cela a un réel intérêt dans leur cas, augmentant considérablement l'absorption dans le proche infrarouge. Ils montrent ainsi que pour une période supérieure à  $900\text{ nm}$ , la plupart du flux lumineux incident parvient à exciter des modes stationnaires et/ou se propageant dans cette direction latérale.

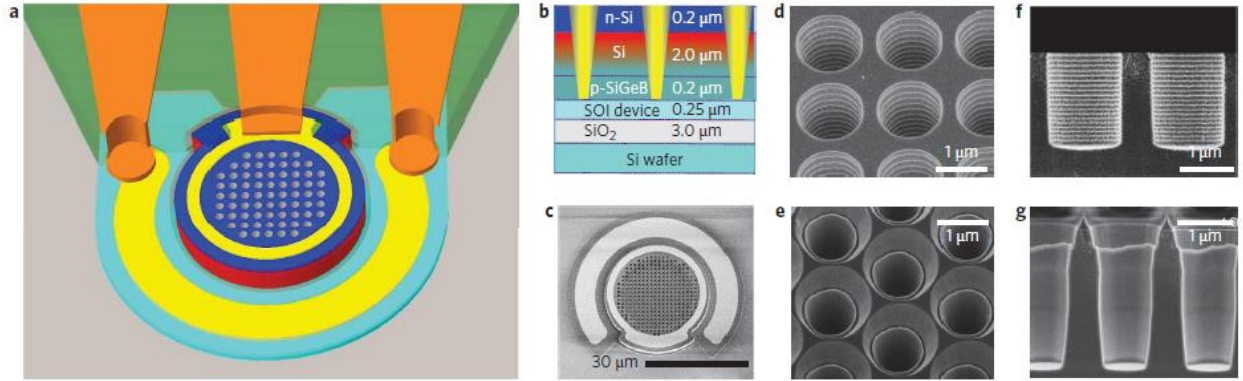


Figure 14 a) Illustration de la photodiode. b) Structure de la photodiode n-i-p montrant les trous inclinés. c) image SEM de la photodiode. d) et e) Réseau carré et hexagonal respectivement de trous. f) et g) Trous cylindriques et inclinés respectivement gravés dans la partie active [22].

Ce phénomène est bien illustré Figure 15. On y trouve en effet des coupes montrant l'évolution de l'intensité du champ électrique dans la direction  $x$  à différents intervalles de temps (de  $t = 0$  à 21 fs) provenant de simulations FDTD sur ces structures. Tout d'abord, on constate bien l'apparition d'ondes se propageant latéralement formant ainsi les modes collectifs latéraux dans les deux types de structures : trous cylindriques ou coniques. Cependant, c'est bien cette deuxième structure qui donne la plus grande absorption avec comme avantage d'être moins sensible à la longueur d'onde.

De plus, cette structure induit une plus faible réflexion. Il est en effet affirmé que lorsque l'une des dimensions de la nanostructure (diamètre des trous et/ou espacement entre les trous) est inférieure à la longueur d'onde, l'indice effectif change graduellement de la surface au Silicium, créant un effet similaire à une couche antireflet, contrairement au changement abrupt que l'on observe dans le cas cylindrique.

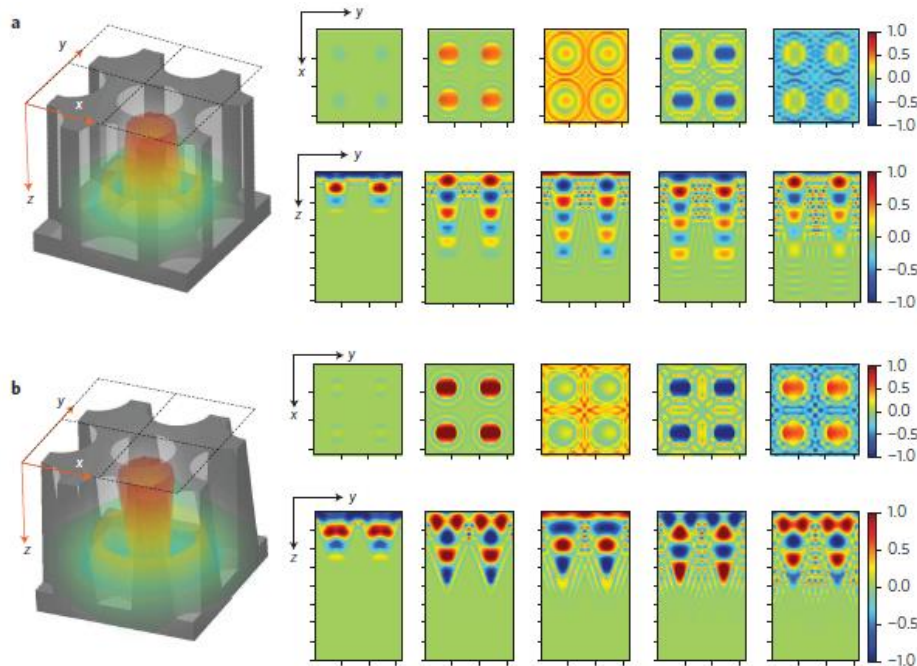


Figure 15 Simulations FDTD à  $\lambda = 850 \text{ nm}$ , montrant le champ  $E_x$  à différents intervalles de temps  $t = 1.4, 6.2, 11, 16, 21 \text{ fs}$  (de gauche à droite) pour un réseau carré de trous a) cylindriques b) coniques [14].

En définitive, la conception d'un réseau de microstructures est essentielle pour créer ce type de modes dans la photodiode, mais le type de microstructure choisi aura aussi un impact sur les performances obtenues. On retrouve aussi ces modes latéraux chez Donnelly et al. [24] appelés GMR (Guided Modes Resonance), fortement associé à la notion de guide d'onde dont on parlera plus en détail dans la partie suivante.

Un autre type de modes intéressant retrouvé dans différentes publications [32] [35] sont des modes circulaires résonants appelés WGM (Whispering Gallery Modes). Chez Kim et al. [32], ces modes sont excités dans une photodiode avec un réseau périodique de microstructures en forme de sablier (*hourglass*), comme schématisé *Figure 16*. Aux longueurs d'ondes de résonance, les WGM confinent la lumière à l'intérieur des sabliers avec des trajectoires hélicoïdales, augmentant grandement le chemin optique parcouru par les photons dans la photodiode et ainsi augmentant leur probabilité d'absorption.

Ces résonances dépendent des caractéristiques géométriques de la structure. On peut constater *Figure 17* que la structure en sablier augmente le QE et diminue la réflectance par rapport à une photodiode planaire sans microstructures, mais également par rapport à d'autres structures comme des nano-fils verticaux ou des nano-cônes. Kim et al. l'expliquent ainsi : la partie haute du sablier en cône inversé permet la formation de ces WGM [40] dû à de multiples réflexions internes liées à cette diminution de diamètre, et la partie basse permet une diminution de la réflexion liée au changement graduel dans l'indice effectif comme vu précédemment.

Il serait donc intéressant d'étudier de telles structures pour améliorer le QE de nos pixels. Il est important de noter que de tels modes peuvent également être retrouvés avec d'autres structures comme des nano-sphères [35].

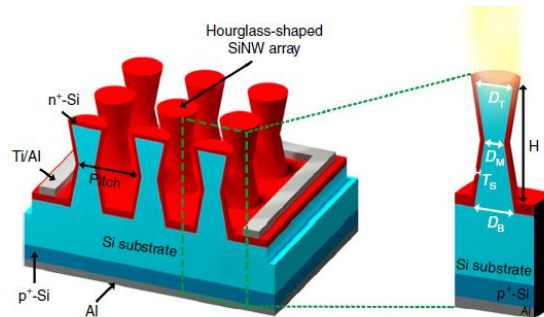


Figure 16 Schéma de la photodiode montrant les différents matériaux et les microstructures en forme de sablier [32].

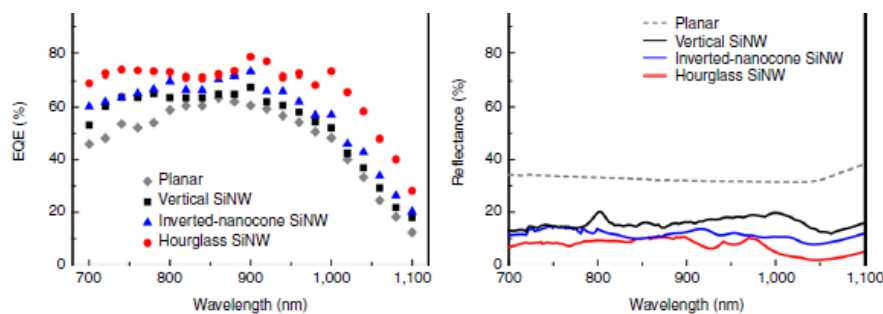


Figure 17 QE (gauche) et réflectance (droite) en fonction de la longueur d'onde pour différentes structures [32].

Finalement, il peut aussi être intéressant de faire une double structuration : structurer non seulement la première mais aussi la deuxième interface du Silicium (celle côté FSI, au même niveau que les grilles en PolySi des transistors par exemple [44]). On crée ainsi deux réseaux périodiques de structures n'ayant pas nécessairement les mêmes motifs, la même direction, ni la même période. On retrouve un tel exemple de double structuration dans un brevet publié récemment par Samsung [41]. Il vise à augmenter l'absorption dans les capteurs d'images CMOS à des longueurs d'ondes importantes (proche infrarouge), ce qui correspond exactement à notre problématique. On peut voir un schéma d'une coupe d'un tel capteur *Figure 18*. Le deuxième réseau peut notamment servir à diffracter l'ordre spéculaire du premier réseau ou encore à diffracter la lumière réfléchi sur les lignes métalliques. La difficulté est tout de même de savoir si le gain d'absorption lié au couplage d'une partie de la lumière par le second réseau dans un canal plus propice à l'absorption n'entraîne pas dans le même temps une perte fait à d'autres canaux.

En conclusion, de nombreuses structures pourraient permettre d'améliorer les performances optiques de nos capteurs dans le proche infrarouge. Premièrement, en abaissant la réflexion [21] ; deuxièmement en augmentant le chemin optique parcouru dans le pixel grâce à la diffraction [28] [29] notamment avec l'utilisation de réseaux périodiques de telles structures sur une ou sur les deux interfaces [41] du Silicium ; et troisièmement, par l'apparition de modes de propagation intéressants comme les WGM [32] [35] ou les modes latéraux [22] [24]. Les structures en elles-mêmes mais aussi la création d'un réseau périodique bien dimensionné pour chaque type de structure sont les paramètres essentiels à l'obtention d'un fonctionnement avantageux de celles-ci.

Dans la suite de cette thèse, nous nous sommes intéressés à des structures réalisables au sein de l'entreprise STMicroelectronics : des pyramides inversées et des trous dans le silicium. Une description de ces deux structures sera faite au début du *Chapitre 2*.

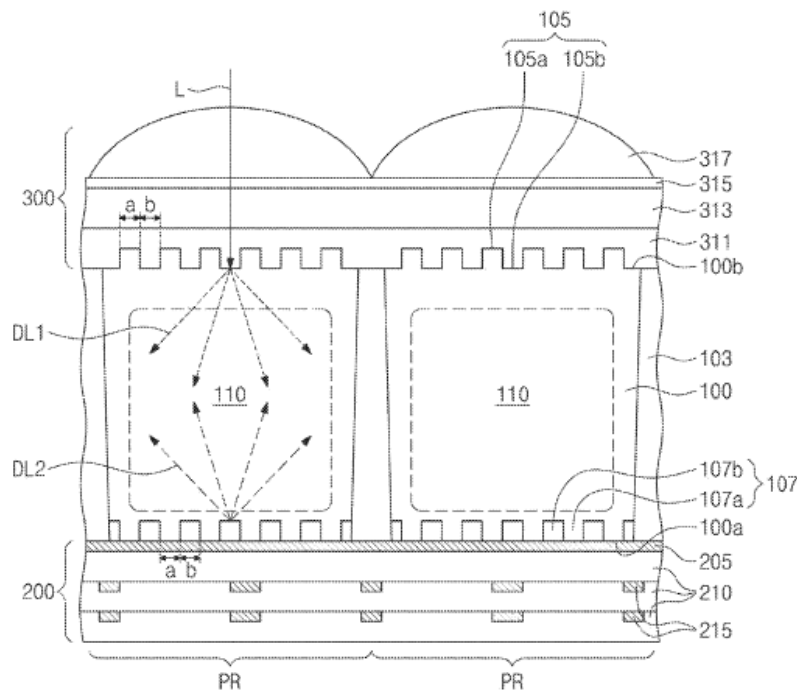


Figure 18 Schéma d'un capteur d'image CMOS montrant la double structuration [41].

### 3.1.3 Guides d'ondes

Les guides d'ondes sont un moyen de guider la lumière sur une certaine distance, tout en la confinant dans un espace restreint. Notre intérêt est d'étudier si l'on pourrait trouver des aspects intéressants des guides d'ondes pour cette notion de confinement de la lumière dans nos pixels, malgré les différences notables entre ces derniers et les guides d'ondes de Silicium généralement utilisés en photonique. En effet, d'une part la taille de nos pixels est inférieure de deux ordres de grandeurs au minimum par rapport à la longueur de propagation utilisées dans ces guides d'ondes, et d'autre part, notre longueur d'onde d'étude (940 nm) ne correspond pas à celles utilisées généralement dans ces guides d'ondes de Silicium en photonique (1500–1600 nm).

Deux principales applications ont été étudiées ici, car potentiellement utilisables pour notre problème : les guides d'ondes MMI (MultiMode Interference) [42] [43] et les GMR (Guided Mode Resonance) [24] comme discuté brièvement dans la partie précédente.

Les guides d'ondes MMI comportent une propriété intéressante pour notre application : le principe du Self-Imaging. Comme expliqué par L. B. Soldano [42], ce principe est une propriété des guides d'ondes MMI par laquelle un profil d'un champ entrant est reproduit en des images simples ou multiples à des intervalles réguliers dans la direction de propagation du guide d'onde. Une illustration est montrée *Figure 19*, ainsi que le profil d'intensité lumineuse théorique correspondant à un mécanisme d'interférence symétrique dans deux guides d'ondes MMI différents *Figure 20*.

Généralement, un mode fondamental implanté en entrée excite un ensemble de modes dans le guide d'onde MMI. Selon la longueur de ce guide d'onde, sa largeur et la largeur des ports d'entrées, on retrouvera les différentes images du profil à différents intervalles de longueurs multiples de  $3L_{\pi}/2$  ( $L_{\pi} = \frac{4 n_{eff} W^2}{3\lambda}$  avec  $W$  la largeur du guide d'onde MMI et  $n_{eff}$  l'indice effectif de la région MMI). On pourra retrouver plus de détails théoriques dans ces deux publications [42] [43].

On peut voir un schéma d'une application potentielle de ces guides d'ondes dans nos pixels *Figure 21*. L'idée serait d'implanter un profil gaussien par l'ouverture du pixel et que celui-ci soit réfléchi par la première ligne de métal ou un DBR (appelé « Metal or DBR 1 » dans la *Figure 21*). Si notre photodiode est profonde de  $\frac{3L_{\pi}}{2}$ , cela impliquerait que le profil serait reproduit au niveau du « Metal or DBR 2 » situé à une distance de  $3L_{\pi}$  (2 fois la profondeur de Silicium). La lumière serait donc ensuite réfléchi par ce métal et parcourrait un chemin plus long dans la photodiode : deux aller-retours exactement, car elle ressortirait du pixel ensuite par réciprocity. Il serait ainsi encore plus avantageux de structurer le « Metal or DBR 2 » pour que la lumière soit réfléchi et diffractée à cette interface.

En conclusion, ceci pourrait être intéressant à mettre en place dans nos pixels, mais les contraintes de dimensionnements en sont le principal problème. En effet, en prenant l'indice du Silicium à 3.6, un pitch du pixel à  $4 \mu\text{m}$  et la longueur d'onde de 940 nm, on obtiendrait une longueur  $L_{\pi}$  de  $82 \mu\text{m}$ , soit une profondeur de Silicium égale à  $123 \mu\text{m}$  (alors qu'elle n'en fait que  $6 \mu\text{m}$  dans nos pixels). On remarquera cependant qu'il nous faudrait une couche de Si de  $7.7 \mu\text{m}$  pour que cela fonctionne sur un petit pixel de pitch  $1 \mu\text{m}$ , ce qui est potentiellement réalisable [8]. De plus, comme nous l'avons vu dans l'introduction générale du capteur d'image CMOS (cf *section 1.1*), l'injection de lumière dans le capteur grâce à la lentille du module ne permet pas, pour le moment, d'implanter un tel profil gaussien.



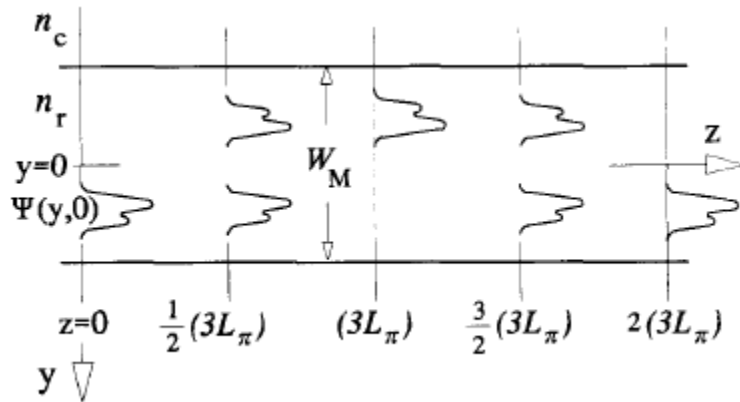


Figure 19 Guide d'onde MMI montrant le profil du champ entrant en  $z=0$  et les différentes images obtenues aux multiples de  $3L_\pi/2$  [42].

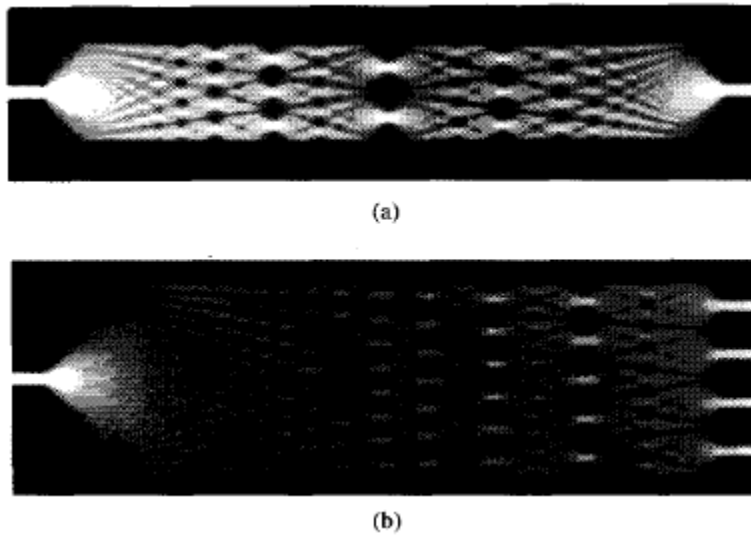


Figure 20 Profil de l'intensité lumineuse théorique correspondant à un mécanisme d'interférence symétrique dans un guide d'onde MMI (a) de 20um montrant une "1x1 imaging", (b) de 40um montrant un "1x4 imaging" [42].

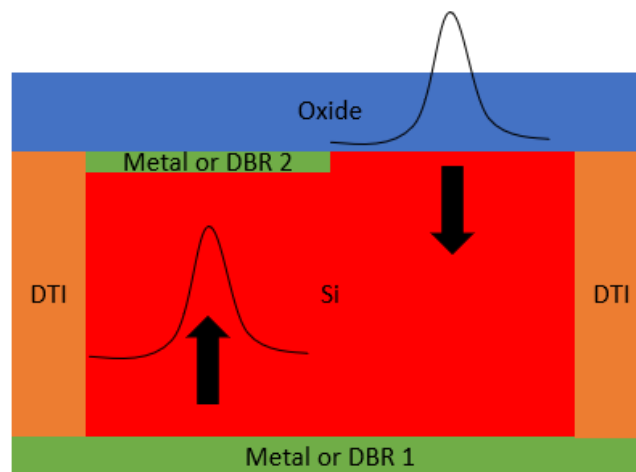


Figure 21 Schéma d'une potentielle utilisation des guides d'ondes MMI dans nos pixels.

Le deuxième type de modes guidés, liés à un réseau périodique de structures, sont les GMR. Ce sont des modes résonants et fuyants (leaky modes), dont la partie principale se propage parallèlement au réseau (donc dans la direction latérale de la photodiode) [24] [45] [46] [47]. Ces modes peuvent se propager sur plusieurs périodes du réseau, augmentant ainsi le chemin optique de la lumière dans la photodiode et donc l'absorption dans celle-ci. On peut trouver des exemples de l'utilisation de tels modes pour augmenter l'absorption dans une cellule photovoltaïque [47], et notamment dans la plage de longueur d'onde qui nous intéresse (le proche infrarouge) [46].

En effet, Lee et al. [46] ont proposé un réseau composé de deux structures asymétriques pour augmenter l'absorption d'une cellule solaire dans le proche infra-rouge (ici entre 920 et 1040 nm), comme on peut le voir *Figure 22*. Ils observent bien la formation de tels modes guidés dans la photodiode, piégeant la lumière dans celle-ci et allongeant le chemin optique parcouru. Cela aboutit à un gain en absorption de 3 comparé à une structure sans réseau (le gain est presque constant entre 920 et 1040 nm). De plus, grâce à cette double structure asymétrique, cela leur permet d'exciter ces modes pour une grande plage en angle d'incidence (entre 0 et 40° ici), conservant un gain en absorption quasi constant avec cet angle.

Il faut tout de même noter que cette étude n'est valable que pour une lumière polarisée TE. Cependant, en faisant un réseau 2D (et non 1D comme ici), cela devrait pouvoir fonctionner indépendamment de la polarisation de l'onde. Il faut tout de même noter que ces modes latéraux peuvent être source de cross-talk dans notre cas avec de petits pixels et que leur utilisation est donc limitée à des applications ne nécessitant pas de fines résolutions spatiales. Il n'en demeure pas moins que ceux-ci semblent très intéressants à étudier pour résoudre notre problématique. Ils pourraient d'ailleurs être utile dans le cadre de l'utilisation d'une autre technologie comme les QF (de l'anglais Quantum Films), pour par exemple limiter leurs dépôts et ainsi diminuer le coût [48].

En conclusion, tous ces différents modes guidés de propagation de la lumière peuvent être intéressants pour notre problématique, malgré un certain nombre de difficultés à résoudre pour les implanter correctement dans nos capteurs.

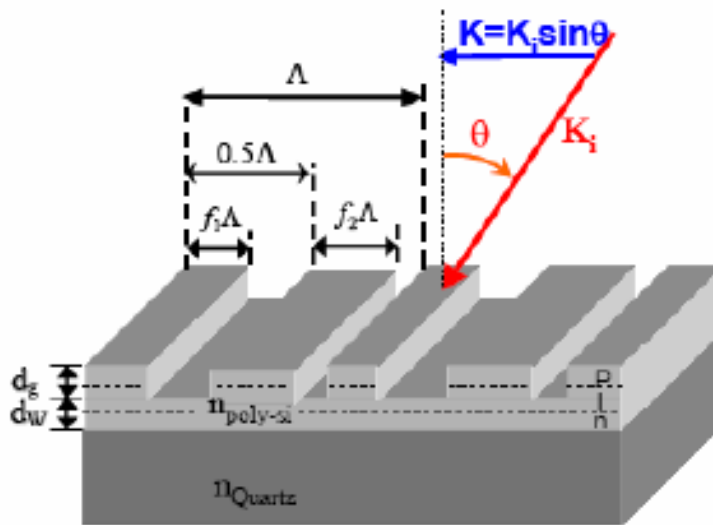


Figure 22 Schéma d'un réseau composé de deux structures asymétriques pouvant exciter des GMR [46].



### 3.1.4 Plasmonique

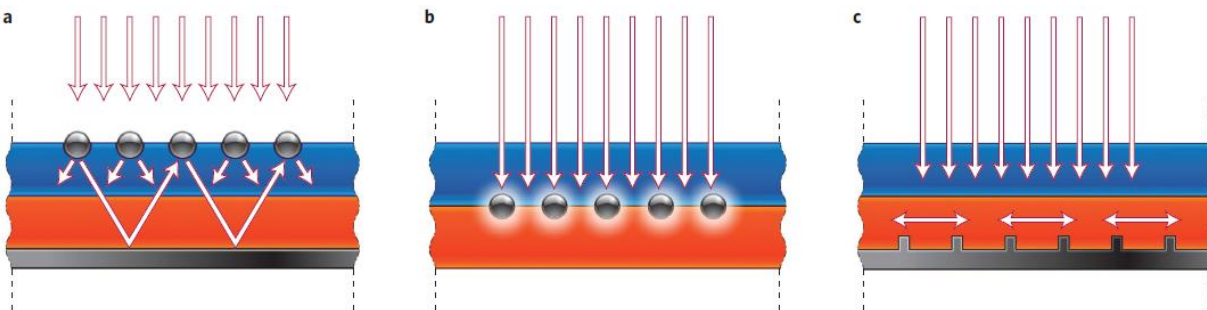
Les plasmons de surface sont le résultat de l'excitation des électrons conducteurs par la lumière à l'interface entre un métal et un diélectrique (ou semiconducteur). En construisant ces interfaces de manière appropriée, la lumière peut prendre une forme localisée et concentrée dans une fine couche d'élément absorbant, conduisant à une augmentation de l'absorption, et répondant exactement à notre problématique.

Il existe principalement deux types de plasmons de surface : les LSPR (de l'anglais Localized Surface Plasmon Resonance) [49] [50] excités à la surface de nanoparticules métalliques, et les SPP (de l'anglais Surface Plasmon Polariton) [49] [50] [51] [52] [53] se propageant à l'interface métal/diélectrique. Ces phénomènes ont déjà été étudiés afin d'augmenter l'absorption dans les cellules photovoltaïques. Il existe trois principales utilisations de ces plasmons de surface pour piéger la lumière dans les cellules solaires fines. Elles sont illustrées *Figure 23* [49].

Tout d'abord, on peut disposer des nanoparticules métalliques à la surface du semiconducteur (a). Ces sites agiront en tant qu'éléments diffusifs plus petits que la longueur d'onde afin de coupler et piéger la lumière dans le semiconducteur. En effet, lorsque ces particules sont placées à l'interface entre deux diélectriques (comme  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ ), la lumière se diffuse préférentiellement dans le diélectrique de plus grande permittivité [54]. La lumière sera diffusée sur tous les modes possibles, dont ceux avec des angles plus rasants, augmentant globalement le chemin optique dans le film.

De plus, si on dispose d'une couche réfléchive comme un métal en face arrière, la lumière réfléchi subira de nouveau ce même phénomène de diffusion en se couplant encore une fois aux nanoparticules, et sera partiellement réfléchi dans le semiconducteur, augmentant encore plus le chemin optique dans la photodiode et donc l'absorption. Il est bon de noter que la forme et la taille de ces particules jouent un rôle primordial dans le couplage de la lumière incidente dans le semiconducteur [55].

Deuxièmement, une autre utilisation de ces nanoparticules consiste à profiter de la forte augmentation locale du champ autour de celles-ci pour améliorer l'absorption dans le semiconducteur qui les entoure (b). Cette augmentation locale du champ est due à l'excitation des LSPR dans le semiconducteur.



*Figure 23 Géométrie plasmonique pour piéger la lumière dans des films photovoltaïques fins. (a) Diffraction par des nanoparticules métalliques en surface de la cellule pour augmenter le chemin optique dans la photodiode, la lumière étant préférentiellement diffractée dans le semiconducteur. (b) Lumière piégée grâce à l'excitation de LSPR dans le semiconducteur. (c) Excitation des SPP à l'interface métal/semiconducteur. Un film métallique structuré couple la lumière en SPP ou en modes photoniques qui se propagent dans le plan de la couche semiconductrice [49].*

Enfin, la lumière peut être convertie en ondes électromagnétiques se propageant à l'interface entre un métal placé en face arrière et le semiconducteur sous forme de SPP (c). Au voisinage de la fréquence de résonance plasmonique, les champs électromagnétiques évanescents SPP sont confinés près de l'interface à des dimensions bien inférieures à la longueur d'onde. Ces SPPs excités peuvent alors confiner et guider efficacement la lumière dans le semiconducteur. En structurant l'interface comme on peut le voir (c), la lumière sera en effet guidée et absorbée dans la direction latérale, améliorant grandement l'absorption dans de telles cellules photovoltaïques qui sont beaucoup plus larges que profondes.

Le problème le plus important concerne les pertes de signal dans le métal : ces SPPs seront en effet bénéfiques pour la photodiode seulement si leur absorption dans le semiconducteur est largement supérieure à celle dans le métal. L'utilisation d'un film métallique fin permet de limiter ces pertes. Beaucoup d'exemples utilisant ces trois principes peuvent être trouvés dans les références de [49]. Nous allons ici regarder plus en détail l'utilisation des SPPs qui semble être la solution la plus adaptée pour nos capteurs.

Ferry et al. [51] ont étudié ces modes de propagations pour une application photovoltaïque. On peut voir le schéma de leur cellule *Figure 24 (a)*. La structure consiste en une fine couche de Si placée sur un film de métal nano-structuré (sous forme de nid d'abeille pour être indépendant de la polarisation). On trouve une coupe de cette structure sur la *Figure 24 (b)* avec des dimensions typiquement simulées : une couche de Si de 200 nm sur un film d'Argent de 300 nm avec une tranchée gravée de largeur 100 nm et profondeur 50 nm.

Selon la profondeur de la couche de Si, certains modes de propagations appelés modes photoniques peuvent exister. On peut voir *Figure 24 (c)* que ces modes et les modes SPP diffèrent par leurs positions dans la cellule, mais en optimisant bien la structure, ces deux types de modes peuvent contribuer à une amélioration de l'absorption dans le Silicium.

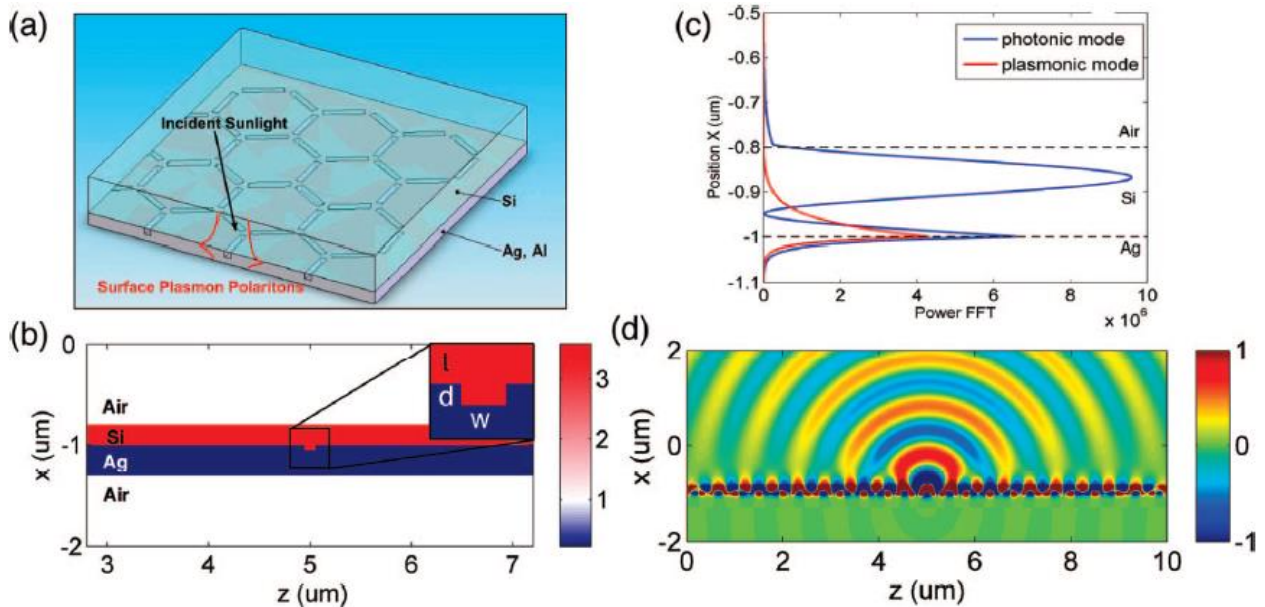


Figure 24 (a) Schéma de la cellule photovoltaïque montrant la structuration sub longueur d'onde d'un film métallique Ag. (b) Schéma de la structure simulée définissant la profondeur et la largeur de la tranchée. (c) Profil modal des 2 modes identifiés: puissance en fonction de la position dans le guide d'onde. (d) Champ Hy simulé avec une tranchée large de 100nm et profonde de 50nm [51].

La distribution du champ  $H_y$  est représentée *Figure 24 (d)*. Ferry et al. montrent ainsi que le film mince de Si agit comme une cavité résonante Fabry-Pérot. Les multiples réflexions aux longueurs d'ondes de résonance induisent une interaction plus importante de la lumière avec la tranchée, améliorant son couplage aux modes propagatifs. De plus, à la fréquence de résonance SPP, le fort champ local près de la tranchée entraîne une augmentation du couplage dans les modes guidés. Cette structuration en face arrière sur une couche métallique permet finalement d'augmenter l'absorption dans le semiconducteur dans un certain intervalle spectral qui dépend de la géométrie de la tranchée, de l'épaisseur de la couche de semiconducteur et du matériau métallique utilisé. Cette structure serait donc intéressante à simuler dans nos capteurs, pour voir si nous pourrions gagner en QE en structurant par exemple la ligne 1 de métal. Cependant, comme pour les GMR, cela ne fonctionnerait que sur des pixels de taille assez importante.

En conclusion, ces deux approches utilisant le domaine de la plasmonique semblent convaincantes pour résoudre notre problème, et plus particulièrement celle utilisant les SPPs. Dans le cas des LSPR, la mise en place dans nos capteurs sera en effet plus difficile car les particules métalliques seront soumises à de multiples changements de température tout au long du processus et pourront voir leurs atomes se diffuser dans les semiconducteurs, ce qui peut entraîner des problèmes de fiabilité du dispositif. Par souci de temps et de faisabilité process à ST, cette étude n'a pas été réalisée dans la présente thèse, car moins convaincante que la structuration pour une réalisation et commercialisation rapide. Cependant, elle pourrait très bien faire l'objet d'une nouvelle thèse.

### 3.1.5 Cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (PC de l'anglais Photonic Crystals) sont définis comme des structures périodiques de matériaux diélectriques (pour la plupart). Ils peuvent drastiquement modifier la propagation des ondes électromagnétiques (la lumière dans notre cas) par la formation de bandes de fréquence autorisées ou interdites. L'analogie électrique est le potentiel périodique dans un cristal semiconducteur qui, par le biais de telles bandes pour l'énergie des électrons, joue un rôle déterminant sur le déplacement des porteurs.

Ainsi, il existera dans de telles structures une bande interdite de longueurs d'ondes, pour lesquelles la lumière ne pourra pas se propager à l'intérieur : aucun mode propagatif ne sera présent à ces longueurs d'ondes. Il existe trois types de PC : les PC 1D [56] [57] [58] [59], 2D [22] [23] [57] [60] [61] [62] [63] [64] et 3D [57] [64] [65].

Les PC 1D consistent seulement en un empilement périodique de couches de matériaux différents (de constantes diélectriques différentes) : ce sont des miroirs de Bragg (on peut d'ailleurs dire qu'ils préexistaient largement à la conceptualisation des PC, les travaux de Bragg étant du début du XX<sup>ème</sup> siècle, avec les rayons X comme onde électromagnétique). On peut notamment trouver une telle structure chez Gao et al. [56].

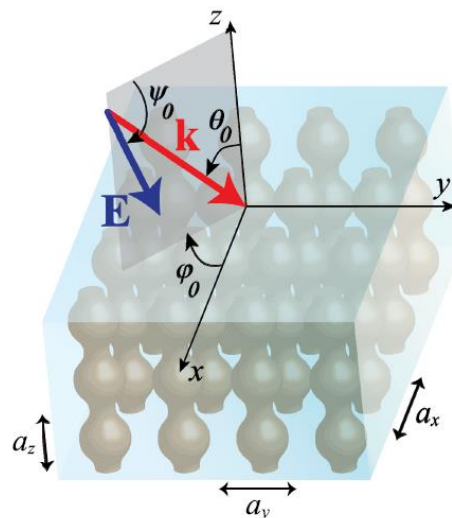
Les PC 2D sont un ensemble de structures périodiques sur un plan formant de même une alternance entre différents matériaux. Un exemple pratique est un réseau de trous gravés dans le Silicium avec une période constante, un rayon constant pour tous les trous et une même profondeur de gravure, comme on a pu le voir aussi précédemment [22] [23].

Les PC 3D peuvent être vus comme des PC 2D sur plusieurs couches, comme on peut le voir *Figure 25*, où on retrouve un réseau de nano-fils modulés en épaisseur dans le sens de la profondeur : ce sont des structures dont la constante diélectrique est périodique dans les trois directions. Nous présenterons ici deux applications intéressantes de ces PCs.

Ils peuvent premièrement être utilisés comme miroirs [56]. Ces structures sont souvent associées avec un réseau diffractif (étant eux-mêmes par nature des réseaux de diffraction dans les cas 2D et 3D) dans les applications qui nous intéressent, où l'on veut augmenter l'absorption avec une couche photosensible assez fine (de l'ordre de quelques microns) [56] [57] [58].

On trouve ainsi une comparaison intéressante [57] de cellules photovoltaïques *Figure 26* comportant un simple DBR (Distributed Bragg Reflector) (a) où l'on observe uniquement de la réflexion, un DBR et un réseau périodique diffractif (b) introduisant réflexion et diffraction, et un PC 2D (c) impliquant réflexion, diffraction ainsi que réfraction. De manière générale, ces deux dernières structures (b et c) permettent d'apporter un gain au rendement électrique de la cellule photovoltaïque par rapport à la première (a) de manière équivalente (par manque d'optimisation du PC 2D). L'une (b) apportera un gain exclusivement par la diffraction (avec des gains un peu plus élevés pour un réseau 2D et non 1D). Une partie du signal sera en revanche couplée à des modes propagatifs dans le DBR, entraînant des pertes. Pour éviter cela, l'autre structure (c) utilise un PC 2D interdisant toute propagation des fréquences comprises dans la bande interdite peu importe l'angle d'incidence: il n'y aura donc plus de pertes latérales.

Dans une partie de leur étude, ceci ne fonctionne que pour une seule polarisation (TE) et la propagation dans le PC 2D est possible dans l'autre (d'où la flèche  $r_1'$  en (c)). Cependant, par sa nature, il y aura une région supplémentaire de Si par rapport à la structure précédente (b), ce qui devrait permettre d'améliorer l'absorption. Dans une autre partie de l'étude, selon l'arrangement (carré ou triangulaire) du PC 2D, il est possible d'obtenir une bande de fréquence fine interdite pour les deux polarisations (pour l'arrangement triangulaire). Pour leur application photovoltaïque, cela implique des performances globales inférieures (sur l'ensemble des longueurs d'ondes du spectre solaire), mais pourrait être bénéfique dans notre cas si les deux gaps comprennent notre longueur d'onde d'étude (940 nm).



*Figure 25* 3D PC composé de nano-fils modulés [65].

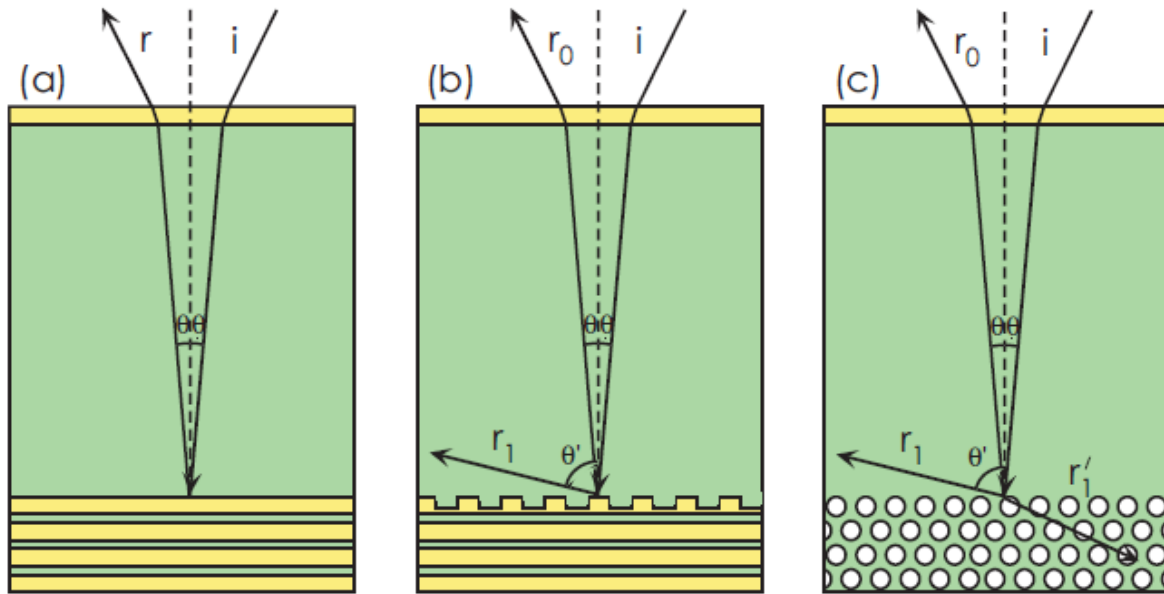


Figure 26 Illustration de 3 différents designs de cellules photovoltaïques: (a) Design simple avec un DBR apportant seulement de la réflexion. (b) Un DBR et un réseau périodique apportant de la réflexion et de la diffraction. (c) Un PC de trous d'air sous forme d'un réseau triangulaire apportant réflexion, diffraction et réfraction. Si en vert, faible diélectrique en jaune et air en blanc [57].

Une dernière application intéressante est liée à la combinaison entre un PC avec un défaut et un réseau. Pour commencer, tout comme les défauts dans les semiconducteurs qui introduisent des niveaux d'énergies autorisées dans la bande interdite, les défauts dans les PC font de même [62] [66]. Gao et al. utilisent cette propriété sur un PC 1D combiné à un réseau formant une structure hybride leur permettant une transmission bilatérale unidirectionnelle [56].

En effet, comme on peut le voir sur la Figure 27, le PC 1D est composé de différentes couches de Si et SiO<sub>2</sub> empilées périodiquement et respectivement de mêmes épaisseurs, et d'un défaut en son milieu : une couche de SiO<sub>2</sub> avec une profondeur différente des autres. Le réseau de Si est placé juste à la suite de ce PC (a). Ce que l'on constate est qu'un faisceau d'une certaine longueur d'onde (1.522 μm par exemple ici) sera fortement transmis dans un sens (de la droite vers la gauche) et totalement réfléchi dans l'autre direction (de la gauche vers la droite) et inversement pour une autre longueur d'onde (1.536 μm).

On peut donc penser à utiliser une telle structure en entrée de notre pixel afin de piéger la lumière dans la photodiode : elle peut rentrer par cette structure hybride mais ne peut pas en ressortir. Il faut tout de même noter que cela ne fonctionne que lorsque la lumière incidente est normale à cette structure. La tolérance angulaire est en effet un aspect important à étudier pour cette structure hybride.

Ces deux applications de PC semblent finalement être intéressantes à mettre en œuvre dans nos pixels, pour améliorer leurs performances optiques. La dernière constituera notamment une des études théoriques du chapitre 4 où nous évaluerons dans le même temps l'importance de ce qui semble être le principal problème de ces structures hybrides : la tolérance angulaire.

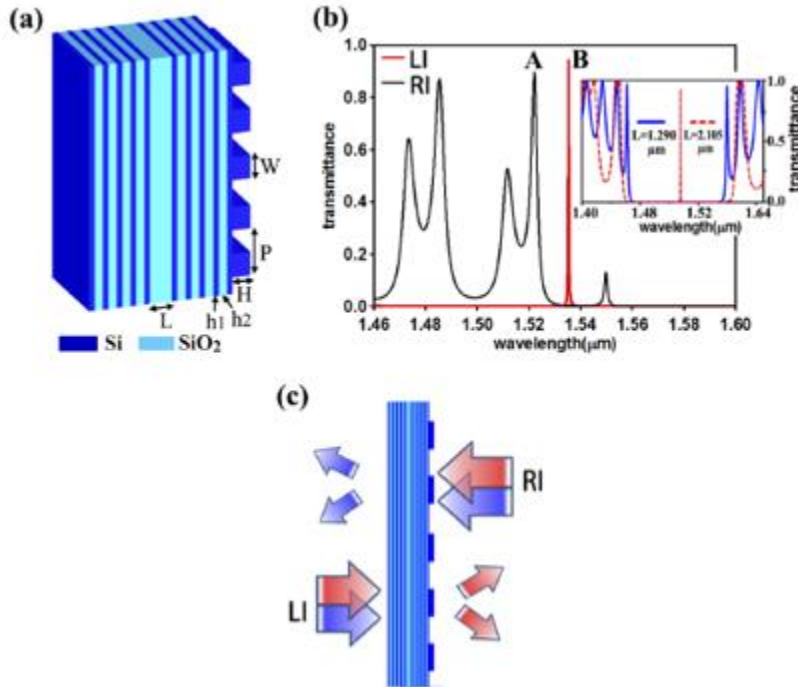
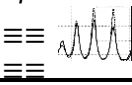
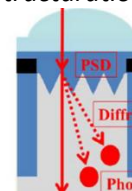
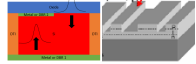
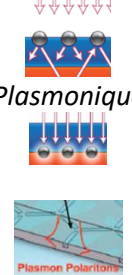
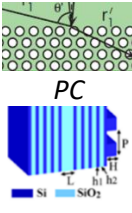


Figure 27 a) Illustration de la structure hybride. b) Transmittance en fonction de la longueur d'onde pour 2 faisceaux d'incidence opposée: LI provenant de la gauche, RI provenant de la droite comme indiqué en c) où l'on voit qu'un faisceau provenant de la droite avec une certaine longueur d'onde (en bleu) peut passer dans un sens RI mais pas dans l'autre (LI) et inversement pour le cas en rouge [56].

En conclusion, cette étude bibliographique nous a permis de comparer des solutions potentielles utilisées dans des domaines différents pour répondre à notre problématique de confinement de la lumière dans nos capteurs d'images CMOS. L'étude menée sur les guides d'ondes est la moins convaincante et pour cette raison nous ne sommes pas rentrés plus en détail. L'approche plasmonique est intéressante mais plusieurs problèmes peuvent émerger en implémentant ces structures dans nos capteurs CMOS, surtout concernant les nanoparticules métalliques. L'utilisation des SPPs semble être l'approche plasmonique la plus probable, mais les pertes de signal dans le métal la limitent fortement. Les autres applications quant à elles, sont très prometteuses pour la suite. Les différents mécanismes présentés dans ces parties, comme les WGM dans certaines nanostructures, ou encore la transmission bilatérale unidirectionnelle de la structure hybride entre un PC avec défaut et un réseau répondent bien à notre problème et semblent être des pistes très intéressantes pour la suite. La *Table 1* est un récapitulatif des différentes solutions et leurs potentielles applications, décrivant les difficultés process et les limitations au niveau des performances.

Comme indiqué précédemment, nous avons cependant décidé de baser notre étude sur la structuration en premier lieu, s'agissant de la méthode la plus facile à réaliser d'un point de vue process afin d'avoir des résultats sur wafer comparables aux simulations réalisées. D'un point de vue de l'industrie, ce sujet était en plein essor. Il fallait ainsi obtenir des résultats rapidement, et donc que la technologie soit facilement réalisable. Nous avons tout de même réservé un chapitre entier (*Chapitre 4*) sur différentes études réalisées seulement en simulation, sur des sujets plus théoriques comme la structure hybride (PC 1D avec défaut et réseau) notamment.

Table 1 Récapitulatif des différentes solutions

Solutions	Pitch du pixel	Type de pixel	Process	Limitations	
<p><i>Cavité résonante planaire</i></p> 	DBR	Tous	BSI + QF	Bon miroir sur les 2 interfaces → difficile côté FSI	Sensible aux variations process
<p><i>Structuration</i></p> 	Antireflet	Tous	BSI + QF	Existant → gravure	Chemin optique non augmenté
	Structures diffractives	Tous	BSI + QF	Existant → gravure	Cross-talk dégradé
	Réseau	≥10 périodes	BSI + QF	Existant → gravure	Cross-talk dégradé
	Double structuration	Tous	BSI + QF	Limité → transistors FSI	Cross-talk dégradé
WGM	Tous	BSI + QF	Limité → complexité des structures	Gain potentiel QE/cross-talk non vérifié	
<p><i>Guide d'onde</i></p> 	MMI	≤1 μm pour EPI=7.7 μm	BSI	Existant	Grande EPI + Injection de lumière
	GMR	≥10 périodes	QF	Existant → gravure	Cross-talk dégradé
<p><i>Plasmonique</i></p> 	Nanoparticules diffractives	Tous	BSI	Limité → implantation nanoparticules	Diffusion nanoparticules
	LSPR	Tous	BSI	Limité → implantation nanoparticules	Diffusion nanoparticules
	SPP	≥10 périodes	BSI + QF	Limité → gravure sur ligne M1	Perte de signal dans le métal
<p><i>PC</i></p> 	PC 2D	Tous	BSI	Limité	Bande interdite pour TE et TM simultanément
	Défaut + Réseau	Tous	BSI + QF	Existant	Variations process + tolérance angulaire



## 3.2 Amélioration du cross-talk/MTF

### 3.2.1 Isolation entre pixel : DTI

Comme discuté précédemment, l'autre axe d'amélioration est la diminution du cross-talk. Pour ceci, les capteurs BSI sont un atout majeur comparé à des capteurs FSI. Mais l'utilisation de barrières entre pixels est aussi un élément essentiel pour limiter le cross-talk. Celles-ci sont nommées DTI. Ce sont des tranches verticales composées de  $\text{SiO}_2$  séparant les photodiodes de deux pixels voisins. Elles sont aussi profondes que l'EPI de Si (généralement  $6\ \mu\text{m}$ ) et mesurent usuellement  $200\ \text{nm}$  d'épaisseur.

On pourra ainsi jouer sur l'épaisseur de ces DTI pour limiter le cross-talk. Il y a tout de même un compromis à trouver, car certes plus cette épaisseur est grande, plus on limite le cross-talk et on facilite la réflexion dans le bon pixel, donc on augmente la probabilité d'un photon d'être absorbé dans le bon pixel. Mais d'un autre côté, on diminue le facteur de remplissage du pixel, ce qui peut diminuer le QE.

Les DTI simples ne sont plus utilisés dans nos pixels. On préfère en effet utiliser des barrières qu'on va pouvoir utiliser électriquement en tant que capacité : ce sont les CDTI (de l'anglais Capacitive DTI). Comme on peut le voir *Figure 28*, elles sont constituées d'un cœur oxyde ( $\text{SiO}_2$ ) de  $76\ \text{nm}$ , puis d'une couche de polysilicium (PolySi) de  $50\ \text{nm}$  et enfin d'un liner de  $\text{SiO}_2$  de  $12\ \text{nm}$ . On peut aussi voir côté FSI que le PolySi dépasse de  $200\ \text{nm}$  de profondeur sur la tranche du cœur oxyde.

De par leur constitution, ces CDTI sont moins efficaces que les DTI pour bloquer la lumière et donc pour réduire le cross-talk. C'est ce que l'on a constaté et c'est pourquoi un nouveau type de DTI a vu le jour pour répondre non seulement à la problématique du cross-talk mais aussi à l'utilisation électrique des barrières : ce sont les BDTI (de l'anglais Backside DTI) aluminium (Al). Ils sont décrits dans la partie suivante.

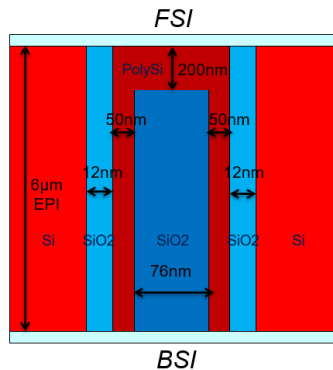


Figure 28 Schéma d'un CDTI réalisé à STMicroelectronics.

### 3.2.2 BDTI Aluminium

La *Figure 29* nous montre un schéma et une coupe TEM des BDTI Aluminium que l'on peut fabriquer à STMicroelectronics. En comparaison avec le CDTI, le cœur oxyde est remplacé par de l'aluminium, tandis que le PolySi et le  $\text{SiO}_2$  ne forment plus qu'une seule couche de  $\text{SiO}_2$ . Grâce aux propriétés de ce métal, la propagation de lumière entre deux pixels voisins via les BDTI sera fortement diminuée et même quasi inexistante. On intuite donc que le cross-talk sera fortement atténué, améliorant ainsi dans le même temps la MTF. Cependant, le signal ne sera pas réfléchi totalement par l'Aluminium, qui absorbe aussi une part importante de lumière, ce qui constitue du signal perdu, réduisant malheureusement le QE.



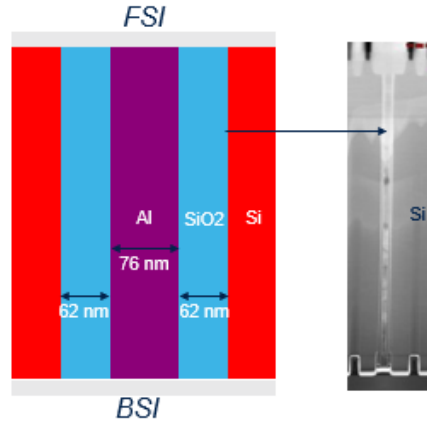


Figure 29 Schéma et coupe TEM d'un BDTI réalisé à STMicroelectronics.

La Figure 30 résume les différentes réflexions à 940 nm en fonction de l'angle sur ces trois types de barrières (en injectant la lumière dans la direction latérale : Si/DTI/Si). On y trouve également l'absorption dans le cas BDTI (pas d'absorption dans les deux autres cas). On comprend ainsi qu'à partir d'un angle incident sur la barrière de 28°, le DTI sera plus efficace que le BDTI pour réfléchir la lumière, car le BDTI sera soumis à trop de perte par absorption. En revanche, le BDTI a une réflexion largement supérieure au CDTI pour tous les angles d'incidences (sauf au-delà de 57°). Cela confirme bien la forte atténuation de cross-talk que nous obtiendrons avec une telle barrière par rapport au CDTI.

En conclusion, ces barrières sont des éléments essentiels afin de limiter le cross-talk de nos pixels. Ce ne sont en revanche pas les seules solutions d'amélioration. On pourrait notamment penser à des structures, comme vu dans la section précédente, qui contrôlent la propagation de lumière pour la confiner dans le pixel. Par exemple, un réseau avec des paramètres bien définis afin d'avoir un unique ordre de diffraction qui arrive sur les barrières avec un angle supérieur à l'angle de réflexion total, permettrait non seulement de diminuer le cross-talk mais aussi d'augmenter le QE par diffraction. Cela constituera une des études du chapitre 4.

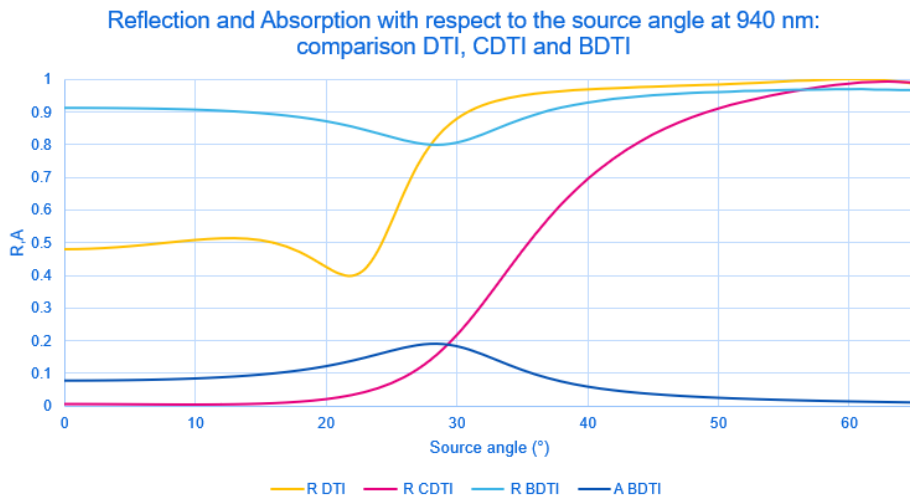


Figure 30 Réflexion sur le DTI (en jaune), le CDTI (en rose), le BDTI (en bleu clair) et l'absorption dans le BDTI (en bleu foncé) à 940 nm en fonction de l'angle d'incidence.

## 4 De la caractérisation aux simulations

### 4.1 Précision attendue par rapport aux données opto-géométrique

Nous décrivons ici la méthode de caractérisation que nous utilisons afin de connaître le QE de nos pixels : le montage optique utilisé en caractérisation est schématisé sur la *Figure 31*. Tout d'abord, l'éclairage est une source halogène. Celle-ci est directement envoyée dans un monochromateur qui nous permet de travailler à la longueur d'onde souhaitée, ou même d'avoir la réponse spectrale du capteur (on trace souvent le QE entre 400 nm et 1000 nm).

Ensuite, en sortie du monochromateur, la lumière est dirigée dans une sphère intégrante. Cette dernière est une cavité sphérique avec une forte réflexion pour les longueurs d'ondes que nous étudions. Elle permet de diffuser la lumière et d'avoir en sortie un faisceau de répartition spatiale et angulaire quasiment uniforme. L'intérêt est d'avoir une bonne uniformité sur tout le capteur, afin de ne pas avoir de fortes différences d'intensités entre les différents pixels. Cela limite les bruits que ces différences entraîneraient.

Finalement, on place le capteur afin d'avoir un nombre d'ouverture (f-number) de 2 ( $f/2$ ). On utilise cette valeur pour être dans la même configuration d'éclairage que le système optique du produit final. À l'aide d'une carte électronique connectée au capteur, on réalise une image du capteur dans le noir et éclairé à la longueur d'onde souhaitée. Puis on réalise la différence de ces images pour s'affranchir du bruit d'obscurité. On réduit également le bruit temporel en moyennant plusieurs images. Finalement, on moyenne la valeur de QE sur tous nos pixels afin d'obtenir un QE final censé être représentatif.

Comme nous allons le voir dans la partie suivante *4.3.1*, on aura une différence notable par rapport à la source utilisée en simulation. Celle-ci sera en effet une onde plane en incidence normale et donc une lumière parfaitement collimatée tandis qu'en caractérisation on se place en  $f/2$ . En simulation, la première méthodologie réalisée à STMicroelectronics [11] prenait en compte cette considération : pour récupérer le QE d'un pixel, il fallait réaliser plusieurs simulations avec des sources (ondes planes) d'incidences différentes, auxquelles on appliquait un certain poids, afin de reproduire le cône de lumière provenant de la lentille principale (cf *Figure 2*) sur les pixels situés au centre du capteur. On moyennait ensuite les résultats des différentes simulations afin d'obtenir notre QE simulé.

Cette méthodologie était plus réaliste, mais afin de diminuer le temps de calcul, nous avons par la suite utilisé seulement une seule source comme expliqué précédemment. Des travaux antérieurs au sein de l'entreprise ont en effet montré que l'on obtenait alors une bonne corrélation entre les mesures de caractérisations et les simulations pour le calcul du QE, tout en réduisant considérablement le temps de calcul (une seule simulation au lieu de 36 [11]). Dans le *chapitre 2*, nous allons par ailleurs obtenir un bon degré de similitude entre caractérisation et simulation en utilisant cette méthodologie.

Il est cependant difficile d'estimer l'erreur introduite sur les résultats finaux tant le système est complexe. Selon les différents designs de pixel (lignes de métaux, position des transistors, structuration, etc...) ou les différents pixels, nous n'obtiendrons jamais la même erreur de QE entre simulation et caractérisation ; et cela est davantage exacerbé par la différence de nature entre la simulation (seulement optique) et la caractérisation (opto-électronique). Mais dans tous ces différents cas, cette méthodologie reproduit tout de même les bonnes tendances relatives lors de l'optimisation du process et du design des pixels, ce qui constitue son principal intérêt.

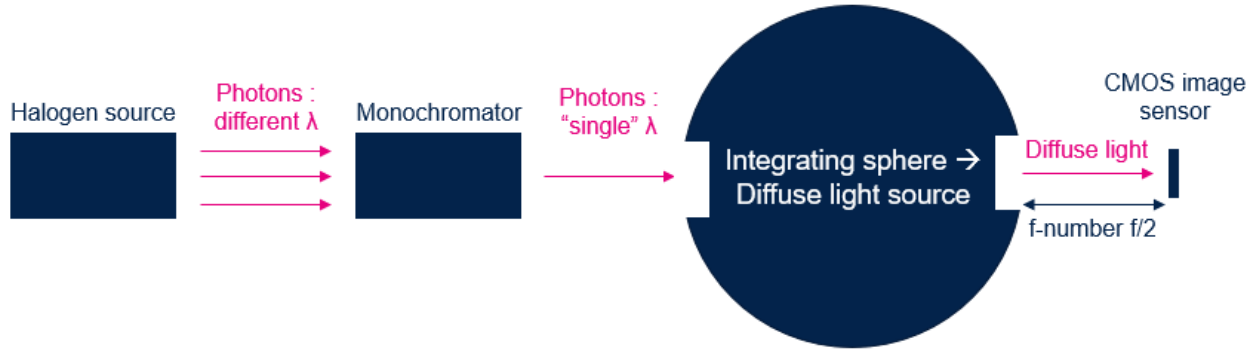


Figure 31 Schéma du montage optique permettant de mesurer le QE.

## 4.2 FDTD

Toutes nos simulations ont été réalisées à l'aide du solveur FDTD (de l'anglais Finite Difference Time Domain) de Lumerical (Ansys). La FDTD est une méthode utilisée afin de résoudre les équations de Maxwell dans des géométries complexes. Elle est donc parfaitement adaptée dans le cas de nos pixels, afin de connaître la répartition du champ électromagnétique dans ces derniers, et d'en déduire l'absorption dans le Si. Nous allons décrire ici son principe de fonctionnement.

Tout d'abord, pour notre application, nous avons besoin d'utiliser les équations de Maxwell dans un milieu non magnétique comme décrites dans les équations ci-dessous (en l'absence de sources) :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Équation 7 Équation de Maxwell-Ampère. Avec  $\vec{\nabla}$  l'opérateur rotationnel,  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  les champs magnétiques et électriques,  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  les permittivités du vide et diélectrique complexe relative.

$$-\vec{\nabla} \times \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Équation 8 Équation de Maxwell-Faraday. Avec  $\mu_0$  la perméabilité du vide.

Elles expriment une dépendance croisée entre les champs électriques et magnétiques. En effet, la variation temporelle du champ électrique dépend de la variation spatiale du champ magnétique (Équation 7) et inversement (Équation 8). Le bouclage qui en découle est à la base du principe de la FDTD : pour chaque point de la région de simulation,  $E^{t+1}$  sera calculé en utilisant  $E^t$  à la même position spatiale et  $H^{t+1/2}$  à une distance d'un demi-pas de grille (Équation 9). Réciproquement, le champ magnétique sera calculé de la même manière (Équation 10).

$$\vec{E}^{t+1} = \vec{E}^t + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon_r} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}^{t+1/2}$$

Équation 9 Équation de Maxwell-Ampère d'un point de vue temporel de la FDTD.

$$\vec{H}^{t+3/2} = \vec{H}^{t+1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_0} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E}^t$$

Équation 10 Équation de Maxwell-Faraday d'un point de vue temporel de la FDTD.

Ce principe a été introduit pour la première fois par Yee en 1966 dans une publication [67] où il décrit la grille particulière qu'il utilise pour calculer les champs électriques et magnétiques. Une cellule d'une telle grille, nommée cellule de Yee, est représentée Figure 32. Elle illustre le fait que les composantes des champs électriques et magnétiques sont respectivement calculées à une distance d'un demi-pas de cellule (centre des faces vs centre des arêtes ici).

Finalement, en utilisant la méthode des éléments finis spatialement et temporellement avec cette grille spécifique, la FDTD nous permet de calculer les valeurs des champs E et H pendant toute la propagation de l'onde électromagnétique au sein du pixel. La mise en place d'une source uniforme dans un plan et ayant un profil temporel arbitraire mais fini y est par ailleurs assez simple. La simulation se termine lorsque toutes les valeurs de champs dans la région de simulation sont nulles, l'énergie quittant le système.

Un des principaux avantages d'utiliser la résolution dans le domaine temporel est qu'en une seule simulation, on aura accès à des données comme la réflexion ou l'absorption en fonction de la longueur d'onde. En effet, si l'on utilise une impulsion courte dans le domaine temporel comme source, par une simple transformée de Fourier du signal temporel, on pourra collecter les informations fréquentielles.

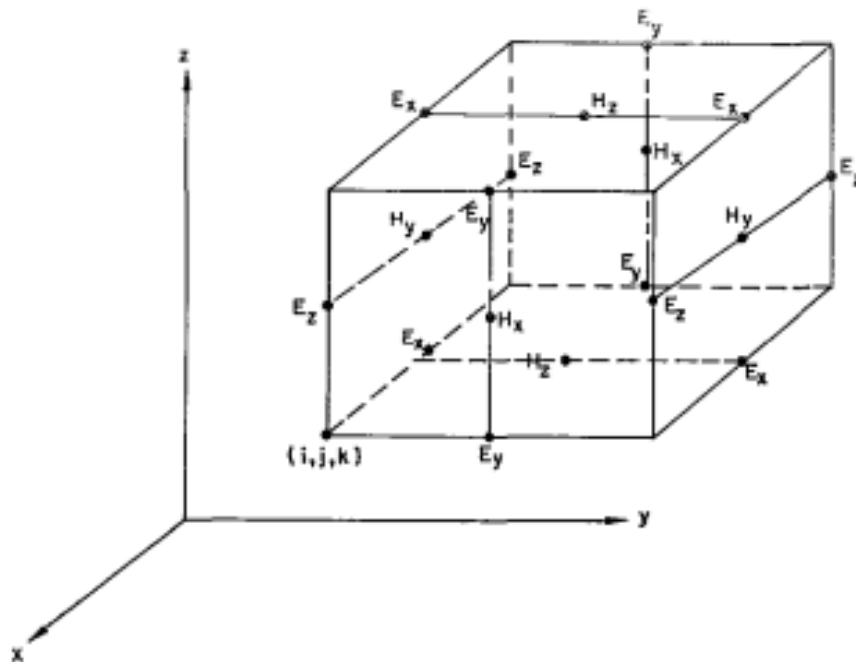


Figure 32 Représentation d'une cellule de Yee [67].

## 4.3 Méthodologies de simulation

### 4.3.1 Rendement quantique

Le calcul du QE d'un pixel se fait en plusieurs étapes. Premièrement, les différentes couches du pixel sont insérées dans Lumerical. Elles sont importées depuis un outil de design (KLayout). On leur attribue leurs caractéristiques optiques, c'est-à-dire les indices  $n$  et  $k$  [soit  $\text{Re}(\tilde{n})$  et  $\text{Im}(\tilde{n})$ ] des matériaux en fonction de la longueur d'onde. Ces paramètres optiques sont mesurés directement au sein de *STMicronics*, pour avoir les véritables valeurs que l'on obtiendra sur les wafers.

Dans un second temps, on insère une région de simulation dans laquelle la simulation sera réalisée. Pour le calcul du QE, on utilise seulement une cellule primaire qui est répétée périodiquement afin de constituer le capteur : dans la plupart des cas, cette cellule sera un pixel, mais pour d'autres capteurs avec des fonctions spécifiques (comme le calcul du temps de vol), cette cellule sera constituée de plusieurs pixels (quatre par exemple). Cette région de simulation comporte deux paramètres importants à définir : les conditions aux limites et la taille de grille souhaitée. On peut trouver un schéma d'un pixel avec les différentes conditions de simulation typiquement utilisées pour le calcul du QE sur la *Figure 33*.

En ce qui concerne les conditions aux limites, on en dénombre trois principales : les PML (de l'anglais Perfectly Matched Layers), les conditions périodiques et les conditions symétriques/antisymétriques (sym/antisym) lorsqu'elles sont applicables. Les PML réalisent une adaptation d'impédance entre le milieu dans lequel elles se trouvent et les différentes couches qui les constituent, minimisant la réflexion. Ce sont des conditions absorbantes. Elles sont donc placées respectivement en haut et en bas du pixel, afin que les ondes lumineuses respectivement réfléchies et transmises ne reviennent pas dans la région de simulation.

Sur les quatre autres faces que comporte la région de simulation, on impose des conditions périodiques, qui vont répéter le pixel infiniment, ou des conditions symétrique/antisymétrique, qui vont aussi répéter le pixel infiniment mais symétriquement. Dans ce dernier cas, les champs électriques et magnétiques sont soumis à des règles de symétrie par rapport aux réflexions induites dans le plan de symétrie. Il faudra donc bien respecter ces règles selon la polarisation utilisée et les différents plans de symétrie pour ne pas fausser les résultats. Ces règles peuvent se trouver sur le site internet de Lumerical [68]. On simulera ainsi les millions de pixels identiques répétés en ligne et en colonne qui composent nos capteurs, comme décrit précédemment dans la *partie 1.1*.

Pour la taille de grille souhaitée dans la région de simulation, la plupart du temps on utilisera une grille adaptative qui est plus ou moins fine selon l'indice de réfraction du milieu. Pour des structures petites pour lesquelles cette grille adaptative ne suffirait pas, on peut utiliser des grilles supplémentaires spécifiques autour de ces structures afin d'affiner la grille localement. Pour la FDTD, on utilise généralement un pas égal à  $\frac{\lambda}{10n}$  (avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu) [11].

Des études de convergence sur le maillage sont tout de même effectuées sur les différents pixels afin d'utiliser celui qui répond le mieux au compromis sur la précision des résultats et le temps de calcul. Finalement, de nombreux autres paramètres importants sont définis dans cette région de simulation tels que le pas temporel et le temps de simulation (qui doit être suffisamment élevé pour ne pas interrompre la simulation avant que les champs à l'intérieur soient quasiment nuls) ou encore le type de simulation (3D ou 2D).

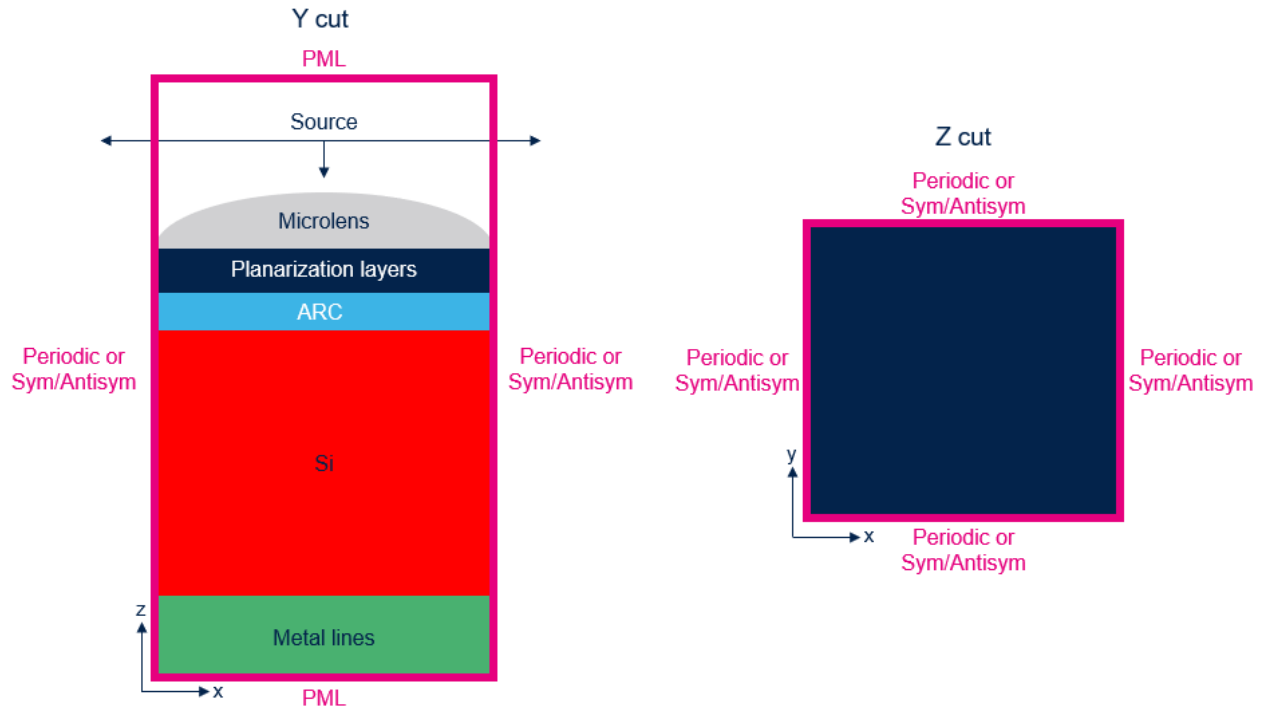


Figure 33 Schéma d'un pixel comprenant les différentes conditions de simulation. On peut voir deux coupes différentes: la coupe en y (à gauche) et la coupe en z (à droite).

Ensuite, on définit une source. Celle-ci est positionnée dans la région de simulation, juste avant les microlentilles. Plusieurs types de sources peuvent être choisis. Pour les simulations QE, on utilise une onde plane (comme on l'a suggéré plus haut). Par fidélité avec les sources que nous utilisons pour effectuer les caractérisations, on définit une largeur spectrale de 40 nm autour de la longueur d'onde d'intérêt (940 nm). Plusieurs points de longueur d'onde dans cet intervalle seront enregistrés (généralement 9 pour avoir une résolution de 5 nm) afin d'obtenir la réponse moyennée autour de cette longueur d'onde.

Pour chaque configuration, on effectue deux simulations : l'une avec une polarisation Transverse Électrique (TE) et l'autre avec une polarisation Transverse Magnétique (TM). En prenant la moyenne de ces deux polarisations, on se place dans une configuration plus réaliste correspondant à une lumière non polarisée en entrée du pixel. Enfin, comme détaillé dans la *section 4.1*, nous avons seulement effectué des simulations en incidence normale.

Pour finir, plusieurs « moniteurs » peuvent être insérés dans la région de simulation, pour enregistrer le champ ou des quantités dérivées du champ en des points choisis. Il existe en effet différents types de moniteurs. À l'aide des moniteurs de puissance, qui sont des plans 2D, on peut obtenir le vecteur de Poynting mais aussi la quantité de lumière transmise à travers cette surface au cours de la simulation. Ainsi, en mettant de tels moniteurs sur les 6 faces de la photodiode (qui est un parallépipède rectangle dans la plupart du temps), on pourra en déduire l'absorption dans le Si et donc le QE. De telles boîtes d'absorptions codées par Lumerical réalisent exactement ce travail. Nous les utilisons donc pour calculer le QE. On peut noter l'existence d'autres moniteurs que l'on ne détaillera pas ici [68].

Cette méthodologie de simulation est donc celle que nous utilisons afin d'obtenir le QE de nos pixels à 940 nm. La section suivante s'intéresse quant à elle au calcul du cross-talk.

### 4.3.2 Calcul du cross-talk

Pour la modélisation du cross-talk, on réalise cette fois-ci une simulation sur 9 pixels (3x3 pixels). Le but est en effet de voir l'impact d'un pixel sur ses pixels voisins. On garde les mêmes conditions aux limites, mais la région de simulation est élargie à 9 pixels. Comme on peut le voir *Figure 34*, seul le pixel central est inchangé par rapport à ce que l'on a pour une simulation QE.

Tous les autres pixels sont « protégés » par une couche de tungstène (W), que l'on ajoute au niveau de l'antireflet (cf. *Figure 33*). La source est également élargie afin d'illuminer tous les pixels, mais seul le pixel central sera illuminé normalement. Le tungstène agit en effet comme une couche réfléchissante et absorbante, ne laissant aucune lumière pénétrer dans les pixels. Seul le signal provenant du pixel central et qui aura ensuite pénétré dans un pixel voisin sera collecté dans ces pixels munis d'une couche de tungstène : c'est la définition du cross-talk. Ainsi, en récoltant l'absorption dans chacune des photodiodes, on pourra alors en déduire le pourcentage de cross-talk induit par notre pixel.

Il y a tout de même des limitations à cette méthode. En effet, la lumière se diffracte sur les bords du tungstène, ajoutant ainsi du cross-talk car cela modifie la propagation de la lumière par rapport à un pixel sans motif de cross-talk en tungstène. De plus, en simulant seulement 9 pixels, nous n'avons pas accès au cross-talk des seconds voisins, qui se mélange ici avec le cross-talk des plus proches voisins. Il faudrait simuler 5x5 pixels (soit 25 pixels) pour pouvoir y accéder, ce qui ajouterait environ un facteur 3 au temps de calcul. Finalement, de manière pratique, l'introduction de tungstène nous oblige à ajouter une étape de process pour pouvoir caractériser exactement la même structure, ce qui ajoute un certain coût. En revanche, cette méthode est malgré tout plus simple à mettre en place, en simulation mais aussi en process (ou caractérisation), que celle consistant à n'éclairer qu'un seul pixel par un montage optique particulier de la source, étant donné le faible pitch de nos pixels.

Le paramètre intéressant à simuler et en lien étroit avec le cross-talk est plutôt la MTF. C'est pourquoi nous nous sommes attachés à construire une méthodologie de simulation pour ce paramètre afin de le comparer aux résultats de caractérisations. Le *chapitre 3* est entièrement dédié à cette méthodologie.

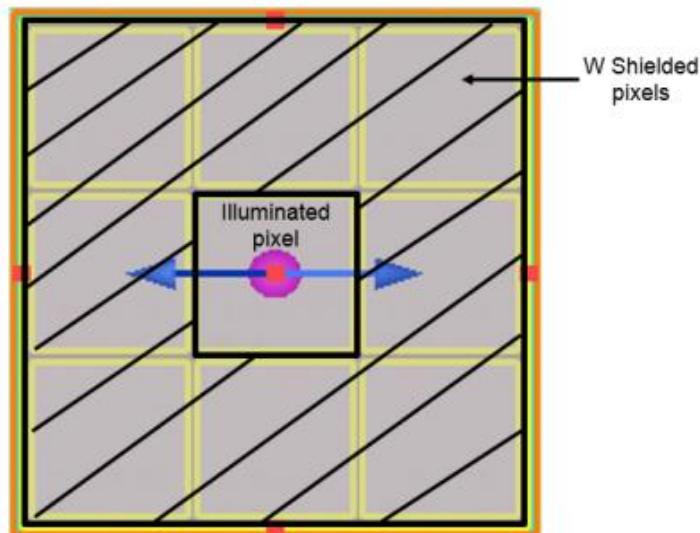


Figure 34 Illustration représentant les 9 pixels simulés lorsque l'on réalise une simulation cross-talk. On y retrouve le pixel central ainsi que les 8 autres pixels protégés par du Tungstène.

## Conclusion

En première partie de ce chapitre, nous avons pu décrire le principe de fonctionnement général d'un capteur d'image CMOS. Nous avons commencé par une vue globale du capteur, pour ensuite analyser plus spécifiquement les différents composants, comme la photodiode et l'architecture d'un pixel (avec l'exemple du pixel 4T). Les différentes couches optiques d'un pixel ont ainsi été détaillées, ce qui nous a permis de définir les différents paramètres optiques considérés dans cette thèse. Nous avons terminé cette partie en énumérant différentes applications fonctionnant dans le proche infrarouge, justifiant notre choix d'étude se portant à 940 nm.

Dans la deuxième partie, les propriétés optiques du Silicium dans le proche infrarouge ont été décrites, justifiant la dégradation des différentes performances optiques de nos capteurs dans ce domaine de longueur d'onde ; d'où la problématique de cette thèse : « *Étude de l'amélioration des performances optiques des capteurs CMOS dans le proche infrarouge* ».

La troisième partie a donc été consacrée à la recherche de solution dans la littérature afin d'améliorer ces différentes performances optiques : le QE et le cross-talk. Pour le premier paramètre, une étude détaillée a été réalisée en considérant différents domaines d'applications : les cavités résonantes, la structuration, les guides d'ondes, la plasmonique ou encore les cristaux photoniques. Cela nous a permis de mettre en pratique la solution la plus adaptée pour une industrialisation rapide : la structuration, qui est le sujet central du *chapitre 2*. Dans le même temps, certaines solutions intéressantes ont été étudiées plus théoriquement (seulement en simulation) et feront l'objet d'études plus profondes dans le *chapitre 4*. Enfin, pour le second paramètre, la mise en place de barrières métalliques (BDTI) semble être le principal axe d'amélioration, même si l'on peut penser à certaine structure permettant de confiner la lumière dans le pixel et donc d'améliorer ces deux paramètres optiques simultanément (cf. *chapitre 4*).

Finalement, la quatrième partie a permis de préciser les différences notables entre les conditions de caractérisation et de simulation. Le banc de caractérisation pour mesurer le QE a notamment été présenté. Nous avons ensuite détaillé brièvement le principe de fonctionnement de la FDTD, qui est notre outil de simulation, et avons finalement terminé par les différentes méthodologies de simulation des différents paramètres optiques : le QE et le cross-talk.





# **Chapitre 2 :**

# **Structuration**

## Introduction

Ce chapitre se consacre entièrement à l'étude d'une des solutions pouvant résoudre notre problématique de thèse : la structuration. Comme indiqué dans le premier chapitre, il s'agit de graver des structures diffractives dans le Silicium afin que la lumière incidente soit diffractée et parcourt un chemin plus long dans la photodiode ; augmentant ainsi le QE. La contrepartie est que cela va en même temps favoriser le cross-talk optique : les photons diffractés auront une probabilité plus importante d'être transmis et absorbés dans un pixel voisin, dégradant la qualité d'image du capteur. Nous allons donc évaluer cette solution et mettre en avant ce compromis entre QE et cross-talk.

Dans une première partie, nous décrirons brièvement les différents types de structures diffractives utilisés lors de cette thèse.

Ensuite, nous présenterons dans la deuxième partie un modèle 2D simplifié de pixel avec un réseau de structures gravées dans le Silicium, pour lequel nous ferons varier les paramètres d'intérêts (comme la période par exemple). Cela nous donnera une orientation pour l'étude sur des pixels réels (et donc 3D).

Dans la troisième partie, nous évaluerons donc la mise en place de telles structures diffractives sur le QE de nos différents pixels. Dans la première section, nous présenterons différents résultats de simulation 3D qui nous montre le gain de QE apporté par ces structures. Ces simulations seront ensuite comparées aux caractérisations dans la deuxième section. Pour terminer cette partie, nous analyserons des résultats de caractérisations et de simulations en faisant varier les différents paramètres de l'étude, en lien avec la partie 2 sur le modèle 2D, afin de trouver les paramètres optimaux pour maximiser le QE.

Après avoir maximisé ce paramètre optique, la quatrième partie exposera l'impact de ces structures sur les deux autres paramètres optiques d'intérêts : le cross-talk et la MTF. Le cross-talk sera tout d'abord simulé pour différents pixels et différentes structures en suivant la méthodologie du premier chapitre. La MTF sera quant à elle caractérisée dans ces différents cas. On montrera ainsi le compromis existant entre QE et cross-talk/MTF. L'impact de l'ajout de BDTI Aluminium à la place des CDTI sera finalement évalué.

Pour terminer ce chapitre, nous présenterons dans la cinquième partie un algorithme d'optimisation et sa méthodologie mise en place afin d'optimiser les paramètres des structures diffractives sur nos différents pixels, pour maximiser nos performances optiques. Nous l'utiliserons tout d'abord afin de maximiser seulement le QE. Des résultats de simulations et de caractérisation seront alors exposés. Pour finir, l'algorithme sera utilisé afin d'optimiser une figure de mérite qui combine maximisation du QE et minimisation du cross-talk.

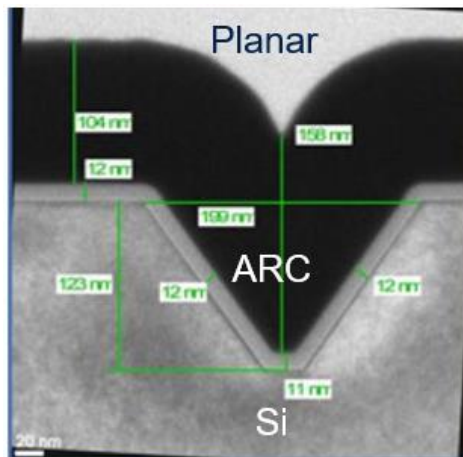
# 1. Les différents types de structures diffractives

## 1.1. Gravure humide

Il existe deux types de gravures nous permettant de former ces structures diffractives dans le Si : les gravures dites humides et sèches. La gravure humide se décompose en plusieurs étapes. Tout d'abord, une couche d'oxyde ( $\text{SiO}_2$ ) est déposée sur le Si, elle porte le nom de "masque dur". Ce masque est ensuite modelé par lithographie afin d'avoir les motifs aux formes et aux positions souhaitées. On applique enfin un agent chimique humide (d'où le nom de cette gravure) qui a pour but de graver le Si dans les évidements faits dans le masque dur par lithographie.

Cet agent chimique peut par exemple être le KOH (potasse). Lorsque celui-ci est appliqué sur un wafer (100), c'est-à-dire un wafer dont la face est le plan cristallographique (100) du Si, on obtient une gravure anisotrope. En effet, la vitesse de gravure du plan (100) est bien plus élevée (environ 100 fois plus) que celle du plan (111). Cette anisotropie engendre donc la formation d'une pyramide, avec un angle de  $54.7^\circ$ , celui entre ces deux plans cristallographiques : la taille de la base de la pyramide (définie par l'ouverture du masque) et sa profondeur sont donc liées par cet angle.

Pour finir, le masque dur en silice est retiré par une gravure humide sélective utilisant le HF. Une couche antireflet ainsi qu'une couche de planarisation sont finalement déposées sur le Si. On peut voir le résultat d'une telle gravure avec les différentes couches sur la *Figure 35*. Celle-ci a été réalisée dans les salles blanches de *STMicroelectronics (STM)*.



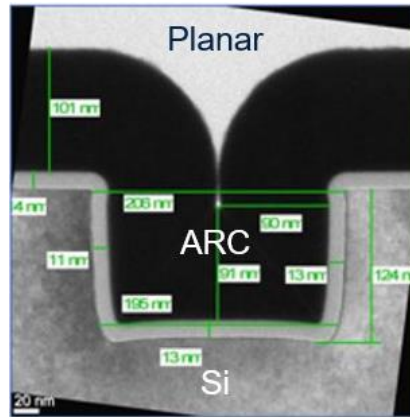
*Figure 35 Image SEM (Secondary Electron Microscopy) d'une pyramide obtenue à STM par gravure humide. Les différentes couches sont indiquées : Si (Silicium), ARC (de l'anglais Anti Reflective Coating) pour la couche antireflet et Planar pour la couche de planarisation.*

## 1.2. Gravure sèche

Comme son nom l'indique, la gravure sèche n'utilise pas d'agent chimique humide, comme décrit précédemment. Pour cette gravure, un masque est aussi utilisé afin de définir les motifs. Ce masque est dit dur s'il est directement posé sur le wafer par une couche d'oxyde ou autre. On effectue ensuite la même étape de lithographie sur ce masque. Pour la gravure, on utilise ici un plasma : le wafer est bombardé par des ions afin de creuser le Si dans les évidements du masque.

Finalement, le même travail de passivation, de retrait du masque et de dépôt de couches antireflet et de planarisation est effectué. La *Figure 36* présente une telle structure que l'on obtient grâce à la gravure sèche. Comme vu dans le chapitre précédent, d'autres formes sont réalisables. Cependant, il était dans un premier temps plus confortable de travailler avec de telles structures qui sont plus facilement réalisables et dont *STM* contrôle parfaitement le process.

L'un des avantages de cette gravure est qu'elle nous permet d'avoir des structures avec une longueur et une largeur différente. Comme nous le verrons dans la *partie 3* de ce chapitre, cela nous permettra de cibler des zones où l'on veut qu'il y ait de la diffraction ou non et donc du signal absorbé ou non.



*Figure 36* Image SEM d'un plot obtenu à STM par gravure sèche. Les différentes couches sont indiquées : Si (Silicium), ARC (de l'anglais Anti Reflective Coating) pour la couche antireflet et Planar pour la couche de planarisation.

## 2. Modèle 2D et analyse multivariée

### 2.1. Théorie du réseau de diffraction

Comme annoncé dans le premier chapitre, nous avons implanté des structures sous forme de réseau de diffraction sur nos pixels afin de répondre à notre problématique. Un réseau est composé d'une série d'objets répétés périodiquement dans l'espace. Dans notre cas, on utilisera une série de structures diffractives identiques périodiquement espacés. Lorsque cette période devient du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le matériau (pour nous  $\frac{940}{n_{Si}} = \frac{940}{3.6} \approx 260$  nm), on observe des figures de diffractions intéressantes liées aux interférences constructives et destructives ainsi créées. Ces figures de diffraction répondent à l'Équation 11 suivante en termes de directions à l'infini :

$$n_2 \sin \theta_m = n_1 \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{d}$$

*Équation 11* Equation du réseau en transmission. Avec  $n_1$  et  $n_2$  les indices de réfraction du milieu incident et du milieu de l'onde transmise respectivement,  $\theta_m$  et  $\theta_i$  les angles de réfraction et d'incidence respectivement,  $m$  l'ordre de diffraction,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière dans le vide et  $d$  la période du réseau.

L'objectif premier était donc de connaître les caractéristiques principales du réseau (période, facteur de remplissage, profondeur de gravure, etc...) afin de maximiser le QE pour une photodiode donnée (avec une certaine largeur et une certaine profondeur). Ceci est l'objet de l'étude suivante qui se base sur un simple modèle 2D.

## 2.2. Etude sur un simple modèle 2D

La *Figure 37* décrit le modèle 2D utilisé pour cette étude. Ce dernier représente un pixel simplifié. On y retrouve une couche d'oxyde (en bleu foncé) dans laquelle la source de lumière est présente et envoie une onde plane centrée sur une longueur d'onde de 940 nm. Une couche d'antireflet (ARC en bleu clair) est aussi posée sur le Si (en rouge), qui constitue la photodiode. Sur les bords du pixel, on retrouve les CDTI discutés dans le chapitre précédent. Enfin, un réseau avec des motifs de type gravure sèche comme décrit dans la partie 1.2 est dessiné sur le haut de la photodiode.

Pour cette étude 2D, des conditions périodiques sont utilisées sur les bords afin de répéter le pixel à l'infini, des conditions PML se situent au-dessus de la source afin que la lumière réfléchi ne s'interfère plus dans le pixel et des conditions métalliques de type métal parfait sont insérées en dessous du Si, pour imiter simplement le rôle optique des lignes de métaux normalement présentes dans un véritable pixel en technologie BSI (BackSide).

On a ainsi défini plusieurs paramètres variables. Pour le réseau, on y trouve sa période, sa profondeur et son facteur de remplissage, correspondant au ratio entre l'épaisseur de la structure et la période du réseau. Le nombre de structures est directement lié à la période du réseau : on interdit tout contact avec les CDTI, tout en insérant le plus grand nombre de structures possible. Pour la photodiode, le pitch du pixel ainsi que la profondeur d'épitaxie du Si (EPI) sont aussi variables.

Un grand nombre de simulations FDTD ont alors été lancées avec des valeurs de tous ces paramètres similaires à ce qui est réalisable en salle blanche et donc applicable à nos véritables pixels. On retrouve les détails des différents points simulés *Table 2*. Nous avons donc réalisé 3402 simulations pour cette étude ((3x3x3x7x9)x2), car les deux polarisations sont moyennées, comme précisé dans le *chapitre 1*. Finalement, le QE (compté ici comme l'absorption dans le Si), a été enregistré pour chaque simulation en moyennant la longueur d'onde sur 40 nm de largeur spectrale autour de 940 nm, en utilisant la méthodologie de la *partie 4.3.1* du *chapitre 1*.

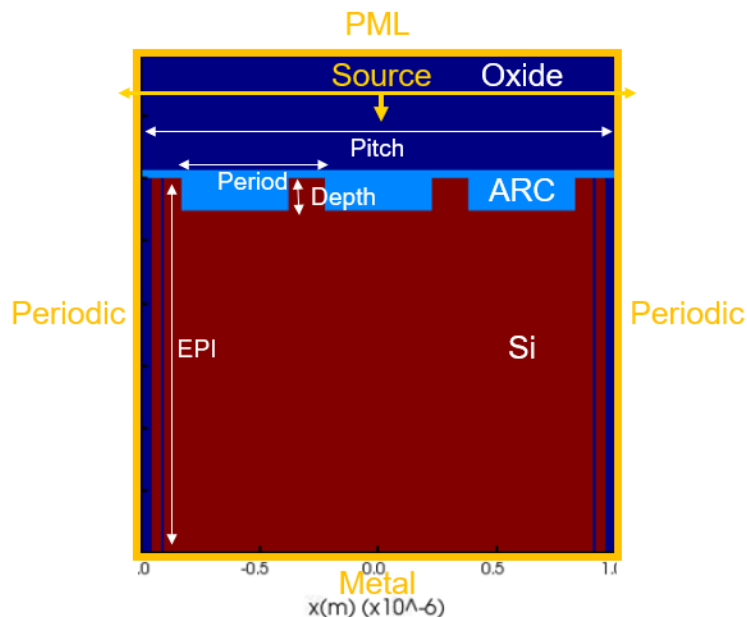


Figure 37 Un modèle 2D d'un pixel simplifié.

Table 2 Valeurs simulées des différentes variables.

	Période (nm)	Profondeur (nm)	Facteur de remplissage	EPI ( $\mu\text{m}$ )	Pitch ( $\mu\text{m}$ )
<b>Valeur min</b>	200	200	0.1	4	2
<b>Valeur max</b>	800	400	0.9	6	4
<b>Pas</b>	100	100	0.1	1	1
<b>Total points</b>	7	3	9	3	3

Nous avons ensuite analysé les résultats de ces simulations « multivariées » grâce au logiciel d'analyse JMP [69]. Il nous permet de générer un modèle d'analyse grâce à nos différents résultats, en synthétisant les tendances saillantes de façon semi-automatique pour des études paramétriques multi-dimensionnelles de ce type. Sur la *Figure 38*, on trouve les différents paramètres que le logiciel a utilisé afin de construire le modèle (en se basant sur nos données de simulation), et leur valeur d'importance sur le résultat final : le QE. On constate par exemple que l'EPI est le paramètre le plus important dans l'amélioration du QE, suivi de près par la période du réseau au carré.

On peut ensuite analyser plus en détail ce modèle en ciblant les variables primaires. La *Figure 39* illustre les différents résultats d'analyse correspondants. On retrouve premièrement une fonction dite de "désirabilité". Elle encapsule les tendances moyennes des autres paramètres, ce qui nous permet de déduire les différentes valeurs des paramètres individuels afin de maximiser le QE (l'intérêt de l'outil est donc de choisir cette maximisation « moyenne » ou « interpolation optimale » sans faire le choix d'un optimum global qui serait en réalité trop incertain, faute d'échantillonnage à N dimensions).

Suivant cette simplification, la lecture des graphes devient quasi triviale : plus le QE est faible, plus la désirabilité est proche de 0 et plus le QE est élevé, plus la désirabilité est proche de 1. Lorsque le graphe de la désirabilité en fonction des paramètres d'études est plat, cela signifie que ce paramètre n'influe pas énormément sur le QE. On peut ainsi constater que la profondeur du réseau n'est pas un paramètre essentiel (du moins dans l'intervalle étudié) : entre 200 nm et 400 nm, on aura sensiblement les mêmes valeurs de QE. Cela vaut aussi pour le pitch du pixel, notamment entre 3 et 4  $\mu\text{m}$  : en première approximation, on peut donc considérer que les structures optimales ne dépendent pas du pitch du pixel.

Pour les paramètres restants, leur influence sur le QE est conséquente. On constate ainsi que le principal paramètre d'influence (l'EPI) augmente le QE linéairement : on obtient dans certaines configurations des gains d'environ 30% entre une EPI de 4  $\mu\text{m}$  et 6  $\mu\text{m}$ . De même, la période du réseau et le facteur de remplissage ont des impacts assez élevés sur le QE : il semblerait qu'une période comprise entre 450 et 550 nm ainsi qu'un facteur de remplissage compris entre 0.35 et 0.5 favorisent la maximisation du QE.

Cette étude nous a donc permis d'avoir une base sur laquelle s'appuyer afin de cibler des choix paramétriques raisonnablement parcimonieux pour la mise en œuvre réelle. Nous l'avons notamment utilisée pour les résultats de la *section 3.3* qui reprend cette étude sur des pixels réels (3D). Ce modèle nous a ainsi permis de limiter drastiquement le nombre de simulation 3D lancées (facteur 20 environ par rapport à l'étude 2D).

Parameters	Worth
EPI (um)	336.915
Period (um)*Period (um)	246.008
Fill Factor*Fill Factor	106.285
Period (um)*Period (um)*Period (um)	38.879
Fill Factor	20.427
pitch (um)*pitch (um)	18.263
pitch (um)	10.319
Depth (um)*Period (um)	4.404
pitch (um)*Period (um)	3.876
Fill Factor*Fill Factor*Fill Factor	2.947
EPI (um)*Depth (um)	2.516
pitch (um)*Fill Factor	2.361
Depth (um)	1.622
Depth (um)*Depth (um)	1.619
Depth (um)*Fill Factor	1.598
Fill Factor*Period (um)	1.434
EPI (um)*Fill Factor*Period (um)	1.340
EPI (um)*Period (um)	0.698
Period (um)	0.130
EPI (um)*Fill Factor	0.017

Figure 38 Importance des différents paramètres sur le QE pour le modèle d'analyse généré par JMP (échelle logarithmique).

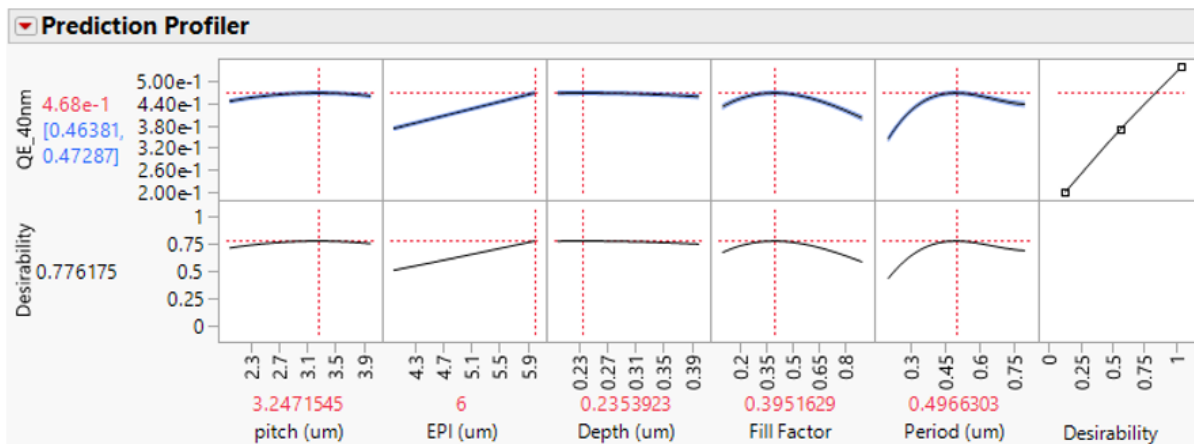


Figure 39 Résultat d'analyse du QE en fonction des différents paramètres d'étude.

### 3. Rendement Quantique sur différents pixels

Historiquement, nous avons commencé (à *STMicroelectronics*) la structuration sur nos pixels par de la gravure humide (pyramides), puis par la gravure sèche qui présentait plus de degré de liberté (notamment sur la profondeur de gravure). La course entre les différentes entreprises du secteur concernant l'amélioration du QE des pixels fonctionnant dans le proche infrarouge était telle qu'il fallait obtenir des premiers résultats dans un temps très court. C'est pourquoi cette étude 2D précédemment présentée dans la *partie 2* n'a en fait pas été réalisée totalement en amont : il fallait tout d'abord prouver l'utilité de la structuration avant de l'optimiser.

Ainsi, les *sections 3.1* et *3.2* présentent différents résultats de simulation et de caractérisation, ayant été réalisées avant le modèle 2D. Ce n'est qu'à partir de la *section 3.3*, qui étudie justement le QE sur nos pixels en fonction des différents paramètres d'influences, où le modèle 2D a été utilisé.



### 3.1. Gain en QE : comparaison avec et sans structuration (Simulation)

#### 3.1.1. Gravure humide

Nous avons donc dans un premier temps simulé différentes structures sur différents pixels afin de valider le gain de QE apporté par celles-ci. Comme expliqué, la première étude présentée dans cette section a porté sur de la gravure humide (pyramides).

Pour commencer, des configurations simples de ces structures ont été simulées. On trouve ces configurations sur la *Figure 40* qui représente la vue de dessus d'un pixel de pitch  $3.2\ \mu\text{m}$ , avec le Si en rouge et les pyramides en bleu (de tailles identiques respectivement dans chaque configuration). Sur le bord du pixel, on note aussi la présence des CDTI.

La *Figure 41* présente le QE simulé de ce pixel en fonction de la taille de la base de la pyramide pour ces différentes configurations dans un cas précis : une EPI de  $3\ \mu\text{m}$  et un espace constant de  $100\ \text{nm}$  entre les pyramides d'une même configuration. Comme discuté précédemment, ces différents paramètres et leur influence seront évalués plus précisément dans la *section 3.3*. On constate ainsi un fort gain en QE lorsque ces structures sont présentes dans le pixel. Le gain observé par rapport au pixel sans structuration peut en effet atteindre la valeur de 2.8, ce qui est remarquable.

En revanche, on remarque des différences de gain assez élevées plutôt croissante avec la taille des pyramides sur une même configuration «  $n \times n$  » (une même courbe). Mais dans tous les cas sans exception, on peut souligner le gain de QE observé par rapport à un pixel sans structuration. C'est précisément ce que l'on souhaitait obtenir à l'aide de ces structures diffractives, ce qui signifie que le phénomène de base a un impact positif sur ce paramètre optique.

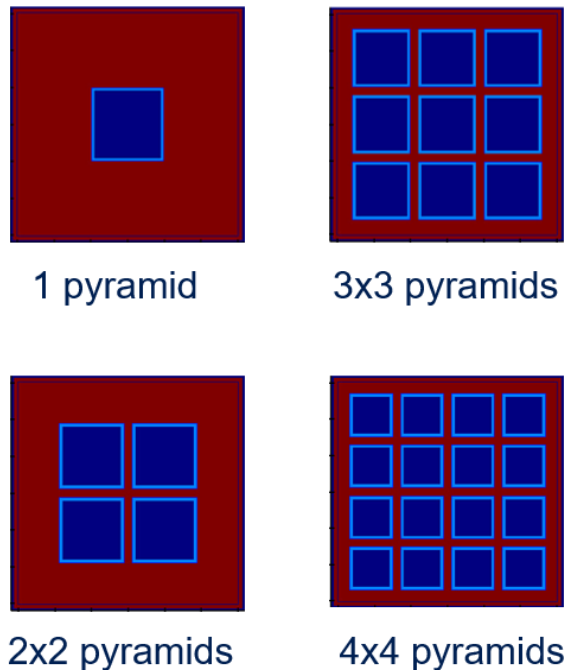


Figure 40 Schéma de différentes configurations de structures sur un pixel de pitch  $3.2\ \mu\text{m}$ . Vue de dessus du pixel.

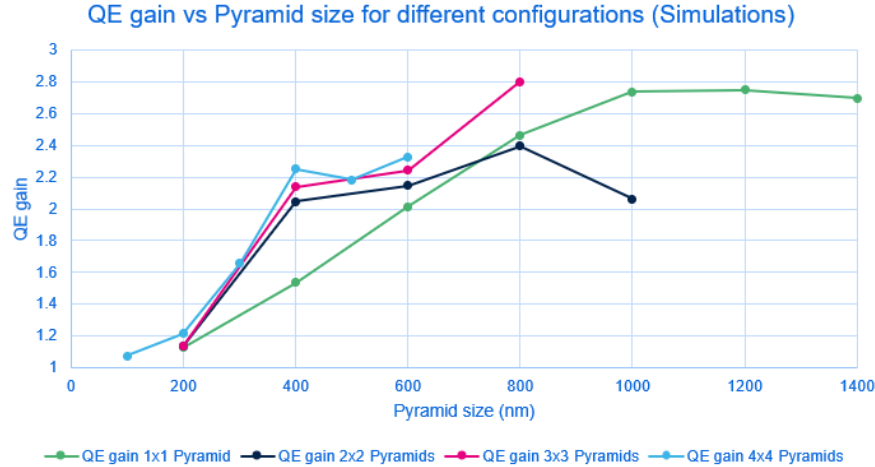


Figure 41 Gain en QE vs la taille des pyramides pour le pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$  pour les différentes configurations de la Figure 40. La profondeur de l'EPI est de  $3 \mu\text{m}$  sur ces simulations.

Ces structures pyramidales ont aussi été implantées sur un deuxième type de pixel, plus particulier. Ce pixel de pitch  $4.6 \mu\text{m}$  contient en effet deux zones mémoires intégrées auprès des zones de DTI. C'est un pixel iTOF (de l'anglais indirect Time Of Flight), utilisé afin de connaître la distance d'un objet au capteur par la technique du temps de vol indirect. Nous ne détaillerons pas plus le fonctionnement général d'un tel pixel, mais un lecteur intéressé pourra se référer à cette publication [70] ou à cette thèse [71].

Il nous suffit simplement de noter que, du fait que ce pixel possède deux mémoires intégrées dans le volume de Silicium, le QE ne sera pas calculé sur ce volume total. On peut voir un schéma du layout de ce pixel avec deux configurations de structuration sur la Figure 42, nous indiquant en effet la zone où le QE est intégré ainsi que les zones mémoires indiquées PLS 1 et PLS 2 (de l'anglais Parasitic Light Signal) ; portant ces noms car le signal absorbé dans ces mémoires constituera un signal parasite pour la reconstitution de l'image. C'est d'ailleurs pourquoi elles sont protégées optiquement par un bouclier de Tungstène (W shield). Finalement, ces PLS forment une sorte de cross-talk interne au pixel et sont calculées de la manière suivante (le but étant bien évidemment de minimiser la PLS):

$$PLS_i = \frac{Abs(Mem_i)}{QE}$$

Équation 12 Calcul des PLS avec  $Abs(Mem_i)$  l'absorption dans la zone mémoire  $i$ .

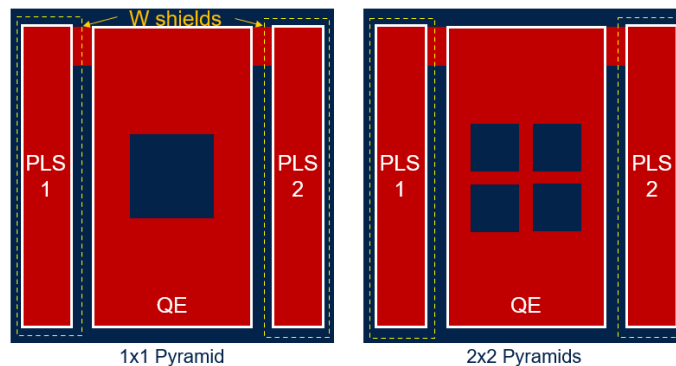
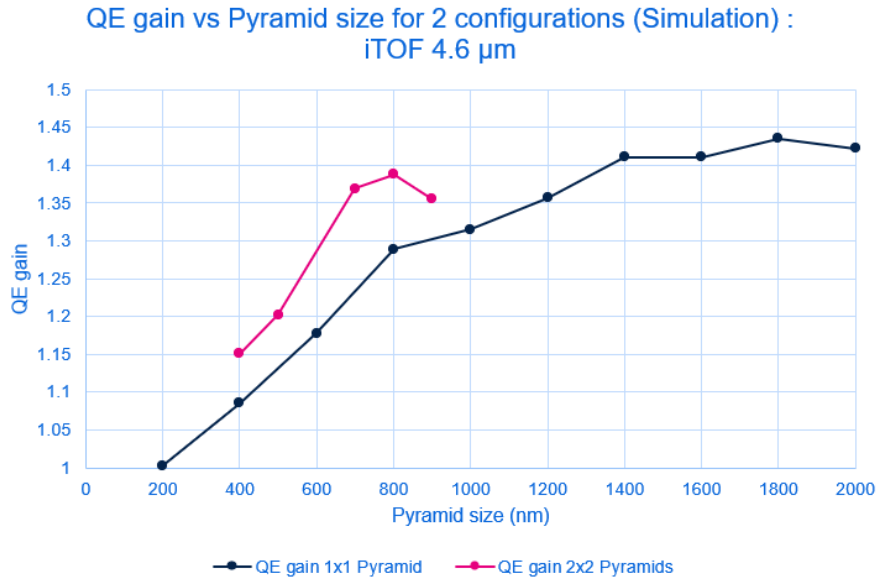
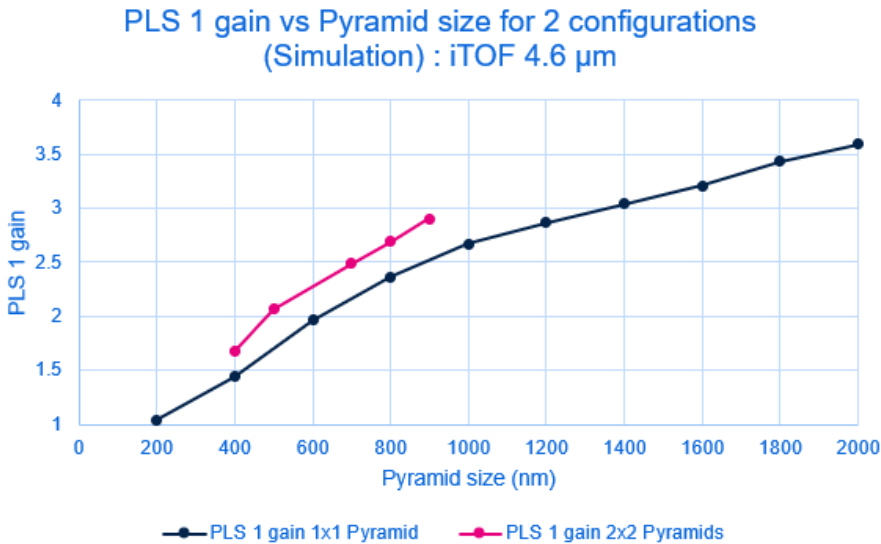


Figure 42 Schéma du layout du pixel iTOF présentant les zones mémoires (PLS 1 et 2) et la zone d'intégration du QE pour deux configurations de structuration différentes.

Nous avons ainsi simulé ce pixel avec de telles structures pyramidales. La *Figure 43* nous montre le gain de QE en fonction de la taille de la base de la pyramide pour les deux configurations indiquées sur la *Figure 42*. On observe, de la même manière que pour le pixel précédent, un gain de QE apporté par ces structures. Malheureusement, le gain en PLS augmente encore davantage, comme on peut le voir sur la *Figure 44*. Avec ces structures, il semble donc difficile d'augmenter le QE sans dégrader par la même occasion la PLS. On trouve ici une première occurrence du compromis observé ultérieurement entre QE et cross-talk (la PLS jouant dans ce cas le rôle d'un cross-talk interne au pixel).



*Figure 43* Gain en QE vs la taille des pyramides pour le pixel iTOF 4.6  $\mu\text{m}$  pour les deux configurations de la *Figure 42*. La profondeur de l'EPI est de 6  $\mu\text{m}$  sur ces simulations.

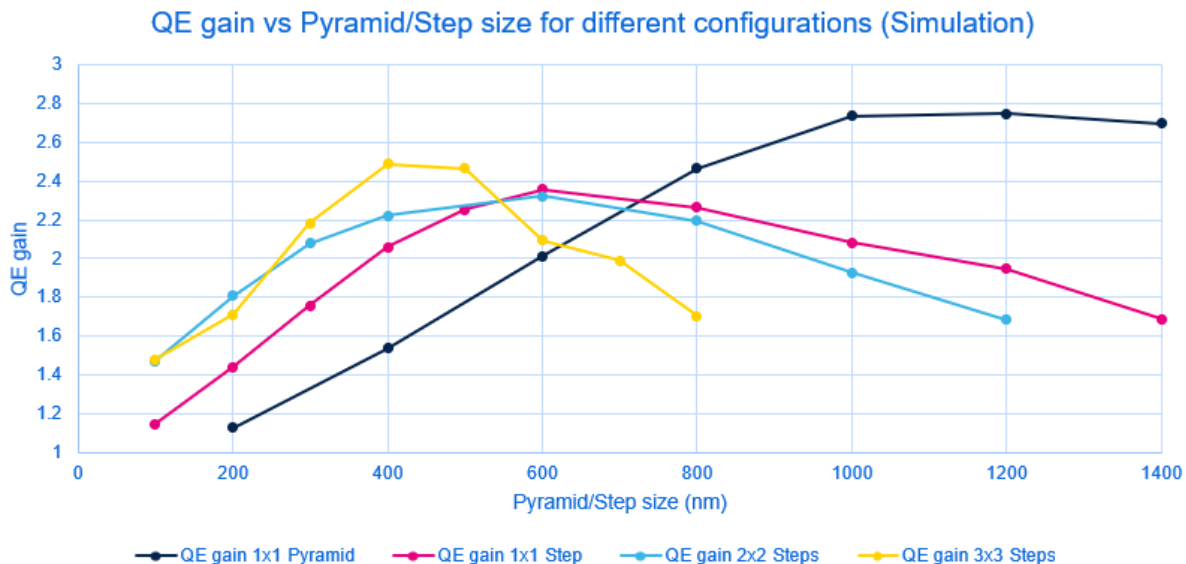


*Figure 44* Gain en PLS vs la taille des pyramides pour le pixel iTOF 4.6  $\mu\text{m}$  pour les configurations 1x1 et 2x2. Seul la PLS 1 est présentée mais est égale à la PLS 2.

### 3.1.2. Gravure sèche

Dans un second temps, nous avons testé de manière similaire des structures réalisées à l'aide d'une gravure sèche. La *Figure 45* nous montre les gains de QE simulés sur le pixel de pitch  $3.2\ \mu\text{m}$  avec une profondeur d'EPI de  $3\ \mu\text{m}$  et une profondeur de gravure de  $1\ \mu\text{m}$ . Comme mentionné au début de cette partie, la variation de profondeur de gravure sera étudiée par la suite dans la *section 3.3* et cette valeur de  $1000\ \text{nm}$  a été choisie arbitrairement ici. Enfin, la structure est construite sur des plots à base carré (de  $1\times 1$  à  $3\times 3$  encore), et c'est le côté du carré que l'on fait varier (l'espace entre deux plots étant fixé à  $100\ \text{nm}$  comme précédemment).

Sans surprise, on retrouve également un gain de QE pour toutes ces structures sans exception. Cependant, on n'observe pas les mêmes courbes que pour la gravure humide. Le gain est moins important pour ces plots carrés, et le maximum de QE, plus saillant du fait de nettes redescentes, n'est pas obtenu pour la même longueur de la base. Cette observation est difficilement explicable tant la nature d'un pixel est complexe (avec toutes les différentes couches optiques, on peut au mieux conjecturer une explication) ; c'est d'ailleurs pour cela que l'outil FDTD est utilisé en premier lieu.



*Figure 45* Gain en QE vs la taille des plots pour le pixel de pitch  $3.2\ \mu\text{m}$  pour différentes configurations de la *Figure 40* ( $1\times 1$  à  $3\times 3$ ). Par comparaison, le gain de QE de la pyramide en configuration  $1\times 1$  est aussi présenté sur cette courbe. La profondeur de l'EPI est de  $3\ \mu\text{m}$ , la profondeur de gravure de  $1\ \mu\text{m}$  et l'espace entre deux plots vaut  $100\ \text{nm}$ .

Pour finir, nous avons aussi réalisé des structures rectangulaires et notamment sur le pixel iTOF discuté précédemment. En effet, le but est de diffracter la lumière un minimum vers les zones mémoires afin de limiter la PLS. Nous avons donc choisi de mettre une structure rectangulaire positionné comme sur la *Figure 46*, avec une longueur  $a_x$  bien supérieure à la largeur  $a_y$ . Ce faisant, la lumière est préférentiellement diffractée dans la direction  $y$ , limitant le cross-talk vers les zones mémoires.

C'est ce que l'on peut constater sur la *Figure 47*. On peut en effet y voir le gain de QE (à maximiser) et le gain en PLS (à minimiser) par rapport à la profondeur de gravure  $a_z$ . La longueur  $a_x$  et la largeur  $a_y$  ont été fixées préalablement à des valeurs de  $1.8\ \mu\text{m}$  et  $200\ \text{nm}$  respectivement. Premièrement, un gain de QE est toujours observé avec la structure. Cependant, on obtient des gains moins élevés qu'avec la pyramide : on obtenait  $1.43$  (cf *Figure 43*) avec la pyramide tandis qu'on atteint ici  $1.32$  au maximum.

En revanche, on trouve des gains en PLS beaucoup plus faibles qu'avec la pyramide. Si on se place à un même gain de 1.32, correspondant à une pyramide de 1  $\mu\text{m}$  de base (cf *Figure 43*), on obtenait un gain en PLS de 2.7 comme indiqué sur la *Figure 44*. Avec la structure rectangulaire, ce même gain est obtenu avec une profondeur az de 300 nm, mais le gain en PLS se limite à 1.47 : on a presque divisé par deux ce « gain indésirable » par rapport à la pyramide. On a donc bien diffracté la lumière préférentiellement dans la direction y et donc limité le cross-talk dans les zones mémoires.

La gravure sèche a donc ainsi été choisie pour la suite des différentes études sur ce pixel pour cette raison et pour le contrôle qu'elle donne vis-à-vis de la profondeur de gravure (la profondeur étant liée à la longueur de la base de la pyramide dans le cas d'une gravure humide de type KOH). On notera par ailleurs la convergence des résultats vers une valeur « plateau » atteinte à partir d'une profondeur de gravure de 300 nm, qui nous donne un aperçu de l'étude menée dans la *section 3.3*.

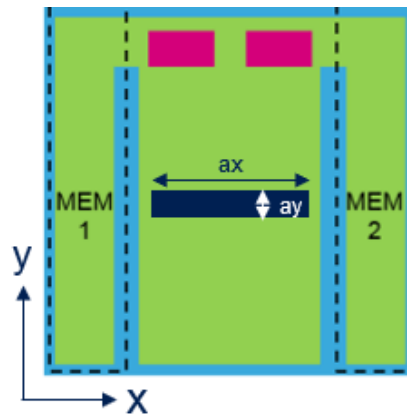


Figure 46 Layout du pixel iTOF avec une structure rectangulaire de longueur ax, largeur ay et profondeur az.

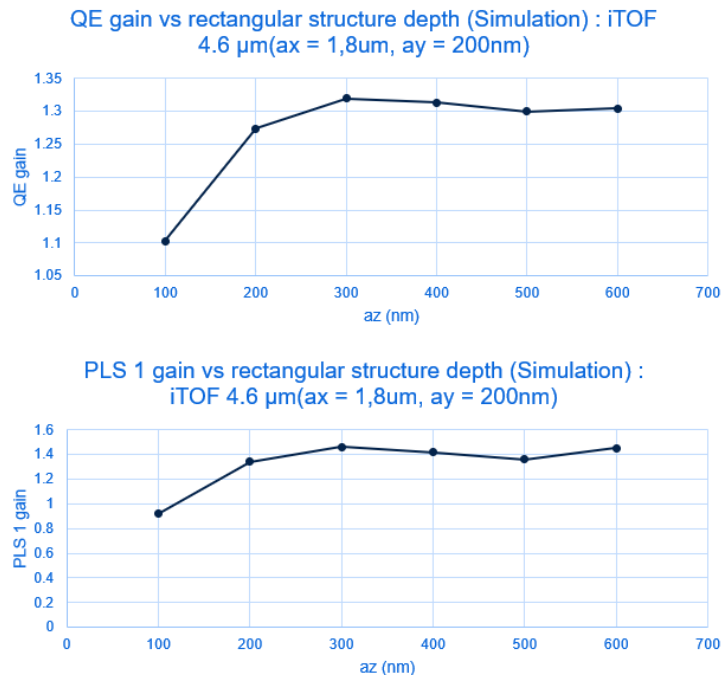


Figure 47 Gain en QE et gain en PLS vs la profondeur de gravure az pour le pixel iTOF. Structure rectangulaire avec ax fixé à 1.8  $\mu\text{m}$  et ay fixé à 200 nm. La profondeur de l'EPI est de 6  $\mu\text{m}$ .

En conclusion, toutes ces simulations nous ont permis de démontrer le gain de QE apporté par ces structures. Nous avons vu qu'il pouvait varier fortement d'un pixel à l'autre, certainement lié à la taille de la photodiode, mais aussi aux différentes couches du pixel qui ne sont pas conçues de la même manière. Ce gain varie aussi avec le type de configuration que l'on utilise et les dimensions des structures. Pour finir, nous avons pu voir les différences entre l'utilisation d'une gravure humide ou d'une gravure sèche, qui présentent des performances différentes : d'un côté le QE semble plus élevé avec les pyramides (ce ne sera pas toujours le cas comme on pourra le voir dans la suite) mais d'un autre côté, la gravure sèche nous permet de concevoir des structures rectangulaires fournissant un certain « guidage » de la lumière afin d'éviter les zones parasites.

Dans la section suivante, nous cherchons à valider ces résultats de simulation avec des caractérisations de pixels réels sur banc optique.

## 3.2. Simulation vs caractérisation

### 3.2.1. Gravure humide

Tout d'abord, les équipes process de *STM* ont réalisé des gravures humides sur certains pixels en salle blanche en basant les caractéristiques des pyramides par rapport aux données de simulations préalablement effectuées. Lorsque toutes les étapes de process sont terminées, il existe deux manières de réaliser des caractérisations.

Premièrement, il est possible d'effectuer des mesures directement sur le wafer (WLC de l'anglais Wafer Level Characterization) à l'aide de 'prober' qui viennent mesurer les puces les unes après les autres. Deuxièmement, on peut extraire les puces découpées du wafer et les mettre en boîtier afin de réaliser des mesures sur un banc optique : on nomme ceci PLC (de l'anglais Package Level Characterization). J'ai pu effectuer toutes les mesures PLC présentées dans la suite de cette section en utilisant la méthode de caractérisation décrite dans la *section 4.1* du *chapitre 1*. Les mesures WLC ont en revanche été réalisées par des collaborateurs habilités à l'utilisation des machines dédiées.

Nous avons donc mesuré le QE de nos pixels avec ces deux méthodes de caractérisation. On notera que, indépendamment de notre volonté (s'agissant de bancs dédiés), les mesures réalisées en WLC ont été effectuées à 60°C tandis que celles en PLC étaient à température ambiante, ce qui entraîne une différence de résultat comme on pourra le constater. Nous rapportons ici des mesures effectuées sur le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ . Ces résultats ont donné lieu à un article et un oral (« on-line » pour cause COVID) dans une conférence [72] (où s'ajoutent aussi quelques résultats sur un pixel de pitch 1.75  $\mu\text{m}$  qui ne sont pas détaillés ici). La *Figure 48* nous présente la table des différents essais de structurations sur ce pixel. On y précise la configuration, la taille de la pyramide ainsi que l'espace entre deux pyramides.

Les différents résultats obtenus sont indiqués sur les graphes de la *Figure 49*. On y retrouve deux sous-ensembles se différenciant par la profondeur d'EPI (en *a*. 3  $\mu\text{m}$  et en *b*. 6  $\mu\text{m}$ ). Les jeux de trois barres indiquent chacun le QE d'un des différents essais de structurations, en comparant dans chaque jeu la simulation (en bleu clair) aux deux caractérisations expliquées précédemment (WLC en rose et PLC en bleu foncé). On note l'absence de mesures pour la version V05 qui est hélas mal sortie en process. Tout d'abord, nous remarquons que les deux types de caractérisations n'ont pas les mêmes valeurs. En effet, les mesures WLC sont supérieures à celles en PLC. Comme signalé précédemment, ceci est dû à la différence de température entre les deux. A 60°C (WLC), le gap du Si diminue par rapport à 20°C (PLC) et les photons d'une longueur d'onde donnée sont absorbés plus efficacement.

Pixel pitch ( $\mu\text{m}$ )	Trials and Versions	Configuration	Size (nm)	Spacing (nm)
3.2	V00	No pyramids: ref	NA	NA
	V01	1x1 pyramid	500	NA
	V02	1x1 pyramid	1000	NA
	V03	1x1 pyramid	1500	NA
	V04	1x1 pyramid	2000	NA
	V05	1x1 pyramid	2500	NA
	V06	2x2 pyramids	400	100
	V07	2x2 pyramids	900	100
	V08	2x2 pyramids	900	200
	V09	2x2 pyramids	900	300
	V10	3x3 pyramids	600	100
	V11	3x3 pyramids	600	200
	V12	3x3 pyramids	730	200
V13	4x4 pyramids	570	100	

Figure 48 Table des différents essais de structuration sur le pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$ . On retrouve les différentes configurations, la taille des pyramides et l'espace entre deux pyramides [72].

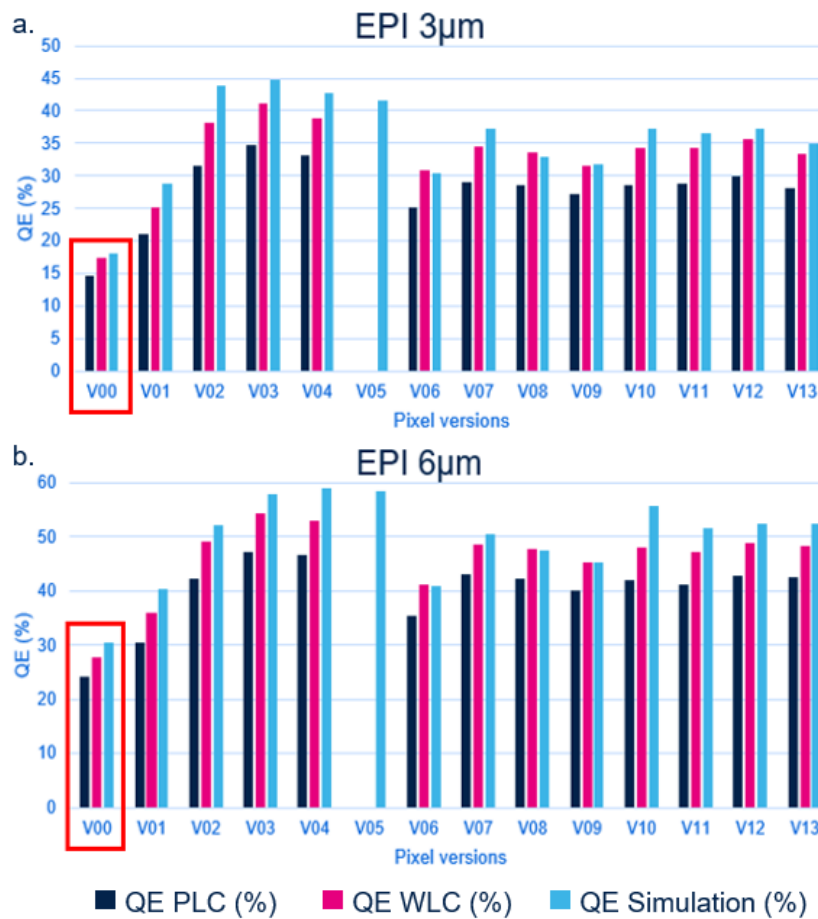


Figure 49 QE en fonction de l'essai de structuration sur le pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$ . Comparaison entre simulation (bleu clair) et caractérisation (PLC en bleu foncé et WLC en rose). En a. les résultats avec une EPI de  $3 \mu\text{m}$  et en b. avec une EPI de  $6 \mu\text{m}$  [72].

De plus, les simulations surestiment toujours les mesures. Comme expliqué dans le chapitre précédent, ceci est dû premièrement au fait que l'on réalise seulement des simulations optiques (et pas un couplage entre simulation optique et électrique); et donc que le résultat simulé n'est pas véritablement le QE final mais uniquement l'absorption ; et deuxièmement à la différence entre les sources injectées.

Plus positivement, compte tenu de ces biais, on constate des tendances relatives très similaires entre caractérisation et simulation pour tous ces différents essais de structuration. Ces caractérisations viennent donc confirmer les simulations, et montrent l'immense gain en QE que l'on peut obtenir grâce à la structuration. En effet, si l'on observe l'essai V03 avec 3  $\mu\text{m}$  d'EPI, on constate que le QE a plus que doublé par rapport à la référence sans structuration.

Finalement, on note que l'augmentation de la profondeur d'EPI joue aussi un rôle dans l'amélioration du QE. L'essai V03 passe de 35% à 47% de QE (résultats PLC) entre une EPI de 3  $\mu\text{m}$  et de 6  $\mu\text{m}$ , ce qui constitue un gain important, et qui est moins trivial pour ce type de structure ayant de la lumière diffractée en grande proportion que pour le pixel de base V00 où il est plus proche d'une conséquence directe de la loi de Beer-Lambert.

Pour conclure, les valeurs de QE atteintes sont impressionnantes pour une telle longueur d'onde et se placent dans l'état de l'art actuel des capteurs CMOS (en notant tout de même que les grandes entreprises comme Sony, Samsung ou encore Omnivision avec leur technologie Nyxel 2 arrivent à obtenir de telles valeurs en production et non en R&D).

### 3.2.2. Gravure sèche

Les équipes process ont aussi réalisé différentes structures à base de gravure sèche sur le pixel iTOF, nous permettant d'effectuer la même comparaison que précédemment. La *Figure 50* correspond à la table des différents essais de structuration testés sur ce pixel. On peut voir un schéma des configurations en dessous de cette table. Il est important de noter que les configurations en croix (Cross) V08 et V09 avaient été mises sur le masque, mais ne sont hélas pas bien sorties en process : nous n'avons donc pas de résultat sur celles-ci. Pour chaque configuration, nous avons réalisé les structures avec trois profondeurs de gravure différentes :  $h=250$  nm, 400 nm et 550 nm. Les caractérisations ont été menées en WLC seulement dans ce cas (et donc par des collaborateurs). La *Figure 51* présente ainsi les trois résultats différents pour chaque configuration correspondant cette fois-ci aux trois profondeurs de gravure différentes  $h$ . De plus, il est important de noter que le calcul du gain s'est effectué dans les deux cas (simulation et caractérisation) par le ratio entre le QE obtenu (pour les différentes versions de structuration) avec celui caractérisé et sans structuration, dans le but de pouvoir comparer convenablement les différents gains simulés et mesurés.

Ainsi, bien que toujours un peu surestimées, on peut une nouvelle fois constater que les simulations sont bien prédictives et donnent les bonnes tendances par rapport aux caractérisations. De plus, on atteint des valeurs de gain impressionnantes : 1.8 pour la configuration à trois rectangles dans la direction  $x$ , avec une profondeur de gravure de 250 nm. Si l'on compare avec les valeurs précédemment obtenues avec la gravure humide (cf *Figure 43*) et avoisinant les 1.4, le résultat est nettement plus élevé dans ce cas (nuançant les premiers résultats trouvés qui tendaient à affirmer le résultat inverse). Finalement, on



constate que le QE semble être maximisé à la valeur centrale de h (400 nm) pour toutes ces différentes configurations (mis à part V11).

Variant	Shape	X dim (um)	Y dim (um)	Orientation	Spacing (um)
REF	Single	1,7	0,2	X	-
V 01	Single	1,7	0,1	X	-
V 02	Single	1,7	0,15	X	-
V 03	Single	0,8	0,2	X	-
V 04	Single	1,3	0,2	X	-
V 05	Single	0,8	0,1	X	-
V 06	Single	1,9	0,2	X	-
V 07	Single	1,7	0,25	X	-
V 08	Cross (+)	1,7	0,15	X+Y	-
V 09	Cross (+)	1,7	0,2	X+Y	-
V 10	Single	1,7	0,2	Y	-
V 11	3 x 1	1,7	0,2	X	0,36 @ Y
V 12	2 x 1	1,7	0,2	X	0,48 @ Y
V 13	2 x 1	1,7	0,2	X	0,36 @ Y
V 14	2 x 1	1,7	0,2	X	0,60 @ Y

Shape and orientation

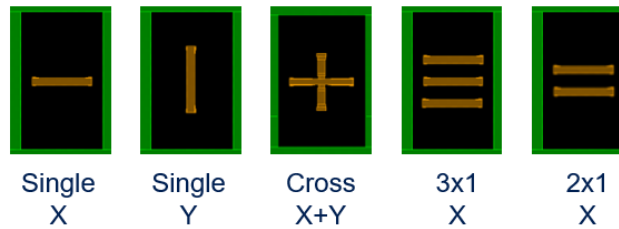


Figure 50 Table des différents essais de structuration sur l'iTOF 4.6 μm. On peut voir un schéma des différentes configurations en dessous de cette table. La profondeur de l'EPI est de 6 μm pour tous ces essais.

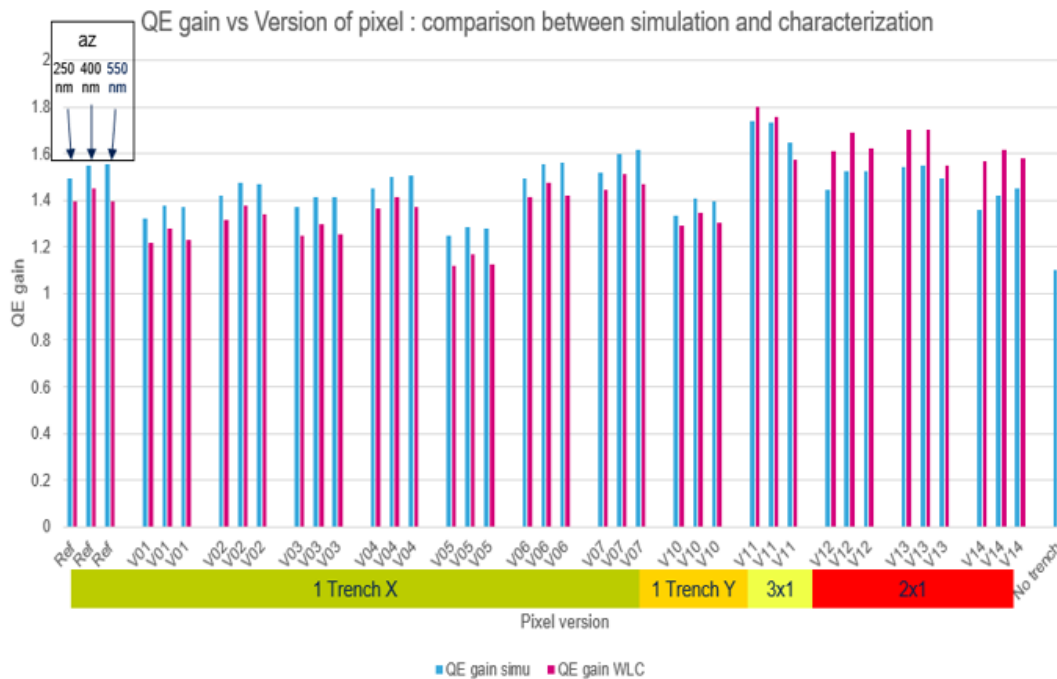
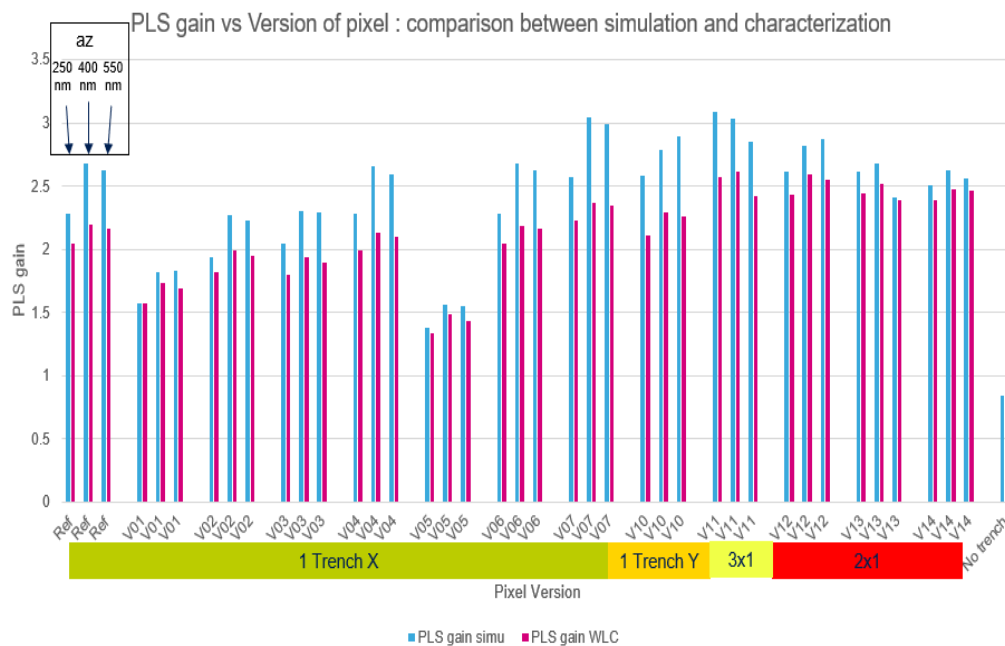


Figure 51 Gain de QE pour les différentes configurations sur l'iTOF. Trois colonnes pour chaque version pour 3 profondeurs de gravure différente : 250 nm, 400 nm et 550 nm (de la gauche vers la droite). Le gain en simulation et en caractérisation a été calculé en divisant la valeur de QE brut par celle du pixel sans structuration en caractérisation.

Passons maintenant aux résultats de gain en PLS, *Figure 52*. Ils ont été calculés de la même manière que pour le gain en QE. Comme dans le cas des pyramides, le gain en PLS dépasse dans sa tendance le gain en QE : on retrouve le compromis énoncé. De plus, si l'on compare ces résultats simulés (en bleu) avec ceux obtenus en simulation avec la gravure humide *Figure 43* et *Figure 44*, on observe une nette différence : le maximum de gain en QE obtenu avec une pyramide de 1400 nm était de 1.42, avec un gain en PLS de 3 ; Ici le maximum de gain de QE que l'on obtient avec trois rectangles atteint 1.75 (pour la simulation V11) pour un gain en PLS équivalent (gain en PLS simulé ~ 3 pour V11).

Pour finir, si l'on regarde les essais V02 avec un rectangle dans la direction X et V10 avec un rectangle dans la direction Y, pour des gains en QE quasiment équivalents, la V02 a en revanche un gain en PLS plus faible (1.8 contre 2.1 pour la V10). Ces deux derniers résultats confirment sans ambiguïté qu'en utilisant un rectangle dans la direction X, on diffracte préférentiellement la lumière dans la direction Y, évitant les zones mémoires et limitant la PLS.



*Figure 52 Gain de PLS pour les différentes configurations. Trois colonnes pour chaque version pour 3 profondeurs de gravure différente : 250 nm, 400 nm et 550 nm (de la gauche vers la droite). Le gain en simulation et en caractérisation a été calculé en divisant la valeur de PLS brut par celle du pixel sans structuration en caractérisation.*

Dans un second temps, nous avons cherché à augmenter le QE au maximum. Nous avons donc décidé de faire une étude plus avancée sur les structures avec plusieurs rectangles (en remarquant que la 3x3 maximise le QE sur les résultats précédents). On peut trouver les différents essais testés sur la table de la *Figure 53*.

Tout d'abord, pour toutes ces variantes, nous avons gardé l'orientation des rectangles dans la direction X, afin de limiter la PLS. Attirons l'attention sur le fait que la variante notée REF correspond maintenant à la variante V11 précédente qui nous avait donné le meilleur QE. Nous avons aussi essayé différentes périodes avec différentes tailles de rectangle dans la dimension Y. Enfin, comme indiqué pour les essais V05 et V06, nous avons fait varier la dimension X des deux rectangles extérieurs (sur les 3) par le facteur Shrink défini dans la dernière colonne. L'idée était de savoir si cela entraînerait une baisse de la PLS ou non.

Variant	Shape	X dim ( $\mu\text{m}$ )	Y dim ( $\mu\text{m}$ )	Orientation	Spacing	Period	Shrink
REF	3x1	1.7	0.2	X	0.36	0.56	1
V01	3x1	1.7	0.2	X	0.1	0.3	1
V02	3x1	1.7	0.2	X	0.19	0.39	1
V03	3x1	1.7	0.2	X	0.32	0.52	1
V04	3x1	1.7	0.2	X	0.48	0.68	1
V05	3x1	1.7	0.2	X	0.32	0.52	0.48
V06	3x1	1.7	0.2	X	0.32	0.52	0.7
V07	3x1	1.7	0.1	X	0.2	0.3	1
V08	3x1	1.7	0.1	X	0.29	0.39	1
V09	3x1	1.7	0.1	X	0.42	0.52	1
V10	3x1	1.7	0.1	X	0.58	0.68	1
V11	5x1	1.7	0.2	X	0.19	0.39	1
V12	5x1	1.7	0.2	X	0.32	0.52	1
V13	7x1	1.7	0.2	X	0.19	0.39	1
V14	7x1	1.7	0.2	X	0.32	0.52	1



Figure 53 Table des différents essais de structuration avec plusieurs rectangles sur l'iTOF  $4.6 \mu\text{m}$ . La profondeur de l'EPI est de  $6 \mu\text{m}$  pour tous ces essais.

Les résultats sont présentés dans la *Figure 54* et la *Figure 55*. Tout d'abord, les tendances sont assez bien respectées entre simulation et caractérisation, pour toutes les variantes là encore. On constate également que mise à part la variante V01, tous les autres essais avec trois rectangles de largeur  $0.2 \mu\text{m}$  sont à peu près au même niveau, y compris pour les variantes V05 et V06 avec un facteur Shrink en plus. Pour le reste des variantes à 3 rectangles de largeur  $0.1 \mu\text{m}$  (V07 à V10), le QE est nettement diminué. On comprend donc d'une part que la période joue un rôle important dans l'amélioration du QE : ici lorsqu'elle est trop petite ( $0.3 \mu\text{m}$  pour V01) le QE est dégradé. D'autre part, on constate aussi l'importance de la largeur de la structure et donc du Fill-Factor des structures. On commence à retrouver ici l'analyse poursuivie dans la *section 2.2* sur l'étude du modèle 2D.

Pour les configurations 5x1 et 7x1 (V11 à V14), le gain de QE passe au-dessus de la barre des 2, pour fournir des valeurs de QE encore jamais atteintes sur ce pixel. On constate par ailleurs très peu de différence entre ces quatre dernières variantes. Enfin, d'un point de vue de la PLS, on fait encore le même constat que pour les autres études avec ce compromis entre QE et PLS. Le fait d'avoir utilisé le Shrink sur certains essais n'a pas vraiment abouti à une diminution de la PLS (V05 et V06 vs V03).

Pour conclure, toutes ces études nous ont permis de voir à quel point les simulations sont prédictives par rapport à la réalité de la caractérisation. Bien que souvent à des valeurs absolues différentes de celles retrouvées en caractérisation, les simulations nous donnent tout de même les bonnes tendances, y compris entre des familles de structures franchement différentes. Dans la suite de cette étude, nous étudierons les différents paramètres d'importances trouvés par l'analyse paramétrique et sa synthèse multivariée présentée dans la *section 2.2* avec le modèle 2D, afin de savoir si l'on retrouve les mêmes résultats sur des pixels réels (3D).

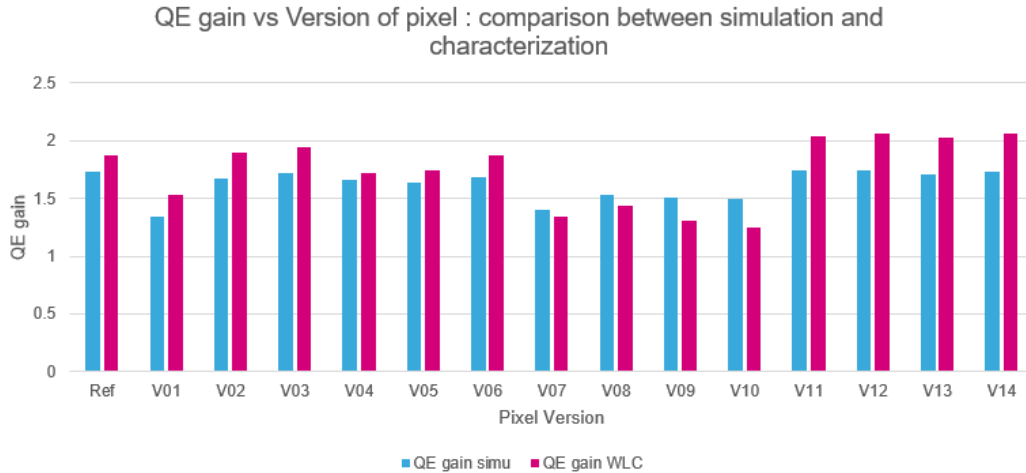


Figure 54 Gain en QE vs différents essais de structuration de la Figure 53. Seule une profondeur de gravure de 250 nm a été conservée ici.

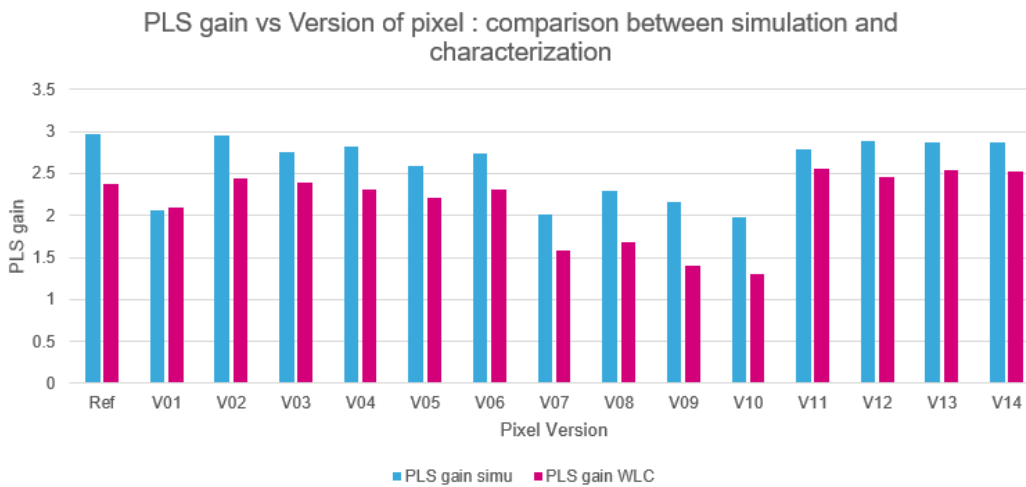


Figure 55 Gain en PLS vs différents essais de structuration de la Figure 53. Seule une profondeur de gravure de 250 nm a été conservée ici.

### 3.3. QE en fonction des différents paramètres d'étude

#### 3.3.1. QE vs EPI

Pour commencer, nous allons évaluer le gain de QE que l'on obtient en fonction de la profondeur d'EPI, qui est le paramètre à plus fort impact d'après le modèle 2D de la section 2.2. Cette étude avait en revanche été menée en amont de ce modèle 2D. Nous étions en effet à l'aube d'un changement de process passant d'une EPI de 3  $\mu\text{m}$  à une EPI de 6  $\mu\text{m}$ . C'est donc pourquoi les résultats de cette section présentent tout d'abord des mesures effectuées sur le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ , pour ces deux EPI différentes et avec la gravure humide (initialement utilisée) : pour les autres pixels (de pitches différents) le process conservé était celui à 6  $\mu\text{m}$ , nous n'avions donc pas de puces disponibles afin d'évaluer l'importance de ce paramètre en caractérisation. Nous ne sommes donc pas exactement dans le cas 2D étudié précédemment avec des plots, mais les similitudes nous permettront tout de même une comparaison représentative.

Sur la *Figure 56*, le QE obtenu en caractérisation WLC (mesures effectuées par des collaborateurs) en fonction des différentes variantes de la *Figure 48* est présenté sur le graphe du haut, pour une EPI de 3  $\mu\text{m}$  (en bleu) et une EPI de 6  $\mu\text{m}$  (en rose). La deuxième courbe est juste le rapport entre ces deux résultats, pour chaque variante. On constate ainsi le gain en QE important que l'augmentation de la profondeur d'EPI nous apporte. Il oscille en effet aux alentours des 1.3 et 1.4 pour chaque variante, mis à part celle sans structuration, pour lequel le gain est encore plus élevé (il monte à 1.6). Seul ce dernier cas obéit essentiellement à la logique de la loi de Beer-Lambert [absorption  $\propto 1 - e^{-\alpha(EPI)}$ ], associée à un flux du vecteur de Poynting essentiellement vertical, tandis que les trajets obliques des ondes diffractés des autres cas déjouent une telle approche.

J'ai dans le même temps effectué des simulations sur ce même pixel et tracé le QE en fonction de l'EPI pour les quatre configurations différentes de la *Figure 40*, avec les dimensions des structures qui maximisaient respectivement le QE à 3  $\mu\text{m}$  d'EPI, afin d'avoir quelques points intermédiaires. On peut voir ces quatre courbes ainsi que celle sans structuration *Figure 57*.

Une régression linéaire a ensuite été réalisée sur chacune de ces courbes, mettant à profit le fait que le QE semble augmenter quasi linéairement avec l'EPI. Pour les configurations 1x1 et 3x3, on atteint même un  $R^2$  de 0.999. Pour les deux autres configurations, le  $R^2$  est plus faible mais reste tout de même raisonnable pour conclure sur le caractère linéaire du QE en fonction de l'EPI (ce qui sort donc de Beer-Lambert). On retrouve bien les prédictions faites sur le modèle 2D (cf *Figure 39*), qui prévoyait ce résultat.

Finalement, nous avons arrêté l'étude à 6  $\mu\text{m}$  d'EPI, car il n'était pas encore possible de réaliser une EPI plus grande en process. Evidemment, pour des EPI plus grandes, le caractère linéaire est remis en cause à un certain point.

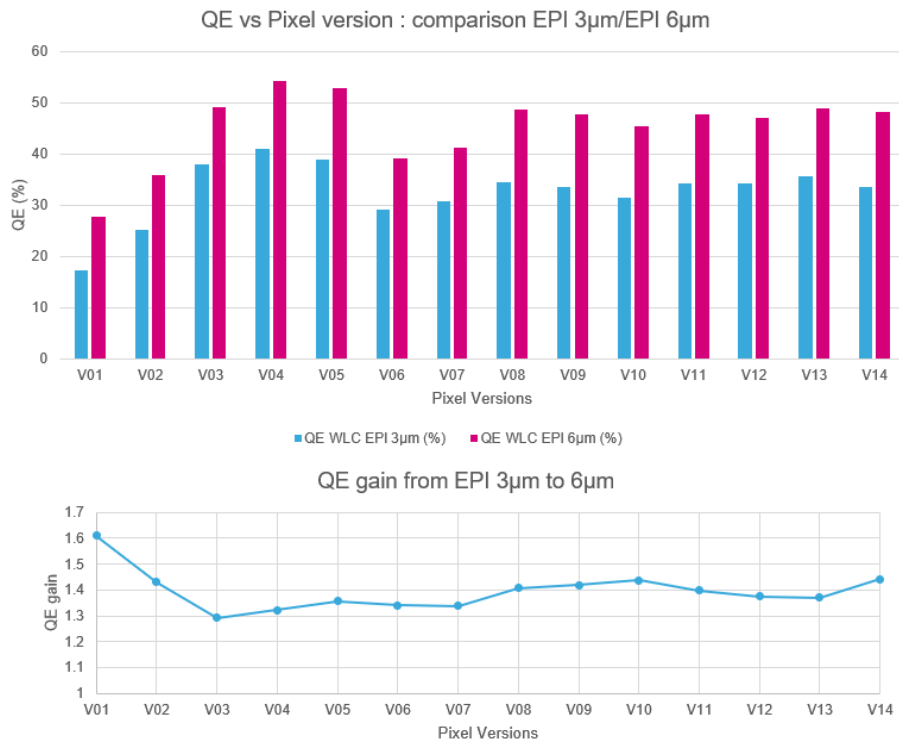


Figure 56 QE caractérisé vs variante de structuration du pixel de pitch 3.2µm. Comparaison entre une EPI de 3µm et de 6µm. Le gain en QE entre ces 2 EPI est aussi tracé pour ces différentes variantes.

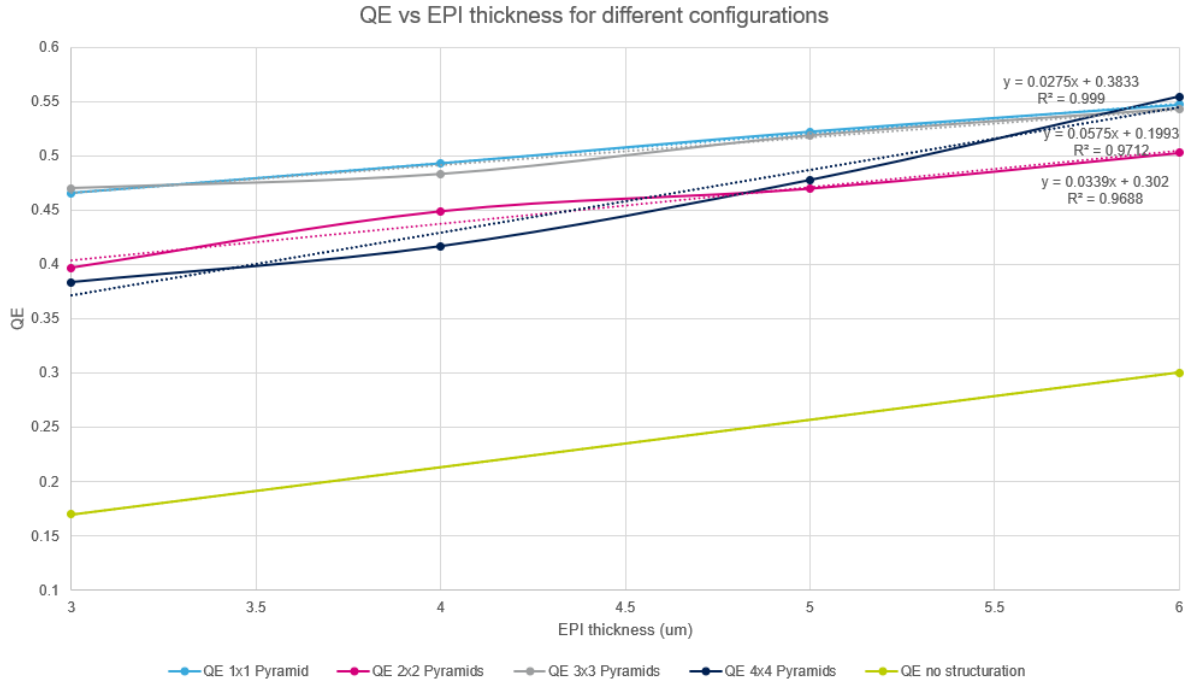


Figure 57 QE simulé vs la profondeur d'EPI pour différentes configurations sur le pixel de pitch 3.2µm. Les simulations ont été réalisées avec les dimensions de structures qui donnaient le meilleur QE à 3µm d'EPI.

### 3.3.2. QE vs période du réseau

Toujours d'après le modèle 2D de la section 2.2, le deuxième paramètre d'importance serait la période du réseau et plus précisément, on aurait une dépendance quadratique de ce paramètre (cf Figure 39). Nous avons donc étudié en simulation ce dernier sur l'iTOF 4.6 µm avec la gravure correspondant cette fois-ci au modèle 2D : la gravure sèche (structures rectangulaires étudiées ici). Les différents résultats ont donné lieu à une conférence et un article associé [73].

Les différentes courbes sont présentées sur la Figure 58, montrant le gain en QE (simulé) en fonction de la période du réseau. Les différentes colonnes montrent les résultats pour différentes profondeurs de gravure (de 200 nm à 1000 nm), tandis que les lignes présentent les résultats avec un nombre différent de structures dans le réseau (3 ou 5, indiqué en bout de ligne). Pour chaque point, on précise la largeur de la structure (en anglais Groove Width) ainsi que l'espacement entre deux structures consécutives (en anglais Groove Spacing), sachant que la période n'est autre que la somme de ces deux paramètres.

Pour tous ces différents graphes, on observe un pic de résonance dont la valeur de la période correspondante varie selon la largeur de la structure (donc du facteur de remplissage du réseau). Cependant, on constate que les meilleurs points de QE sont toujours pour une période de 500 nm, exactement comme pour le modèle 2D (cf Figure 39).

En première approximation, on peut analyser ce résultat grâce à l'équation du réseau (Équation 11). En effet, l'angle de diffraction doit être choisi de telle sorte que l'on ait le meilleur compromis entre allongement du chemin optique dans la photodiode et réflexion interne totale sur les isolations entre pixels.

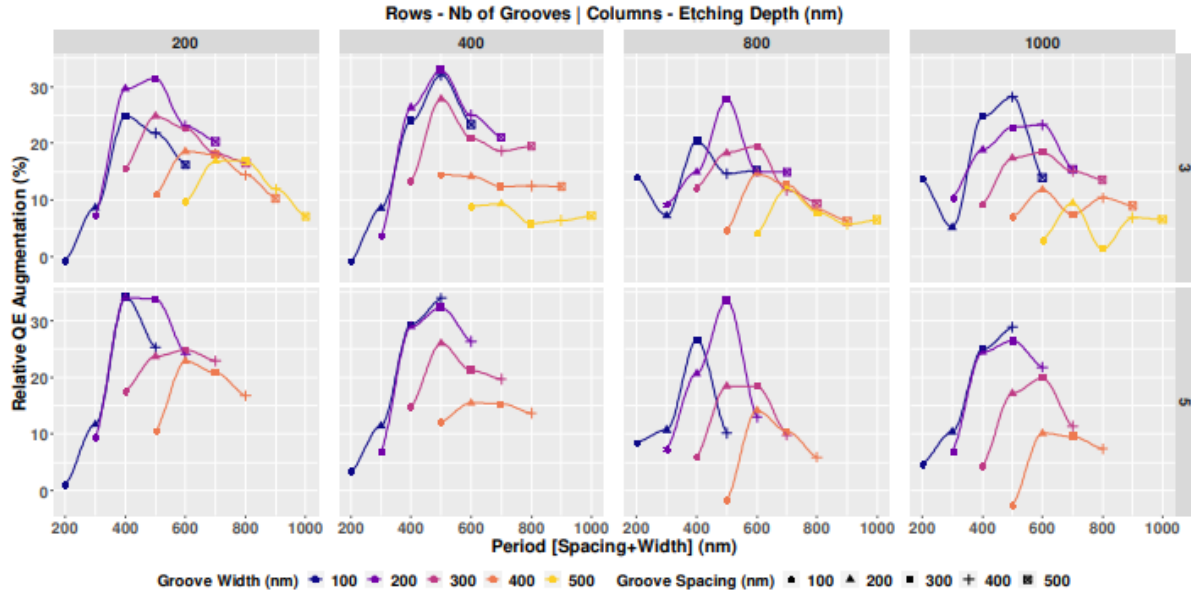


Figure 58 Gain de QE simulé en fonction de la période du réseau de structures rectangulaires sur l'iTOF 4.6 $\mu$ m. Les colonnes représentent les différentes profondeurs de gravures et les lignes le nombre de structures présentes. Les différentes largeurs des rectangles et espacement, formant le facteur de remplissage, sont aussi indiqués [73].

Pour les CDTI, d'après la *Figure 59* qui reprend les courbes de réflexions sur les différentes barrières présentées dans le *chapitre 1*, on constate qu'il faut un angle de 60° ou plus afin d'atteindre la réflexion totale, ce qui correspond à un angle de 30° ou moins en sortie de réseau (car ces 2 plans sont à 90° l'un par rapport à l'autre).

En utilisant l'*Équation 11*, on trouve que la période du réseau doit valoir environ 520 nm afin d'atteindre cet angle de diffraction pour le premier ordre, et correspond exactement à la limite de l'apparition du second ordre. Ce dernier ne sera pas en réflexion totale sur les CDTI, et donc conduira à une perte de signal ou à du cross-talk. Cette explication semble donc bien corrélée avec les résultats que nous avons obtenu sur le modèle 2D mais aussi de vrais pixels comme ici, où les valeurs maximales de QE sont pour une période de 500 nm.

Il est important de noter que certaines valeurs à 400 nm de période atteignent des maxima similaires à la période de 500 nm (Graphe en bas à gauche par exemple). Cela correspond environ à un angle du premier ordre diffracté de 40°, soit une incidence à 50° sur le CDTI. D'après la *Figure 59*, on obtient 90% de réflexion sur le CDTI pour cet angle. Il existe donc une certaine marge autour de la valeur de la réflexion sur les barrières nous permettant de maximiser le QE, certainement liée à la différence du chemin optique parcouru (qui diffère selon l'angle).

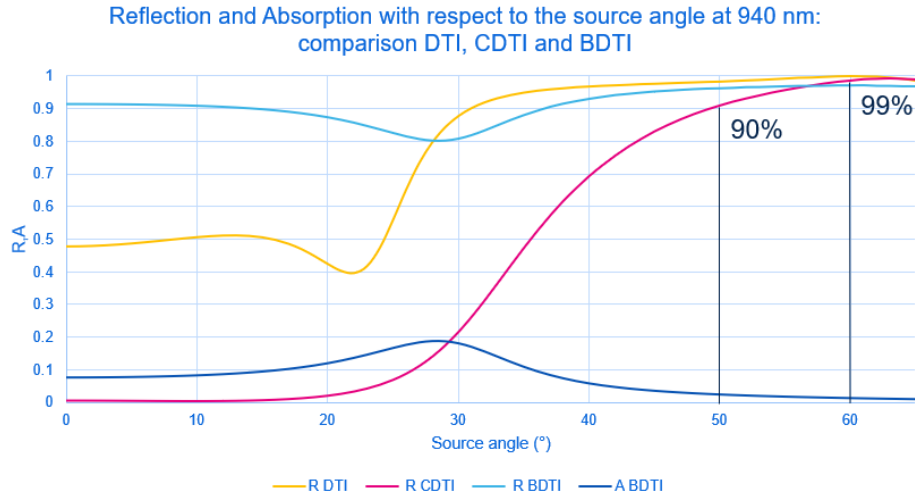


Figure 59 Réflexion sur le DTI (en jaune), le CDTI (en rose), le BDTI (en bleu clair) et l'absorption dans le BDTI (en bleu foncé) à 940 nm en fonction de l'angle d'incidence.

### 3.3.3. QE vs facteur de remplissage du réseau

Le troisième paramètre d'importance du modèle 2D était le facteur de remplissage du réseau. Sur la *Figure 58*, on constate que le pic de résonance est décalé vers la droite, donc vers les plus grandes périodes, lorsque la largeur de la structure est augmentée. En revanche, plus la largeur de la structure est grande, moins le pic de résonance atteint des valeurs élevées et plus il s'étale. Ainsi, on observe que les meilleurs résultats sont obtenus pour des largeurs de l'ordre de 100 nm-200 nm. Si l'on prend les meilleurs résultats des différents graphes correspondant souvent à une largeur de 200 nm (courbes violettes) pour une période de 500 nm, on se rend compte que le facteur de remplissage du réseau est donc égale à 0.4, ce qui correspond exactement à la valeur indiquée par le modèle 2D (cf *Figure 39*).

Dans la théorie des réseaux, le facteur de remplissage joue un rôle clé dans l'efficacité transmise parmi les différents ordres de diffraction, les résultats que nous obtenons sont donc certainement en lien avec cette propriété. Cela sera étudié plus en détail dans le *chapitre 4*.

### 3.3.4. QE vs profondeur de la structure

Pour la profondeur de la structure, le modèle 2D ne montrait pas trop de changement d'une profondeur à l'autre. Cependant, nous avons seulement réalisé des simulations entre 200 nm et 400 nm de profondeur dans ce cas-là. On voit en effet *Figure 58* qu'il n'y a que des différences mineures entre les maxima de QE atteints pour des profondeurs de 200 nm et 400 nm, ce qui confirme une nouvelle fois notre modèle simplifié.

Pour 800 et 1000 nm, les maxima sont certes en baisse, mais on trouve tout de même des valeurs importantes. C'est sans doute lié au fait que le volume de Si restant est diminué lorsque l'on augmente cette profondeur de gravure. Finalement, tout comme le facteur de remplissage du réseau, la profondeur de gravure influence l'efficacité transmise dans les ordres de diffraction, impactant certainement le QE. Elle sera donc aussi étudiée dans le *chapitre 4*.



## 4. Compromis entre QE et cross-talk/MTF

### 4.1. QE vs cross-talk

#### 4.1.1. Cas avec isolation CDTI entre pixels

Nous avons pu constater que l'ajout de structure diffractive augmentait le QE de nos pixels de manière significative. Cependant, comme nous l'avons vu avec l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$ , cette amélioration de QE vient avec une augmentation du signal parasite et donc avec une dégradation du cross-talk ou de la MTF. C'est pourquoi nous allons étudier ici ces deux paramètres et le compromis avec le QE qui en découle.

Dans un premier temps, nous avons réalisé des simulations cross-talk avec la méthodologie précisée dans la *section 4.3.2* du *chapitre 1*. Sur la *Figure 60*, on peut voir l'absorption dans les 9 pixels simulés, normalisée par l'absorption du pixel central. A gauche, on peut voir les résultats sans structuration, et à droite les résultats avec la configuration à 1 pyramide sur le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$  avec 3  $\mu\text{m}$  d'EPI.

On observe très clairement que le niveau de signal dans les proches voisins est fortement augmenté avec la structuration, et notamment pour les voisins dans les directions horizontales et verticales où on peut atteindre plus de 20% d'absorption *par rapport à l'absorption dans le pixel central*. Ainsi, si l'on fait la somme des absorptions relatives dans les huit pixels autour du pixel central, on dépasse les 100%, ce qui signifie qu'avec la structuration, nous avons davantage de signal provenant des pixels voisins que directement absorbé dans le bon pixel.

C'est ce que l'on a tracé sur les graphes de la *Figure 61*. En effet, sur le graphe de gauche, on peut voir la somme du cross-talk pour toutes les différentes configurations. Au départ, sans structuration, il y a 36% de cross-talk dans ces 8 voisins, ce qui est notable. Cela provient majoritairement des réflexions sur les lignes de métaux et est aussi exacerbé par la présence du bouclier de Tungstène dans nos simulations cross-talk : on surestime toujours le cross-talk réel dans ces simulations.

Pour toutes les autres configurations, on est à plus de 100% de cross-talk (suivant notre métrique relative). Sur le graphe de droite de la *Figure 61*, on retrouve les valeurs absolues de QE trouvées avec nos simulations QE pour les différentes configurations. Celles-ci sont décomposées à l'aide des simulations cross-talk, entre la part de QE absorbée directement dans le pixel central (« Pure QE ») et celle provenant des pixels voisins (« Xtalk QE »).

Par exemple, sur les 47% de QE pour la configuration à 1 pyramide, seulement 21% sont du « Pure QE », le reste provenant du cross-talk. De même, nous avons un QE total plus élevé dans la configuration 3x3 que la 2x2, en revanche le niveau absolu de « Pure QE » est plus élevé pour la configuration 2x2. Il faut donc regarder en parallèle ces deux paramètres afin de bien évaluer le compromis.

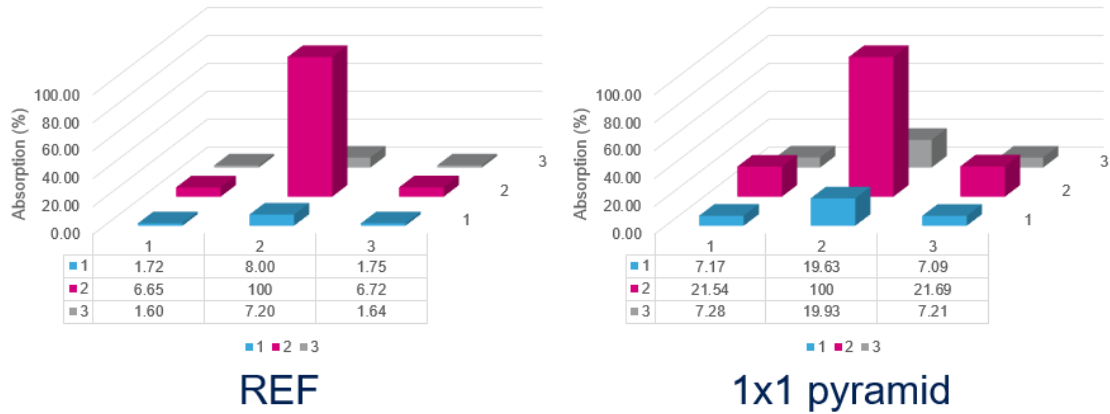


Figure 60 Répartition 3D représentant l'absorption dans les 9 pixels simulés, normalisée par rapport à l'absorption dans le pixel central. Résultats sur le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ , à gauche pour des pixels sans structuration et à droite pour la configuration à 1 pyramide.

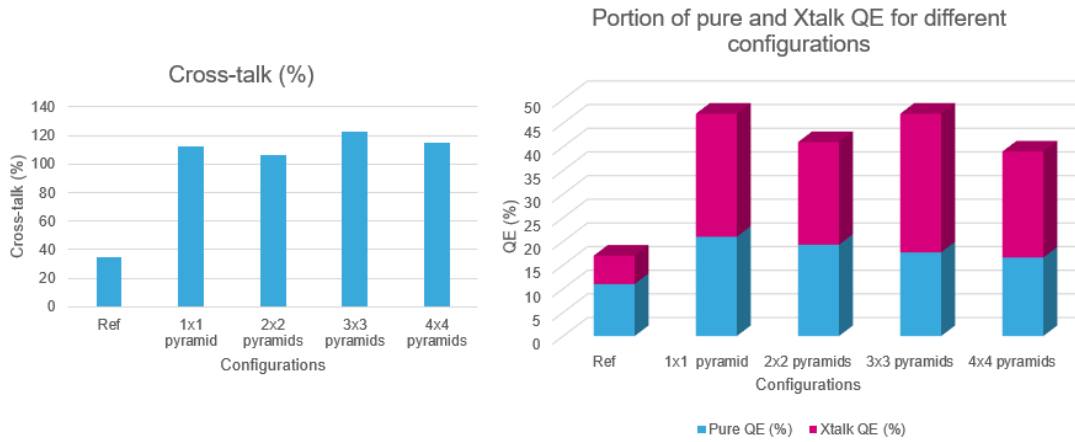


Figure 61 A gauche, cross-talk en fonction des différentes configurations. A droite, le QE en fonction des différentes configurations en détaillant la partie provenant du cross-talk et la bonne partie absorbée dans le bon pixel.

#### 4.1.2. Autres types d'isolation

Afin de comparer les différents types d'isolations (DTI-Deep Trench Isolation, CDTI-Capacitive DTI et BDTI-Backside DTI, vues au *chapitre 1*), nous avons réalisé ce type de simulation sur différents pixels avec pour chaque pixel plusieurs différentes isolations. Nous avons à chaque fois testé avec et sans structuration (structuration non précisée mais maximisant le QE global).

On peut voir ces différents résultats sur la *Figure 62*. Tout d'abord, pour chaque pixel, on constate que dans le cas CDTI, quasiment tout le QE ajouté par la structuration provient du cross-talk : il n'y a en effet presque aucune différence entre les niveaux de QE central (en bleu) entre la référence sans structuration et le pixel avec un essai de structuration.

Ensuite, si l'on considère seulement une isolation DTI, c'est-à-dire un CDTI tout en oxyde (sans PolySi à but capacitif, mais qui favorise la transmission oblique), on constate d'une part que le niveau de QE central sans structuration est supérieur au cas CDTI, et d'autre part que celui-ci est grandement amélioré lorsque l'on ajoute de la structuration, par rapport au cas CDTI.

On observe en effet sur le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$  avec structuration que le QE central passe de 23.49% dans le cas CDTI à 34.04% dans le cas DTI alors que le QE provenant du cross-talk diminue de 30.51% à 22.16%. On a les mêmes résultats pour le pixel U (dénomination provenant de son appellation au sein de *STMicroelectronics*) de pitch 2.16  $\mu\text{m}$ .

Finalement, si l'on considère ce dernier pixel, on peut voir que dans le cas BDTI, le QE global est fortement diminué. Cependant, par rapport au cas CDTI, la proportion de QE central est plus importante, notamment dans le cas avec structuration : on passe de 18.5% à 23.7%. C'est donc bien la contribution du cross-talk qui est fortement diminuée. Il n'y a quasiment plus de cross-talk : dans le cas avec structuration, on passe de 26.7% en CDTI à 21.2% en DTI pour finalement finir à seulement 5% en BDTI.

Pour conclure et prendre un peu de recul, le PolySi du CDTI est donc bien un obstacle au bas cross-talk, mais pas un obstacle à un QE global élevé. Tandis que le BDTI limite le QE global en diminuant fortement le cross-talk, mais augmente le QE central dans le même temps. Le DTI permet quant à lui d'obtenir un QE global et un QE central maximal, mais n'est pas utilisé en production car électriquement inactif.

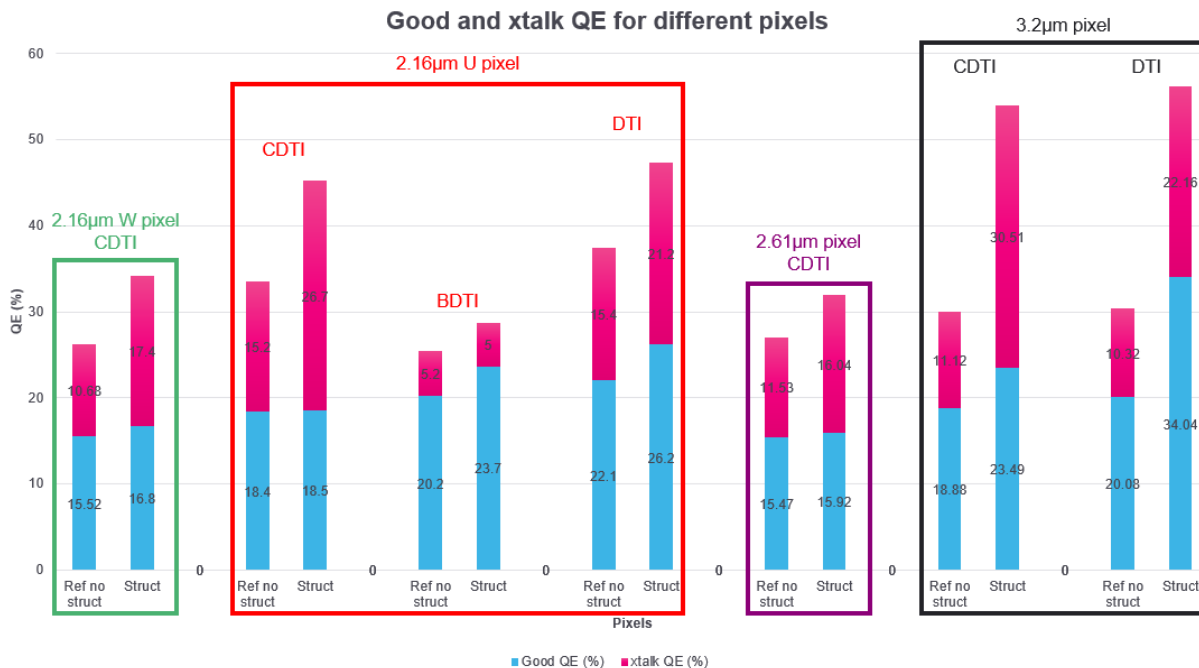


Figure 62 QE en fonction des différents pixels en utilisant les différentes isolations. Les contributions de QE provenant du cross-talk (rouge) et de l'absorption dans le pixel nominal (bleues) sont détaillées. A chaque fois les simulations ont été réalisées avec et sans structuration. La structuration utilisée dans chaque cas est différente (non précisée) et maximise le QE global.

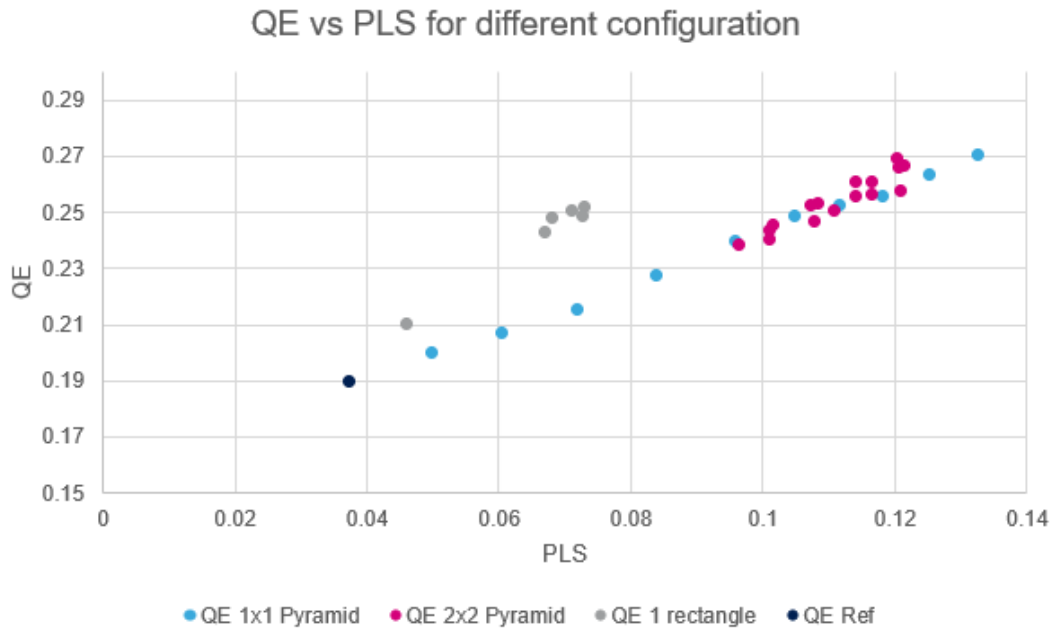
## 4.2. QE vs PLS

### 4.2.1. Cas CDTI

Pour la PLS, qui s'analyse comme un cross-talk interne au pixel comme vu précédemment, nous n'avons pas besoin de réaliser des simulations différentes de celles pour calculer le QE. Nous avons donc tracé des courbes de QE en fonction de la PLS pour différentes structures sur l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$ . C'est ce que l'on peut voir sur la *Figure 63*, où l'on montre les résultats pour différentes configurations de structures avec des tailles et espacements différents (non précisés, le but étant seulement de comprendre les tendances générales).

On constate très clairement ici le compromis entre QE et PLS : plus le QE est élevé, plus la PLS l'est aussi. On observe même une corrélation linéaire entre ces deux paramètres pour les pyramides, avec une pente ( $\partial\text{QE}/\partial\text{PLS}$ )  $< 1/3$ . De plus, la structure rectangulaire parvient bien à limiter cette PLS tout en ayant un QE assez élevé. C'est donc bien ce type de structure qui est privilégiée sur un tel pixel.

On notera donc encore une fois que le choix de la structure est primordial afin d'obtenir le meilleur compromis possible entre QE et cross-talk en fonction des spécifications du pixel final, et ce d'autant plus que les pixels sont sophistiqués et multifonctionnels.



*Figure 63* QE vs PLS pour différentes configurations sur l'iTOF 4.6 $\mu\text{m}$ . Les différents points d'une même couleur correspondent à des structures de tailles ou d'espacement différents.

#### 4.2.2. Cas BDTI

Afin de limiter le cross-talk, les équipes de process ont pu mettre en place un nouveau type d'isolation nommé BDTI Aluminium et décrit dans la *section 3.2.2 du chapitre 1*. Nous les avons implantées dans l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$  afin de connaître leur impact sur la PLS.

Sur le graphe de la *Figure 64*, on compare les résultats pour une structure rectangulaire en CDTI et en BDTI. Comme attendu, la PLS est fortement diminuée grâce à la mise en place de telles isolations. Même avec une structure, on obtient des PLS inférieures à celle sans structure en CDTI. En revanche, le QE est aussi diminué par l'ajout des BDTI, et ce en raison de la forte absorption de l'Aluminium. On retrouve donc même ici le compromis entre QE et PLS, mais dans une gamme plutôt inédite de bas PLS.

Nous avons là encore cherché à améliorer le QE en espérant garder le bénéfice d'une PLS relativement faible. Nous avons donc réalisé plusieurs simulations sur différentes structures avec le BDTI Al. On peut voir quelques résultats sur le graphe de la *Figure 65*. Nous avons en effet sondé des configurations avec plusieurs structures rectangulaires : 3x1, 5x1 et 7x1. Nous avons aussi testé la configuration 3x1 dans le sens inverse (« inverted trenches » c'est-à-dire avec les rectangles dans la direction Y, comme on pouvait le voir dans la *Figure 50*), malgré l'a priori négatif. Ainsi, un grand nombre de simulations ont été réalisées pour chaque configuration en faisant varier les paramètres des réseaux.

Tout d'abord, on constate que pour les configurations 3x1 et 5x1 (points rose et gris), le compromis (en terme de corrélation PLS/QE) est moins marqué : on échantillonne aisément, dans le nuage résultant, des essais avec un faible QE et une forte PLS. En revanche, pour les autres configurations le compromis est bien observable. On constate même que dans ce cas avec les BDTI Al, la configuration 3x1 dans la direction Y a des biens meilleurs résultats que celle dans la direction X. En effet, le point qui donne le maximum de QE dans cette configuration a une PLS inférieure et un QE supérieur au point équivalent dans la configuration 3x1 dans la direction X, ce qui renverse entièrement les tendances de observées précédemment en CDTI (cf *Figure 51*).

Un schéma d'appui aux explications qui suivent est montré sur la *Figure 66*. L'élément clé est le fait qu'il n'y a quasiment aucune lumière qui traverse les BDTI : elle est soit réfléchié soit absorbée (cf *Figure 59*). Ainsi, pour les structures dans la direction Y qui privilégie une diffraction dans la direction des BDTI, la lumière ne franchira pas ces derniers et donc la PLS sera faible. En revanche, dans l'autre sens, on aura des réflexions sur les isolations externes ainsi que plusieurs phénomènes de diffraction sur les différents éléments du pixel (comme par exemple les transistors d'aiguillage à ces zones mémoires) qui dirigeront finalement la lumière en quantité plus importante vers les zones mémoires.

Pour finir, c'est avec la configuration 7x1 que l'on obtient le meilleur QE, pour une PLS presque divisée par deux par rapport à une structure avec 1 rectangle et des CDTI. Ainsi, il est important d'optimiser les structures sur un pixel donné en regardant non seulement le QE mais aussi le cross-talk (ou PLS), afin de choisir le bon compromis par rapport aux exigences données (généralement définies par le client).

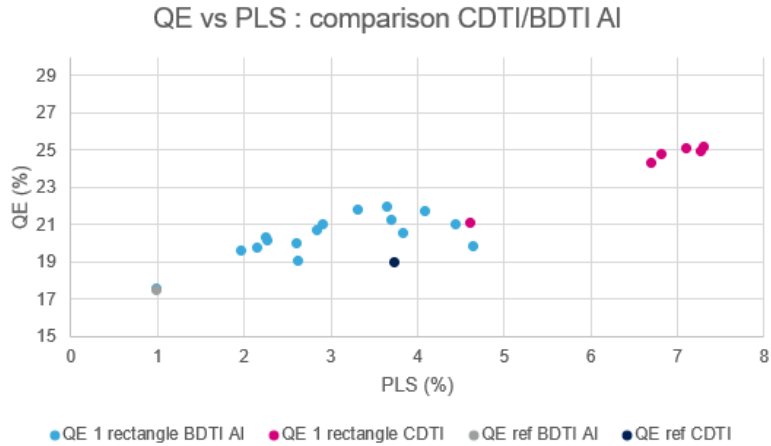


Figure 64 QE vs PLS sur l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$ : comparaison entre la structure à 1 rectangle en CDTI (en rose) et en BDTI (en bleu clair). Les points sans structuration en CDTI (en bleu foncé) et en BDTI (en gris) sont aussi présentés.

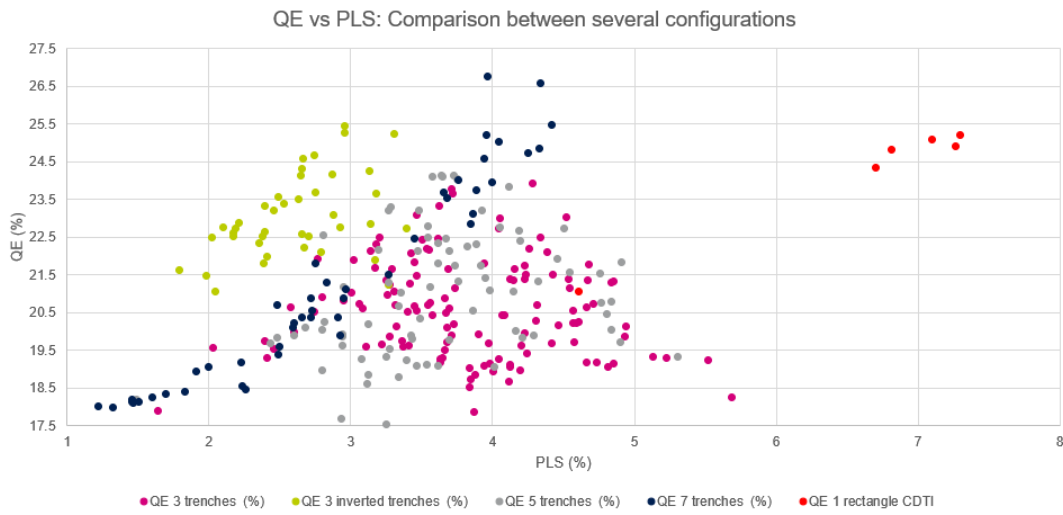


Figure 65 QE vs PLS pour différentes configurations de structures rectangulaires avec des BDTI : 3x1 (en rose), 3x1 dans la direction opposé (Y) (en vert), 5x1 (en gris), 7x1 (en bleu), et le rappel des points à 1 rectangle en CDTI (en rouge).

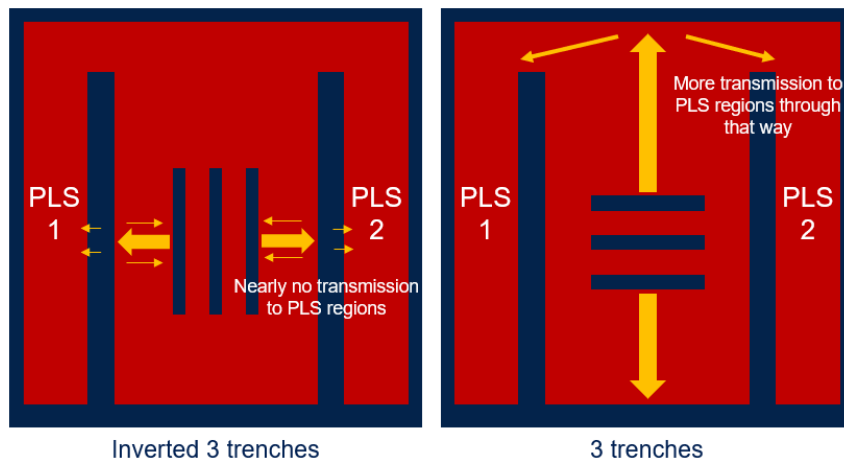


Figure 66 Schéma du layout de l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$ . On retrouve à gauche la configuration 3x1 dans la direction Y et à droite la configuration 3x1 dans la direction X. Explication du trajet de la lumière avec l'utilisation de BDTI.

### 4.3. QE vs MTF

#### 4.3.1. MTF en fonction de la fréquence spatiale

Tout d'abord, comme annoncé dans le chapitre précédent, la MTF est fortement liée à la notion de cross-talk : plus il y aura de cross-talk, plus la MTF sera dégradée. Une méthodologie détaillée de la pratique utilisée en caractérisation afin de mesurer la MTF sera expliquée dans le prochain chapitre. Comme définie dans la *section 1.5 du chapitre 1*, la MTF est une fonction normalisée, tracée par rapport aux fréquences spatiales. Pour un pixel donné, on trace très souvent la MTF jusqu'à une certaine fréquence nommée fréquence de Nyquist ( $N_y$ ) et définie par l'Équation 13 suivante :

$$N_y \equiv f_{N_y} = \frac{1}{2 \cdot \text{pitch}}$$

*Équation 13 Définition de la fréquence de Nyquist  $f_{N_y}$  en fonction du pitch du pixel.*

Le pitch correspondant à la taille d'un pixel et donc à l'échantillonnage,  $N_y$  est égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. Elle correspond à la plus grande fréquence spatiale significative, où le signal alterne d'un pixel au suivant (limite maximale avant de voir apparaître du repliement de spectre). Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, par une technique de sur-échantillonnage, nous pouvons théoriquement obtenir la réponse au-delà de cette fréquence. En pratique, on utilise ce sur-échantillonnage afin d'avoir une réponse correcte à Nyquist, c'est-à-dire non sujette au repliement de spectre. Enfin, les valeurs particulières de MTF que l'on relève généralement sont les valeurs à  $N_y$ ,  $N_y/2$  et  $N_y/4$  que nous fournissons dans les spécifications des produits *STM*.

La *Figure 67* présente des résultats de courbes de MTF en fonction des fréquences spatiales obtenues en caractérisation, avec des isolations CDTI. Elles ont été réalisées sur le pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$  avec une EPI de  $6 \mu\text{m}$ . On présente ici les MTF dans la direction horizontale ainsi que la direction verticale du capteur, pour deux configurations différentes : l'une sans structuration (la V00) et l'autre avec une pyramide (la V01) dont les paramètres sont décrits sur la *Figure 48*.

On constate tout d'abord que même sans structuration (courbes rose et bleu foncé en pointillé), les courbes de MTF horizontales et verticales s'écartent avec un écart  $\Delta\text{MTF}$  allant jusqu'à 0.06. La courbe verticale est plus basse que la courbe horizontale, ce qui signifie qu'il y a plus de cross-talk dans la direction verticale. Cela recoupe les simulations de la *Figure 60* où le cross-talk dans la direction verticale est de 15.2% (8+7.2) contre 13.37% (6.65+6.72) dans la direction horizontale, une différence relative de plus d'un dixième, compatible avec le niveau observé de  $\Delta\text{MTF}$ . Cela est en fait dû à l'asymétrie des différentes couches optiques du pixel et est un paramètre propre à chaque pixel.

Finalement, on observe que pour ces deux directions différentes, l'ajout d'une structure (courbes jaune et cyan) diminue la MTF. C'est bien ce que l'on avait prédit, au vu des résultats de cross-talk qui se dégradaient à cause de ces structures.

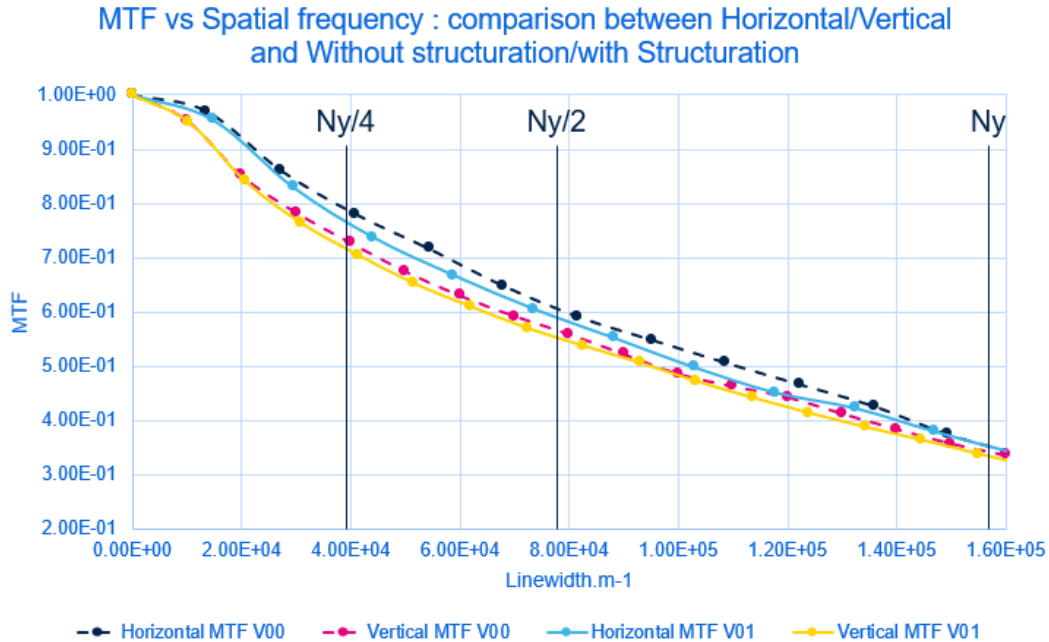


Figure 67 MTF en fonction des fréquences spatiales pour le pixel de pitch 3.2µm avec 6µm d'EPI, avec isolations CDTI. On peut trouver les MTF horizontales et verticales de deux configurations différentes : celle sans structuration (V00) et une avec 1x1 pyramide (V01) (cf Figure 48).

#### 4.3.2. MTF à Ny et Ny/2 pour différents pixels et différentes configurations

Nous avons caractérisé la MTF d'un certain nombre de pixels avec différentes configurations de structuration. Au lieu de comparer des courbes de MTF en fonction des fréquences spatiales, il est plus intéressant de comparer les valeurs de MTF pour les différentes configurations aux fréquences d'intérêts qui sont Ny, Ny/2 et parfois Ny/4. C'est ce que nous avons fait sur le pixel de pitch 3.2 µm (en isolations CDTI) sur les différentes structures pyramidales de la Figure 48 et sur le pixel de pitch 1.75 µm avec quatre versions différentes de structuration en gravure humide (T01 à T04, avec T01 l'essai sans structuration) qu'on peut retrouver dans l'article [72].

On trouve de tels graphes sur la Figure 68. Seuls les résultats à Ny et Ny/2 dans les directions verticales et horizontales sont présentés ici. De plus, ces mesures ont été faites pour deux profondeurs d'EPI différentes. On constate ainsi que pour chacun des deux pixels, l'introduction de structures fait diminuer la MTF : les variantes V00 et T01 (abrégié de Trial01) sans structuration ont respectivement les meilleures MTF. Cette baisse varie assez fortement d'une configuration à l'autre. Par exemple, sur le premier graphe, on voit un écart très important pour la MTF horizontale (en rose) à Ny/2 (parmi les 2 courbes du dessus) entre la V01 et la V04 : on passe de 0.5 à 0.38.

De plus, on constate que les courbes horizontales et verticales suivent à peu près les mêmes tendances, mais avec un certain écart, comme expliqué dans la section précédente ; avec un petit bémol pour les MTF horizontales à Ny/2 (courbe rose) des versions V03 et V04 pour une EPI de 6 µm (graphe b.) qui s'éloignent fortement des résultats verticaux ou même horizontaux dans le cas d'une EPI de 3 µm. Ce résultat n'est pour l'heure pas bien compris ; les caractérisations ayant été réalisées plusieurs fois et sur différentes puces.



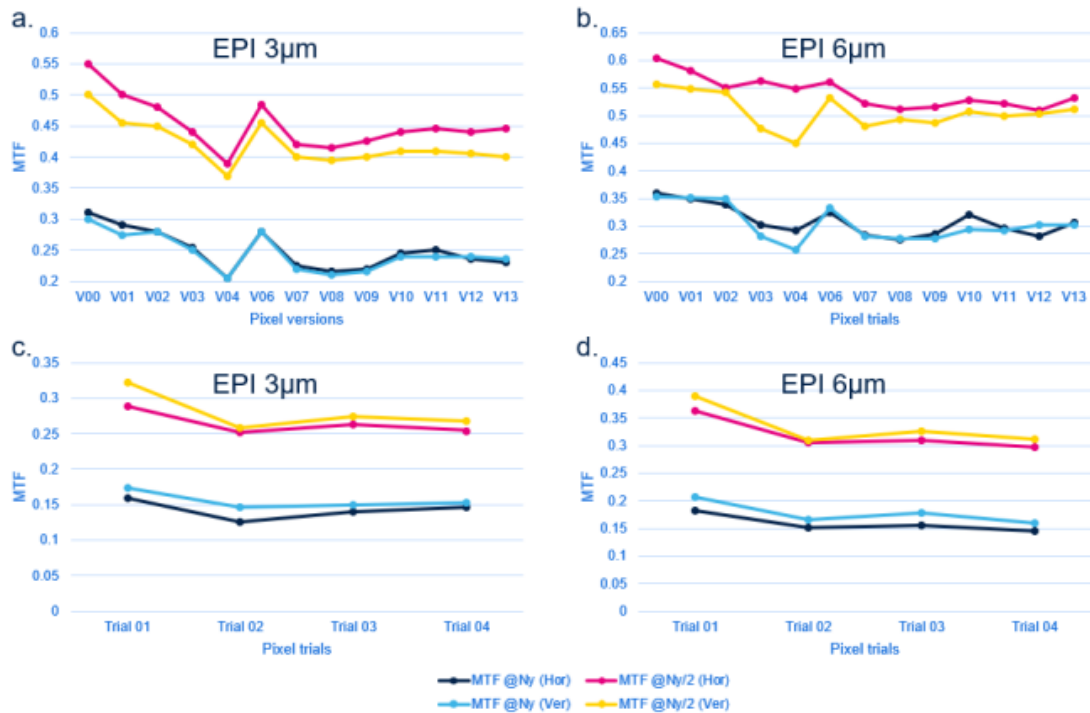


Figure 68 MTF à Ny et Ny/2 en fonction des différentes configurations de structuration testées sur les pixels de pitch  $3.2\mu\text{m}$  (isolations CDTI) (a. et b.) et  $1.75\mu\text{m}$  (c. et d.) [72].

On s’aperçoit également que l’augmentation de la profondeur d’EPI a pour effet d’améliorer la MTF. La raison principale est la suivante : une plus grande quantité du signal sera absorbée directement dans la photodiode, avant d’atteindre les lignes de métaux qui entraînent notamment du cross-talk. Finalement, la MTF varie énormément d’un pixel à l’autre. Cela est dû au design du pixel et en particulier à son pitch, qui approche notamment la dimension de la longueur d’onde.

### 4.3.3. QE vs MTF

Pour rendre compte une nouvelle fois du compromis entre QE et MTF, nous avons réalisé des mesures de ces deux paramètres sur plusieurs pixels, avec différents types de structuration (gravure humide et sèche). En prenant la valeur de la MTF à une seule fréquence spatiale (à Ny ou Ny/2), nous avons tracé des graphes de QE en fonction de cette valeur de MTF pour différents pixels.

#### 4.3.3.1. Gravure humide

On peut voir un tel graphe sur la Figure 69. On y trouve le QE en fonction de la valeur de la MTF horizontale (celle-ci seulement et pas la verticale par mesure de clarté) à Ny/2 des différentes variantes de structuration testées sur les pixels de pitch  $1.75\mu\text{m}$  et  $3.2\mu\text{m}$  pour les différentes EPI, comme vu précédemment sur la Figure 68 (structures pyramidales). Tout d’abord, pour chaque pixel et profondeur d’EPI, on constate très clairement ce compromis entre QE et MTF, avec des nuages de points très allongés, et bien obliques (plus le QE est élevé, plus la valeur de la MTF à Ny/2 est faible).

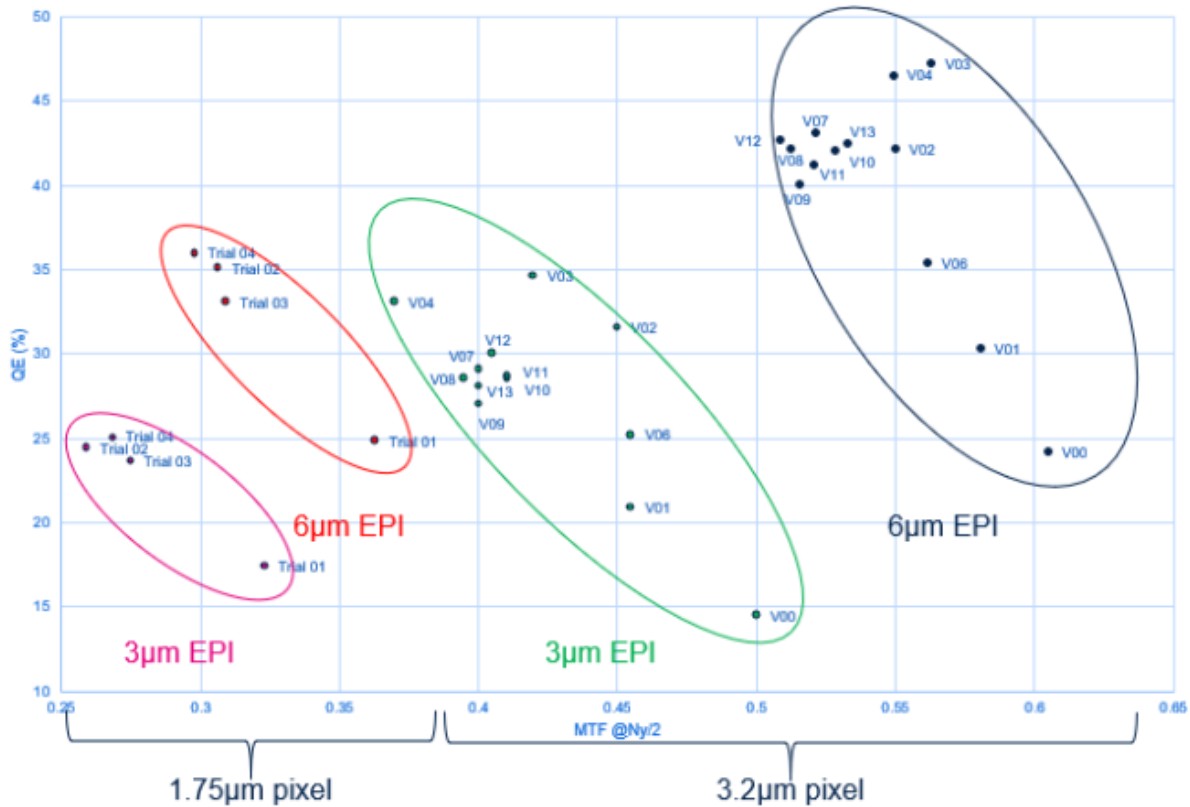


Figure 69 QE vs MTF horizontale à Ny/2 pour les pixels de pitch 1.75  $\mu\text{m}$  et 3.2  $\mu\text{m}$  (CDTI) pour les mêmes essais que ceux de la Figure 68. On retrouve les deux profondeurs d'EPI différentes. [72]

Deuxièmement, on constate tout de même quelques différences entre les configurations de structuration. On peut facilement observer que pour le pixel de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ , les différentes configurations (associées aux différents sous-ensembles au sein d'une même « ellipse ») n'ont pas les mêmes tendances. Si l'on prend les versions V01 à V04, qui représentent 1 seule pyramide gravée au milieu du pixel, on peut voir que l'on arrive à obtenir les meilleurs QE, pour des valeurs de MTF plus élevées que celles des autres configurations (2x2 à 4x4). Le choix de la structure (taille et configuration) est donc primordial et peut nous permettre d'obtenir le meilleur compromis entre QE et MTF. Finalement, la profondeur d'EPI a l'impact le plus important sur le positionnement de ce compromis, car elle permet d'augmenter drastiquement QE et MTF simultanément.

#### 4.3.3.2. Gravure sèche

Dans un second temps, nous avons aussi étudié l'impact de gravures sèches sur ces deux paramètres. Ces mesures ont en effet été réalisées sur les variantes de la Figure 50 sur l'iTOF 4.6  $\mu\text{m}$  avec une profondeur de gravure de 250 nm et une isolation CDTI. On peut voir les résultats Figure 70. Tout d'abord, à cause de son design, le pixel présente une différence notable entre la MTF horizontale et verticale sans même qu'il n'y ait de structuration. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 46, ce pixel a une double isolation dans la direction horizontale : l'une sépare la photodiode de la zone mémoire et l'autre sépare cette dernière au pixel voisin. On aura donc beaucoup moins de cross-talk dans la direction horizontale, et c'est pourquoi cette MTF est plus élevée que la MTF verticale.

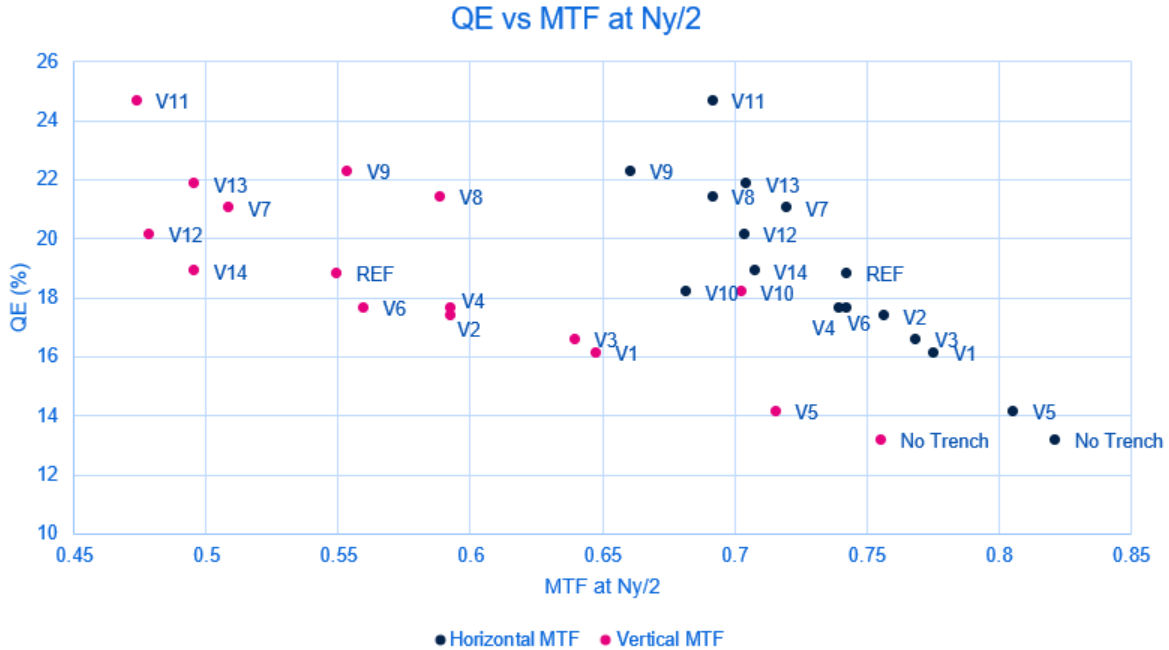


Figure 70 QE vs MTF horizontale (en bleu) et verticale (en rose) pour les différents essais de structuration sur l'iTOF 4.6 $\mu$ m (CDTI) décrits Figure 50.

De plus, mis à part la version V10, toutes les structures rectangulaires sont dans la direction horizontale et donc diffractent préférentiellement dans la direction verticale. C'est en effet ce que l'on observe ici : par rapport à la version sans structuration, les points sont beaucoup plus étendus vers les petites valeurs de MTF dans le cas vertical (on passe de 0.75 sans structuration à 0.48 pour V12, contre 0.82 à 0.66 pour V9 dans le cas horizontal). On constate par ailleurs que les versions avec plusieurs tranchées (V11 à V14) sont celles qui ont la plus faible MTF (dans le cas vertical). Inversement, pour la version V10, la MTF verticale n'est pas beaucoup dégradée par rapport à celle sans structuration, alors qu'elle donne une des plus mauvaises MTF dans la direction horizontale. Ces deux constats prouvent une nouvelle fois que l'on peut orienter la direction de diffraction en jouant sur la forme des structures.

Ensuite, pour les configurations en croix (V8 et V9), la MTF horizontale est logiquement la plus impactée par rapport aux autres structures diffractant préférentiellement dans la direction verticale (toutes sauf V10), de par leur forme. La version V9 obtient même la pire valeur de MTF sur l'ensemble des structures étudiées ici. Finalement, le compromis entre QE et MTF est une nouvelle fois mis en avant sur ce pixel avec les différentes structures de gravure sèche. La nouveauté de ce cas est que l'anisotropie, liée à celle de la structure du pixel, peut devenir vraiment importante en termes de MTF à Ny/2.

Afin d'avoir un nombre plus important de données et de comparer les résultats sur différents pixels, nous avons aussi réalisé des essais de structuration en gravure sèche sur un pixel de pitch 2.61  $\mu$ m, avec des isolations CDTI. Une table des différents essais ainsi que des schémas représentatifs de ces structures sont présentés sur la Figure 71. Il faut aussi noter que la profondeur de gravure de ces essais est fixée à 250 nm. Les résultats sur ce pixel sont indiqués sur la Figure 72, où l'on peut voir le QE en fonction de la MTF horizontale (à gauche) et verticale (à droite).

On peut de nouveau faire les mêmes conclusions que précédemment quant à l'orientation des structures rectangulaires qui diffractent dans la direction opposée et au compromis général entre QE et MTF.

Variant	Shape	X dim (nm)	Y dim (nm)	Direction	Period (nm)	Shrink
V1	3x1 horizontal	1370	200	Horizontal	400	
V2	3x1 horizontal	1370	200	Horizontal	450	
V3	3x1 horizontal	1370	150	Horizontal	530	
V4	3x1 horizontal	1370	200	Horizontal	500	
V5	3x1 horizontal	1370	200	Horizontal	500	0.45
V6	3x1 vertical	200	1210	Vertical	500	
V7	3x1 vertical	200	1210	Vertical	450	
V8	4x1 vertical	200	1210	Vertical	450	
V9	3x1 diagonal Brest-Nice	200	1650	Diagonal	450	0.52
V10	3x1 diagonal Strasbourg - Bayonne	1650	200	Diagonal	450	0.52
V11	1 ring	150	150	NA	NA	
V12	1 ring + dot	150 + 300	150 + 300	NA	NA	
V13	3x3 dots	300	300	NA	500	
V14	3x3 - 1 dots	300	300	NA	500	



Figure 71 Définition des différentes structures réalisées en gravure sèche sur le pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  (CDTI).

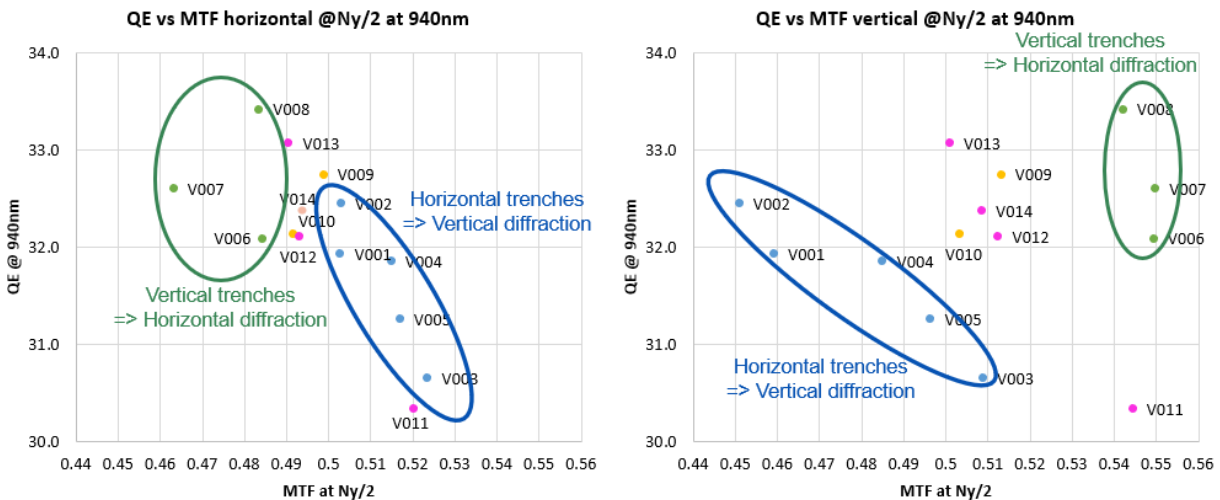


Figure 72 QE vs MTF horizontale (à gauche) et verticale (à droite) pour les différents motifs de la Figure 71 (CDTI).

Concernant les nouvelles structures implantées dans ce pixel, on ne trouve pas de tendance particulière. Cela suggère a contrario que les structures de type réseau (pyramides ou tranchées X/Y) échantillonnent raisonnablement l'espace des résultats accessibles. Néanmoins, on peut constater que les nouvelles structures tendent à équilibrer la MTF dans les deux directions, contrairement aux tranchées horizontales ou verticales qui exacerbent les différences entre les deux MTF. Finalement, la configuration V13, d'inspiration « réseau », semble donner le meilleur compromis entre QE et (les deux) MTF(s) sur ce pixel.

En conclusion, tous ces résultats nous ont permis de mettre en avant la difficulté d'améliorer un paramètre optique sans dégrader l'autre : ce compromis entre QE et MTF/cross-talk est bien présent comme tendance « robuste ». Cependant, on a pu se rendre compte que certaines structures permettent de plus ou moins optimiser celui-ci. Bien que nous ayons essayé un bon nombre de structures différentes, il est difficile de dire si nous avons trouvé la structure nous donnant le meilleur compromis possible (qui est fixé par les contraintes que le client nous impose quant aux valeurs de ces deux paramètres optiques), sachant que selon le pixel, cette structure est amenée à être différente.

C'est pourquoi nous nous sommes basés sur un algorithme d'optimisation afin de trouver les structures qui répondent le mieux à nos critères définis pour chaque pixel. La *partie 5* de ce chapitre est entièrement dédiée à cette étude. Nous pourrions juger de sa pertinence au vu des divers résultats partiels indiqués ci-dessus (rôle des types de tranchées, comparaison des familles de motifs, de l'EPI, des PLS, ...).

#### 4.3.4. MTF CDTI vs BDTI

Comme nous l'avons fait dans la *section 4.2.2*, cette partie se termine par une comparaison entre des MTF obtenues avec une isolation CDTI (Capacitive DTI) et une isolation BDTI (Backside DTI). Cette étude a été réalisée sur le pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (cf *Figure 62*) et d'EPI  $6 \mu\text{m}$ , avec une structuration indiquée sur la *Figure 73*.

Sur cette même figure, les MTF horizontales (en bleu) et verticales (en rose) sont tracées en fonction des fréquences spatiales avec les deux types d'isolations : CDTI (en pointillé) et BDTI (en trait plein). On constate ici l'énorme différence de MTF que cela engendre. En effet, les courbes de MTF avec le BDTI sont largement supérieures à celles en CDTI : on passe par exemple d'une valeur entre 0.6 et 0.67 à  $Ny/4$  pour le CDTI à une valeur de 0.9 pour le BDTI. Cela montre à quel point ces isolations répriment le cross-talk.

De plus, dans le cas des courbes CDTI, on pouvait voir une différence entre la MTF horizontale (plus faible) et la MTF verticale, qui était due notamment à la structuration utilisée (rectangle central de la structuration orienté dans la direction verticale). Cependant, dans le cas BDTI, cette asymétrie est opportunément compensée, et les courbes horizontales et verticales sont quasiment superposées (avec un bémol entre  $3Ny/4$  et  $Ny$ ). Ainsi, même si la structure gravée diffracte préférentiellement dans une certaine direction, cela n'impactera pas plus la MTF dans cette direction par rapport à l'autre, car il n'y a quasiment pas de signal qui traverse ces isolations.

En conclusion, l'utilisation des BDTI est un atout majeur pour l'amélioration de la MTF, même si l'on constatera toujours des pénalités de QE liées à l'absorption forte dans ce type d'isolation.

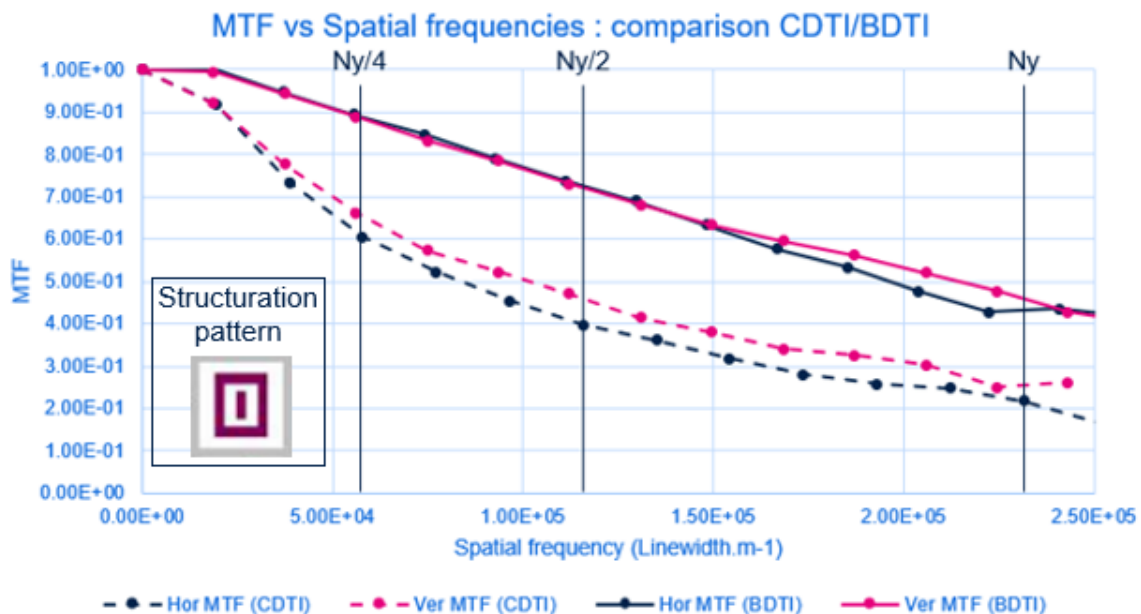


Figure 73 MTF horizontales (en bleu) et verticales (en rose) vs fréquences spatiales sur le pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  avec le motif de structuration indiqué: comparaison des isolations CDTI et BDTI.

## 5. Algorithme d'optimisation

### 5.1. Principe de fonctionnement de l'algorithme d'optimisation Particle Swarm

Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme d'optimisation Particle Swarm pour deux raisons. Premièrement, il est utilisé depuis longtemps afin de résoudre des problèmes électromagnétiques [74] [75]. Deuxièmement, il est directement implémenté dans Lumerical, ce qui le rend pratique et efficace à utiliser [68].

Cet algorithme est une technique d'optimisation stochastique basé sur une population : il est inspiré par les comportements sociaux des groupes d'oiseaux ou des bancs de poissons. Plus concrètement, dans cet algorithme de recherche d'une solution globale, les solutions potentielles appelées particules sont tout d'abord initialisées à des positions aléatoires et sont ensuite déplacées dans l'espace des paramètres. Ces particules sont en effet contraintes à trois forces différentes dans leur mouvement : une force de tension vers la meilleure position atteinte par cette particule individuelle, une force de tension vers la meilleure solution globale atteinte par n'importe laquelle des particules, et enfin une force de friction qui est proportionnelle à la vitesse de déplacement. A chaque itération, la figure de mérite (FOM de l'anglais Figure Of Merit) est calculée ainsi que les forces de tensions et la nouvelle vitesse de chaque particule. La nouvelle position de chaque particule est ainsi mise à jour. Ce procédé est finalement répété jusqu'à ce que l'on obtienne une convergence vers la meilleure FOM.

Dans notre cas, cette FOM peut se décliner de différentes façons. On peut par exemple vouloir maximiser le QE, minimiser la réflexion du pixel, minimiser la PLS ou encore minimiser le cross-talk entre les pixels. Il est également possible de définir une FOM qui combine ces différents paramètres. Dans notre cas, une FOM qui maximise le QE et minimise le cross-talk sera étudiée dans la dernière section de cette partie (*section 5.5*).

Nous allons maintenant décrire l'implémentation concrète de cet algorithme dans Lumerical et la méthodologie mise en place afin de l'exploiter pour notre problématique.

### 5.2. Méthodologie : implémentation dans Lumerical

La première étape est de définir l'espace des paramètres. Pour cela, nous nous sommes basés sur tous les différents résultats obtenus et montrés dans ce chapitre. Premièrement, nous avons choisi d'opter pour des structures en gravure sèche, qui nous permettent d'avoir davantage de degré de liberté et notamment de pouvoir jouer sur l'optimisation de la profondeur de gravure. Cette dernière fait donc partie de l'espace des paramètres. Ensuite, nous avons choisi de mettre des structures carrées afin de limiter un tant soit peu le nombre de paramètres. Ces structures sont définies de la manière suivante.

Premièrement, elles sont espacées d'une certaine distance centre-à-centre que l'on choisit. Deuxièmement, elles sont toutes paramétrées par leur propre facteur de remplissage : quand celui-ci vaut 0, la structure n'existe pas, et quand celui-ci vaut 1, le carré a ses côtés égaux à cette distance d'espacement. Ainsi, deux structures adjacentes ayant un facteur de remplissage égal à 1 formeront une seule et même structure jointe. Selon la forme et la taille de la photodiode, nous définissons au préalable

le nombre de structure que nous allons optimiser. L'espace des paramètres est donc constitué de la profondeur de gravure et des différents facteurs de remplissage des structures.

Pour les différentes études réalisées, nous avons décidé de faire varier la profondeur de gravure entre 100 nm et 600 nm. En se basant sur les études précédentes, il ne nous semblait pas utile d'évaluer les cas avec une profondeur supérieure. De même, avec les limitations process, il est difficile de faire des structures avec une profondeur inférieure à 100 nm. Pour la taille maximale des carrés (avec un facteur de remplissage égal à 1), nous avons choisi 200 nm ou 300 nm selon le nombre de structure sur lesquelles nous voulions avoir le contrôle et selon le pixel.

Ensuite, lorsque l'optimisation commence, comme expliqué dans la section précédente, tous les différents paramètres sont répartis aléatoirement entre les différents points de simulation. Pour commencer, nous avons décidé d'optimiser les structures sur 20 générations avec 10 points de simulation par génération. Comme nous prenons toujours la moyenne entre les polarisations TE et TM, cela nous faisait donc 20 simulations par génération. Dans un premier temps, la figure de mérite à optimiser était simplement le QE.

A la fin de l'optimisation, l'algorithme nous donne les structures finales avec leur facteur de remplissage respectif et la profondeur de gravure. Cependant, il faut ensuite ajouter à cela les différentes contraintes de design liées au process. On les retrouve sur la *Figure 74*. Tout d'abord, la dimension critique des structures doit être supérieure à 150 nm. Ensuite, nous sommes contraints d'avoir une aire minimum pour une structure isolée de  $0.087 \mu\text{m}^2$ , ce qui correspond environ à l'aire d'un carré de 300 nm de côté. Nous avons aussi une contrainte sur l'aire minimum que peut entourer une structure : elle est de  $0.16 \mu\text{m}^2$ , soit un carré de côté 400 nm. Pour finir, les structures doivent au minimum se trouver à une distance de 200 nm des isolations (qu'il s'agisse de DTI, CDTI ou BDTI) ; cette dernière action est effectuée en amont de l'optimisation.

On relance finalement les simulations avec les nouveaux motifs afin de voir si le résultat obtenu n'est pas trop loin de ce que l'on obtenait avec l'algorithme d'optimisation. L'objectif final pour de futures optimisations seraient d'inclure directement ces contraintes dans l'algorithme plutôt que de réaliser une étape supplémentaire. Des exemples concrets illustreront cette méthode dans la section suivante.

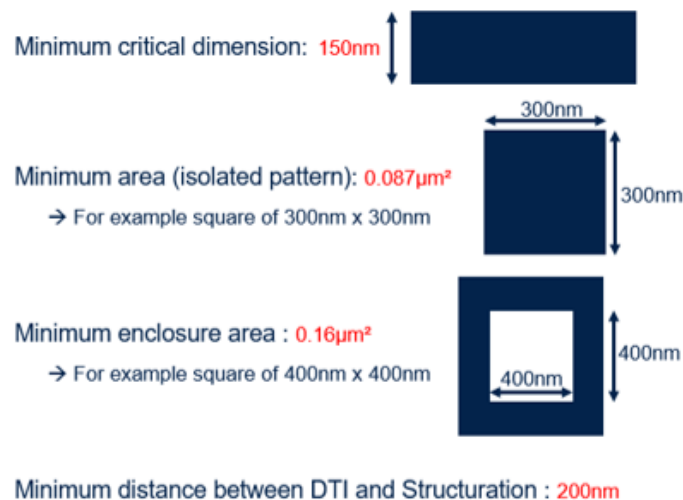


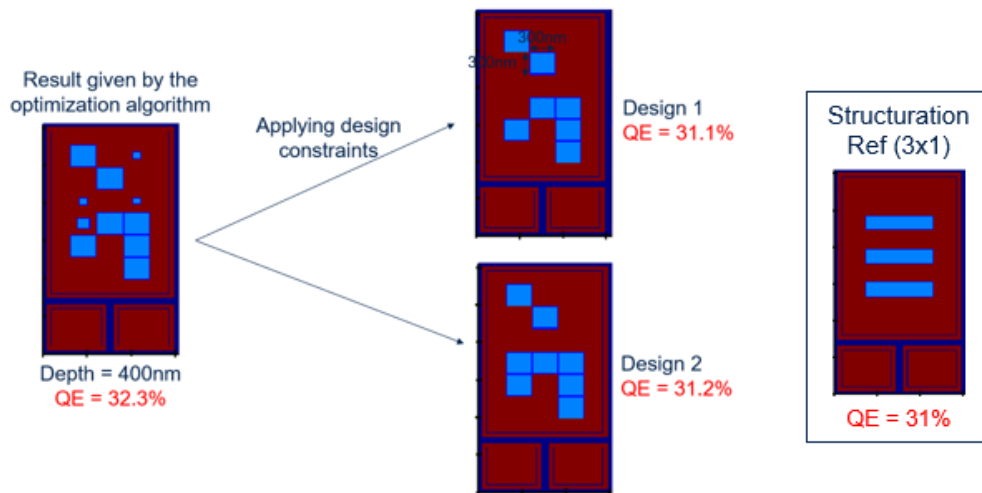
Figure 74 Les différentes contraintes de design liées au process correspondant à la technologie actuelle utilisée.

### 5.3. Maximisation du QE

Tout d'abord, nous avons essayé cet algorithme sur le pixel W de pitch  $2.16 \mu\text{m}$ , en utilisant un motif initial  $3 \times 6$  avec une taille maximale des carrés de  $300 \text{ nm}$ . Sur ce pixel, la photodiode est en effet rectangulaire ( $1.4 \times 2.2 \mu\text{m}^2$ , d'où le motif «  $n \times m$  » avec  $n \neq m$ ), dû à un design particulier (pixel orienté à  $45^\circ$  par rapport à la microlentille carrée de côté  $2.16 \mu\text{m}$ ). On peut la voir sur la *Figure 75* (rectangle supérieur où se trouvent les structures en bleu clair), qui présente le résultat final de l'algorithme (à gauche) ainsi que les différents designs qui en découlent après avoir appliqué notre méthodologie (au milieu). On peut aussi voir (à droite) le motif de structuration de référence qui maximisait le QE sur ce pixel (structures rectangulaires  $3 \times 1$ ). On constate que dans ce cas il était plutôt facile de passer du motif final de l'algorithme à deux designs différents respectant les contraintes process : les carrés avec un faible facteur de remplissage ont été supprimés tandis que celui avec un facteur avoisinant les  $0.5$  a été supprimés dans un cas (Design 1) et mis à  $1$  dans l'autre (Design 2).

On observe ainsi que le motif en sortie de l'algorithme atteint un QE supérieur au motif  $3 \times 1$  rectangles ( $32.3\%$  contre  $31\%$ ) : l'algorithme a donc bien fonctionné ici. Cependant, lorsque l'on applique les contraintes liées au process, on voit que les nouveaux designs ont un QE équivalent au motif de référence ( $3 \times 1$  rectangles) : on perd 1 point de QE par rapport au motif directement sorti de l'algorithme.

Pour conclure, dans le cas de ce pixel, l'utilité de cet algorithme pour améliorer le QE n'est pas convaincante, la structure rectangulaire ( $3 \times 1$ ) étant tout aussi efficace. Ce problème est notamment lié à la taille et la forme de sa photodiode qui ne nous permettent pas d'implanter un motif avec un plus grand nombre de structure, ou dit autrement un "grain" plus fin relativement au pixel. C'est pourquoi nous avons par la suite étudié un autre pixel offrant cette possibilité.











*Figure 75* Résultat de l'algorithme d'optimisation sur le pixel W de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  avec un motif  $3 \times 6$ . A gauche, le résultat brut. Au milieu, les résultats en ayant appliqué les contraintes de design liées au process. A droite, la structuration de référence qui maximisait le QE (structures rectangulaires  $3 \times 1$ ).

Cet algorithme a en effet tourné sur le pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  qui a, quant à lui, une photodiode carrée. Ces simulations ont été réalisées par mon encadrant Axel Crocherie, qui a pu tester des motifs  $5 \times 5$  avec des carrés de  $300 \text{ nm}$  et des motifs  $7 \times 7$  avec des carrés de  $200 \text{ nm}$ , ce qui augmentait considérablement le nombre de possibilités de structures différentes.



La *Figure 76* présente les résultats obtenus après avoir mis les contraintes process sur les motifs. Nous avons ici quatre variantes différentes en 5x5 et deux variantes en 7x7. On note qu’aucune structure ne possède de propriété de symétrie. On peut aussi voir la valeur de QE sans structuration ainsi qu’avec le motif de référence en 3x1 rectangles.

Ici, on constate clairement que le QE est fortement amélioré dans toutes les différentes variantes de l’algorithme d’optimisation par rapport au motif 3x1 rectangles de référence. On passe de 43.1% pour cette configuration à 47.4% ou 47.6% pour la variante 1 du motif 7x7 et la variante 2 du motif 5x5 respectivement. L’algorithme a donc dans ce cas très bien fonctionné et nous a permis d’obtenir des structures qui maximisent le QE (et pas forcément au grain le plus fin). Certaines de ces structures ont pu être réalisées sur Silicium afin de confirmer ces résultats : nous en discutons dans la partie suivante.

	No struct.	3 Tre. Hor. Depth=400nm (Ref)	5x5 squares Variant 1 (Resol. = 300nm) Depth=400nm	5x5 squares Variant 2 (Resol. = 300nm) Depth=400nm	5x5 squares Variant 3 (Resol. = 300nm) Depth=400nm	5x5 squares Variant 4 (Resol. = 300nm) Depth=330nm	7x7 squares Variant 1 (Resol. = 200nm) Depth=500nm	7x7 squares Variant 2 (Resol. = 200nm) Depth=600nm
QE	34.5 %	43.1 %	46.5 %	47.6 %	46.0 %	45.0 %	47.4 %	46.7 %
								

*Figure 76* Tableau des différents résultats de QE pour les motifs provenant de l’algorithme d’optimisation en configuration 5x5 et 7x7 sur le pixel U de pitch 2.16 $\mu$ m. Comparaison avec le motif de référence sur ce pixel (3x1 rectangles) ainsi que le pixel sans structuration.

#### 5.4. QE vs cross-talk

Comme annoncé précédemment, des mesures de QE et de cross-talk en WLC (faites pas des collaborateurs) sur ce même pixel U (photodiode carrée) de pitch 2.16  $\mu$ m avec des motifs issus de l’algorithme d’optimisation ont pu être réalisées. Ces résultats ont été publiés dans un papier de conférence [73] et sont reportés dans la *Figure 77*. On peut tout d’abord voir des coupes SEM de différentes structures comme un réseau « radial-périodique » 2D (a) ou encore d’une structure a périodique (b) et enfin d’un design provenant de l’algorithme d’optimisation (c). Les graphes (d) et (e) représentent le cross-talk mesuré (seul le cross-talk sur le pixel à droite du pixel central est relevé ici) en fonction du QE mesuré pour des structures périodiques (indiquées sur le graphe) et provenant pour certaines de l’algorithme d’optimisation respectivement. On trouve également un carré blanc qui correspond aux résultats sans structuration.

Il est important de noter qu’un tel résultat (en b ou en c) est obtenu après des mois de collaborations entre différentes équipes au sein de l’entreprise (STMicroelectronics) et nécessite un travail conséquent à différents niveaux : en process, en gravure et notamment sur une technique appelée correction optique de proximité (OPC de l’anglais Optical Proximity Correction). En effet, pour des motifs avec des contours aussi fins (structures réalisées ici avec des carrés de 200 nm de côté), la lumière utilisée en lithographie ( $\lambda \sim 190$  nm) ne permet pas de les reproduire convenablement à cause de la diffraction sur le masque, ce qui engendre certains défauts de reproduction. L’OPC permet d’anticiper ces défauts et de corriger le masque en amont, afin d’obtenir des motifs approchant plus précisément ceux souhaités. Cette technique était donc indispensable dans notre cas.

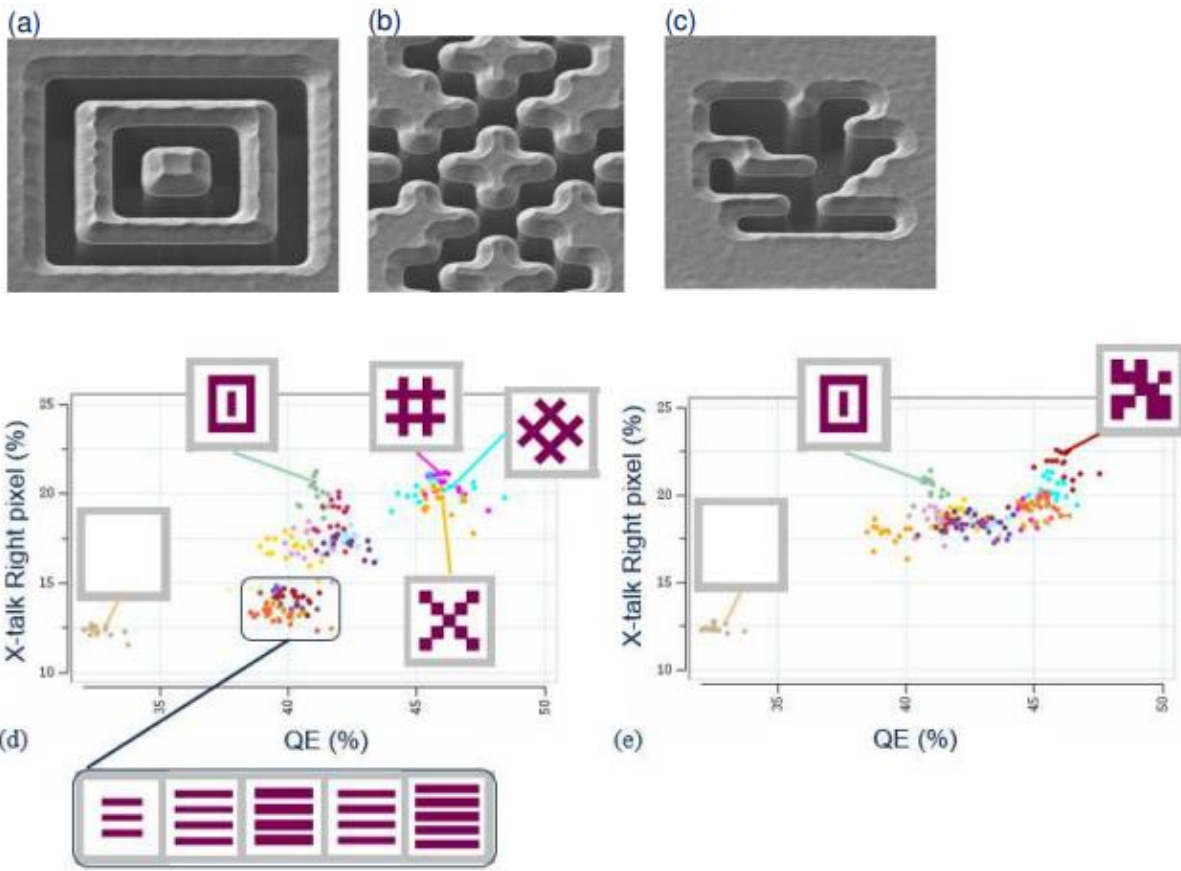


Figure 77 Images SEM après la gravure sèche (a) d'une structure diffractive périodique 2D, (b) d'un design apériodique et (c) d'un design généré par l'algorithme d'optimisation. Graphes de QE en fonction du cross-talk (on reporte seulement celui du pixel à droite du pixel central) pour différentes configurations sur le pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  et d'EPI  $6 \mu\text{m}$  pour (d) des designs périodiques et (e) des motifs dont certains ont été générés par l'algorithme [73].

On constate donc encore une fois le compromis entre QE et cross-talk sur toutes ces différentes structures. De plus, les résultats provenant de l'algorithme d'optimisation (et donc de simulation) sont bien confirmés (par les caractérisations) et présentent les meilleurs résultats de QE. On peut voir qu'un très grand nombre de structures ont été essayées sur ce pixel, ce qui a un coût important. On voit donc l'utilité dans tel outil d'optimisation dans la quête d'une structure maximisant le QE.

Finalement, comme le QE n'est pas le seul paramètre d'importance de cette thèse, nous avons voulu utiliser cet algorithme afin de répondre au mieux au compromis avec le cross-talk. La partie suivante présente une étude sur ce sujet.

## 5.5. Optimisation conjointe entre QE et cross-talk

### 5.5.1. Définition de la Figure de mérite

Afin d'optimiser conjointement le QE et le cross-talk, il faut tout d'abord définir une figure de mérite reliant ces deux paramètres, car l'algorithme n'est pour le moment pas prévu pour faire de l'optimisation multi-objectifs. Nous nous sommes concentrés par la suite sur la figure de mérite (FoM de l'anglais Figure of Merit) suivante :

$$FoM = W_1 \cdot QE + \frac{W_2}{Crosstalk}$$

Équation 14 Définition de la figure de mérite (FoM) en fonction du QE correspondant au QE central, du Cross-talk et des différents poids  $W_1$  et  $W_2$ .

On note la présence de poids positifs  $W_1$  et  $W_2$  afin de pouvoir jouer sur le QE et le cross-talk de manière plus ou moins équitable. On constate bien qu'en maximisant le QE et en minimisant le cross-talk, cette FoM est bien maximisée. Il existe une infinité de figures de mérites possibles, mais celle-ci semblait être un bon point de départ pour lancer cette étude.

### 5.5.2. Etude avec CDTI

Pour avoir les informations du QE et du cross-talk sur la même simulation, il faut réaliser les simulations avec la méthodologie de cross-talk expliquée dans le *chapitre 1 (section 4.3.2)*. Le QE est ainsi récupéré sur le pixel central alors que le cross-talk correspond à la somme des QE des 8 autres pixels (qui sont protégés par le Tungstène). Ces simulations sont donc plus coûteuses en temps de calcul, car on simule 9 pixels en même temps. Nous avons tout de même pu effectuer de telles optimisations sur les pixels W (photodiode rectangulaire) et U (photodiode carrée) de pitch 2.16  $\mu\text{m}$ , avec des isolations CDTI. Nous présentons ici les résultats du pixel W seulement ; les conclusions sur les deux pixels étant les mêmes.

J'ai ainsi utilisé l'algorithme sur le pixel W avec un motif 3x6 et des carrés de côtés 300 nm, comme précédemment pour ce pixel (cf *section 5.3*). Les différents poids  $W_1$  et  $W_2$  de la FoM ont été ici imposés à une valeur de 1. On constate sur la *Figure 78* que l'algorithme n'a pas très bien fonctionné dans ce cas. En effet, pour le motif final après avoir mis les différentes contraintes liées au process, le QE central (« Good QE ») est aussi élevé que celui sans structuration pour un cross-talk plus élevé, ce qui va à l'inverse de nos attentes.

On remarque également que même dans le cas avec 3x1 rectangles, le bon QE n'est que faiblement amélioré par rapport à celui sans structuration alors que le cross-talk est quant à lui assez fortement amélioré : on passe de 15.52% à 16.8% de QE central contre 9.28% à 13.36% de cross-talk. On constate donc qu'avec de telles isolations, la marge de progression est très limitée car quasiment tout le gain de QE global provient du cross-talk.

C'est pourquoi nous avons plutôt décidé d'utiliser l'algorithme avec des isolations DTI qui permettent d'élargir cette marge de manœuvre et nous présentons les résultats obtenus dans la section suivante. On peut également noter que l'utilisation de CDTI plus épais pourrait aussi avoir un impact bénéfique à ce problème.

	Ref no structuration	Ref structuration	Optimization result	Optimization result + design constraint
QE_good (%)	15.52	16.8	15.73	15.48
QE_xtalk (%)	9.28	13.36	9.74	10.53

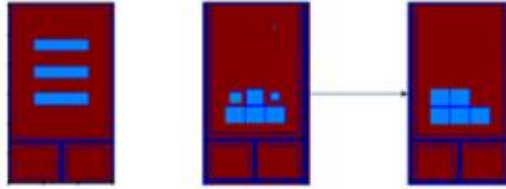


Figure 78 Tableau indiquant les valeurs de QE central (QE\_good) et de cross-talk (QE\_xtalk) pour différentes structurations sur le pixel W de pitch 2.16 $\mu$ m.

### 5.5.3. Etude avec DTI

J'ai pu ici réaliser les simulations sur le pixel U (photodiode carrée) de pitch 2.16  $\mu$ m avec un motif 7x7 et des carrés de côtés maximaux 200 nm. Le tableau de la Figure 79 résume les différents résultats obtenus : pour différentes configurations de structuration, on a reporté le QE central (« QE\_good ») et le cross-talk (« QE\_xtalk »).

Tout d'abord, regardons simplement les résultats obtenus avec une barrière CDTI. On constate comme précédemment que, entre le QE central sans structuration et avec une structuration qui a été formée grâce à l'algorithme d'optimisation maximisant simplement le QE (colonne « QE algorithm »), la différence est minimale (17.9% contre 18.3%) : la hausse totale de QE ne provient que du cross-talk.

Lorsque l'on utilise des barrières DTI, on observe dans un premier temps que sans structuration, le QE central est augmenté (21.8% contre 17.9%) et le cross-talk diminué (4.4% contre 5.4%). Pour une structure provenant de l'algorithme d'optimisation maximisant simplement le QE, on constate dans ce cas que le QE central est bien augmenté par rapport à celui obtenu sans structuration (26.7% contre 21.8%) : la marge de manœuvre est donc bien élargie et l'optimisation croisée entre QE et cross-talk a plus de sens.

Nous avons donc de nouveau effectué des simulations avec l'algorithme d'optimisation sur une figure de mérite alliant augmentation de QE et baisse de cross-talk (dans le cas DTI). Tout d'abord, nous avons utilisé une figure de mérite similaire à la FoM définie dans l'Équation 14, avec  $W_1 = 1$  et  $W_2 = 225$  ; nous l'avons appelée FoM1. Nous avons pensé à utiliser ces poids dans un premier temps afin que les deux termes de FoM1 soient équivalents pour un QE central de 25% et un cross-talk de 9% ( $\frac{225}{9} = 25$  ; les termes « QE » et « Crosstalk » de la FoM de l'Équation 14 n'étant pas des pourcentages); en se basant sur les résultats obtenus précédemment. Cependant, sur les résultats présentés, on se rend compte que la baisse de cross-talk est privilégiée à l'augmentation de QE afin de maximiser cette FoM1 : on obtient en effet des résultats similaires au pixel sans structuration. L'optimisation n'a donc pas du tout fonctionné dans ce cas.

Il nous semblait difficile de jouer sur les différents poids  $W_1$  et  $W_2$  pour corriger convenablement cette FoM ; sachant qu'une telle optimisation prend environ un mois de calcul. Nous avons donc par la suite défini une figure de mérite encore plus simple, qui avantagerait un peu plus (1.5 fois plus) l'augmentation de QE à la baisse de cross-talk :  $FoM2 = 1.5 \times QE - Crosstalk$ . Comme on peut le voir, grâce à cette FoM2, nous avons bien obtenu une structure qui répond le mieux au compromis entre QE et cross-talk : par rapport à la structure en sortie de l'algorithme maximisant seulement le QE, on a dans ce cas quasiment le même QE (baisse relative de 2%) et un cross-talk bien amoindri (baisse relative de 20%).

	CDTI		DTI			
	No struct	QE algorithm	No struct DTI	QE algorithm	FoM1	FoM2
QE_good (%)	17.9	18.3	21.8	26.7	21.7	26.2
QE_xtalk (%)	5.4	12.8	4.4	9.2	4.7	7.5

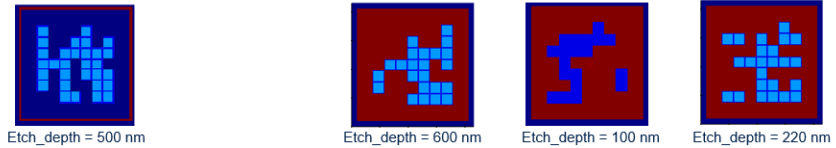


Figure 79 Tableau indiquant les valeurs de QE central (QE\_good) et de cross-talk (QE\_xtalk) du pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  pour plusieurs configurations dans l'ordre de gauche à droite : sans structuration CDTI, structuration obtenue par l'algorithme optimisant le QE en CDTI, sans structuration DTI, structuration obtenue par l'algorithme optimisant le QE en DTI, structuration obtenue par l'algorithme optimisant la FoM1 en DTI et structuration obtenue par l'algorithme optimisant la FoM2 en DTI. On peut aussi voir la profondeur de gravure « Etch\_depth » dans chaque cas.

En conclusion, cet algorithme d'optimisation nous a permis d'une part de trouver des structures maximisant le QE général sur nos différents pixels et d'autre part de répondre au mieux au compromis entre QE et cross-talk par le biais d'une FoM bien choisie, dont l'étude présentée ici n'est que préliminaire. En revanche, l'utilisation d'une telle FoM n'est utile que pour des isolations DTI qui permettent de différencier convenablement la valeur du QE central entre un pixel avec et sans structuration, contrairement aux isolations CDTI (rappelons dans cette conclusion les acronymes : DTI-Deep Trench Isolation, CDTI-Capacitive DTI et BDTI-Backside DTI, cf. *chapitre 1*). Comme nous n'utilisons pas les DTI dans nos vrais pixels (car électriquement inactifs), il serait intéressant d'étudier une telle FoM avec des isolations BDTI. Cette étude n'a malheureusement pas pu être encore effectuée. En effet, d'un côté, le process BDTI était en cours de développement pendant la thèse et donc pas encore mature, et d'un autre côté, les simulations comportant des BDTI sont beaucoup plus longues à simuler dû au raffinement de la grille nécessaire (au niveau des BDTI) à la convergence des simulations.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté les différents types de structures diffractives (gravure humide et sèche) utilisées à *STMicroelectronics* afin d'améliorer le rendement quantique (QE) de nos pixels dans le proche infrarouge (NIR). Nous avons dans un premier temps constaté l'efficacité de ces structures sur un modèle 2D simplifié de pixel, afin d'appréhender notamment les paramètres d'importances comme la profondeur d'EPI, la période du réseau de structure ou encore son facteur de remplissage, et les plages d'intérêt pour ces paramètres.

Nous avons par la suite analysé ces différentes structures avec plusieurs configurations (comme sous forme de réseaux 1x1 à 4x4 par exemple) sur différents pixels afin de prouver dans un premier temps leur impact bénéfique sur le QE. Pour cela, nous avons réalisé bon nombre de simulations mais aussi de mesures qui les ont confirmées : les tendances de QE étaient bien respectées entre simulation et caractérisation, prouvant ainsi le caractère prédictif de ces simulations. Nous avons également pu noter les différences entre la gravure humide et la gravure sèche, qui nous ont incités à privilégier cette dernière notamment pour la possibilité d'obtenir des structures (rectangulaires) nous permettant de « contrôler » la direction de propagation de la lumière diffractée. A la fin de cette troisième partie, nous avons confirmé les résultats obtenus par le modèle 2D quant aux paramètres d'importances de ces structures sous forme de réseau périodique, sur de vrais pixels (3D). Cela nous donne une idée bien précise du dimensionnement de ces structures afin de maximiser le QE, en l'espèce une période de 500 nm avec un facteur de remplissage de 0.4 et une profondeur de gravure entre 200 et 400 nm, notamment pour le pixel le plus étudié de 4.6  $\mu\text{m}$  de pitch par exemple.

Dans la quatrième partie, nous avons pu constater le compromis entre QE et cross-talk/MTF amené par ces structures : elles améliorent bien le QE général mais détériorent fortement le cross-talk. On s'aperçoit même qu'avec des isolations CDTI, la hausse de QE général engendrée n'est en fait quasiment seulement liée qu'au cross-talk des pixels voisins. C'est donc pour cela que nous avons étudié ces structures avec d'autres types d'isolations comme les DTI ou les BDTI (Backside DTI) Aluminium. Pour la première, le QE général est augmenté et le cross-talk diminué par rapport au CDTI, mais elles ne sont plus utilisées dans nos pixels (car électriquement neutre). Dans le cas des BDTI, le QE général est diminué par rapport au cas CDTI mais le cross-talk est drastiquement diminué, ce qui rend ces isolations très prometteuses. Finalement, on a pu observer des résultats similaires sur la MTF, montrant le lien entre MTF et cross-talk.

Observant quelques différences entre les pixels vis-à-vis des structures qui répondent le mieux à ce compromis QE/cross-talk et compte tenu de l'infini espace de possibilité des structures que l'on peut implanter, nous avons choisi d'avoir recours à un algorithme d'optimisation « Particle Swarm ». Nous nous sommes donc consacrés à son implémentation dans Lumerical, nous permettant premièrement de trouver des structures maximisant le QE. Nous avons ainsi décrit la méthodologie utilisée et présenté les différents résultats obtenus sur nos pixels avec des isolations CDTI. Grâce au travail conséquent de plusieurs équipes de *STMicroelectronics*, certaines de ces structures ont même pu être gravées sur nos pixels afin d'en obtenir des mesures. Celles-ci ont validé l'utilisation d'un tel algorithme : les QE maximaux ont été obtenus par des structures conformes à ses meilleures prédictions. Finalement, cet algorithme a été utilisé afin de répondre pour le mieux au compromis QE/cross-talk. Nous avons pu voir que la définition d'une figure de mérite est primordiale, mais que l'algorithme permet bien d'effectuer une telle optimisation. En revanche, son utilisation n'est efficace que pour des pixels à barrières DTI et non à barrières CDTI dont la structuration n'apporte quasiment que du cross-talk ; l'étude BDTI reste à être menée.



# **Chapitre 3 :**

# **Méthodologie de**

# **simulation de la MTF**



## Introduction

Ce chapitre se consacre à l'étude du deuxième paramètre optique d'importance de cette thèse : la fonction de transfert de modulation (MTF de l'anglais Modulation Transfer Function). Pour être plus précis, nous décrivons ici une nouvelle méthodologie de simulation mise en place afin d'évaluer ce paramètre en amont, la MTF étant uniquement connue par voie de caractérisation jusqu'à présent. La méthode finale évaluée tout au long de ce chapitre nous permettra ainsi, à l'avenir, de pouvoir prédire ce paramètre optique.

Dans une première partie, nous décrivons tout d'abord la MTF et sa méthodologie de caractérisation utilisée : la méthode du bord incliné (ou Slanted Edge en anglais). Nous présentons le banc optique ainsi que le « processing » nécessaire pour l'obtention de la MTF. Nous précisons notamment les différentes corrections « post-processing » à apporter.

En deuxième partie, nous évaluons deux méthodes de simulations différentes. La première se base sur le calcul de la réponse du capteur à une fonction point, appelée PSF (de l'anglais Point Spread Function). La deuxième reproduit quant à elle plus fidèlement la méthode du bord incliné utilisée en caractérisation. Nous les avons donc comparées à des résultats mesurés afin de se focaliser sur la plus prometteuse : la deuxième que l'on a dénommée méthode LOBO.

Dans la troisième partie, nous présentons ainsi plus en détail cette méthode de simulation et notamment les différentes conditions de simulation comme les conditions aux bords, le nombre de pixels à simuler, ou encore les différentes corrections à apporter en « post-processing ». Finalement, en se basant sur une comparaison avec des résultats caractérisés sur deux pixels avec différentes structurations utilisées, nous en avons déduit une méthodologie de simulation finale pour obtenir assez fidèlement la MTF de nos capteurs.

# 1. Description de la MTF et de sa méthodologie utilisée en caractérisation

## 1.1. Définition de la MTF

La fonction de transfert de modulation (FTM en français mais nous adopterons ici l'acronyme anglais MTF) est un paramètre optique majeur des capteurs d'images CMOS. Comme nous l'avons décrite succinctement dans le *chapitre 1*, elle nous communique une information sur la qualité de l'image obtenue, et plus précisément sur l'aptitude du système à résoudre différents niveaux de détails spatiaux de l'objet qui sera imagé sur le capteur.

Une méthode formelle d'obtention de ce paramètre est décrite sur la *Figure 80*. Supposons que plusieurs motifs de mires noir-blanc sinusoïdaux sont réalisées, avec des périodes différentes. Pour des périodes  $p$  assez grandes par rapport au pitch  $P$  des pixels (pour de faibles fréquences spatiales), le motif sera quasiment parfaitement reproduit par le capteur : le motif en entrée (en haut à gauche) est quasiment identique au motif obtenu en sortie de capteur (en bas à gauche). Dans ce cas-là, la MTF sera proche de 1.

Plus les périodes des motifs se rapprochent du pitch du pixel ( $p/P \rightarrow 2$  à la fréquence de Nyquist par exemple, domaine des grandes fréquences spatiales), plus le capteur aura du mal à retransmettre une image nette des variations rapides d'intensité : la réponse sera de plus en plus floue car la résolution du capteur ne permettra plus d'obtenir un tel contraste. A une certaine fréquence spatiale, les transitions noir-blanc ne seront plus distinguables (image en bas à droite) : la MTF sera proche de 0.

Cette méthode formelle n'est pas celle utilisée en caractérisation. Il est en effet très difficile de reproduire de tels motifs avec une bonne précision, notamment d'assurer le contraste de 100% en entrée lorsque  $p$  diminue. C'est pourquoi nous utilisons plutôt une mire avec une seule transition noir-blanc et appliquons la méthode du bord incliné (ou Slanted Edge en anglais). La section suivante est consacrée à la description de cette méthode. On travaille en quelque sorte avec une entrée de type « Heaviside », du point de vue de la réponse linéaire des systèmes, et on remonte à la MTF à l'aide des outils de Fourier, la fonction de Heaviside étant la primitive du Dirac impulsionnel.

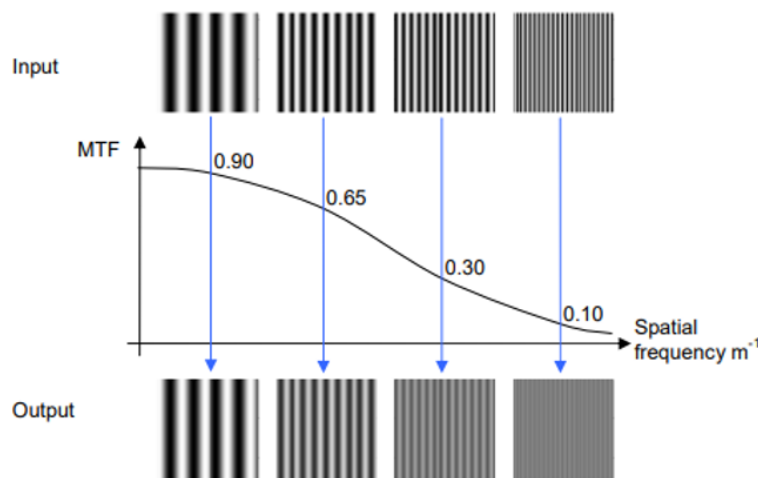


Figure 80 Courbe de la MTF en fonction des fréquences spatiales et sa définition formelle : en projetant des motifs de transitions noir-blanc avec des fréquences spatiales  $p$  de plus en plus élevées, on obtient une image de moins en moins contrastée sur le capteur et la MTF est de plus en plus diminuée.

## 1.2. Méthode du bord incliné

### 1.2.1. Description du banc

Afin de caractériser la MTF des capteurs CMOS, la méthodologie de référence est la méthode du bord incliné, décrite dans la norme ISO 12233:2017 [76]. Nous utilisons bien cette méthode pour mesurer la MTF de nos différents capteurs (avec leurs différents pixels). Nous décrivons donc dans cette partie le banc optique utilisé pour la caractérisation de ce paramètre.

La *Figure 81* nous présente ce banc optique, qui a été monté par des collaborateurs. Tout d'abord, nous utilisons une source halogène à 3000K, nous permettant d'avoir un domaine de longueur d'onde allant du visible à l'infrarouge (IR). Un filtre coupant les IR « lointains » (filtre froid) est placé en sortie de cette source (non indiqué dans cette figure pour plus de clarté). Ensuite, la lumière est transmise au travers d'un filtre quasi-monochromatique (largeur à mi-hauteur, FWHM de l'anglais Full Width Half Maximum, d'environ 40 nm à 940 nm), permettant de choisir la longueur d'onde à laquelle nous voulons réaliser l'étude. Pour cela, une roue à filtre est installée, avec différents filtres dans le bleu, le vert, le rouge et à 940 nm. Celle-ci est pilotable depuis l'ordinateur sur lequel nous réalisons les mesures. En sortie de ce filtre, la lumière est alors transmise dans un diffuseur afin d'éclairer uniformément la mire contenant ce fameux bord incliné. Cette mire est seulement une transition blanc-noir que l'on incline d'environ 5° (0,085 radian, correspondant à presque 12 lignes ou colonnes de pixels pour « déplacer » la transition d'un bout à l'autre du pixel) par rapport à l'axe horizontal (respectivement vertical) des pixels, lorsque l'on veut mesurer la MTF verticale (respectivement horizontale) du capteur. Cet angle a été choisi [76] afin de permettre un sur-échantillonnage (expliqué dans la suite), tout en gardant un axe pas trop éloigné des axes horizontaux ou verticaux.

On positionne ensuite une lentille convergente afin que la mire soit placée dans le plan focal objet de celle-ci, pour obtenir une image à l'infini. Finalement, l'image de la mire est projetée sur le capteur à l'aide d'un objectif dont le plan focal coïncide exactement avec le capteur (ce montage optique est aussi appelé « conjugaison infini-foyer »). Le capteur est en effet posé sur un bras motorisé fournissant les trois translations et les trois rotations, qui est pilotable tout comme la roue à filtre. Lors de la caractérisation, plusieurs images sont acquises. Nous plaçons tout d'abord à vue le capteur afin d'avoir une image nette. Puis nous effectuons un balayage autour de cette distance objectif-capteur sur 50 points espacés de 1.6  $\mu\text{m}$  à l'aide du bras motorisé. Pour chaque point, une image dans le noir est soustraite à une image éclairée afin de s'affranchir du courant d'obscurité (Dark Current en anglais). Cela nous permet finalement d'identifier la mesure pour laquelle la mire est la plus nette possible sur le capteur. Elle correspondra en effet à la MTF la plus élevée.

Enfin, un diaphragme situé entre la lentille et l'objectif ajuste le nombre d'ouverture (de l'anglais f-number) du système optique (réalisable du fait du montage en « conjugaison infini-foyer »). On se place généralement à un f-number de 2 (aussi écrit  $f/2$ ), afin de reproduire les conditions d'un capteur commercial, qui est donc encapsulé et possède une lentille projetant la scène sur le capteur avec un f-number typiquement proche de 2. Il est important de noter que, pour une telle mesure, l'alignement des différents outils optiques est primordial. La MTF du capteur ainsi déduite repose en effet sur la MTF de l'optique et est donc très sensible à un quelconque désalignement. Il sera de même important de veiller à ce qu'il n'y ait pas d'angle dièdre entre le plan du capteur et le plan focal de l'optique, car la MTF est très dépendante d'un tel angle. Ainsi, un travail assez important est réalisé avant même de pouvoir lancer les caractérisations. Les détails de ce calibrage du banc sont omis ici afin de ne pas surcharger le lecteur.

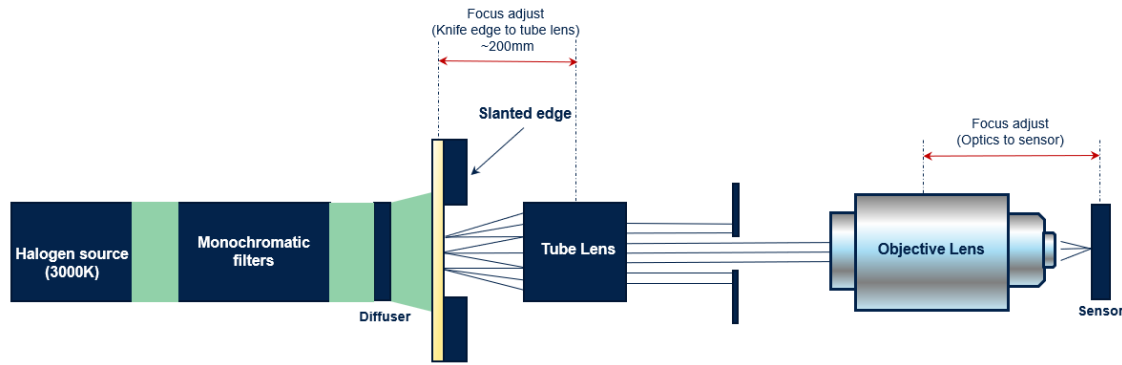


Figure 81 Schéma du banc optique utilisé pour caractériser la MTF de nos capteurs.

Le banc optique ayant été décrit dans un premier temps, nous allons pouvoir dans un second temps détailler les différentes étapes d'une mesure de MTF.

### 1.2.2. Calcul de l'ESF sur-échantillonnée

Tout d'abord, grâce à ce montage optique, nous obtenons sur le capteur, l'image de la mire avec la transition noir-blanc. Cela va nous permettre de mesurer la réponse du capteur à une fonction en escalier (notre « Heaviside »), plus communément appelée ESF (de l'anglais Edge Spread Function).

Pour apporter plus de précisions, cette méthode [76] nous permet d'obtenir une ESF sur-échantillonnée. L'obtention d'une telle courbe d'ESF se fait en plusieurs étapes. Premièrement, nous avons indiqué que la transition noir-blanc avait un angle d'inclinaison d'environ  $5^\circ$  par rapport à l'axe horizontal ou vertical du capteur. L'une des raisons d'avoir un tel angle est la possibilité de réaliser un sur-échantillonnage par rapport à la taille d'un échantillon, qui est ici le pitch  $P$  du pixel. Comme discuté dans la section 4.2.1 du chapitre 2, cela nous permettra entre autres d'avoir la MTF à la fréquence de Nyquist sans problématique de repliement de spectre. Une image de cette mire noir-blanc inclinée par rapport à la direction verticale (pour calculer la MTF horizontale) est présentée sur la Figure 82 (a) [77].

La Figure 82 (b) illustre quant à elle la méthode utilisée afin d'obtenir une telle ESF sur-échantillonnée unidirectionnelle [77]. Le schéma de gauche représente un zoom de l'image acquise sur le capteur. Afin d'allier précision et temps de calcul, les régions d'études sont souvent limitées à une centaine de pixel en horizontal et en vertical. Grâce à cet angle de  $\sim 5^\circ$ , la transition ne se situera pas au même endroit sur le pixel d'une ligne à l'autre. Le bord de cette transition est estimé par une dérivation 1D de chaque ligne, qui va permettre de trouver le centroïde avec une précision sub-pixel. Par une simple régression linéaire sur la localisation de la transition ligne à ligne, on en déduira par la suite son angle  $\theta$  exact. Le calcul de l'ESF sur-échantillonnée se réalise ensuite en trois étapes.

La première étape est la projection. Comme indiqué sur le schéma de gauche de la Figure 82 (b), la valeur de l'intensité dans chaque pixel est projetée le long de l'axe de la transition estimée, sur l'axe horizontal. Ensuite, cet axe horizontal est subdivisé en fraction de pixel, nommés bins. Pour l'illustration proposée, il y a quatre bins par pixels ici, comme étudié historiquement [78] [79] [80]. Cependant, dans toutes nos caractérisations nous utilisons 8 bins. Cela permet un bon compromis entre les détails obtenus sur la MTF (qui augmentent avec le nombre de bins) et le bruit lié à la projection (qui augmentent aussi avec le nombre de bins) [81], [82]. Les différents points projetés sont donc répartis dans ces bins.

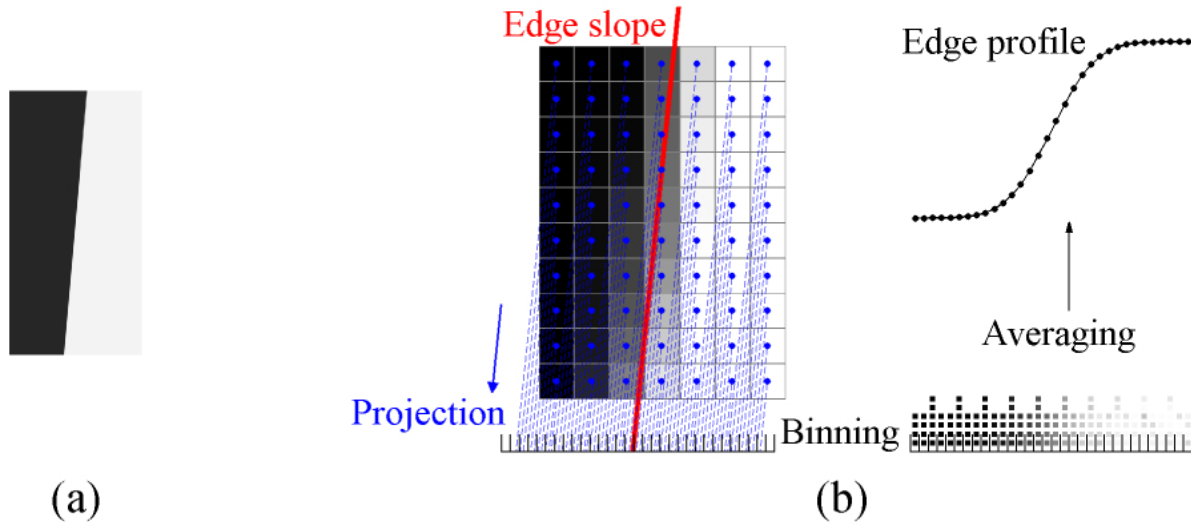


Figure 82 (a) Mire avec la transition noir-blanc inclinée d'environ 5°. (b) Méthode pour former une ESF unidimensionnelle montrant la projection, le binning et le moyennage des points à l'intérieur des bins. [77]

La dernière étape consiste à réaliser la moyenne des différentes valeurs d'intensité se trouvant dans chaque bin, afin de finalement reconstituer l'ESF sur-échantillonnée. Le graphique de droite de la Figure 82 (b) schématise cette dernière étape.

### 1.2.3. Calcul de la LSF sur-échantillonnée

Une fois l'ESF sur-échantillonnée acquise, la phase suivante est d'obtenir la réponse à une fonction ligne, appelée LSF (de l'anglais Line Spread Function).

Celle-ci est obtenue par dérivation de l'ESF. Numériquement, il existe deux méthodes simples de dérivation : la méthode en deux points où la dérivée est simplement calculée en faisant la différence entre deux points consécutifs, et la méthode en trois points où la dérivée en un point  $i$  est égale à la différence entre les valeurs au point  $i+1$  et  $i-1$  divisé par 2 :  $dy(i) = \frac{y(i+1) - y(i-1)}{2}$ . Cela revient à appliquer la convolution par un filtre différentiel  $[-0.5 \ 0 \ 0.5]$  à l'ESF dans l'espace direct. Cette dernière méthode est celle utilisée en caractérisation.

Afin de lisser la courbe de LSF et de s'affranchir du bruit à basse fréquence, on réalise un fenêtrage sur la LSF. Une fenêtre de Hamming est en effet appliquée à la LSF sur-échantillonnée obtenue. On peut voir l'effet apporté par la fenêtre de Hamming sur la Figure 83. Si l'on compare le graphique de gauche avec celui de droite, on constate en effet que les variations sur les bords de la courbe sont fortement diminuées grâce à ce fenêtrage.

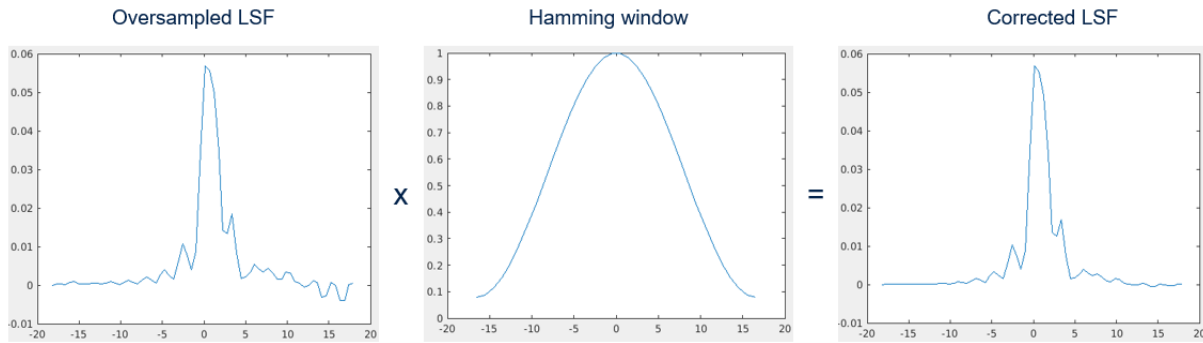


Figure 83 Explication de l'obtention d'une LSF corrigée après un fenêtrage. On retrouve : à gauche la LSF sur-échantillonnée obtenu en dérivant l'ESF, au milieu la fenêtre de Hamming utilisée et à droite le produit des deux.

#### 1.2.4. Calcul de la MTF et des corrections apportées

Lorsque nous disposons de la LSF sur-échantillonnée, la MTF se calcule simplement. Elle correspond en effet au module de la transformée de Fourier (TF) de la LSF, normalisé par la valeur à la fréquence nulle. Il faut tout de même apporter ensuite quelques corrections à cette MTF, liées à l'optique utilisée et aux différentes étapes discutées dans les sections précédentes.

Pour commencer, cette MTF corrigée est en fait le produit de la MTF du capteur et de la MTF de l'optique utilisée. Il faut donc diviser cette MTF par la MTF de l'optique afin d'obtenir la MTF du capteur. En pratique, la MTF de l'optique utilisée est difficilement mesurable à la précision voulue, c'est pourquoi nous utilisons plutôt la MTF d'une optique parfaite : une optique limitée par la diffraction, sans aberration. Nous obtenons ainsi une MTF corrigée par une optique parfaite (MTF CPO de l'anglais Corrected by Perfect Optics). Celle-ci est donc sous-évaluée par rapport à la MTF réelle du capteur, car la MTF de l'optique utilisée est forcément inférieure à la MTF d'une optique parfaite.

Ensuite, bien que l'angle de la transition soit assez petit (autour des  $5^\circ$ ), la projection sur l'axe horizontale apporte du bruit que l'on peut corriger. Sur la Figure 84, on compare la méthode de projection classique suivant la norme ISO (a) et celle nommée ISO-cos (b) [81] [83]. Dans cette 2<sup>ème</sup> méthode, la projection se réalise sur l'axe perpendiculaire à la transition. Avec le même principe de subdivision des pixels en bins, la MTF finale sera corrigée en changeant les fréquences spatiales  $f_x$  précédemment obtenus avec la méthode ISO, par des fréquences spatiales  $f_{trans} = f_x \cdot \cos \theta$ , avec  $\theta$  l'angle de la transition. On n'obtiendra donc pas exactement une MTF horizontale, mais bien une MTF suivant la direction perpendiculaire à la transition. Cependant, l'angle  $\theta$  étant petit, on considéra que c'est bien la MTF horizontale que nous caractérisons ( $\cos 5^\circ \approx 1 - 0.085^2/2 \approx 0.9962$ ).

Finalement, la troisième et dernière correction à apporter est liée à l'obtention de la LSF par dérivation discrète de l'ESF. Comme nous l'avons précisé dans la section précédente, cette dérivation revient à appliquer un filtre différentiel  $[-0.5 \ 0 \ 0.5]$  à l'ESF. La LSF ainsi obtenue correspond donc au produit de convolution entre l'ESF du capteur et ce filtre. Il faudra donc corriger l'erreur introduite par ce filtre. Dans le domaine fréquentiel, le module de la transformée de Fourier de ce filtre s'écrit ainsi :  $D_{corr} = \text{sinc}\left(\frac{2f_{trans}}{n_{bins}}\right)$ , avec  $n_{bins}$  le nombre de bins utilisés (8 dans notre cas) [77] [78] [81] [82]. En appliquant le théorème de convolution, il nous suffit donc finalement de diviser la MTF calculée par ce facteur  $D_{corr}$ , afin de réaliser cette correction.

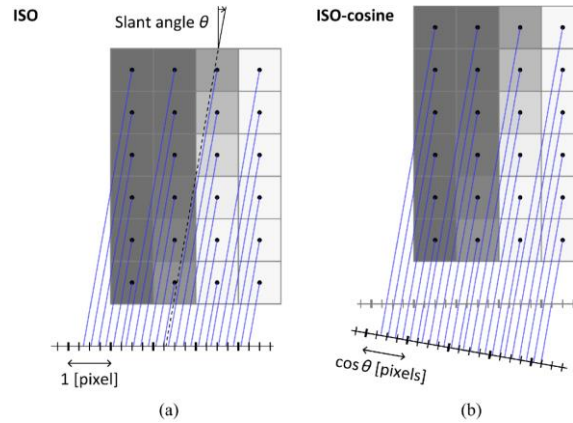


Figure 84 (a) Projection avec la méthode ISO classique. (b) Correction de l'angle de la transition noir-blanc en projetant sur l'axe perpendiculaire à cette transition : norme ISO-cos. [81]

En conclusion, cette première partie nous a permis de décrire la méthode de mesure utilisée pour le calcul de la MTF. On peut trouver un schéma représentatif des différentes étapes de « processing » et de « post-processing », de cette méthode du bord incliné, sur la Figure 85. Nous allons maintenant présenter différentes méthodes de simulation, reproduisant plus ou moins fidèlement cette méthode, dans le but de pouvoir prédire les résultats de MTF de nos capteurs.



Figure 85 Schéma représentatif du « processing » (de l'ESF à la MTF) et du « post-processing » (de la MTF à la « Final MTF ») utilisés afin de reproduire la MTF de nos capteurs par la méthode du bord incliné.

## 2. Différentes méthodologies de simulation

### 2.1. PSF calculée par illumination uniforme d'un pixel

Pour commencer cette étude, nous avons tout d'abord simulé la MTF de nos capteurs à l'aide de la méthode décrite sur le site de Ansys-Lumerical [68]. Cette méthode consiste à calculer la réponse du capteur à une fonction point, aussi appelée PSF (de l'anglais Point Spread Function). On obtiendra ensuite la MTF comme précédemment, c'est-à-dire en prenant le module de la TF de la PSF, normalisée à la fréquence nulle. Cependant, contrairement à la méthode du bord incliné, on aura ici une MTF 2D et non plus unidimensionnelle dans la direction perpendiculaire au bord de la transition.

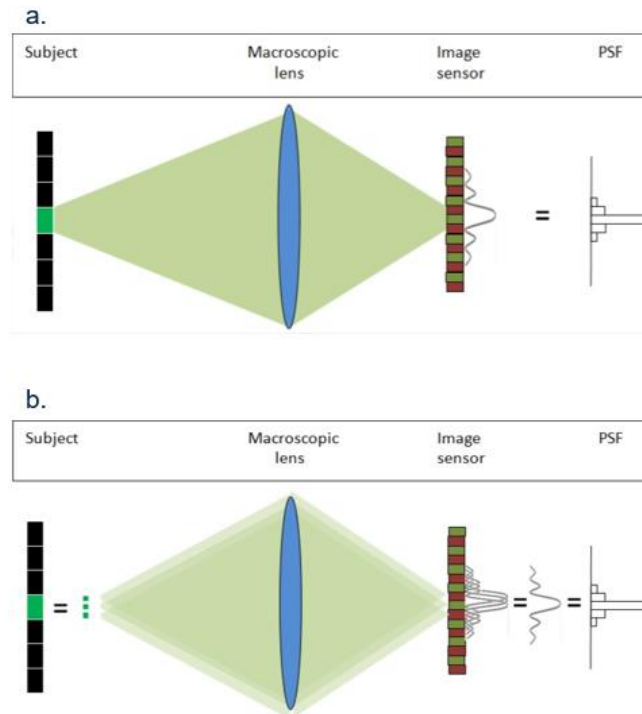
#### 2.1.1. Obtention de l'illumination uniforme en simulation

Premièrement, dans cette méthode, la PSF est obtenue en éclairant uniformément un seul pixel et en récoltant l'absorption dans celui-ci et dans les pixels voisins. L'illumination uniforme d'un unique pixel n'est cependant pas facilement réalisable sur Lumerical. On décrit donc ici comment obtenir une telle source.

Sur la *Figure 86 a*), on peut voir le schéma du montage expérimental que l'on souhaite simuler. Voici comment ce dernier est décrit [68]. Une lumière incohérente et non polarisée provenant du seul carré vert d'un mur noir est projetée sur le capteur d'image à l'aide d'une lentille convergente. Toute cette lumière comprise dans l'ouverture numérique (NA de l'anglais Numerical Aperture) de cette lentille est collectée et focalisée dans le plan du capteur. Idéalement, on voudrait que seulement un seul pixel soit éclairé, sans illuminer aucun pixel voisin. Cependant, dans la réalité, comme le NA est un nombre fini, la lumière incidente sera étalée par la diffraction (plus précisément sa version en lumière incohérente) et plus d'un pixel sera illuminé, comme on peut le voir dans le schéma.

Le principal problème afin de réaliser un tel montage en simulation est que la FDTD est un outil de simulation de lumière cohérente. Il est donc impossible de reproduire directement une source incohérente. Cependant, on observe dans la *Figure 86 b*) que cette illumination est équivalente à la somme de plusieurs points source. Or ce système équivalent peut être reproduit en FDTD.

Nous réalisons en effet plusieurs simulations avec une source gaussienne dont la position sur le pixel central est balayée sur plusieurs points. Comme nous l'avons toujours fait, pour chaque point, la moyenne entre les deux polarisations TE et TM est réalisée, afin d'avoir une lumière non polarisée. Ensuite, la moyenne incohérente de tous ces points sources est calculée pour finalement obtenir l'équivalent d'une source incohérente non polarisée, qui éclaire idéalement seulement le pixel central et de manière uniforme. Une illustration de cette méthode (à une nuance près concernant le nombre de pixel éclairé) est présentée sur la *Figure 87*. La figure de gauche représente en effet une grille de pixel vue de dessus avec les positions des différents points source simulés (en violet), ainsi que le profil d'un de ces points source. Celle de droite est le profil de la source obtenue de taille  $4 \times 4 \mu\text{m}$  ici lorsque l'on réalise la moyenne de tous ces points sources.



*Figure 86 a. Schéma du montage expérimental que l'on souhaite reproduire en simulation. b. Schéma du montage réellement simulé, en faisant la somme incohérente de différentes sources gaussiennes. [68]*



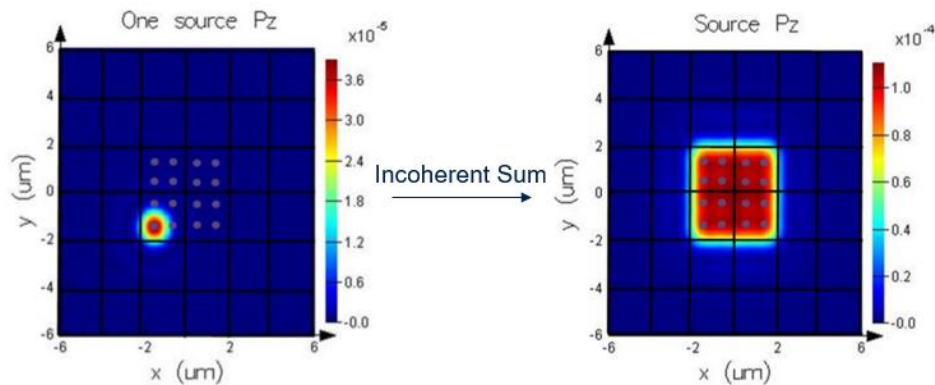


Figure 87 Une grille de pixel vue de dessus montrant, à gauche le profil de la source d'une seule simulation ainsi que les autres points (ajoutés en violet) où la source va se situer dans les autres simulations, et à droite le profil de la source finale obtenu en moyennant tous les points sources. [68]

On notera que sur cet exemple provenant directement de Lumerical [68], l'étude était basée sur un capteur visant des applications visibles et donc pourvu d'un filtre Bayer afin de reconstituer les couleurs. C'est pour cela qu'il n'y a pas qu'un seul pixel éclairé, mais bien quatre (deux verts, un rouge et un bleu), la « nuance » indiquée en préalable. Dans notre cas, nous travaillons à une longueur d'onde de 940 nm. Nous cherchons donc à obtenir une telle illumination sur un seul pixel.

Afin de connaître les différents paramètres de source à utiliser pour obtenir une illumination la plus idéale possible, nous avons réalisé une étude sur la position et le nombre de points sources à utiliser en fonction du pitch P du pixel. Sur la Figure 88, on peut voir un exemple d'un résultat de simulation où l'on a moyenné quatre points sources afin de viser une illumination sur un pixel de pitch 4 µm. On retrouve sur cette figure des graphes de l'intensité en fonction de la position le long de l'axe y (en x=0 indiqué en noir) et de la diagonale (indiquée en rose). Nous avons défini deux paramètres afin de nous permettre de juger d'une bonne illumination ou non.

Le premier paramètre est l'uniformité. Elle se calcule sur les deux coupes de la Figure 88 en divisant la différence entre la valeur maximale et la valeur minimale de l'intensité dans le pixel central par cette même valeur minimale :  $Uniformite = \frac{max-min}{min}$ . Ainsi, plus cette valeur sera faible, plus la valeur min sera proche de la valeur max et donc plus l'uniformité dans le pixel central sera bonne.

Le deuxième paramètre est la réjection. Elle est définie par le rapport entre le signal à l'extérieur et le signal à l'intérieur du pixel central (sur les deux coupes de la Figure 88) :  $Rejection = \frac{\int Signal\ exterieur}{\int Signal\ interieur}$ . Ainsi, plus cette valeur est faible, moins il y aura de signal directement transmis par la source sur les pixels voisins au pixel central.

Ces deux paramètres sont en compétition l'un avec l'autre : plus l'uniformité sera bonne, plus la réjection sera mauvaise et inversement. Nous avons donc réalisé différentes simulations en faisant varier le nombre et la position des sources gaussiennes pour différents pitch, en calculant à chaque fois ces deux paramètres. Nous avons finalement gardé celles qui nous donnaient le meilleur compromis (en jouant sur une figure de mérite avec des poids équivalents pour ces deux paramètres).

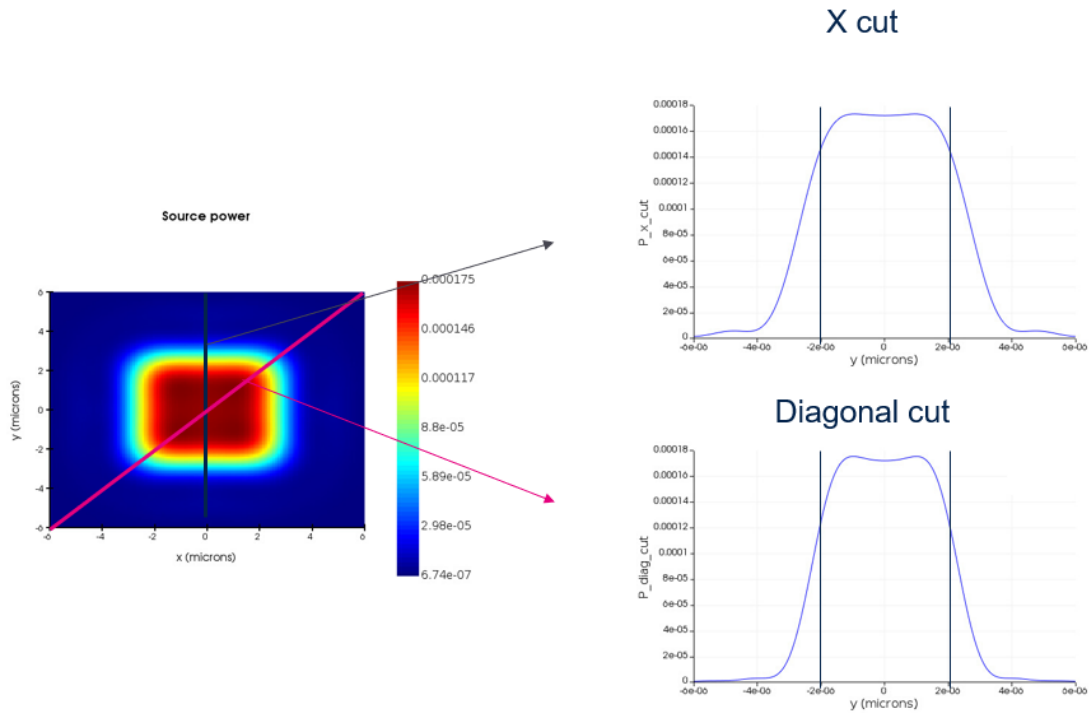


Figure 88 : Exemple de source obtenue après moyennage de plusieurs points sources pour un pixel de pitch  $4 \mu\text{m}$ . On peut voir à gauche le profil de la source et à droite les coupes de l'intensité en fonction de la position le long de l'axe  $y$  (en  $x=0$ ) et dans la diagonale.

Sur la Figure 89, on peut voir la source nous donnant un tel compromis pour un pixel de pitch plus petit de  $2.61 \mu\text{m}$  à  $940 \text{ nm}$ . Elle est composée d'un motif de  $2 \times 2$  points source qui sont espacés des arêtes du pixel de  $500 \text{ nm}$  en  $x$  et en  $y$ . Pour une telle longueur d'onde, les profils gaussiens obtenus sont assez larges et c'est pourquoi il est impossible d'obtenir une uniformité et une réjection quasi parfaite sur un si petit pitch.

En conclusion, cette étude nous a permis de trouver la source que nous allons utiliser afin de simuler la MTF de notre capteur de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ . La section suivante présente la méthode de calcul de la MTF utilisée.

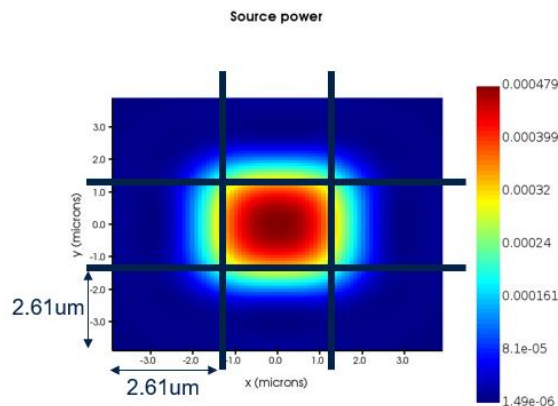


Figure 89 : Intensité de la source moyennée produisant le meilleur compromis entre réjection et uniformité à  $940 \text{ nm}$  sur un pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ .

### 2.1.2. Calcul de la MTF

Pour commencer, les différentes simulations ont été réalisées sur 5x5 pixels, dans les mêmes conditions décrites dans les chapitres précédents, mis à part la source. Afin de reconstituer la PSF du capteur, l'absorption dans les photodiodes de tous ces 25 pixels est enregistrée pour chaque simulation (chaque centre de gaussienne). On calcule ensuite la somme incohérente des valeurs enregistrées dans chaque pixel, correspondant aux simulations avec une position du point source différente sur le pixel central. On obtient donc une PSF 2D de notre capteur, comme on peut le voir sur la *Figure 90*.

Pour obtenir la MTF de notre capteur, on réalise simplement une TF 2D de la PSF et on prend le module de celle-ci que l'on normalise finalement par la fréquence nulle. Comme la PSF contient très peu de points, on effectue un remplissage de zéro (de l'anglais *zero-padding*) avant de faire la TF, pour avoir une meilleure résolution sur la MTF. Concrètement, on ajoute des valeurs à zéro sur toutes les extrémités de la PSF. Nous avons choisi ici d'en ajouter pour que la PSF soit un tableau de 1024x1024 valeurs. Lorsque nous réalisons la TF, cela ne change pas le domaine des fréquences spatiales, du fait de la limite de Nyquist. En effet, les valeurs de MTF pourront aller de 0 à l'inverse de l'espacement entre 2 points, qui est égal au pitch du pixel ici (soit 2.61  $\mu\text{m}$ ), ce qui correspond à  $2N_y$ . Sur la *Figure 90*, la MTF est tracé dans le domaine  $[-N_y, N_y]$ . En revanche, la MTF aura une résolution beaucoup plus importante que si on ne faisait pas de zero-padding. En effet, l'espacement entre 2 points consécutifs d'une même ligne ou d'une même colonne dans le domaine fréquentiel est maintenant égal à  $\frac{1}{1024 \cdot \text{pitch}}$  soit à  $\frac{N_y}{512}$ . Si nous ne faisons pas de zero-padding, il serait de  $\frac{1}{5 \cdot \text{pitch}} = \frac{2}{5} \cdot N_y$ , soit seulement trois points entre 0 et  $N_y$  (fréquence nulle incluse).

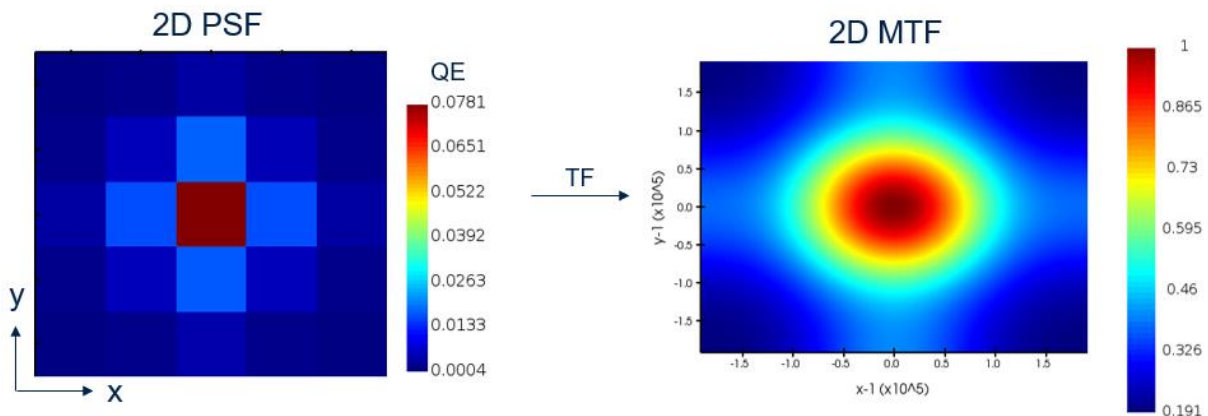


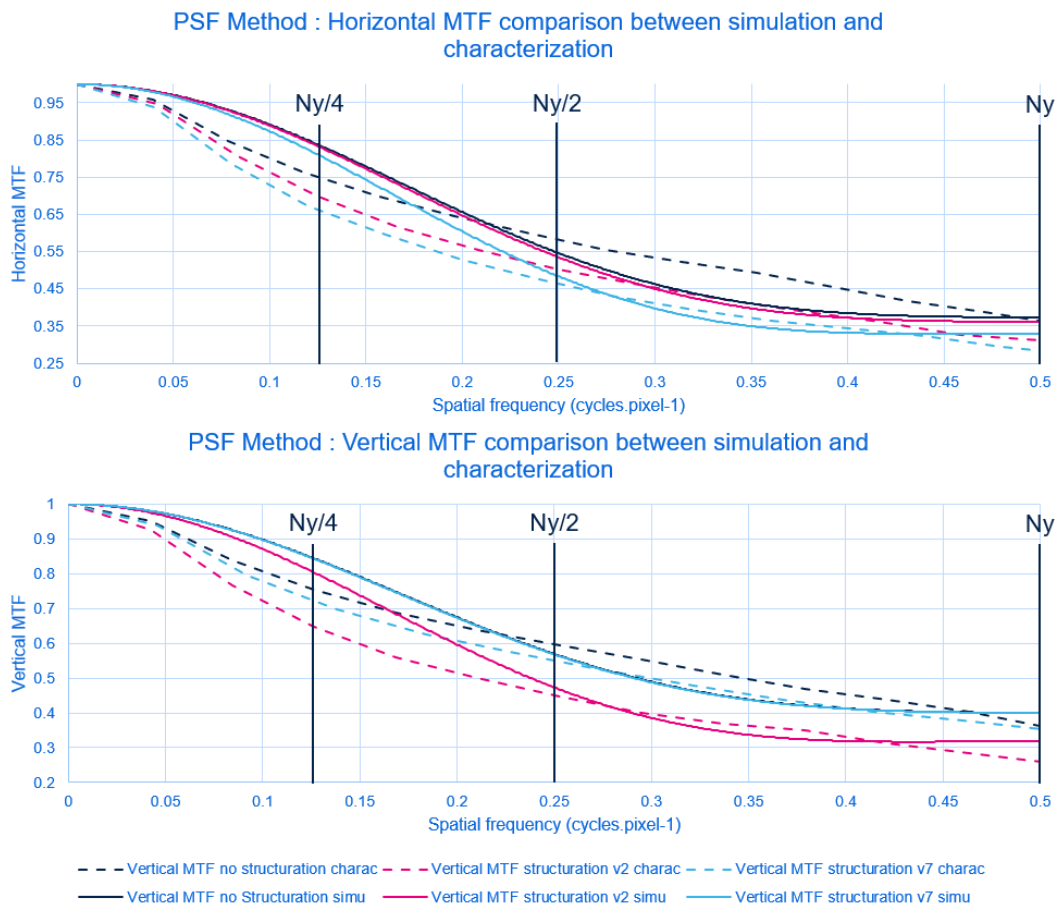
Figure 90 : PSF 2D (à gauche) et MTF 2D (à droite) reconstituée grâce à une TF 2D de la PSF et une normalisation.

### 2.1.3. Comparaison avec la caractérisation

Bien que les méthodes pour obtenir la MTF du capteur soient très différentes entre la caractérisation et cette méthode de simulation, nous avons tout de même voulu comparer les différents résultats sur le pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$ . Pour obtenir la MTF horizontale simulée (respectivement verticale), il nous suffit de prendre la coupe entre 0 et  $N_y$  de l'axe  $x$  à  $y=0$  (resp. axe  $y$  à  $x=0$ ) de la MTF 2D.

Nous avons réalisé ces comparaisons sur trois configurations différentes : le pixel sans structuration, avec trois structures rectangulaires horizontales (version v2), et avec trois structures verticales (version v7). Ces deux types de structuration ont été vus dans le chapitre précédent. Sur la *Figure 91*, les différentes MTF horizontales (en haut) et verticales (en bas) sont tracées en fonction des fréquences spatiales (en cycle par pixel : 0.5 correspond à Nyquist). On peut donc comparer les différentes caractérisations (traits pointillés) avec les simulations utilisant cette méthode de la PSF (traits pleins), pour les différentes versions de pixel.

Tout d'abord, on constate une importante différence sur la forme des courbes de caractérisation et de simulation. Cela est dû au zero-padding réalisé en simulation. En effet, sans zero-padding, nous avons seulement accès à trois points de MTF entre 0 et Ny : à la fréquence nulle, en  $\frac{2Ny}{5}$  et en  $\frac{4Ny}{5}$ . Les autres points ajoutés par le zero-padding constituent seulement une forme de lissage entre deux points de MTF calculés numériquement par la TF de la PSF, et n'ont donc pas réellement de sens physique. De plus, comme nous ne réalisons pas de suréchantillonnage, on commence à voir apparaître un repliement de spectre vers Ny et c'est pour cela que les courbes s'aplanissent et changent même de signe de pente vers ces hautes fréquences.



*Figure 91* Comparaison entre la méthode PSF de simulation (traits pleins) et la caractérisation (traits pointillés) : graphes de MTF horizontales (en haut) et verticales (en bas) en fonction des fréquences spatiales (en cycle par pixel), pour le pixel de pitch  $2.61\mu\text{m}$  sans structuration et avec deux types de structuration : trois tranchées horizontales (v2) et trois tranchées verticales (v7).

Malgré ces différences liées à la pauvreté relative de l'information réelle, on peut voir que les tendances entre les MTF horizontales et verticales sont respectées en simulation pour les différentes versions de structuration utilisées. En effet, la version V7 avec ses tranchées rectangulaires dans la direction verticale, orientant préférentiellement la lumière dans la direction horizontale, a bien une MTF horizontale inférieure aux deux autres versions. On constate de même pour la version V2 (qui a elle une structuration en tranchées rectangulaires dans la direction horizontale) et la MTF verticale. Cependant, il y a très peu de différence, et même pas du tout dans le cas de la MTF verticale, entre les MTF sans structuration et avec la structuration orientée dans le même sens que la MTF représentée (V2 pour la MTF horizontale et V7 pour la MTF verticale). Cela s'explique aussi par le peu d'information que l'on a réellement sur la MTF avec cette méthode.

En conclusion, cette méthode de simulation est trop éloignée de la méthode du bord incliné utilisée en caractérisation pour être décemment prédictive sur nos mesures de MTF. Pour l'améliorer, il faudrait pouvoir simuler un plus grand nombre de pixel pour avoir plus d'information. Cependant, ces simulations présentées comportaient déjà 25 pixels (5x5). Cela constituait environ une semaine de temps de calcul. Ainsi, ce temps aurait doublé si l'on avait fait tourner une simulation avec 49 pixels (7x7), et encore on ne gagnerait finalement qu'un seul point entre 0 et  $N_y$  (quatre points :  $0$ ,  $\frac{2N_y}{7}$ ,  $\frac{4N_y}{7}$  et  $\frac{6N_y}{7}$ ). Il faudrait également réaliser un sur-échantillonnage afin de s'éviter les problèmes de repliement de spectre.

Nous avons donc par la suite décidé d'étudier une méthode de simulation beaucoup plus proche de celle du bord incliné utilisée en caractérisation. C'est la méthode LOBO que nous présentons dans la section suivante.

## 2.2. Méthode LOBO similaire au bord incliné projeté

Tout d'abord, cette méthode porte ce nom en raison de la couche de résine noire utilisée pour la réaliser : le LOBO (de l'anglais LOGical light BLocking : acronyme « made in » *STMicroelectronics*). Le but est en effet de reproduire le bord incliné directement sur le pixel et non plus en projection d'une mire. Nous allons donc décrire dans cette partie la méthode utilisée en caractérisation et en simulation pour calculer la MTF de nos capteurs à l'aide de cette résine.

### 2.2.1. Méthode LOBO en caractérisation

Pour commencer, une étape de process est ajoutée à la suite de celle formant les microlentilles. On dépose en effet cette couche de résine au-dessus de celles-ci. On peut voir sur la *Figure 92* deux images SEM des pixels vus de haut (*a.*) et de côté (*b.*) nous montrant cette couche de LOBO sur les microlentilles.

Ce LOBO est en fait une couche qui absorbe fortement la lumière incidente dans nos longueurs d'ondes d'intérêts (les indices de réfractions réels et imaginaires du LOBO à 940 nm valent respectivement  $n_{LOBO} = 1.84$  et  $k_{LOBO} = 0.58$ ). Elle se comportera donc comme la partie noire de la transition de la mire utilisée dans la méthode du bord incliné projeté. De plus, cette couche sera déposée avec un angle de  $5^\circ$  par rapport à l'axe horizontal ou vertical des pixels, pour reproduire exactement la méthode du bord incliné.

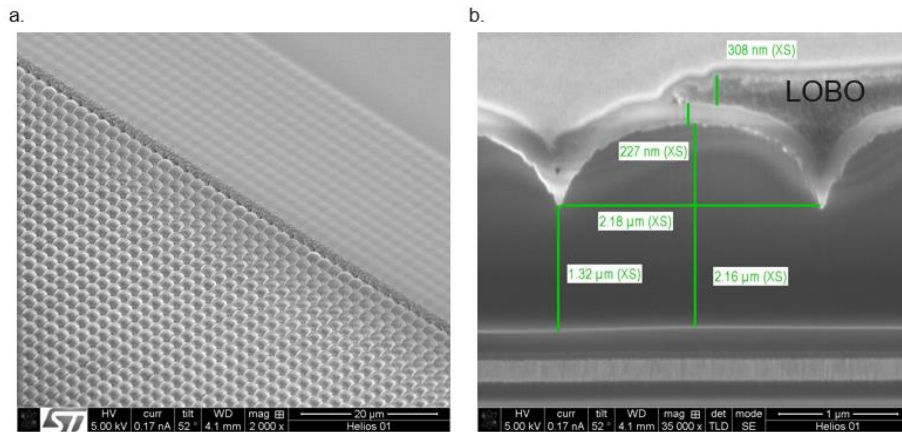


Figure 92 Images SEM (de l'anglais Secondary Electron Microscopy) des pixels vus de haut (a.) et de côté (b.), montrant la couche de LOBO ajoutée.

Comme nous n'avons plus à projeter de mire sur le capteur, le montage optique pour mesurer la MTF est dans ce cas beaucoup plus simple. C'est en effet le même montage que celui utilisé pour calculer le QE : une lumière monochromatique est diffusée sur le capteur à l'aide d'une sphère intégrante placée pour éclairer à  $f/2$ . On utilise ensuite le même « processing » utilisé dans la méthode du bord incliné pour calculer la MTF à partir de l'ESF suréchantillonnée. Seule la correction de l'optique par une optique parfaite (MTF CPO) n'est dans ce cas plus apportée, car la MTF mesurée sera ici directement la MTF du capteur (et c'est un petit progrès de ne pas tenir compte de la MTF de l'optique).

Nous avons donc finalement comparé ces deux méthodes de caractérisation sur le même pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (pixel U). Les courbes de MTF horizontales (en bleu) et verticales (en rose) caractérisées par la méthode LOBO (en trait pointillé) et par celle du bord incliné projeté (en trait plein) sont en effet tracées sur la Figure 93 [84]. On y trouve également le motif de structuration utilisé qui explique la différence entre les MTF horizontales et verticales : l'élément rectangulaire central orienté dans la direction verticale implique une MTF horizontale plus faible. On constate que les résultats entre les deux méthodes différentes sont très proches. Les courbes verticales sont en effet quasiment alignées de 0 à  $N_y$ , tandis que celles horizontales sont alignées de 0 à  $N_y/2$  et le LOBO décroche ensuite légèrement en-dessous du « Slanted-edge » jusqu'à  $N_y$ . On attribue ceci à la diffraction ajoutée dans la méthode LOBO par le bord de la résine, qui va légèrement augmenter le cross-talk et donc diminuer la MTF.

En conclusion, avec la méthode LOBO, on obtient des résultats de caractérisation quasiment identiques à ceux obtenus avec la méthode du bord incliné projeté. De plus, grâce à cette couche directement implémentée dans le pixel, nous allons pouvoir reproduire une méthode très similaire en simulation, et affranchie des limites vues ci-dessus (pour la méthode PSF) de manque de résolution. Les détails de celle-ci sont présentés dans la section suivante.

On notera tout de même que, étant un process assez nouveau, nous avons seulement pu obtenir la présence de LOBO sur nos puces du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U) comportant le motif de structuration présenté sur la Figure 93. Les simulations sur ce pixel seront donc comparées directement aux caractérisations LOBO. En revanche, pour le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ , seules des mesures en bord incliné projeté ont pu être effectuées, et seront donc celles que l'on comparera à la méthode LOBO en simulation. On ne sera donc pas exactement dans les mêmes conditions, mais comme nous avons pu le constater dans la Figure 93, ces deux méthodes de mesures donnent des résultats quasiment identiques.

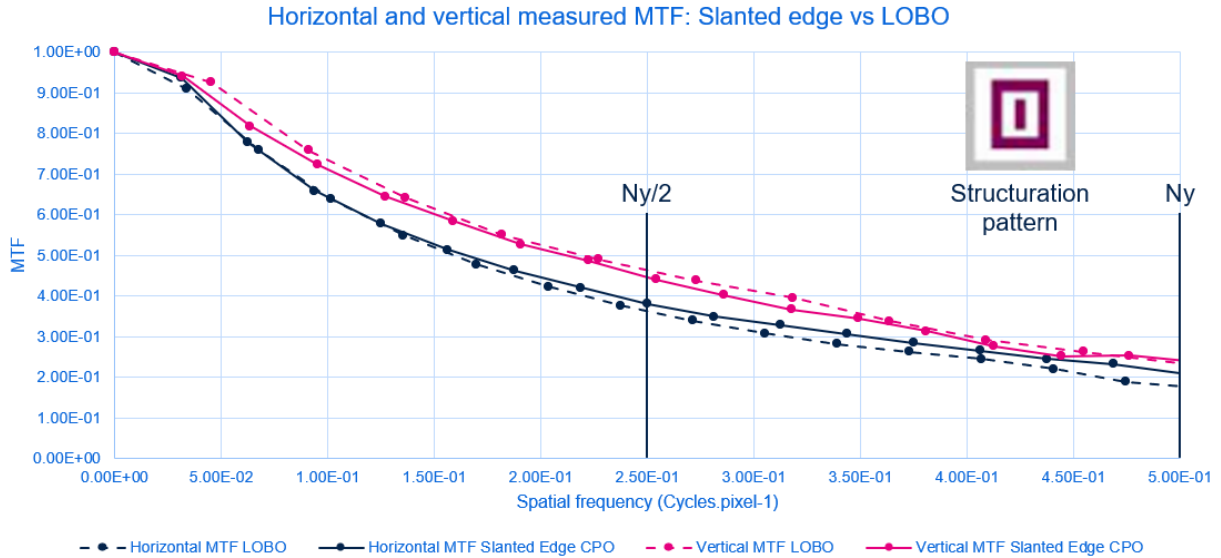


Figure 93 MTF horizontales (en bleu) et verticales (en rose) du pixel U de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  caractérisées par la méthode LOBO (en trait pointillé) et celle du bord incliné (en trait plein). [84]

### 2.2.2. Méthode LOBO en simulation

La méthode de simulation est légèrement différente de la caractérisation. En effet, comme nous voulons limiter le nombre de pixel à simuler, afin de diminuer le temps de calcul, nous ne reproduisons pas le bord incliné sur un motif  $n \times n$  pixels mais seulement sur une ligne ou une colonne ( $n \times 1$  ou  $1 \times n$ ) en utilisant avantageusement les conditions aux limites périodiques et absorbantes disponibles. De plus, étant aussi limité par la taille de la grille de la simulation FDTD, la transition n'a plus d'angle par rapport aux axes horizontaux et verticaux des pixels : elle est orientée dans l'axe vertical pour calculer la MTF horizontale et inversement. Cela constituera la légère différence entre simulations et caractérisations : la MTF simulée correspondra bien à la MTF dans la direction horizontale ou verticale tandis que, comme expliqué précédemment, la MTF caractérisée est en fait la MTF perpendiculaire à la direction du bord de la transition (mais c'est une nuance car on a vu que  $\cos(\theta) \approx 1$ ).

La Figure 94 présente cette méthode de simulation pour le calcul de la MTF horizontale (bord vertical). Tout d'abord, plusieurs simulations sont lancées avec le bord du LOBO qui est décalé (au pas de  $P/4$  pour illustrer le propos mais des tests de convergence sur ce paramètre seront présentés dans la partie suivante) d'une simulation à l'autre. On peut le voir sur la figure du haut qui représente la vue de dessus des différents pixels simulés avec le LOBO en rose. Ici, seulement 7 pixels sont représentés (un pixel central et trois autres pixels de part et d'autre), mais ce ne sera pas nécessairement le cas dans notre méthode de simulation comme on le verra dans la partie suivante. Ce décalage du bord va nous permettre d'obtenir une ESF sur-échantillonnée. En effet, pour chaque simulation, la transition est placée au milieu d'un des différents bins constituant notre pixel sur-échantillonné : le nombre de simulation correspond donc au nombre de bins utilisés. On reproduit en fait ce que l'on fait en caractérisation grâce au bord incliné, mais ici, on peut le faire directement sur chaque simulation avec un bord droit (horizontal ou vertical).



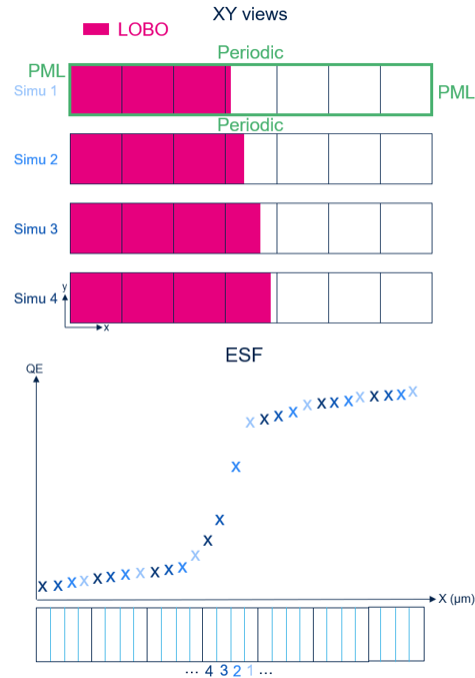


Figure 94 Méthode LOBO de simulation de la MTF. En haut, les différentes simulations avec un bord de la transition LOBO décalé d'un bin à l'autre. En bas, schéma de la reconstitution de l'ESF suréchantillonnée à partir des différentes simulations.

Pour chaque simulation, l'absorption dans les photodiodes de chaque pixel est enregistrée et ensuite placée dans le bin correspondant de la courbe de l'ESF. Le graphique du bas de la Figure 94 montre comment sont réparties les différentes valeurs d'absorptions. Chaque pixel est divisé par le nombre de bins (quatre ici). En partant de la simulation 4 (avec le bord du LOBO le plus à droite du pixel central) à la simulation 1, on met les valeurs des absorptions dans les bins de la gauche vers la droite pour chaque pixel. On obtient donc finalement une ESF sur-échantillonnée nous permettant de calculer la MTF de notre capteur exactement de la même manière qu'avec la caractérisation du bord incliné vue précédemment, l'objectif étant d'utiliser le même « processing » et « post-processing » que pour les mesures.

Pour conclure, la méthode LOBO apparaît beaucoup plus cohérente que la méthode de la PSF afin de comparer simulations et caractérisations. Elle pourrait notamment nous permettre d'approfondir la question de l'impact des structurations sur la MTF. Nous avons ainsi étudié plus en profondeur cette méthode et nous détaillons les différents résultats obtenus dans la partie suivante.

### 3. La méthode LOBO

#### 3.1. Conditions de simulation initiales

Dans un premier temps, nous avons étudié cette méthode avec des conditions de simulation les plus simples possibles. Nous détaillons donc dans cette section ces différentes conditions ainsi que les premiers résultats obtenus avec celles-ci.

Sur la Figure 95, les différentes coupes des pixels simulés sont représentées : la coupe XZ avec x la direction horizontale et la coupe YZ avec y la direction verticale par rapport au plan du capteur. On notera que cette simulation nous permet de calculer la MTF horizontale de notre capteur car le LOBO se situe le long de la direction verticale (axe y). De plus, on retrouve sur ces coupes les différentes couches optiques des pixels



dont le LOBO (en vert). Finalement, les différentes conditions au bord sont indiquées sur les deux coupes : des PML pour les plans perpendiculaires aux axes z et x et des conditions périodiques pour les plans perpendiculaires à l'axe y. La source utilisée pour ces simulations, non indiquée ici, est celle déjà vue : c'est une onde plane avec une longueur d'onde centrée à 940 nm, dont on récupère et moyenne les données de 9 points également espacés entre 920 et 960 nm, donc exactement la même que l'on utilisait pour effectuer nos simulations QE des chapitres précédents.

Nous avons tout d'abord simulé  $7 \times 1$  pixels en utilisant 8 bins, comme ce qui est fait en caractérisation (concernant le nombre de bins). Ce nombre de pixel a quant à lui été choisi afin de limiter le temps de simulation, car avec ce nombre de bins, nous devons réaliser 16 simulations ( $8 \times 2$  pour les configurations TE et TM) pour avoir la MTF de notre pixel, ce qui est assez conséquent. De plus, nous avons utilisé une épaisseur de la couche de LOBO telle que la différence entre le haut de cette couche et le haut de la microlentille mesure  $1.1 \mu\text{m}$ , comme il en était question lors des premiers essais réalisés en process (afin d'avoir un minimum de transmission au travers de cette couche). Nous avons ainsi effectué les premières simulations de MTF sur le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  en utilisant ces différentes valeurs des paramètres de simulation.

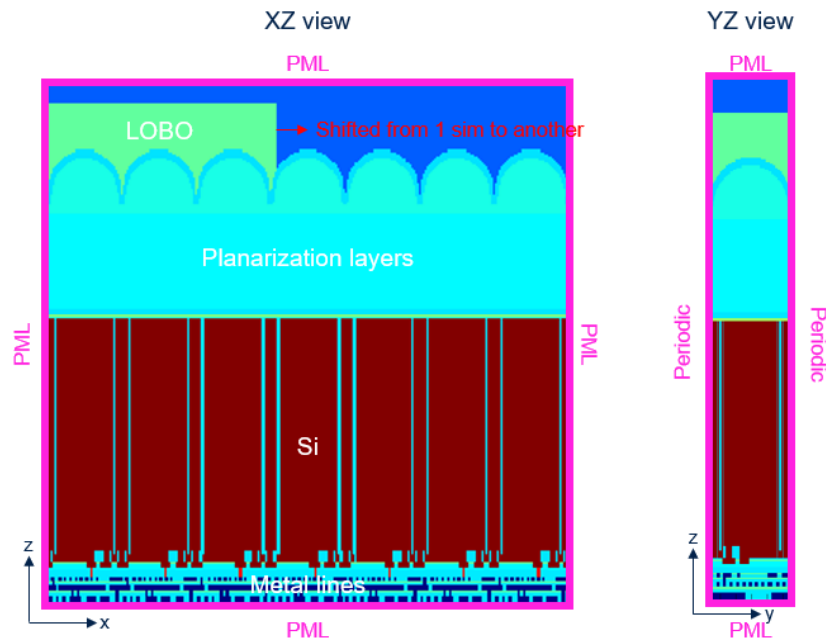


Figure 95 Les différentes conditions de simulation de la MTF vues au travers d'une coupe XZ et d'une coupe YZ. On retrouve les différentes couches des pixels dont le LOBO et les différentes conditions aux limites.

La Figure 96 présente la courbe d'ESF verticale (celle horizontale amène aux mêmes conclusions) reconstituée à l'aide des différentes simulations avec un bord de LOBO décalé sur 8 bins, en utilisant les différents paramètres de simulation définis précédemment. On constate que la courbe de l'ESF est conforme à ce que l'on obtient en caractérisation, mis à part pour les valeurs obtenues sur le dernier pixel éclairé ( $x > 6.5 \mu\text{m}$ ). Ces valeurs chutent de 10 à 15% par rapport aux valeurs du pixel précédent. Cela est en fait dû aux PML situées au bord à droite ( $x > 9 \mu\text{m}$ ) de ce pixel. Leur but étant d'absorber la lumière qui les atteint, il manquera à ce dernier pixel le signal de cross-talk provenant de ses voisins de droite et plus particulièrement de son premier voisin.

Afin de remédier à ce problème tout en gardant un temps de simulation raisonnable, nous avons ajouté un pixel de plus dans la simulation, en  $x > 9 \mu\text{m}$ . Ce pixel est seulement placé pour que celui maintenant à sa gauche puisse obtenir le signal de son cross-talk : dans la reconstitution de l'ESF, on ne prend pas en compte la région,  $x > 9 \mu\text{m}$ , de ce dernier pixel. La *Figure 97* montre l'ESF verticale tronquée ainsi reconstituée. On peut voir que le problème semble avoir disparu malgré une légère chute encore présente à  $x=6.5\mu\text{m}$ , mais de moins de 2%.

Finalement, après avoir calculé la LSF, nous avons pu obtenir la MTF du capteur de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ . Elle est présentée en fonction des fréquences spatiales sur la *Figure 98* (en rose) ainsi que la courbe obtenue en caractérisation avec la méthode du bord incliné projeté (en bleu). Ces deux courbes sont assez éloignées l'une de l'autre. Cela s'explique notamment par le fait qu'il n'y a seulement que 5 points entre 0 et  $N_y$  pour la courbe simulée, ce qui n'est pas assez pour obtenir une MTF comparable à celle caractérisée. Il faudra donc jouer sur le nombre de pixel que l'on simule afin d'augmenter la précision des résultats.

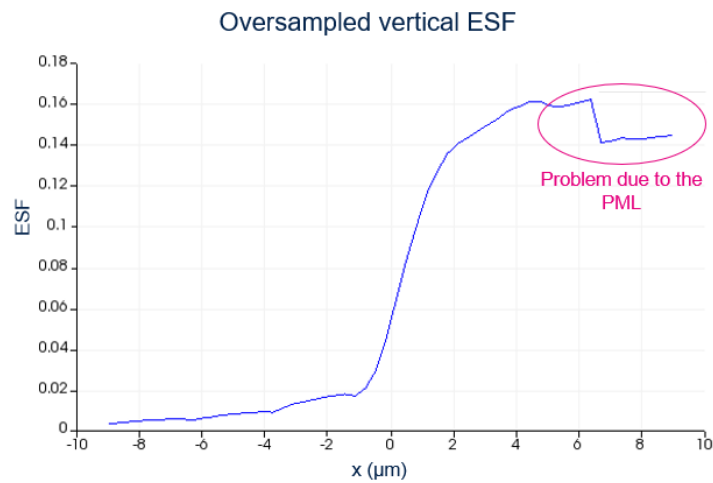


Figure 96 Courbe de l'ESF verticale en fonction de la position  $x$  sur le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  sans structuration avec  $7 \times 1$  pixels simulés et 8 bins utilisés.

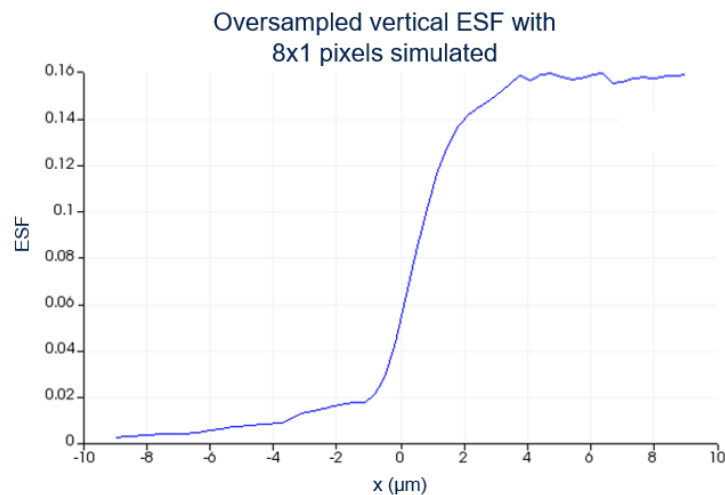


Figure 97 Courbe de l'ESF verticale en fonction de la position  $x$  sur le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  sans structuration avec  $8 \times 1$  pixels simulés sans récupérer les données du dernier pixel situé tout à droite de la simulation. 8 bins sont utilisés.

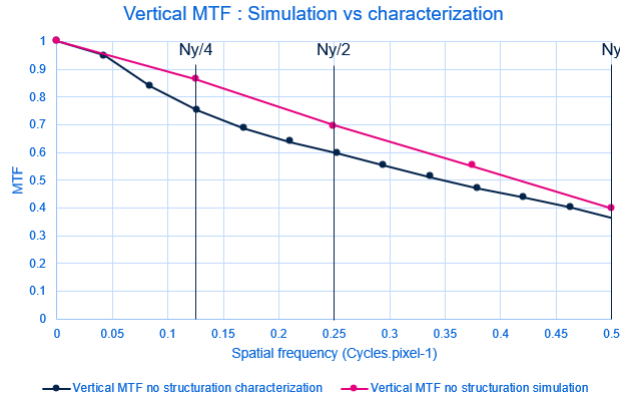


Figure 98 MTF verticale en fonction des fréquences spatiales pour le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  sans structuration avec  $8 \times 1$  pixels simulés et 8 bins (en rose) et la MTF caractérisée grâce à la méthode du bord incliné (en noir).

En conclusion, afin de pouvoir obtenir une MTF simulée proche de celle caractérisée, nous avons dû faire varier les différents paramètres de simulation et en éliminer des artefacts sans trop obérer le temps de calcul. La section suivante présente les différents résultats obtenus en fonction des différentes valeurs de ces paramètres.

## 3.2. Effets des différents paramètres de simulation

### 3.2.1. Nombre de pixels simulés

Le nombre de pixels simulés est un paramètre essentiel pour la précision de la MTF. En effet, comme expliqué dans les sections précédentes, plus celui-ci sera important, plus la résolution dans l'espace fréquentiel sera importante : on aura plus de points de mesure entre 0 et  $N_y$  (Nyquist). Nous avons donc réalisé une étude sur ce paramètre dont les résultats sont présentés dans cette section.

Tout d'abord, en caractérisation, pour que le « processing » fonctionne et puisse calculer une ESF à partir d'une acquisition, il faut au minimum 8 pixels de chaque côté de la transition pour chaque ligne de la région d'intérêt (ROI de l'anglais *Region Of Interest*). Cette condition est justement implémentée dans le code afin d'avoir une résolution fréquentielle conséquente. Nous avons donc choisi de simuler 8 pixels de chaque côté du pixel central, soit 17 pixels. Comme précédemment, afin de limiter l'impact dû aux PML, nous avons ajouté un pixel à droite qui nous sert seulement pour le cross-talk qu'il apporte à son voisin : les simulations avant sa troncature comportaient donc 18 pixels.

L'ESF horizontale (celle verticale amène aux mêmes conclusions) du pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  obtenue avec 8 bins est tracée sur la courbe du haut de la Figure 99. On constate que dans ce cas, l'ajout d'un pixel n'est pas suffisant (et il semble donc que pour 8 bins, l'atténuation de l'effet de bord de la Figure 97 ne soit plus aussi bon, même si nous n'en avons pas d'explication précise), et que l'on a toujours une baisse de l'ESF sur les quatre derniers pixels ( $y > 12 \mu\text{m}$ ). Nous avons tout de même considéré que le maximum de l'ESF était atteint ici et que même en ajoutant d'autres pixels dans la simulation, cela ne changerait pas sa valeur. Le pixel avec la valeur maximale a en effet 3 voisins éclairés à gauche ( $1 \mu\text{m} < y < 9 \mu\text{m}$ ) avant la transition et 5 voisins éclairés à droite ( $y > 12 \mu\text{m}$ ) : il est donc pleinement sujet au cross-talk. Ainsi, nous avons décidé de considérer cette baisse à droite comme un artefact lié aux PML et d'imposer les quatre derniers pixels ( $y > 12 \mu\text{m}$ ) à cette valeur maximale : la courbe du bas de la Figure 99 présente cette ESF corrigée. Cela revient en fait à faire du zero-padding sur les dernières valeurs de la LSF ( $y > 10 \mu\text{m}$ ) afin de la lisser grossièrement.

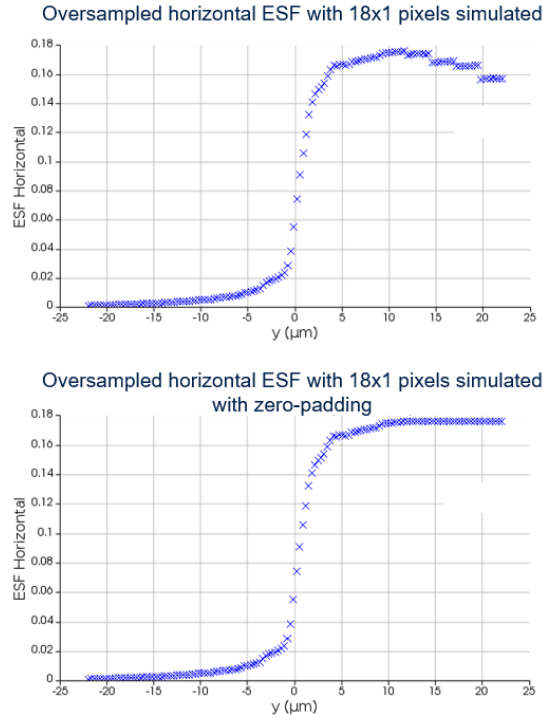


Figure 99 ESF horizontale en fonction de  $y$  du pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  sans structuration avec  $18 \times 1$  pixels simulés et 8 bins. En haut la courbe obtenue avec le processing normal. En bas la même courbe en fixant les valeurs des quatre derniers pixels à la valeur maximale obtenue.

Nous avons ainsi calculé la MTF horizontale du pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  en partant de cette ESF corrigée par le zero-padding. Le résultat est tracé sur la Figure 100. On y trouve la comparaison entre cette MTF simulée (rose) et la courbe obtenue en caractérisation (noire). On constate que ces deux courbes sont quasiment identiques (à 1% de MTF près) mis à part pour les fréquences proches de  $N_y$  où la MTF simulée est légèrement sous-estimée ( $\sim 3\%$  en absolu,  $\lesssim 10\%$  en relatif). On obtient ainsi une très bonne prédiction de la MTF de notre pixel sans structuration par cette méthode.

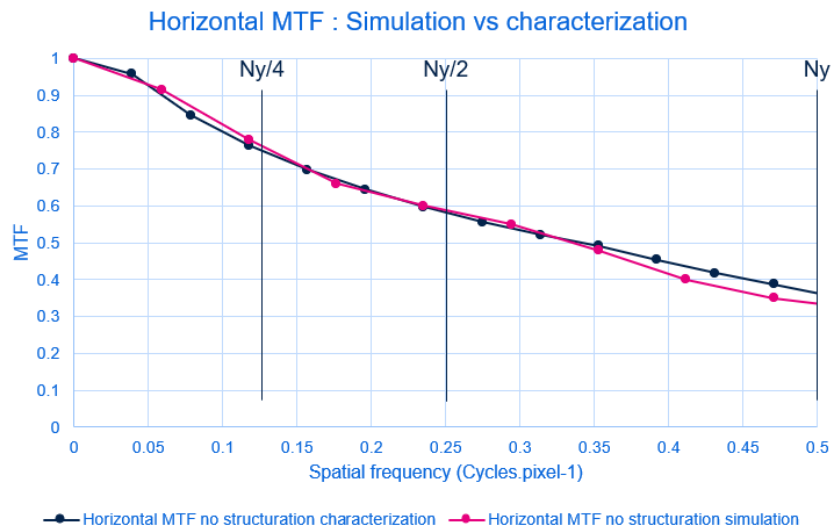


Figure 100 MTF horizontale du pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  sans structuration : comparaison entre la caractérisation (en bleu) et la simulation (en rose) avec  $18 \times 1$  pixel simulé, 8 bins et le zero-padding sur l'ESF.

Dans un second temps, nous avons voulu valider ce paramètre de simulation sur un autre pixel. Nous avons donc aussi réalisé des simulations de la MTF du pixel U de pitch  $P=2.16 \mu\text{m}$ . Pour ce pixel, nous disposons seulement de puces, avec une structure diffractive, pour lesquelles le LOBO était intégré : nous n'avons donc pas de caractérisation sans structuration. Le motif de structuration utilisé est le même que celui de la *Figure 93* vu précédemment. Nous avons ainsi réalisé des simulations avec 18x1 pixels mais aussi avec 22x1 pixels toujours en tronquant les données aux 17 premiers pixels afin de s'éviter de faire du zero-padding sur les derniers pixels.

Les différents résultats sont tracés sur la *Figure 101*. Sur le premier graphique (*a.*), les ESF verticales pour ces deux nombres de pixels simulés sont reportées. On peut ainsi observer que le cas à 18x1 pixels est similaire au pixel précédent, et que l'on doit donc effectuer du zero-padding pour accéder à la MTF. En revanche, lorsque l'on simule 22x1 pixels, la courbe d'ESF ne chute plus et on peut calculer la MTF directement à partir des valeurs enregistrées. Sur le deuxième graphique (*b.*), on compare ainsi ces deux MTF verticales simulées avec celle caractérisée. On constate non seulement que ces deux MTF simulées sont quasiment identiques, mais aussi qu'elles sont très proches des valeurs caractérisées. Il y a un petit avantage à la version tronquée à la fréquence de 0.12, d'une importance pratique réelle (zone où la baisse est pénalisante d'office) mais on retrouve une surestimation de la version tronquée vers la fréquence 0.45 tout près de Nyquist (où c'est en pratique la caractérisation et l'usage ultérieur de l'image qui deviennent fréquemment les « juges de paix »). Il n'est donc pas nécessaire de réaliser des simulations avec davantage de pixels, la méthode avec le zero-padding (ici pour 5 pixels tronqués) semble très bien fonctionner.

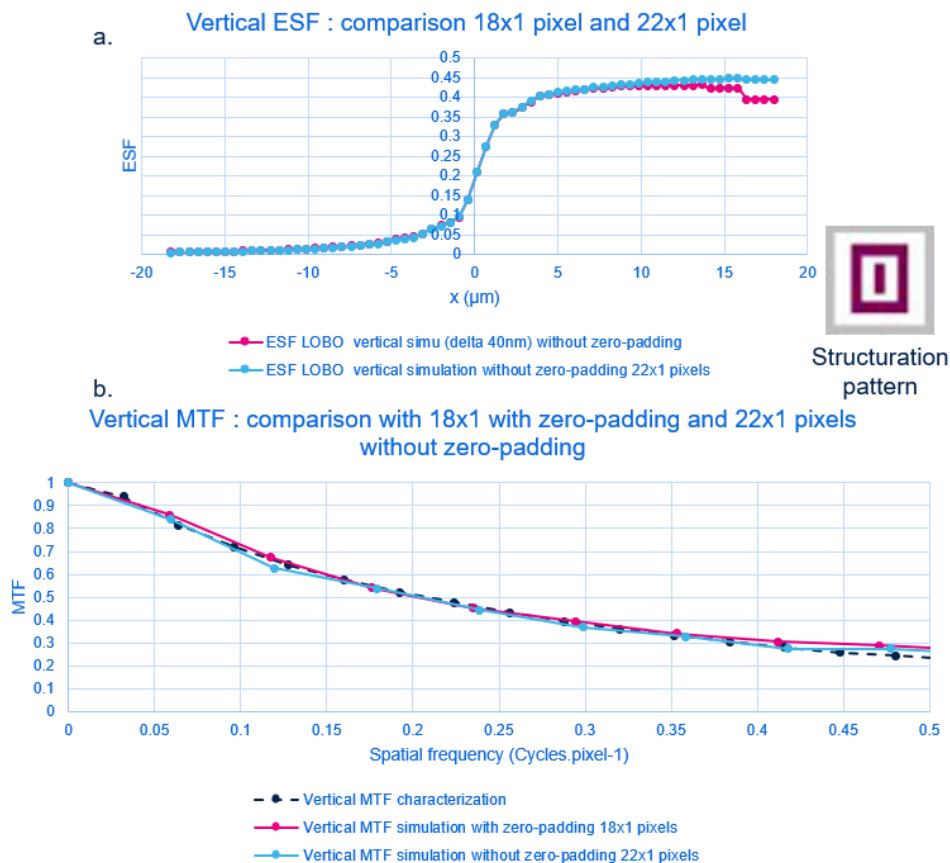


Figure 101 a. ESF verticale du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U) avec le motif de structuration : comparaison entre 18x1 et 22x1 pixels simulés. b. MTF verticales correspondantes (roses et bleues) ainsi que celle obtenue en caractérisation (noire).

En conclusion, nous avons réussi à obtenir des courbes de MTF très proche de celles caractérisées avec cette méthode LOBO et en utilisant des simulations avec 18x1 pixels. La cohérence entre les résultats de simulation obtenus et les mesures est assez forte pour suggérer que l’outil de simulation ainsi élaboré est robuste bien qu’il ne porte que sur peu de cas différents, et qu’il ne comporte pas encore les différentes étapes du « post-processing » réalisés en caractérisation. Ces simulations étant tout de même gourmandes en temps de calcul, nous avons voulu réduire le nombre de simulations à réaliser en jouant sur le nombre de bins utilisés. C’est l’objet de la section suivante.

### 3.2.2. Nombre de bins utilisés

En caractérisation, nous utilisons 8 bins. Cependant, on peut trouver plusieurs publications dans lesquelles l’utilisation de quatre bins est suffisante [78] [79] [80]. Nous avons donc étudié ici l’impact du nombre de bins sur la MTF simulée, car un nombre réduit de bins implique un nombre réduit de simulation et donc un gain conséquent en temps de calcul.

Cette étude a été réalisée sur le pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  sans structuration avec 18x1 pixels simulés et l’utilisation du zero-padding. Nous avons en effet calculé les MTF de ce pixel en utilisant 8 bins (déjà vu précédemment), 4 bins et 2 bins. On trouve ces différentes courbes sur la *Figure 102*. On constate que les courbes avec 8 bins et 4 bins sont très similaires jusqu’à  $N_y$  et ne se différencient que légèrement au-delà de cette fréquence. En revanche, celle avec 2 bins diverge à partir de  $N_y/2$ . En conclusion, comme nous nous intéressons qu’aux valeurs entre 0 et  $N_y$ , l’utilisation de seulement 4 bins est suffisante afin d’obtenir la MTF de nos pixels. La courbe avec 2 bins est quant à elle trop différente de celle à 8 bins pour justifier son utilisation. Toutes les simulations que nous allons présenter ensuite ont donc été obtenues avec 4 bins, limitant ainsi leur nombre et donc le temps de calcul général.

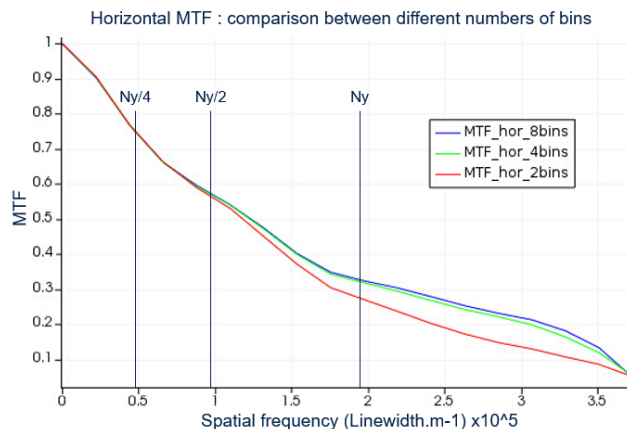


Figure 102 MTF horizontales simulée sur le pixel de pitch 2.61 $\mu\text{m}$  sans structuration avec 18x1 pixels et 8 bins (en bleu), 4 bins (en vert), 2 bins (en rouge).

Grâce à ce gain de temps, nous avons pu comparer les MTF horizontales et verticales simulées et caractérisées sur le pixel de pitch 2.16  $\mu\text{m}$  (U) avec le motif de structuration de la *Figure 101*, ainsi que sur le pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  sans structuration et avec les deux motifs V02 et V07 discutés précédemment dans la *section 2.1.3* de ce chapitre. Les différents résultats obtenus sont présentés dans les graphiques de la *Figure 103* pour le pixel de pitch 2.16  $\mu\text{m}$  (U) et de la *Figure 104* (respectivement *Figure 105*) pour les MTF horizontales (respectivement verticales) du pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$ .

On constate ainsi que les courbes de simulation sont généralement assez proches de celles caractérisées. Pour le pixel de pitch 2.16  $\mu\text{m}$  (U) (Figure 103), les MTF horizontales simulées et caractérisées sont un peu moins en accord que celles verticales, notamment entre  $Ny/4$  et  $Ny/2$ . Cela s'explique par le fait que le motif de structuration privilégie la diffraction dans cette direction horizontale, ce qui entraîne un cross-talk beaucoup plus important dans cette direction, qui se propagera sur un nombre plus important de pixels : les 18x1 pixels simulés ici ne suffisent pas, vraisemblablement, à éliminer l'effet des PML. Cet effet reste cependant assez limité car nous obtenons tout de même des différences relatives de moins de 10% en tout point entre simulation et caractérisation.

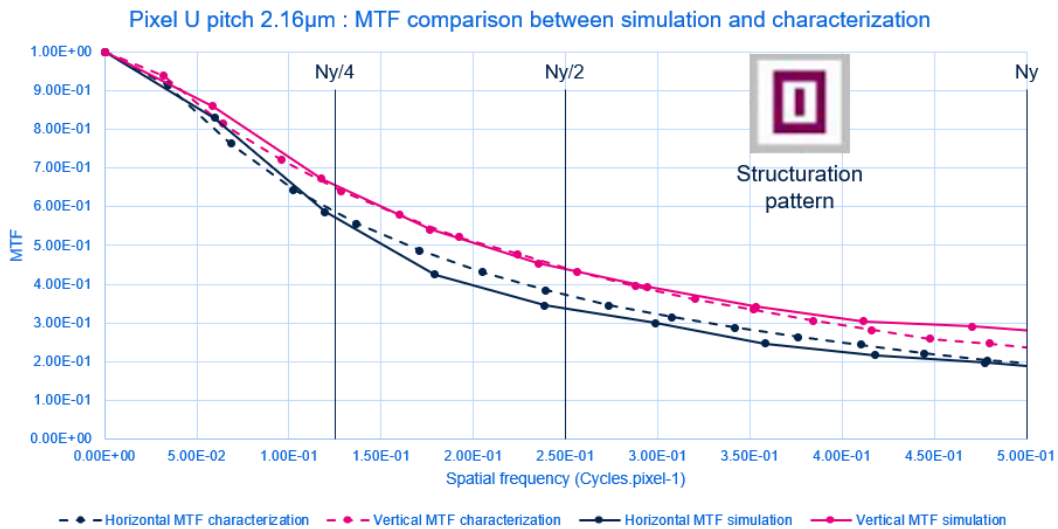


Figure 103 Comparaison entre les MTF horizontales (en bleu foncé) et verticales (en rose) simulées (traits pleins) et caractérisées (pointillés) sur le pixel de pitch 2.16 $\mu\text{m}$  (U) avec le motif de structuration indiqué.

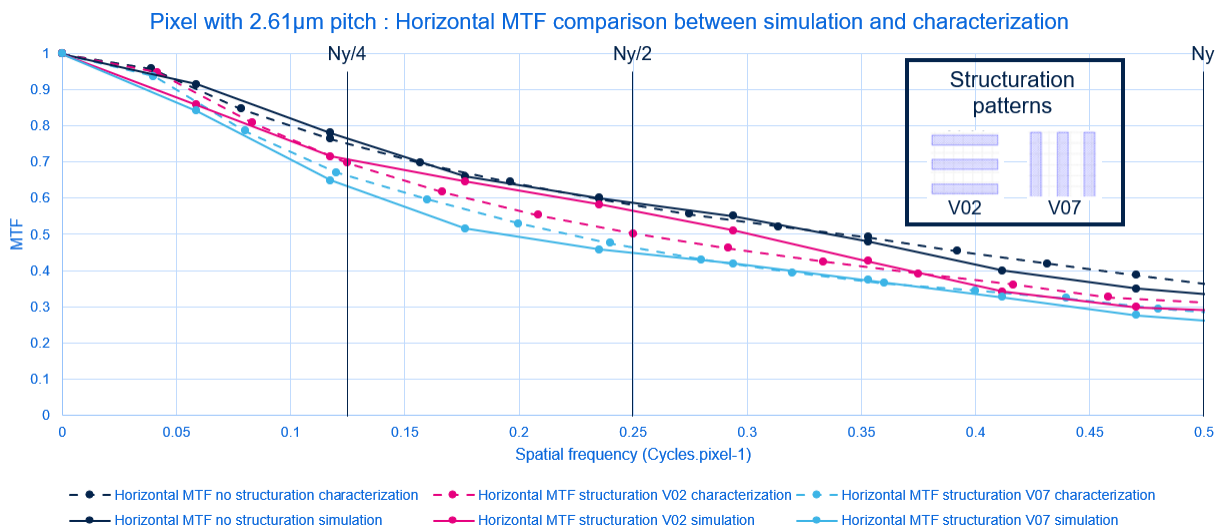


Figure 104 MTF horizontales du pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  : comparaison entre simulations (traits pleins) et caractérisations (pointillés) sans structuration (en bleu foncé) et avec deux motifs indiqués (rose pour V02 et bleu clair pour V07).

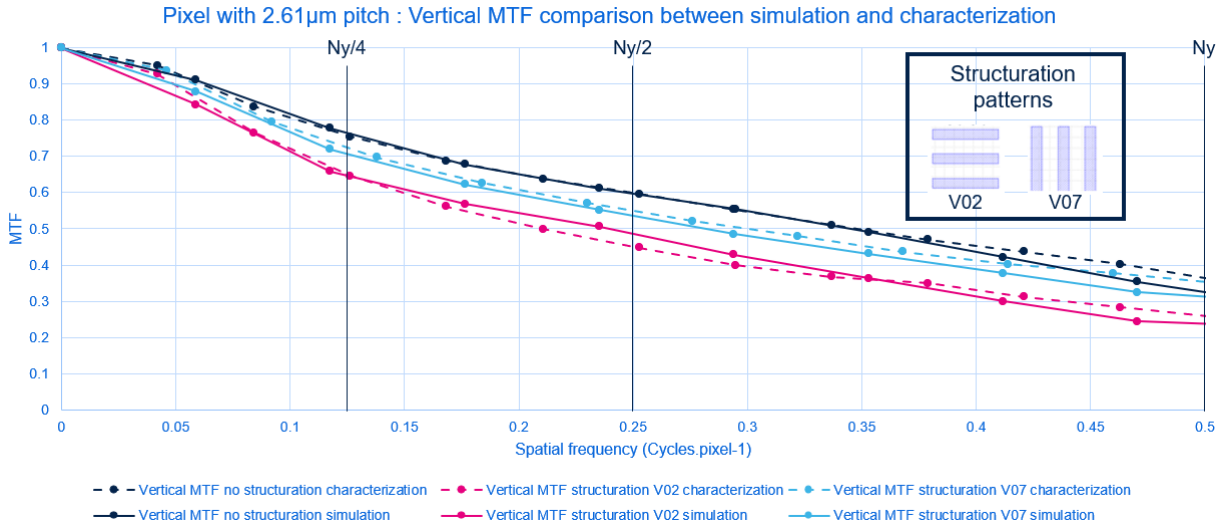


Figure 105 MTF verticales du pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$  : comparaison entre simulations (traits pleins) et caractérisations (pointillés) sans structuration (en bleu foncé) et avec deux motifs indiqués (rose pour V02 et bleu clair pour V07).

Enfin, pour le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ , les simulations sont bien alignées aux caractérisations dans le cas des MTF verticales (Figure 105). On constate notamment que la structuration entraîne bien une baisse de MTF et que la direction des tranchées produit bien ce même effet dans les directions préférentielles de diffraction (horizontale pour V07 et verticale pour V02). On remarque cependant une erreur importante entre les courbes roses de la version V02 dans le cas horizontal (Figure 104), notamment entre  $Ny/4$  et  $3Ny/4$ . La MTF simulée à  $Ny/2$  est en effet surestimée et atteint presque les valeurs du pixel sans structuration. L'origine de cette erreur commise par la simulation n'est encore pas bien identifiée.

En conclusion, les courbes obtenues jusqu'à présent montrent globalement une très bonne corrélation entre simulation et caractérisation. La réduction du nombre de bins utilisés à seulement 4 nous a permis de simuler ces MTF en des temps raisonnables. Nous avons exploité cet avantage pour lancer une étude encore plus approfondie, notamment sur les dimensions de la couche de LOBO. La section suivante est dédiée à l'étude de ce paramètre.

### 3.2.3. Dimensions et forme de la couche LOBO

Les précédentes simulations ont été effectuées avec une épaisseur de LOBO de  $1.1 \mu\text{m}$  en partant du sommet de la microlentille, comme expliqué dans la partie 3.1 de ce chapitre. Cela devait être le processus de référence. Cependant, les puces sur lesquelles nous avons réalisé les caractérisations ont plutôt une épaisseur bien plus limitée entre  $300 \text{ nm}$  et  $400 \text{ nm}$  (selon l'endroit de la coupe), comme on peut le voir sur la Figure 92. Nous avons eu accès aux coupes SEM seulement après avoir réalisé toutes ces simulations. C'est pourquoi nous avons voulu évaluer l'influence de ce paramètre sur les résultats. De plus, on constate sur cette même coupe que la transition n'est pas vraiment abrupte et que le LOBO possède une petite pente sur le bord. Celle-ci est aussi étudiée dans cette section. On retrouve ces deux paramètres sur la Figure 106 qui représente une coupe XZ des  $18 \times 1$  pixels simulés dans le cas d'une épaisseur de  $400 \text{ nm}$  et de la pente peu ou prou représentative de celle présente sur la coupe SEM (soit  $\sim 20\%$  de la taille pixel P).



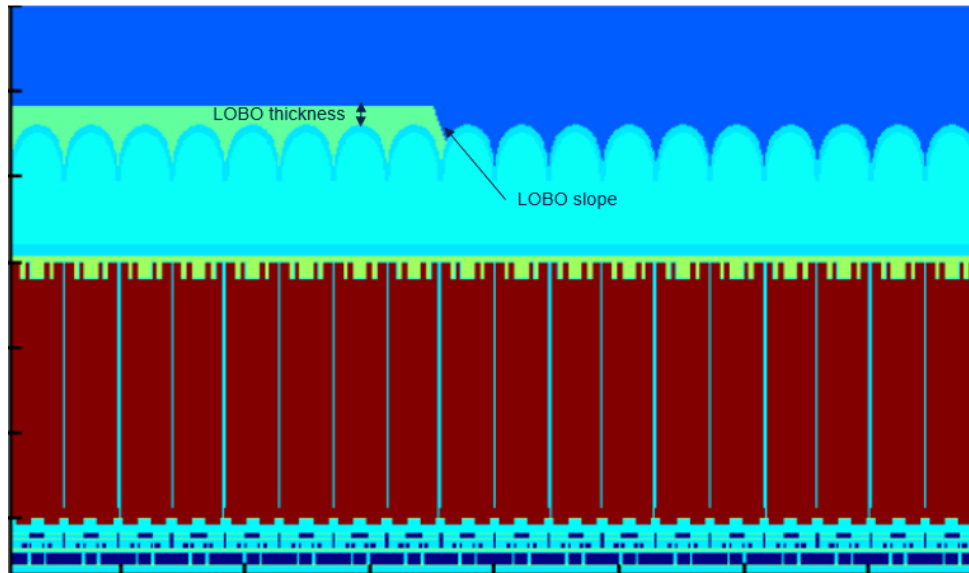


Figure 106 Coupe XZ des 18x1 pixels de pitch  $2.16\mu\text{m}$  (U) simulés montrant les deux paramètres du LOBO étudié : son épaisseur et sa pente en bord de couche.

Nous avons donc simulé la MTF verticale du pixel de pitch  $2.16\ \mu\text{m}$  pour différentes épaisseurs de LOBO ainsi qu'un essai avec une pente sur le bord du LOBO représentative de celle observée sur la coupe SEM. On peut voir les différents résultats sur la *Figure 107*. Nous avons en effet reporté les MTF verticales avec une épaisseur de  $1.1\ \mu\text{m}$  (en rose),  $400\ \text{nm}$  (en bleu clair) et  $300\ \text{nm}$  (en rouge) avec un bord de LOBO vertical, ainsi que celle avec une épaisseur de  $400\ \text{nm}$  et une pente sur le bord (en noir), et les avons comparées à celle caractérisée (en bleu foncé trait pointillé). On constate que la différence est minimale entre des épaisseurs de  $1.1\ \mu\text{m}$  et  $400\ \text{nm}$ . En revanche, lorsque l'on passe à  $300\ \text{nm}$ , une quantité non négligeable de lumière est transmise à travers la faible couche de LOBO, augmentant ainsi légèrement le cross-talk des pixels sous cette couche, ce qui entraîne une légère baisse de la MTF. Enfin, si l'on compare les deux courbes à  $400\ \text{nm}$  d'épaisseur avec une pente ou non, on constate une légère différence entre les deux MTF (de l'ordre de 1% de MTF) aux plus hautes fréquences, mais elles sont quasiment identiques sur une moitié du graphe. Il n'est donc pas nécessaire d'ajouter une telle pente en simulation qui nous coûte en plus en temps de calcul car la grille de simulation doit être affinée autour de celle-ci.

En conclusion, bien que plus éloignée de la caractérisation, nous avons tout de même conservé la courbe à  $300\ \text{nm}$  d'épaisseur de LOBO comme référence afin de se placer dans un cas qui se rapproche le plus des mesures. Jusqu'à présent, mis à part le zero-padding que l'on réalise afin de contrer l'effet des PML, il est important de rappeler que nous n'avons pas réalisé de « processing » comme on le fait en caractérisation avec le fenêtrage de Hamming, ni de « post-processing », comme la correction du facteur  $D_{corr}$  liée à la dérivation en 3 points (cf les *section 1.2.3* et *1.2.4* de ce chapitre). La section suivante se consacrera sur l'analyse de différents fenêtrages et de cette correction  $D_{corr}$ .

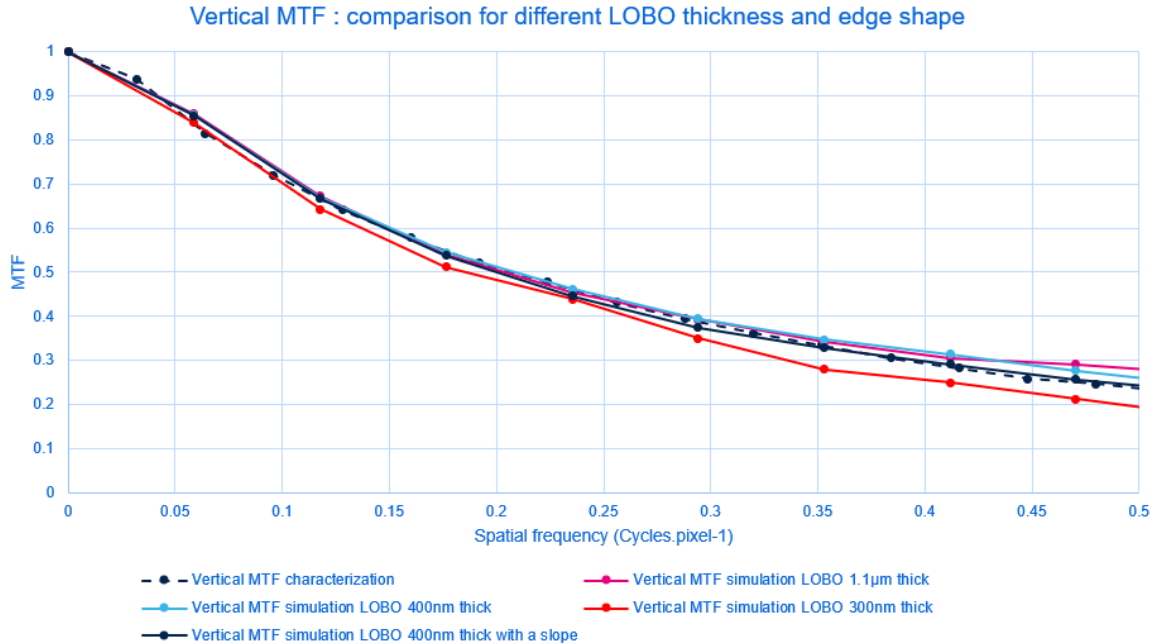


Figure 107 MTF verticales pour différentes épaisseurs de LOBO et un bord vertical : 1.1µm (rose), 400nm (bleu clair) et 300nm (rouge). Un essai avec une épaisseur de 400nm et avec une pente sur le bord du LOBO (noir) ainsi que la caractérisation (bleu foncé trait pointillé)

### 3.2.4. Différents fenêtrages et facteur $D_{corr}$

Dans un premier temps, nous avons imposé à notre MTF simulée le même « processing » et « post-processing » que nous utilisons en caractérisation, c'est-à-dire un fenêtrage de Hamming sur la LSF et la correction du filtre différentiel appliqué pour le calcul de la LSF par le biais du facteur  $D_{corr}$  sur la MTF. Cette étude a été réalisée en prenant en compte les paramètres de simulations que l'on a vu jusqu'à présent : une épaisseur de LOBO de 300 nm, 18x1 pixels simulés, 4 bins utilisés et du zero-padding (pour contrer l'effet des PML).

Nous avons donc tracé trois courbes de MTF verticales du pixel de pitch 2.16 µm (U) sur la Figure 108 : celle de référence sans fenêtrage Hamming et sans correction  $D_{corr}$  (en noir), celle avec Hamming et sans  $D_{corr}$  (en rose) et celle avec Hamming et avec  $D_{corr}$  (en bleu). Cela nous a ainsi permis de séparer les effets respectifs du fenêtrage d'Hamming et de la correction  $D_{corr}$ . On remarque que le principal effet du fenêtrage Hamming est de surélever la MTF aux basses fréquences : il est indiqué avec une flèche rose sur ce graphique. C'est en effet le but d'un fenêtrage Hamming, qui va lisser la courbe de LSF sur les extrémités afin de limiter le bruit à basse fréquence. D'un autre côté, la correction du facteur  $D_{corr}$  agit plutôt à haute fréquence, comme on peut le voir sur le graphique avec la flèche violette. La MTF est aussi surélevée grâce à ce facteur vers les fréquences proches de Ny.

Le facteur  $D_{corr}$  est à appliquer sur notre MTF simulée car nous réalisons exactement la même dérivation discrète pour le calcul de la LSF que ce qui est fait en caractérisation. En revanche, ce n'est pas aussi clair quant au fenêtrage d'Hamming. En effet, nous réalisons déjà un zero-padding en simulation, qui va « lisser » parfaitement la courbe de LSF. Le fenêtrage ajouté à ce zero-padding ne devrait alors pas changer significativement la LSF et n'avoir quasiment aucun impact sur la MTF. Ce n'est pas ce que l'on observe ici.

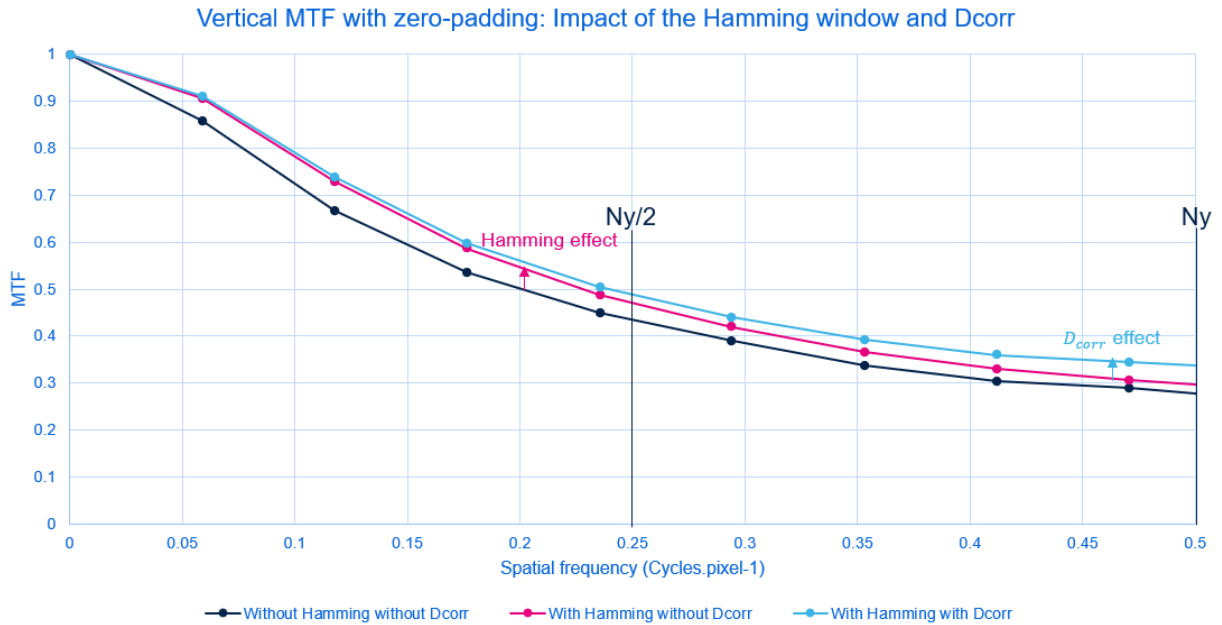


Figure 108 MTF verticales simulées avec zero-padding du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U) pour trois configurations : sans Hamming et sans  $D_{corr}$  (en noir), avec Hamming et sans  $D_{corr}$  (en rose) et avec Hamming et avec  $D_{corr}$  (en bleu).

Pour en savoir plus, nous avons voulu connaître l'impact du fenêtrage de Hamming avec et sans zero-padding. On constate ainsi avec la Figure 109 qu'il n'y a aucune différence entre la MTF avec zero-padding (en rose) et sans zero-padding (en jaune) lorsque l'on ajoute un fenêtrage de Hamming. En revanche, la courbe avec zero-padding sans fenêtrage (en noir) est sous-évaluée par rapport à ces deux courbes. On en conclut que le fenêtrage de Hamming ne lisse pas seulement la courbe de LSF, car autrement ces trois courbes devraient être identiques.

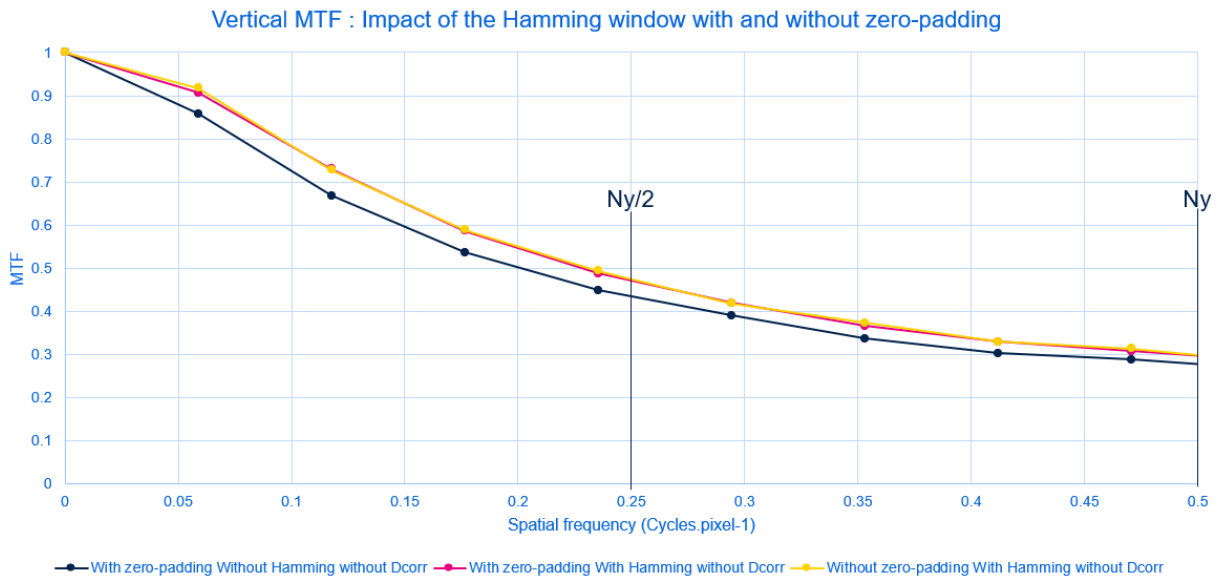


Figure 109 MTF verticales simulées du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U) pour trois configurations sans  $D_{corr}$ : avec zero-padding et sans Hamming (en noir), avec zero-padding et avec Hamming (en rose) et sans zero-padding et avec Hamming (en jaune).

C'est en effet un problème connu de l'utilisation d'un tel fenêtrage. Il se traduit par une plus grande valeur de FWHM (de l'anglais Full Width Half Maximum) du premier lobe de la TF, ce qui explique les valeurs surévaluées dans notre intervalle fréquentiel d'étude. Cela peut être compensé si l'on augmente la résolution spectrale et donc dans notre cas si le nombre de pixels composant l'ESF est augmenté. C'est pour cela que ce problème n'est pas observé en caractérisation, car on analyse l'ESF sur un plus grand nombre de pixels que les 17 en simulation (18x1 pixels simulés pour contrer l'effet des PML).

Afin de limiter ce phénomène, nous avons étudié l'impact d'un autre type de fenêtrage : la fenêtre de Tukey. Celle-ci impacte seulement les valeurs de la LSF aux extrémités : elle vaut quasiment 1 sur une plage plus ou moins grande (paramètre  $r$  que l'on peut contrôler) et chute rapidement vers 0 sur les bords afin de lisser la courbe de LSF. On retrouve des publications privilégiant ce type de fenêtrage plutôt que celui de Hamming pour le calcul de la MTF par la méthode du bord incliné [77] [81]. La *Figure 110* présente plusieurs fenêtres de Tukey en faisant varier le paramètre  $r$ . Plus celui-ci se rapproche de 1, moins la partie plate égal à 1 est étendue et plus la fenêtre ressemble à une fenêtre de Hann (proche de Hamming). Au contraire, si  $r$  vaut 0, elle devient une fenêtre rectangulaire.

Nous avons donc évalué notre MTF verticale en utilisant de telles fenêtres. La *Figure 111* montre les MTF verticales du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U) dans les conditions suivantes : 18x1 pixels simulés, 4 bins utilisés, zero-padding imposé à l'ESF, une épaisseur de LOBO de 300 nm, pas de facteur de correction  $D_{corr}$  et avec un fenêtrage de Tukey avec un paramètre  $r$  allant de 0.85 à 0.15 (du haut vers le bas). Les courbes avec la fenêtre de Hamming et sans fenêtrage sont aussi représentées. On constate bien ici que plus le paramètre  $r$  est proche de 1 plus la courbe de MTF tend vers celle de Hamming et à l'inverse, lorsque  $r$  tend vers 0, on se rapproche de la courbe sans fenêtrage.

Pour conclure, on constate que dans le cas des simulations, le fenêtrage de Hamming ne lisse pas seulement la courbe de LSF comme en caractérisation, mais qu'il ajoute aussi une erreur. Il n'est donc pas intéressant d'utiliser ce fenêtrage dans ce cas. Le zero-padding que nous utilisons joue quant à lui pleinement le rôle de lissage : il remplace donc le fenêtrage utilisé en caractérisation. En ce qui concerne le facteur  $D_{corr}$ , il faut le prendre en compte, car nous utilisons exactement le même filtre différentiel dans les deux cas (simulations et mesures). En revanche comme  $D_{corr}$  dépend du nombre de bins, il n'aura pas la même valeur en simulation (4 bins) et en caractérisation (8 bins), mais il corrigera le filtre appliqué dans les deux cas.

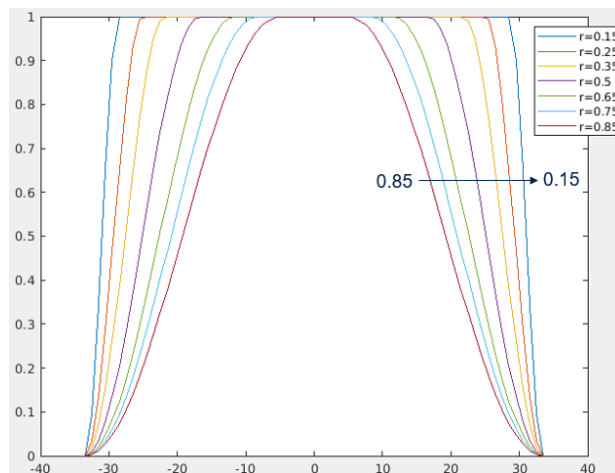


Figure 110 Fenêtrage de Tukey avec plusieurs valeurs du paramètre  $r$ .

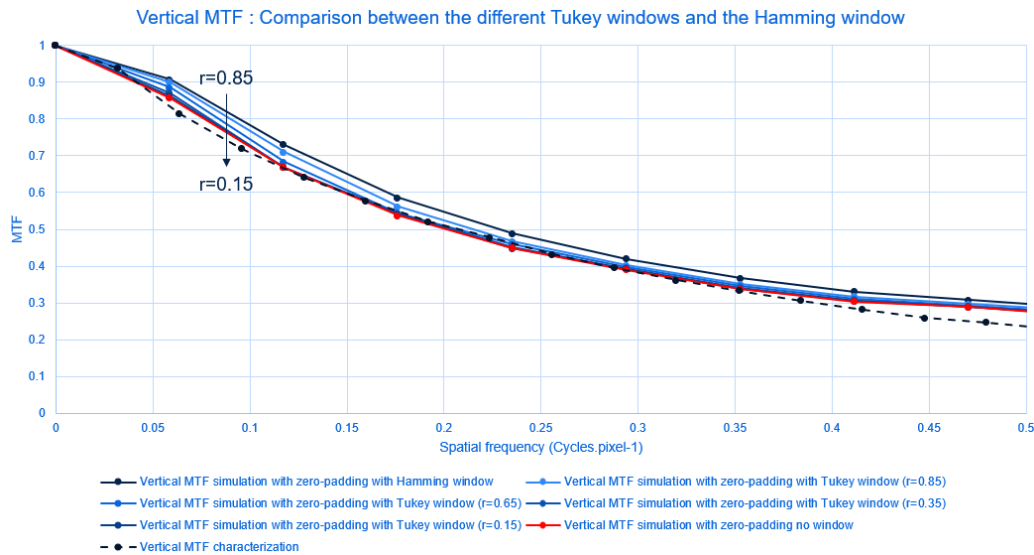


Figure 111 MTF verticales pour différents fenêtrages : comparaison entre Hamming et Tukey avec différentes valeurs du paramètre  $r$ .

### 3.2.5. Différentes conditions aux bords

Le dernier paramètre à étudier plus en détail sont les conditions aux bords de la simulation. En effet, l'ajout d'un pixel supplémentaire pour contrer l'effet des PML ne suffit pas et nous avons besoin d'utiliser le zero-padding sur les derniers pixels. Nous avons jusqu'à présent supposé que le maximum obtenu sur l'ESF est quasiment déjà le maximum que nous pouvons obtenir avec une infinité de pixels simulés, et c'est pour cela que l'utilisation du zero-padding n'est pas gênante. Bien que cette hypothèse semble fonctionner, afin d'être encore plus proche de la caractérisation, nous avons évalué l'impact de conditions symétriques/antisymétriques (Sym/Antisym expliquées dans le *chapitre 1 section 4.3.1*) à la place des PML du côté des pixels éclairés (côté opposé au LOBO).

Dans ce cas, n'ayant plus besoin de contrer les PML, seulement 17x1 pixels ont été simulés. Grâce à cette condition au bord, nous simulons non plus 8 mais 16 pixels éclairés. Sur la *Figure 112*, les courbes d'ESF verticales et horizontales sont tracées pour ces deux types de conditions aux limites. Dans le cas de la MTF horizontale (en rose), on obtient bien ce que l'on attendait : il n'y a plus de chute de l'ESF comme on le voit avec les PML (en rose trait pointillé et points losanges). En revanche, dans le cas vertical (en bleu), on observe encore une chute qui est cependant moins importante qu'avec les PML (en bleu trait pointillé et croix). Cela peut s'expliquer par la diffraction de la lumière par le bord du LOBO qui semble ajouter du signal dans les 5 premiers voisins du pixel central seulement, d'où la chute de signal dans les trois derniers pixels. Dans le cas horizontal, c'est le motif de structuration qui compense cette chute de signal : la diffraction dans la direction horizontale est plus élevée avec ce motif, et agit sur un plus grand nombre de pixel que la diffraction du LOBO. Il nous faudrait tout de même plus de points pour valider entièrement cette hypothèse. Enfin, on constate que le signal est plus élevé avec ce type de conditions aux bords, ce qui va à l'encontre de l'hypothèse faite dans le cas avec les PML où l'on supposait que le maximum de signal était atteint. Il semble donc préférable d'utiliser les conditions Sym/Antisym qui se rapprochent davantage de ce qu'on observe en caractérisation, même si dans certains cas, on doit encore faire du zero-padding sur les derniers pixels afin de lisser les courbes de LSF.

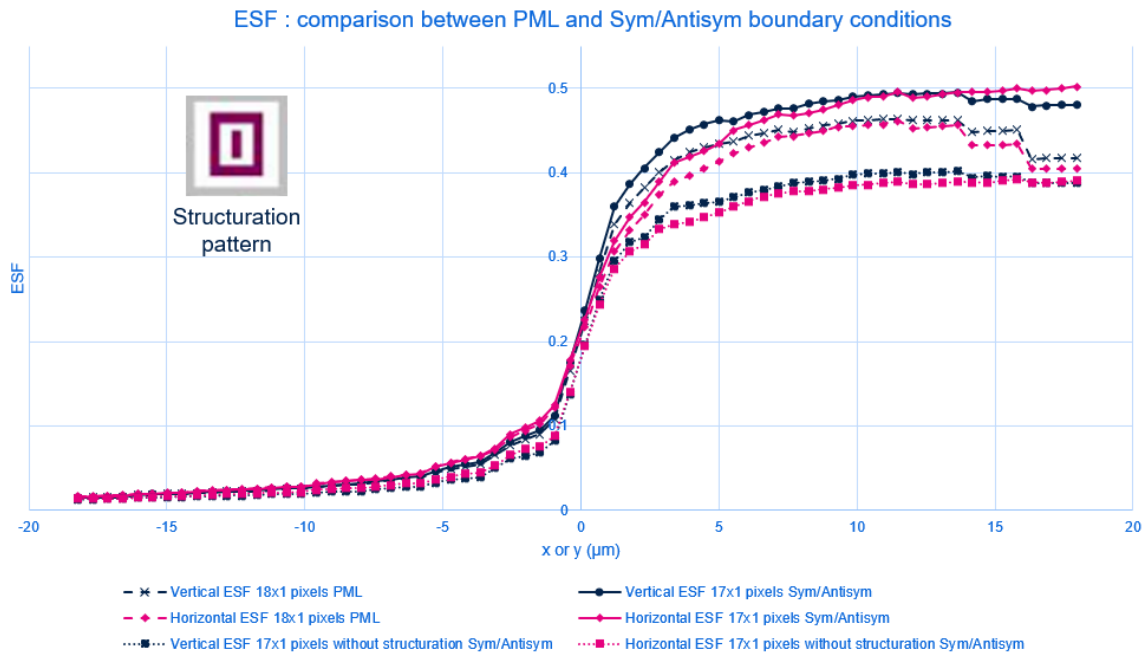


Figure 112 ESF verticales et horizontales sur le pixel de pitch  $2.16\mu\text{m}$  (U) : comparaison avec conditions PML et conditions Sym/Antisym. ESF horizontales et verticales sans structuration avec conditions Sym/Antisym.

Afin de voir plus clairement les choses, nous avons plutôt comparé les courbes de LSF. On peut ainsi voir ces différentes courbes horizontales et verticales avec structuration pour les deux conditions aux bords sur la Figure 113. On se rend finalement compte qu'il n'y a quasiment aucune différence entre ces courbes d'une condition à l'autre, surtout dans le cas vertical. Cela résultera donc en des MTF quasiment identiques : c'est bien ce que l'on observe sur la Figure 114. La seule différence notable pour les MTF horizontales observée entre 0.3 et 0.35 cycles par pixel est liée à la différence observée sur la LSF au point d'abscisse  $5\mu\text{m}$ .

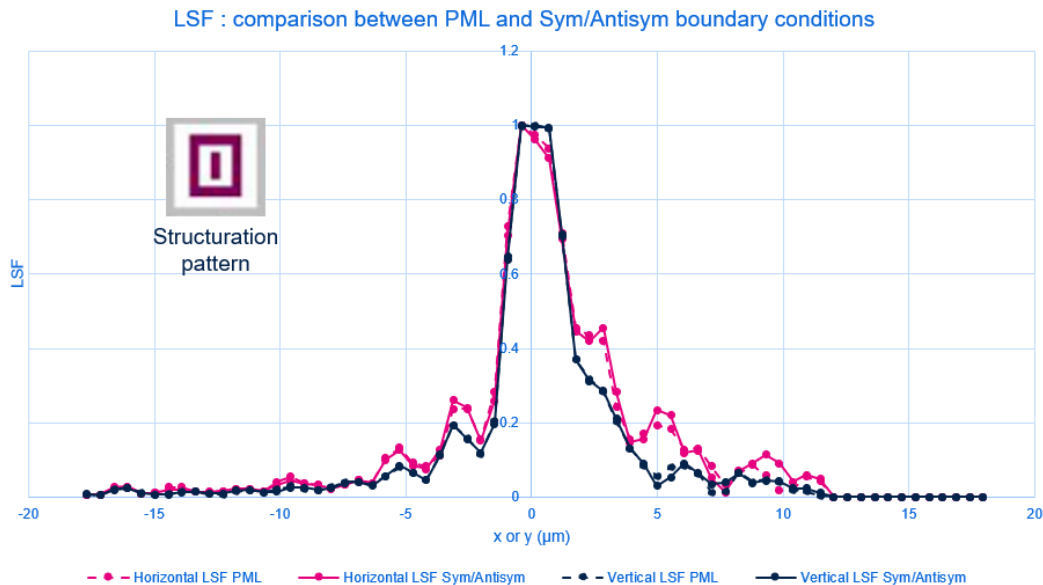


Figure 113 LSF verticales et horizontales sur le pixel de pitch  $2.16\mu\text{m}$  (U) avec structuration : comparaison avec conditions PML et conditions Sym/Antisym.

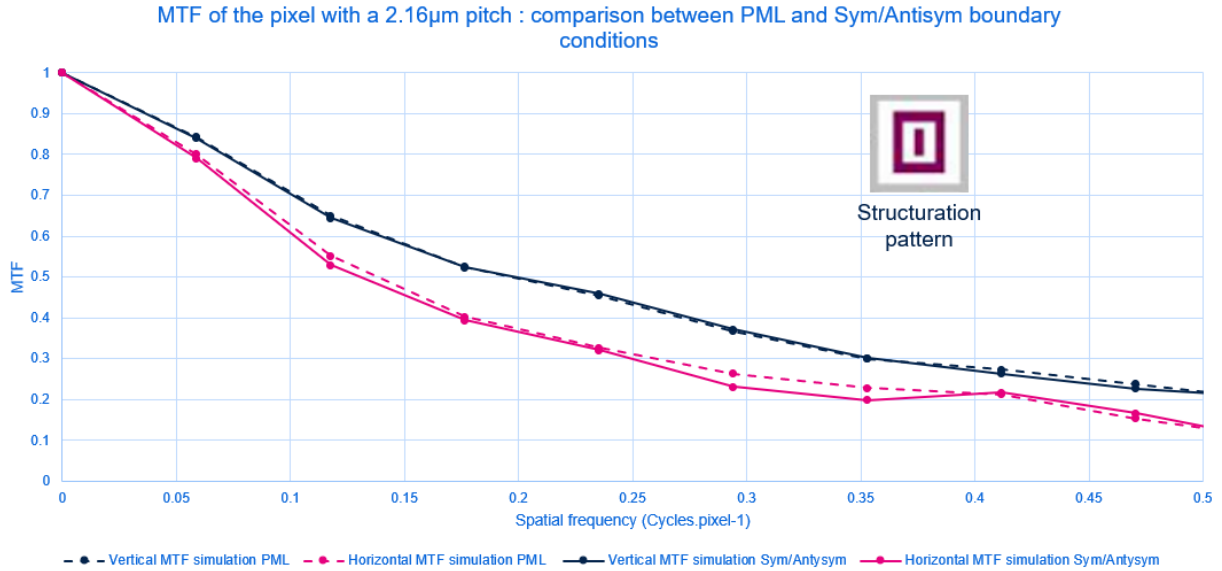


Figure 114 Comparaison des MTF verticales (bleu) et horizontales (rose) du pixel de pitch 2.16  $\mu$ m en utilisant les PML (en pointillé) où les conditions Sym/Antisym (trait plein).

En conclusion, l'utilisation de PML ou de conditions Sym/Antisym n'a pas d'impact réel sur les valeurs de MTF simulées. Cependant, les conditions Sym/Antisym nous font gagner un temps de simulation considérable (facteur 2 environ). Cet avantage suffit à privilégier ces conditions aux PML.

### 3.3. Résumé des différents paramètres de simulation et résultats finaux

Dans cette dernière partie, nous résumons les différentes valeurs des paramètres de simulation à utiliser afin de respecter le plus justement possible les conditions de caractérisation. Les comparaisons des différentes MTF simulées et caractérisées sont ensuite tracées pour les deux pixels de l'étude ainsi que leurs motifs de structuration respectifs.

La *Figure 115 [84]* résume ces différentes conditions de simulation. Tout d'abord, l'utilisation des conditions Sym/Antisym sur la partie opposée au LOBO nous permet finalement de simuler 17x17 pixels pour avoir exactement 8 pixels de part et d'autre du pixel central. Cela nous permet d'avoir une assez bonne résolution fréquentielle. Il faudra tout de même faire du zero-padding sur l'ESF afin de lisser la courbe, comme le fait la fenêtre de Hamming en caractérisation. Pour la méthode de simulation, ce zero-padding suffit et il ne faut pas ajouter de fenêtrage supplémentaire car cela apporte des erreurs sur la MTF. Ensuite, il faut utiliser une épaisseur de LOBO similaire à ce que l'on a en caractérisation, c'est-à-dire 300 nm dans notre cas. L'utilisation de 4 bins suffit à obtenir des résultats similaires aux 8 bins utilisés en caractérisation. Cela nous permet de diviser par deux le nombre de simulations à lancer pour le calcul d'une MTF. Au total (conditions aux limites + 4 bins) nous gagnons ainsi un facteur 4 sur le temps de simulation qu'on devrait dépenser sans les études que j'ai effectuées. Enfin, une fois la MTF obtenue, il faut la corriger par le facteur  $D_{corr}$  qui compense l'effet du filtre différentiel utilisé pour le calcul de la LSF, comme cela est fait en caractérisation.

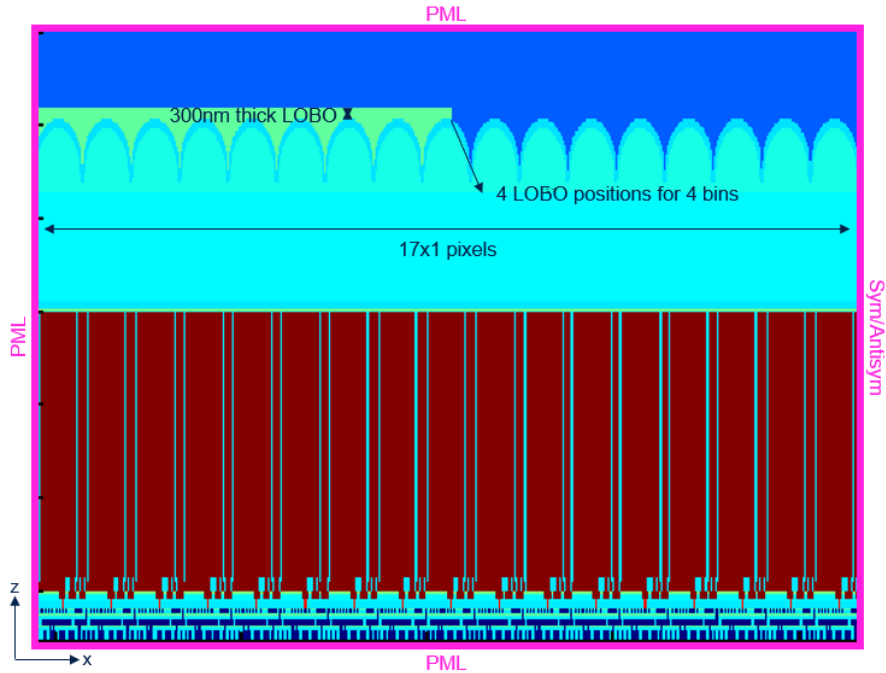


Figure 115 Résumé des différentes conditions de simulation. [84]

Nous avons ainsi pu tracer les courbes finales de MTF simulée en respectant bien ces différents paramètres de simulation et les avons comparées aux courbes caractérisées. Tout d'abord, en ce qui concerne le pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (U), on constate sur la *Figure 116* [84] que la MTF simulée verticale est en très bon accord avec les résultats de caractérisation sur tout le domaine de fréquence. En revanche, la MTF horizontale simulée est sous-estimée par rapport à la caractérisation : le cross-talk dans la direction horizontale lié à la forme de la structuration est largement surestimé.

Pour le pixel de pitch  $2.61 \mu\text{m}$ , nous avons tracé les MTF verticales et horizontales séparément, sur la *Figure 117* et la *Figure 118* respectivement [84]. Les courbes sans structuration et avec la structuration V07 sont proches des caractérisations (moins vrai dans le cas vertical sans structuration). En revanche, on observe une différence notable entre les valeurs simulées et caractérisées pour la structuration V02 dans les deux cas : vertical et horizontal, notamment pour les valeurs comprises entre 0.2 et 0.35 cycles par pixel. Cela est lié comme précédemment, à une différence dans les LSF vers le point d'abscisse  $5 \mu\text{m}$ . Contrairement à ce que l'on observe pour la LSF horizontale de la *Figure 113*, la valeur simulée est ici plus petite que la valeur caractérisée (et même négative). C'est pour cela que la MTF est dans ce cas surestimée, alors qu'elle est sous-estimée dans le cas horizontal du pixel de pitch  $2.16 \mu\text{m}$  (*Figure 116*). Même si l'explication de cette différence n'est pas claire, il est important de se rappeler que sur ce pixel, les caractérisations ont été effectuées avec la méthode du bord incliné projeté et non la méthode LOBO. Il faudrait donc évaluer l'impact de l'épaisseur de LOBO et estimer à partir de laquelle on se rapproche le plus de la méthode du bord incliné projeté.



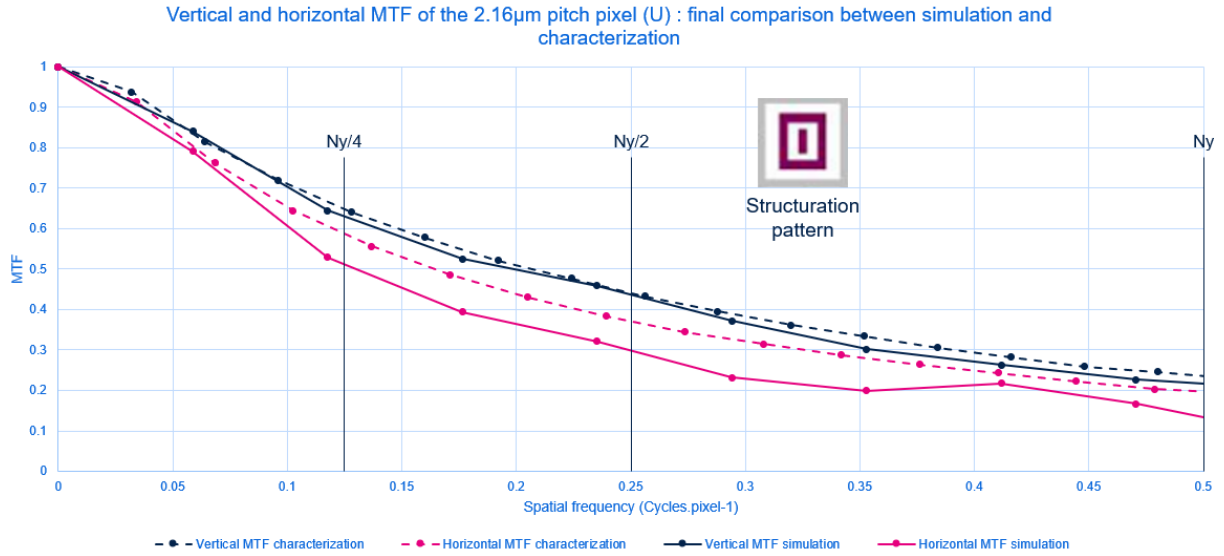


Figure 116 MTF horizontales (rose) et verticales (bleu) du pixel de pitch 2.16  $\mu\text{m}$  (U) avec le motif de structuration indiqué : comparaison entre simulation (trait plein) finale et caractérisation (pointillé). [84]

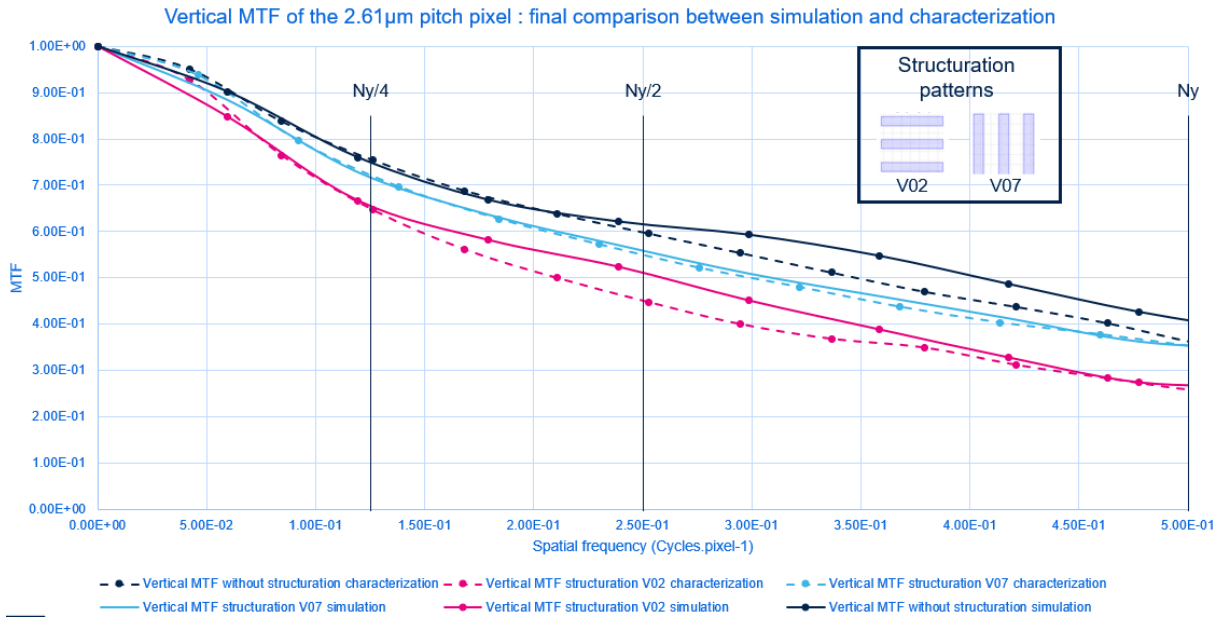


Figure 117 MTF verticales du pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  : comparaison entre simulations finales (traits pleins) et caractérisations (pointillés) sans structuration (en bleu foncé) et avec deux motifs indiqués (rose pour V02 et bleu clair pour V07). [84]

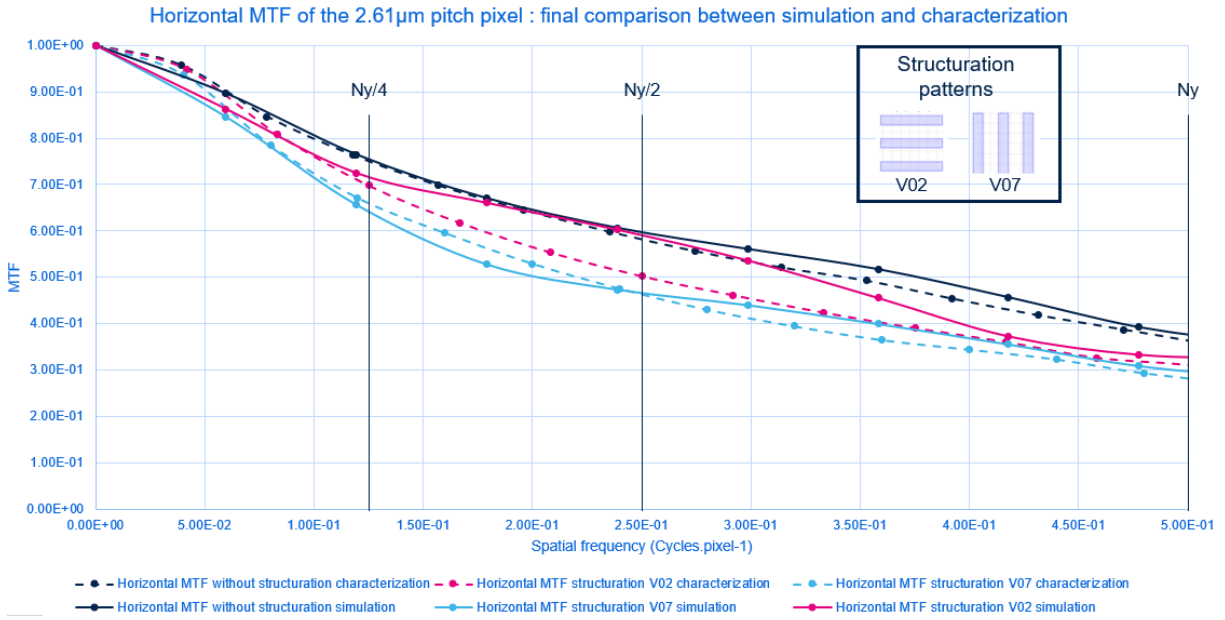


Figure 118 MTF horizontales du pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$  : comparaison entre simulations finales (traits pleins) et caractérisations (pointillés) sans structuration (en bleu foncé) et avec deux motifs indiqués (rose pour V02 et bleu clair pour V07). [84]

En conclusion, cette étude nous a permis de valider une nouvelle méthode de simulation de la MTF de nos capteurs CMOS. Bien que pour certains cas, explicités plus haut, les résultats simulés sont assez différents de la caractérisation (notamment autour de  $Ny/2$ ), on retrouve tout de même une bonne cohérence. En effet, ils suivent tous les bonnes tendances. Par exemple, la MTF horizontale du pixel de pitch 2.16  $\mu\text{m}$  (U) est bien inférieure à la MTF verticale, comme en caractérisation, ce qui est logique quant au motif de structuration. De même pour le pixel de pitch 2.61  $\mu\text{m}$ , les MTF avec un motif de structuration sont inférieures à celles sans structuration, et l'ordre entre ces différents motifs est bien respecté : la V02 est inférieure à la V07 dans le cas vertical, car elle diffracte la lumière préférentiellement dans cette direction, et inversement.

## Conclusion

La MTF, qui est l'un des paramètres optiques que l'on cherche à améliorer dans cette thèse, a pu être définie plus en profondeur dans la première partie de ce chapitre. Nous avons décrit la méthode du bord incliné utilisée en caractérisation et son banc optique associé afin de la mesurer.

Rappelons que les méthodologies existantes de prédiction de la MTF étaient notoirement approximatives au début de cette thèse, ne prenant pas en compte le destin ondulatoire complet des photons.

Dans la deuxième partie, nous avons comparé deux méthodologies de simulation, avec la conviction que la description électromagnétique complète, compte tenu de la complexité des pixels, est nécessaire pour passer d'une physique microscopique à un paramètre système aussi important que la MTF. Nous avons utilisé intensivement la FDTD en raison de la possibilité qu'elle offre de bien définir la source et son fenêtrage pour bien s'adapter au but de cette simulation.

La première méthodologie, qui se base sur le calcul de la PSF (de l'anglais Point Spread Function) est encore trop éloignée de la méthode utilisée en caractérisation pour avoir des prédictions satisfaisantes. La deuxième, que l'on a nommée méthode LOBO, reproduit quant à elle beaucoup plus fidèlement les conditions de mesure. Une résine noire de caractéristiques assez extrême pour ne pas ajouter de paramètre critique (dont le nom est le LOBO) est en effet apposée sur les microlentilles du capteur (comme si elle était réellement déposée), reproduisant le bord incliné directement sur la puce.

L'objectif de la troisième partie était donc de valider cette méthode de simulation et de l'optimiser par le biais de différentes études de convergences sur les divers paramètres, comme les conditions aux bords, le nombre de pixels simulés ou encore le nombre de bins (sur-échantillonnage) utilisés. Cela nous a permis d'en déduire une méthodologie de simulation finale que l'on a comparée aux résultats obtenus sur deux pixels avec des motifs de structuration différents, validant les principales tendances (bien que l'on observe des divergences notables). Pour confirmer totalement l'étude, il faudrait tout de même la prolonger sur davantage de points, comme sur d'autres motifs de structuration ou encore d'autres pixels avec des pitches substantiellement différents des deux étudiés ici. Mais modulo ces confirmations encore à faire, les indicateurs en faveur d'une robustesse de la méthode ainsi que ceux en faveur de sa capacité à s'adapter aux besoins du monde réel sont plutôt au vert.

Ainsi, cette nouvelle méthodologie de simulation permettra à *STMicroelectronics* d'obtenir un certain degré de prédiction sur la MTF de nos capteurs, et notamment de connaître en amont l'impact des différentes structurations gravées sur ce paramètre, et donc aussi du compromis entre QE et MTF.

# **Chapitre 4 :**

## **Perspectives vers une approche théorique**

## Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier plus théoriquement certains aspects optiques que l'on pourrait potentiellement mettre en œuvre pour répondre à notre problématique de confinement de la lumière dans le pixel, et ainsi résoudre le problème de compromis entre QE et cross-talk en optimisant les deux simultanément. On reprendra notamment des notions vues dans le *chapitre 1* sur les réseaux de diffractions et les cristaux photoniques (PC). Nous présenterons donc trois études différentes mais dont la rationalité commune est de recourir à des schémas résonnants. Celles-ci n'ont pas pu être validées en caractérisation, il s'agit donc seulement de résultats de simulation.

Dans la première partie de ce chapitre, l'étude porte sur l'influence de la valeur d'intensité dans les différents ordres d'un réseau de structures, introduit dans un modèle de pixel 2D, sur le rendement quantique (QE). Nous étudierons donc tout d'abord les différents paramètres du réseau (profondeur de gravure et facteur de remplissage) pour deux périodes différentes afin de faire varier les intensités dans les ordres 0 et 1. Cela nous permettra d'obtenir différents points d'intensités pour lesquels nous analyserons les différentes figures de résonance du QE en fonction de la profondeur d'EPI de la photodiode et de la longueur d'onde (entre 900 nm et 1  $\mu\text{m}$ ).

Cette première étude étant trop complexe (en temps de calcul notamment) pour passer à un modèle 3D, nous avons préféré nous restreindre au cas d'une photodiode carrée. Ainsi, dans la deuxième partie, nous présenterons nos recherches sur un modèle de pixel comportant une photodiode carrée et une structuration particulière visant à obtenir des modes résonnants à 45° dans la photodiode (sous forme de losange). Des aspects comme la tolérance angulaire seront notamment abordés ainsi que le passage 2D-3D.

Pour finir, la troisième étude fera le lien avec la dernière publication étudiée dans la *section 3.1.5* du *chapitre 1*, portant sur une structure hybride entre un cristal photonique (PC) 1D avec défaut et un réseau de structure. Nous verrons tout d'abord comment cette structure nous permet de piéger la lumière dans le pixel à la longueur d'onde d'intérêt (940 nm). Ensuite, nous étudierons, sur un modèle 2D, les différents paramètres du PC 1D pour que cette structure hybride fonctionne comme on le souhaite. Un modèle 3D sera finalement analysé avant de terminer l'étude sur un vrai pixel (celui de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ ).

# 1. Réseau de diffraction : étude sur l'influence de la valeur d'intensité dans les différents ordres

## 1.1. Contexte

Dans cette première étude, nous avons voulu étudier l'influence de la valeur de l'intensité dans les différents ordres de diffraction d'un réseau sur le QE. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, nous utilisons très souvent un réseau de diffraction comme motif de structures diffractives. Il nous semblait donc intéressant d'étudier cet aspect afin de mieux comprendre les résultats obtenus sur de vrais pixels, malgré la taille minimale des réseaux mis sur les pixels.

Le modèle 2D de l'étude est indiqué sur la *Figure 119*. Il s'agit simplement d'un rectangle de Silicium sur lequel nous avons gravé un réseau de 21 périodes (afin d'obtenir l'effet d'un réseau infini) d'une structure rectangulaire (tel qu'issue d'un procédé idéal de gravure sèche). La couche au-dessus de ce réseau est de l'oxyde, et les DTI (de l'anglais Deep Trench Isolation) sur les côtés font 200 nm de largeur et sont aussi en SiO<sub>2</sub>. Les deux conditions aux bords parallèles à l'axe y sont des conditions périodiques afin de répéter ce modèle de pixel infiniment dans la direction x. Les deux autres conditions aux bords sont les suivantes : des PML en haut de la source, pour que la lumière réfléchi par le pixel ne revienne pas dans la simulation, et des conditions métalliques parfaites en bas du Si, afin de simplifier le problème par rapport aux complexes couches réelles des métaux de l'architecture CMOS. De même, afin de limiter les réflexions parasites, la source est placée dans l'oxyde, au-dessus du réseau. On utilise ici une onde plane avec un domaine de longueur d'onde allant de 900 nm à 1 µm.

Nous avons ensuite décidé de fixer la période du réseau et de réaliser deux études : l'une avec un angle de diffraction du premier ordre à 45° dans le silicium et l'autre avec ce même angle à 30° (pour une longueur d'onde de 940 nm). Les deux modèles n'auront donc pas le même pitch (car la taille du réseau est fixée à 21 périodes). Pour ces angles, d'une part le réseau ne possède que le premier ordre de diffraction avec le spéculaire (ordre 0) et d'autre part, il y a forcément réflexion totale sur les DTI (incidence >25°). Les seules variables du problème sont donc la profondeur et le facteur de remplissage du réseau, ainsi que la profondeur d'EPI du Si. Le but est ainsi de jouer sur la profondeur et le facteur de remplissage du réseau afin de déterminer les valeurs pour lesquelles l'intensité dans l'ordre spéculaire (et inversement l'ordre 1) varie de 0 à 1. On trace ensuite le QE en fonction de l'EPI et de la longueur d'onde pour ces valeurs afin d'identifier si l'intensité dans ces ordres se corrèle avec les différents résultats de QE, ce qui fournirait une indication de design simple et utile.

Pour déterminer la période du réseau afin d'avoir de tels angles de diffraction, nous nous sommes basés sur la formule des réseaux en transmission :

$$n_{Si} \sin \theta_m = n_{SiO_2} \sin \theta_i + \frac{m\lambda}{Period}$$

*Équation 15 Formule des réseaux en transmission.*

Avec  $n_{Si}$  et  $n_{SiO_2}$  les indices de réfraction du Si et du SiO<sub>2</sub>,  $\theta_m$  et  $\theta_i$  les angles des ordres diffractés et d'incidence respectivement,  $m$  l'ordre de diffraction,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide et *Period* la période du réseau.

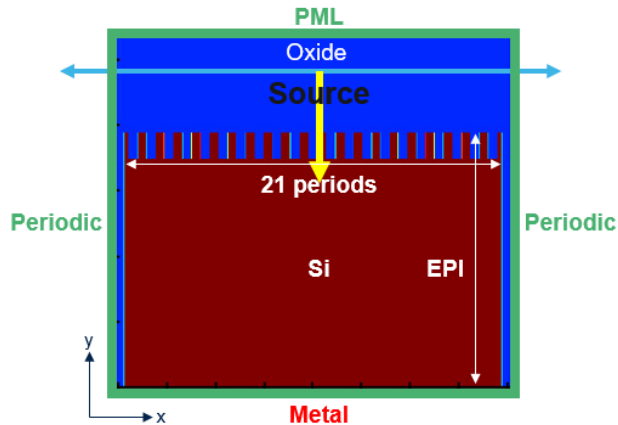


Figure 119 Schéma du modèle 2D de cette première étude, montrant les différentes conditions aux limites et les différents paramètres utilisés.

Ainsi, en sachant que l'angle d'incidence est nul, nous avons pu calculer les périodes pour lesquelles  $\theta_1$  vaut  $45^\circ$  et  $30^\circ$ . Pour une longueur d'onde de 940 nm, nous obtenons respectivement une période de 370 nm et 520 nm. Cette dernière valeur étant la limite de l'apparition du deuxième ordre, nous avons plutôt utilisé une période de 510 nm, qui ne change guère la valeur de cet angle de  $30^\circ$ . Comme l'étude se réalise entre 900 nm et  $1\ \mu\text{m}$ , cette valeur de période implique un angle  $\theta_1$  allant de  $29.2^\circ$  à  $33.3^\circ$ . Par simplicité, nous avons préféré garder la période fixe plutôt que de la changer pour chaque longueur d'onde pour garder un angle de diffraction constant. Nous nous sommes basés sur les valeurs intéressantes à 940 nm afin d'être cohérent avec tous les résultats des chapitres précédents.

Finalement, la première étape de cette étude est donc de calculer l'intensité dans l'ordre spéculaire en fonction de la profondeur et du facteur de remplissage du réseau. La section suivante est dédiée à cela.

## 1.2. Intensité dans l'ordre spéculaire en fonction de la profondeur de gravure et du facteur de remplissage

Premièrement, nous sommes ici seulement intéressés par la transmission dans les différents ordres du réseau de diffraction. C'est pour cela qu'il n'est pas utile de réaliser cette étape sur le modèle final de la Figure 119. Nous avons donc effectué nos simulations sur un modèle 2D qui ne représente qu'un réseau infini. La Figure 120 nous présente ce modèle. La largeur de simulation n'est autre que la période du réseau : les conditions périodiques sur les bords nous permettent donc de simuler un réseau infini. Comme seule la transmission nous importe, les deux autres conditions aux limites haut et bas sont des PML. La source est quant à elle une onde plane à incidence normale centrée autour de 940 nm, qui est ici la seule valeur du proche infrarouge qui nous intéresse comme expliqué précédemment.

Finalement, nous avons ajouté un détecteur de transmission en dessous du réseau afin d'y récupérer la transmission dans les différents ordres. Ce détecteur enregistre, à la base, les champs électromagnétiques du segment où il est placé. Il les décompose ensuite en somme d'ondes planes puis projette celles-ci à n'importe quelle distance (pour nous en champ lointain). Elles sont alors sommées afin de reconstituer les champs à la distance souhaitée, ce qui nous permet finalement d'avoir l'intensité du signal dans les différents ordres. On peut trouver plus de détail sur ce détecteur sur le site d'Ansys-Lumerical [68].

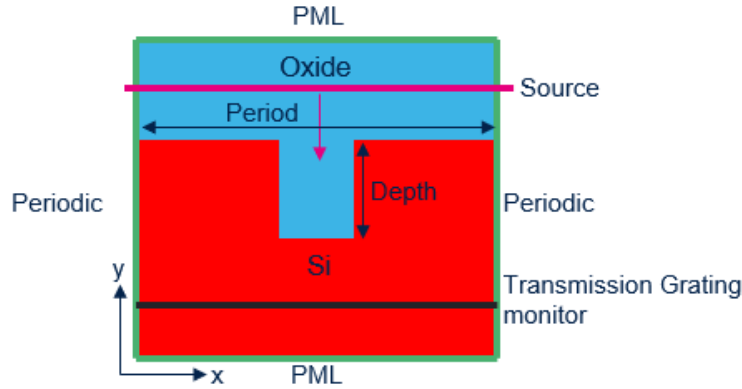


Figure 120 Schéma du modèle 2D afin d'avoir l'intensité dans l'ordre 1 en fonction du facteur de remplissage et de la profondeur du réseau.

Pour un tel problème, l'utilisation de la FDTD n'est pas efficace. La méthode modale de Fourier (RCWA de l'anglais Rigorous Coupled Wave Analysis) est quant à elle beaucoup plus adaptée, notamment pour l'étude d'un tel réseau de diffraction. Le principe de cette méthode est de résoudre les équations de Maxwell grâce à la décomposition en série de Fourier de la permittivité relative et des différents champs [85]. Cela est rendu possible grâce à la périodicité de la structure. Dans notre cas, elle nous permettra finalement d'obtenir la transmission dans les différents ordres à une fréquence donnée (contrairement à la FDTD). C'est ici exactement ce que l'on recherche : seule la réponse à une longueur d'onde de 940 nm nous intéresse. Le premier avantage de cette méthode est le temps de calcul qui sera beaucoup plus avantageux que la FDTD pour ce problème.

Ainsi, j'ai pu reprendre un code RCWA (SimPhotonics Toolbox), en lien avec Mondher Besbes (Laboratoire Charles Fabry, CNRS, IOGS), afin de réaliser cette simulation par cette méthode. J'ai dans le même temps réalisé les simulations en FDTD pour obtenir une comparaison de ces deux méthodes afin de vérifier les résultats. Nous avons finalement fait varier la profondeur du réseau entre 0 et 500 nm et le facteur de remplissage entre 0 et 1 (il vaut 0 lorsqu'il n'y a pas de structure).

Sur la Figure 121, on peut voir la transmission dans l'ordre 0 en fonction du facteur de remplissage et de la profondeur du réseau pour les deux polarisations TE (en haut) et TM (en bas), dans le cas du réseau de périodes 370 nm (angle à 45°). Les résultats des deux méthodes de simulations (FDTD à gauche et RCWA à droite) sont comparés. On constate ainsi que les deux méthodes donnent des résultats identiques, confirmant ainsi leur fiabilité. Comme nous l'avons fait pour les différentes simulations sur nos pixels, nous avons aussi moyenné les résultats TE et TM.

Ces résultats moyennés en polarisation sont présentés sur la Figure 122 pour les périodes de 370 nm (en haut à droite) et 510 nm (en bas à droite). On trouve sur ces résultats des coupes avec des valeurs de profondeur du réseau différentes et, dans le cas de la période de 510 nm, avec des valeurs de facteurs de remplissage différentes également. Celles-ci sont tracées en fonction de la profondeur du réseau (les deux courbes à gauche). Elles ont été choisies car les valeurs de transmission de l'ordre 0 y varient pleinement. C'est donc avec ces valeurs de facteur de remplissage et de profondeur de réseau pour les différentes périodes que nous avons réalisé l'étude générale présentée sur la Figure 119. En d'autres termes, nous avons défini un « chemin d'intérêt » dans la complexe simulation bi-paramètres, de façon à disposer d'une pseudo-étude mono-paramètre à grande dynamique en terme d'efficacité dans les ordres d'intérêt. La section suivante rassemble les différents résultats obtenus.



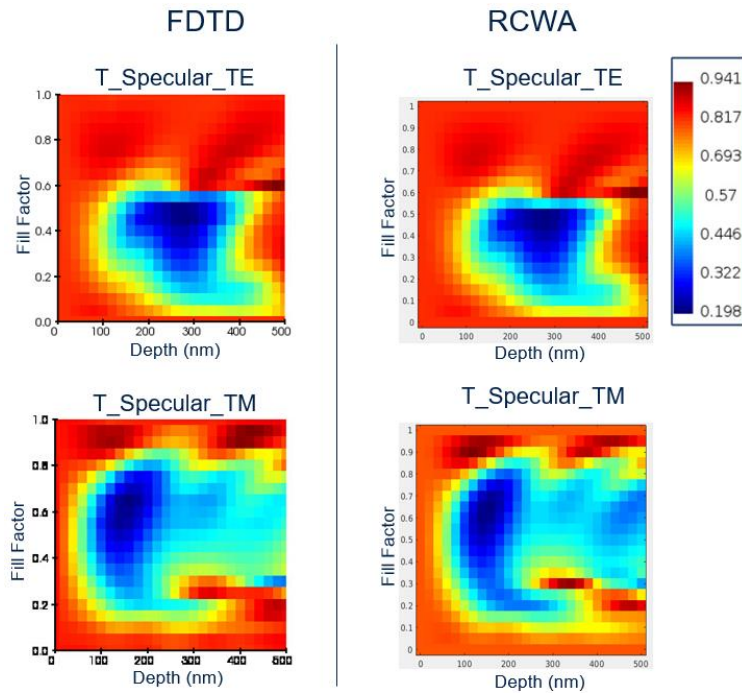


Figure 121 Transmission dans l'ordre 0 en fonction du facteur de remplissage et de la profondeur de réseau pour une période de 370 nm. Comparaison entre FDTD et RCWA dans les cas TE et TM.

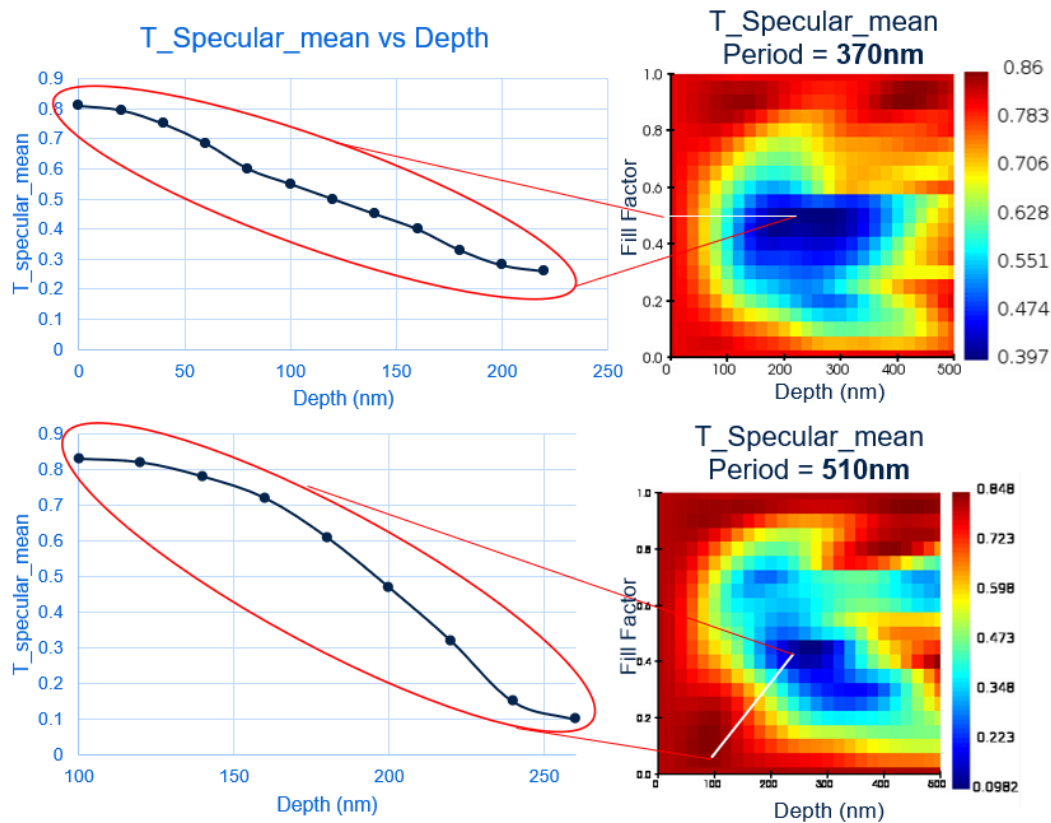


Figure 122 Transmission dans l'ordre 0 moyennée entre les simulations TE et TM en fonction du facteur de remplissage et de la profondeur du réseau (à droite). Courbe de cette transmission en fonction de la profondeur du réseau suivant la coupe indiquée. Résultats pour une période de 370 nm (en haut) et 510 nm (en bas).

### 1.3. Modèle 2D : QE en fonction de l'EPI et de la longueur d'onde

Les paramètres du réseau étant fixés, nous avons simulé le modèle de la *Figure 119* en faisant varier l'EPI entre 2  $\mu\text{m}$  et 8  $\mu\text{m}$  et pour une source avec des longueurs d'ondes allant de 900 nm à 1  $\mu\text{m}$  (en une seule simulation FDTD). On retrouve les différents résultats de simulation pour une période de 370 nm (angle de 45°) sur la *Figure 123*. Elle présente en effet les différentes cartographies (carte couleurs) de QE en fonction de l'EPI (axe vertical) et de la longueur d'onde (axe horizontal) pour 5 points différents vus précédemment ayant des transmissions dans l'ordre 0, avec  $T_0$  allant de 0.82 à 0.27. On constate la formation de belles figures d'interférences avec apparition de bandes qui s'accroissent avec une plus faible valeur de  $T_0$  et donc avec plus d'intensité dans l'ordre 1. Cependant, ces interférences sont plus étendues pour les valeurs de  $T_0$  intermédiaires (0.47 et 0.34) : il semblerait donc qu'un compromis entre les intensités dans les différents ordres serait plus bénéfique pour le QE que si l'on annulait « totalement » l'ordre 0 (ou l'ordre 1 par évidence).

Afin de vérifier plus clairement ce résultat, nous avons tracé les courbes de QE en fonction de l'EPI pour une longueur d'onde fixée à 940 nm, pour ces différentes valeurs de  $T_0$ . Comme il y a de nombreux pics d'interférences, nous avons calculé les moyennes glissantes sur 20 points d'EPI (sur 400 nm). Ces courbes sont présentées sur la *Figure 124*. Elles vérifient bien ce que l'on a avancé : les courbes avec  $T_0$  à 0.47 et 0.34 ont des valeurs de QE supérieures à celles avec  $T_0$  à 0.63 et 0.27, montrant dans ce cas qu'il est préférable de tout de même garder de l'intensité dans l'ordre 0 pour améliorer le QE et qu'un partage en intensité environ égal entre ces deux ordres nous permet de maximiser le QE.

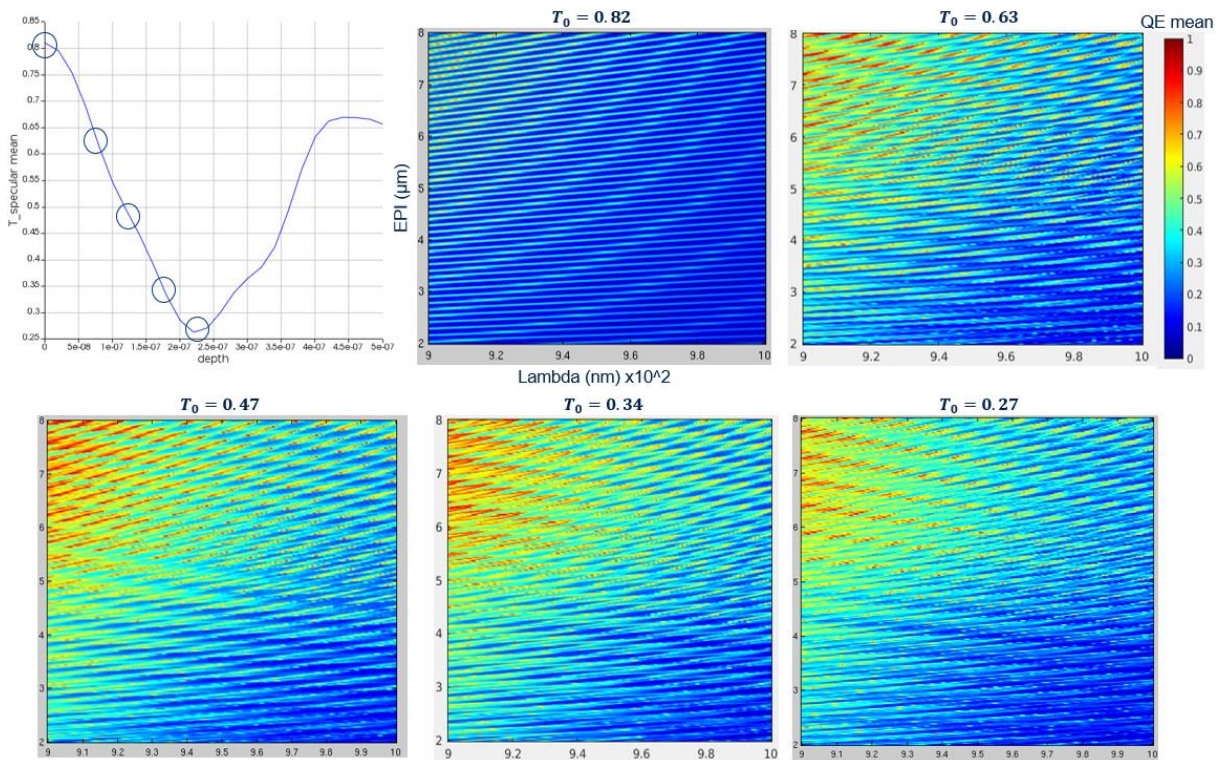


Figure 123 Cartographies de QE en fonction de l'EPI (allant de 2  $\mu\text{m}$  à 8  $\mu\text{m}$ ) et de la longueur d'onde (allant de 900 nm à 1  $\mu\text{m}$ ) pour les différentes valeurs de transmission dans l'ordre 0  $T_0$  pour une période de 370 nm (45°).

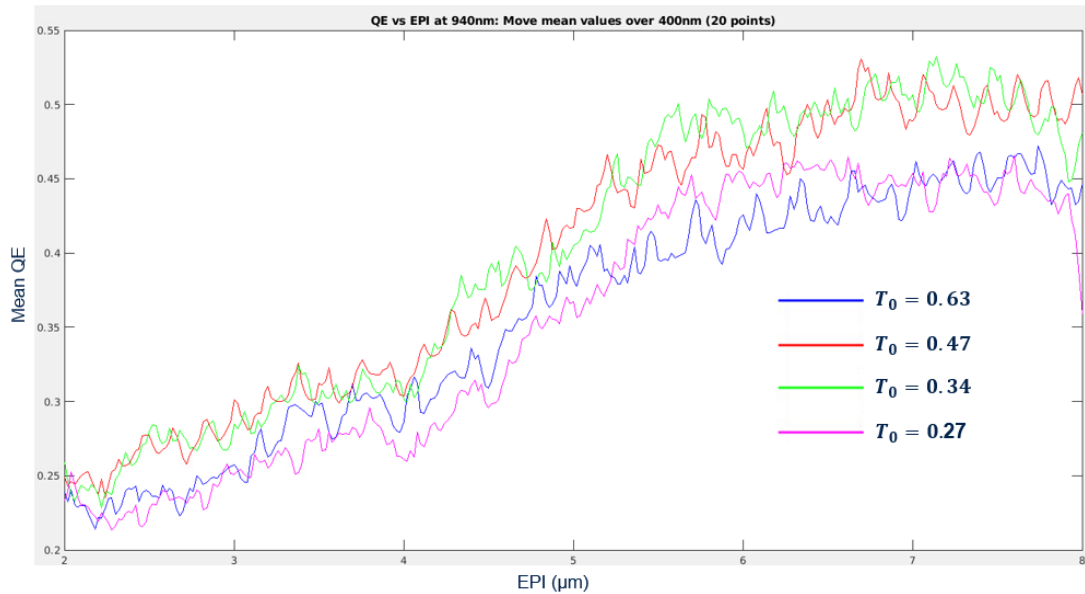


Figure 124 QE en fonction de l'EPI pour une longueur d'onde de 940 nm sur les différentes valeurs de  $T_0$  avec une période du réseau de 370 nm. Les moyennes glissantes sur 20 points sont présentées ici par clarté.

Pour valider cette hypothèse, les mêmes résultats ont été calculés dans le cas d'une période de 510 nm (angle de diffraction de l'ordre 1 à  $30^\circ$ ). Ils sont présentés sur la Figure 125 et la Figure 126. On observe tout d'abord que les figures d'interférences sont différentes des précédentes : les bandes sont moins nombreuses mais plus élargies (elles s'assoient sur plus de points en EPI). Bien qu'un plus grand nombre de valeurs semblent être maximales dans le cas  $T_0 = 0.6$  (plus de points rouges), pour de plus faibles valeurs de  $T_0$  les pics sont moins prononcés mais plus étendus, ce qui nous donne une moyenne plus élevée dans ces cas.

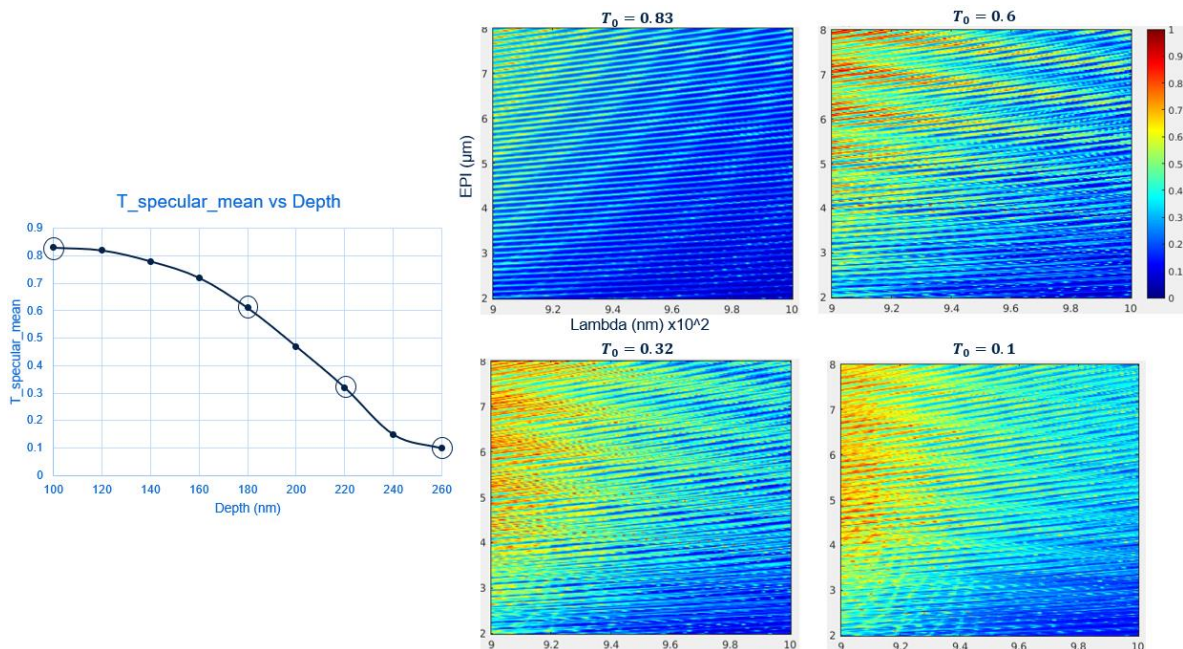


Figure 125 Cartographies de QE en fonction de l'EPI (allant de  $2 \mu\text{m}$  à  $8 \mu\text{m}$ ) et de la longueur d'onde (allant de 900 nm à  $1 \mu\text{m}$ ) pour les différentes valeurs de transmission dans l'ordre 0  $T_0$  pour une période de 510 nm ( $30^\circ$ ).

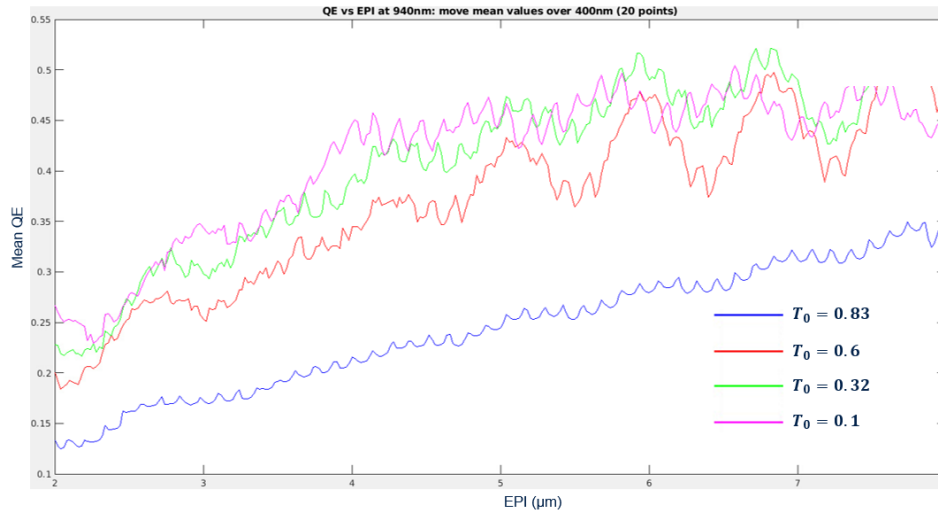


Figure 126 QE en fonction de l'EPI pour une longueur d'onde de 940 nm sur les différentes valeurs de  $T_0$  avec une période du réseau de 510 nm. Les moyennes glissantes sur 20 points sont présentées ici par clarté.

C'est exactement ce que l'on observe sur les courbes de la Figure 126 qui présente les moyennes glissantes sur 20 points à 940 nm. La courbe rouge ( $T_0 = 0.6$ ) a en effet des pics plus prononcés que les autres courbes mais est globalement en dessous des courbes verte et rose représentant les valeurs  $T_0 = 0.32$  et  $T_0 = 0.1$  respectivement. Il est donc préférable dans ce cas de maximiser la diffraction dans l'ordre 1.

Pour aller plus loin, nous avons voulu comprendre d'où provenaient ces figures d'interférences. La proposition que nous avons voulu étayer est qu'elles proviennent de la combinaison « 2D » entre les modes du Fabry-Perot ainsi constitué dans la direction y et excités par l'ordre 0, ainsi qu'un mode dans la direction x excité par l'ordre 1 du réseau (et discrétisé par les DTI et donc le Pitch). Cela se traduit par l'équation suivante d'un résonateur rectangulaire :

$$n^2 k^2 = n^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 = k_x^2 + k_y^2 = \frac{m_x^2 \pi^2}{Pitch^2} + \frac{m_y^2 \pi^2}{EPI^2}$$

Équation 16 Avec  $k$  le vecteur d'onde de l'onde en sortie du réseau,  $k_x$  et  $k_y$  les composantes du vecteur d'onde en x et y pouvant s'écrire sous la forme de la dernière égalité représentant les différents modes  $m_x$  et  $m_y$  présent dans la cavité 2D ainsi créée (rectangle de largeur Pitch et de profondeur EPI).

On peut ainsi exprimer l'EPI en fonction de la longueur d'onde. Un code Matlab a ensuite été réalisé par mon directeur de thèse H. Benisty (en avance de mon traitement global du présent chapitre), reprenant cette équation comme l'ossature d'une « densité d'état » photonique, afin de tracer les différentes cartographies de QE vues précédemment, avec l'idée qu'un fort QE correspond à une forte densité d'état : le système a bien « capturé » l'énergie incidente dans l'un de ses modes. On peut voir ces cartographies reconstituées à l'aide de cette équation sur la Figure 127. La première à gauche ne représente que l'excitation des différents modes des Fabry-Perot ainsi constitués (avec l'EPI qui varie), donc pour un  $m_x$  nul. On est ainsi dans le cas où il n'y a pas de réseau et seul l'effet du Fabry-Perot dans la direction y est présent. On retrouve bien les cartographies présentées précédemment qui ont le  $T_0$  maximal. Les deux autres cartographies sont la combinaison de la première avec l'apparition d'un mode dans la direction x lié à l'ordre 1 du réseau et plus particulièrement à sa direction, c'est-à-dire à la période du réseau. On voit que pour l'ordre 30 on retrouve les mêmes bandes épaisses qu'avec une période de 510 nm alors que pour l'ordre 45, on est plutôt dans la même configuration qu'avec une période de 370 nm.



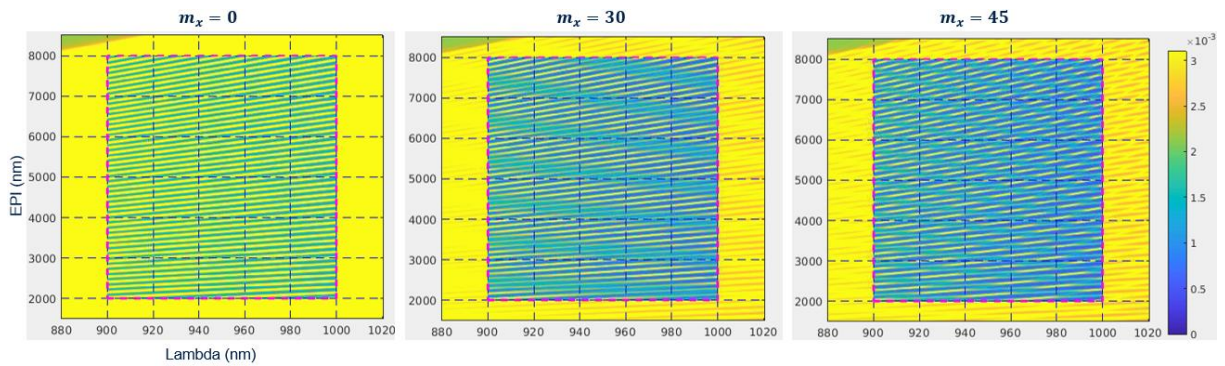


Figure 127 Cartographies d'intensité arbitraire en fonction de l'EPI et de la longueur d'onde reproduit à l'aide de l'équation 16. À gauche seuls les modes 1 à 65 dans la direction  $y$  sont représentés, reproduisant la figure d'interférence du Fabry-Perot. Au milieu et à droite, on a fait apparaître un mode  $m_x$  en plus lié à l'ordre 1 du réseau : il vaut 30 et 45 respectivement.

On constate donc que la période nous donne la figure générale de ces interférences avec le nombre de bandes sur la cartographie, mais ce sont les différentes intensités dans les modes qui contrôlent l'étalement de ces bandes. Il est aussi important de noter que l'on n'a pas d'atténuation de l'intensité vers les grandes longueurs d'ondes dans nos cartographies Matlab, car nous n'avons pas pris en compte l'absorption contrairement à ce qui est tracé dans les simulations FDTD.

En conclusion, nous avons pu comprendre simplement d'où provenaient ces figures d'interférences. En revanche, au vu des différents résultats obtenus avec les deux périodes du réseau, il n'est pas évident d'affirmer s'il est préférable de maximiser l'intensité dans l'ordre diffracté ou si un compromis entre les deux ordres est bénéfique pour le QE, d'autant plus que l'utilisation de conditions métalliques parfaites constitue une approximation importante du modèle par rapport à nos vrais pixels. L'étude 3D de ce projet aurait été intéressante, mais très longue en temps de calcul. C'est pourquoi nous avons préféré nous intéresser à un cas particulier d'une photodiode carrée dont on veut exciter le mode « à 45° » ( $k_x = k_y$  ci-dessus) en sortie du réseau et le faire résonner dans la photodiode. La partie suivante se consacre à cette étude.

## 2. Réseau de diffraction : photodiode carrée et mode à 45°

### 2.1. Contexte

Le principe de cette étude est expliqué sur la Figure 128. Comme on peut le voir sur le schéma  $a.$ , nous avons cette fois-ci utilisé un réseau double avec des pyramides de hauteurs différentes, mais des bases égales. Nous avons donc une période double de 370 nm et ce que l'on appellera période simple qui est en fait la taille de la base d'une pyramide qui vaut 185 nm. Les conditions aux bords sont aussi indiquées et ne changent pas par rapport à l'étude précédente (cf. Figure 119). Le pitch du pixel est fixé pour avoir 11 périodes doubles dans la photodiode ainsi que 200 nm de DTI de part et d'autre du pixel. La profondeur d'EPI qui est définie ici par la distance entre le bas de la photodiode et le sommet de la petite pyramide est aussi égale à 11 périodes double afin d'avoir une photodiode carrée.

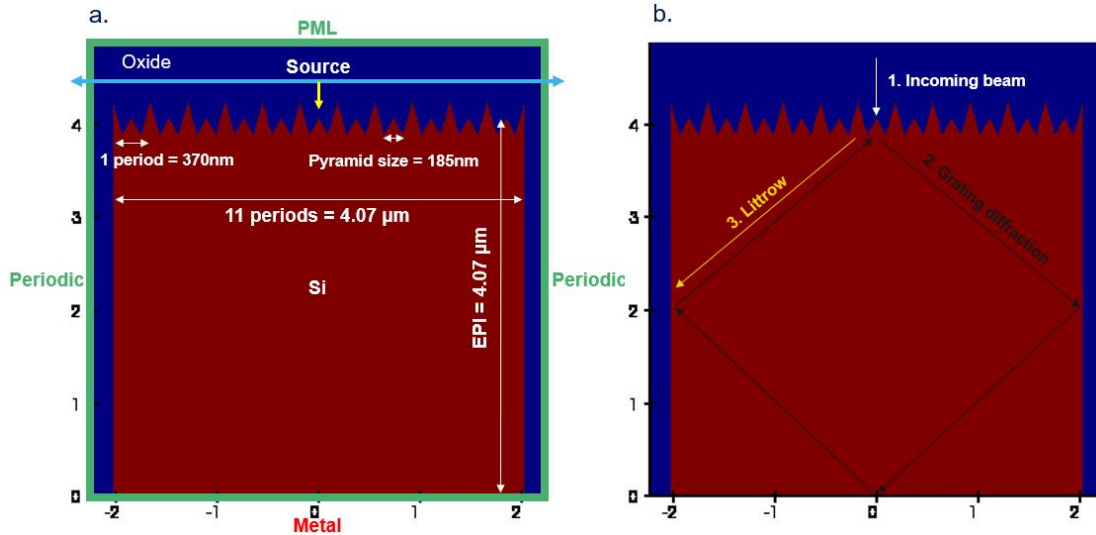


Figure 128 a. Schéma des conditions de simulation de cette étude. b. Explication de la résonance recherchée.

Sur le schéma *b.*, on décrit le fonctionnement du résonateur. Tout d'abord, l'onde incidente est perpendiculaire au plan du réseau (étape 1.). La période double de 370 nm est ainsi définie afin que l'ordre 1 soit diffracté à 45° à 940 nm (étape 2.). Après avoir fait un tour dans le pixel par réflexions multiples sur les DTI et sur la bordure « métallique », nous voulons que l'onde soit réfléchi dans l'ordre -1 (étape 3.) et fasse ainsi le chemin inverse et que ce procédé se répète : c'est une fois encore le principe de résonance (décliné sous la forme simple de rayons). C'est pour assurer la réflexion de l'étape 3 que la période simple est fixée à 185 nm afin de se retrouver dans une configuration dite de « Littrow », relativement familière quand on utilise un réseau de façon analogue à une optique « catadioptrique », avec retour à l'envoyeur. Finalement, les tailles des pyramides ont été choisies en se basant sur des travaux antérieurs de H. Benisty sur les « guides d'onde Littrow » dans le SOI [86] [87], qui suggèrent que l'ordre -1 est intense pour des dents bien allongées, d'où la hauteur des grandes pyramides (370 nm). La hauteur des petites pyramides vaut environ la moitié.

## 2.2. Modèle 2D : RCWA vs FDTD

Ce modèle 2D a été étudié par les deux méthodes de calcul décrites précédemment : j'ai réalisé les simulations FDTD et Mondher Besbes de l'institut d'optique s'est occupé des simulations par la méthode modale de Fourier (RCWA), résultat d'un compromis trouvé pour les contraintes covid qui ont minimisé ma présence à l'IODS pendant le gros de cette thèse. Cela nous a permis d'une part de comparer les deux méthodes et d'autre part de confirmer les différents résultats obtenus.

On peut voir les différents résultats des configurations TE et TM sur la *Figure 129* et la *Figure 130* respectivement. On constate tout d'abord que les spectres d'absorptions sont très similaires entre ces deux méthodes de calcul. On retrouve de légères différences quant à la valeur d'absorption des pics, qui s'expliquent par la différence de la résolution en longueur d'onde entre ces deux méthodes : la RCWA permet une plus petite résolution que la FDTD. De même, ces pics sont décalés de 1.5 nm pour les deux configurations (TE et TM). Ceci s'explique par le maillage rectangulaire de la FDTD qui ne permet pas une excellente précision sur les dimensions des pyramides, notamment sur la pente.

### TE Results

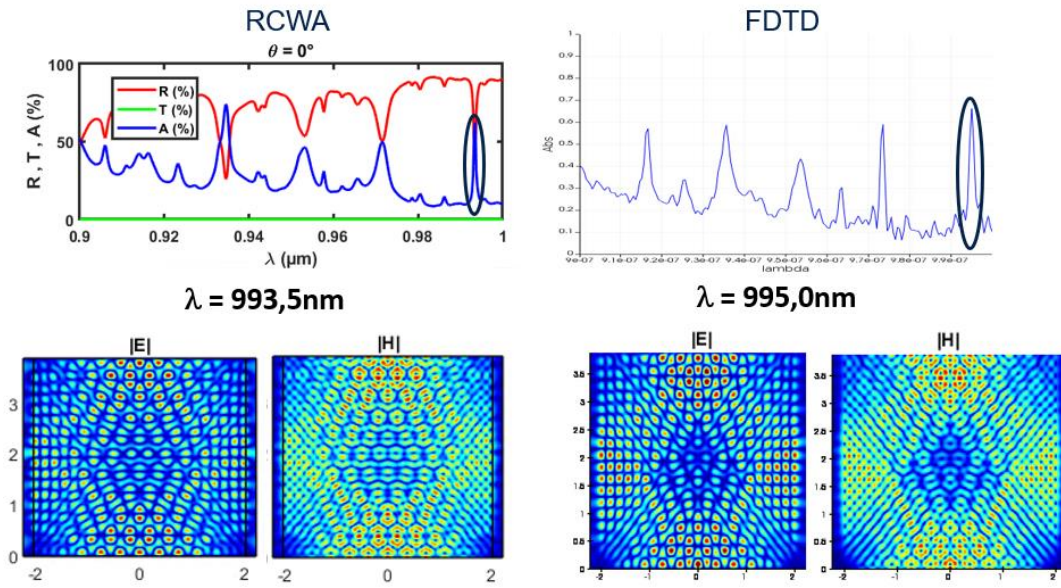


Figure 129 Comparaison entre RCWA et FDTD sur les simulations TE. Absorption (en bleu) en fonction de la longueur d'onde (comprise entre 900 nm et 1  $\mu\text{m}$ ). Coupe des champs E et H pour les longueurs d'ondes où l'on observe un pic d'absorption (993.5 nm pour RCWA et 995 nm pour FDTD).

### TM Results

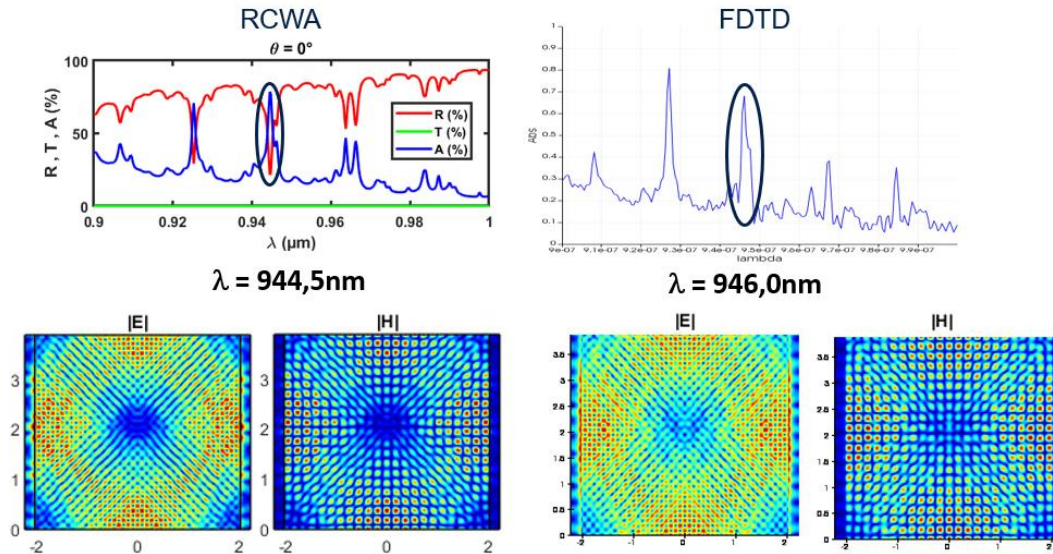
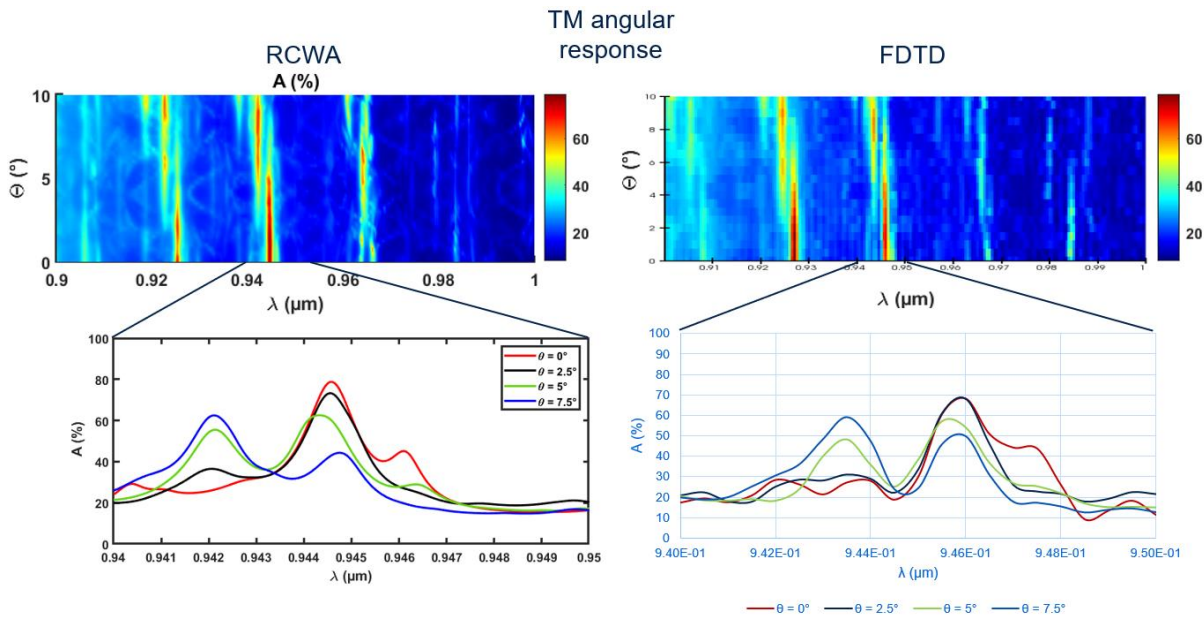


Figure 130 Comparaison entre RCWA et FDTD sur les simulations TM. Absorption (en bleu) en fonction de la longueur d'onde (comprise entre 900 nm et 1  $\mu\text{m}$ ). Coupe des champs E et H pour les longueurs d'ondes où l'on observe un pic d'absorption (944.5 nm pour RCWA et 946 nm pour FDTD).

Dans les deux configurations de polarisation, nous avons aussi calculé la distribution des champs E et H pour les différents pics correspondant d'une méthode à l'autre. Nous avons choisi arbitrairement celui à 993.5 nm en TE et celui à 944.5 nm en TM. Ces deux pics nous donnent la figure de résonance attendue : grâce à cette structuration, on arrive bien à faire résonner le mode à 45°. Cela nous permet d'augmenter l'absorption fortement pour ces longueurs d'ondes de résonance. On constate finalement que ces coupes de champs correspondent bien d'une méthode de calcul à l'autre, confirmant ces différents résultats.

Nous avons ensuite voulu évaluer la réponse angulaire de ce modèle. De façon générale, on sait que les réseaux induisent des comportements dispersifs, mais qu'au contraire les résonances peuvent être davantage robustes aux excitations à différents angles. Il n'y avait donc pas d'anticipation évidente dans notre cas, basé certes sur une résonance, mais avec une résonance médiée par un réseau. Toutefois, les résultats antérieurs cités dans les « guides Littrow » sur SOI [86] [87], suggèrent une faible dépendance à l'angle. L'absorption en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence a donc été tracée sur la *Figure 131*, ainsi qu'un zoom entre 940 nm et 950 nm pour des angles de 0°, 2.5°, 5° et 7.5°. On retrouve encore sur ces données spectro-angulaires ce décalage en longueurs d'ondes entre FDTD et RCWA, mais les résultats sont quasiment identiques. On constate ainsi que le pic de résonance à 944.5 nm passe progressivement à 942 nm avec l'augmentation de l'angle d'incidence. L'apparition du deuxième pic est déjà présente pour un angle de 2.5° et ils sont quasiment de même intensité pour un angle de 5°. Finalement, au-delà de 7.5° le deuxième pic prédomine.

Nous avons poussé l'étude pour un angle à 5° avec les deux pics bien distincts afin d'avoir les coupes des champs pour ces deux longueurs d'ondes. Les résultats TM de RCWA sont présentés sur la *Figure 132* (la FDTD donne les mêmes résultats avec toujours ce décalage en longueurs d'ondes). On constate ainsi que la figure de résonance du champ est « penchée » : au lieu d'observer un losange symétrique comme précédemment, on obtient maintenant une forme presque rectangulaire. Cela est bien observé pour le pic à 944.3 nm. Mais c'est moins évident à voir pour le deuxième pic, où une structure de rayons sous-jacente plus complexe (à deux boucles) semble se manifester.



*Figure 131 Réponse angulaire en configuration TM : Absorption en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. Zoom entre 940 nm et 950 nm pour des angles de 0° (en rouge), 2.5° (en noir), 5° (en vert) et 7.5° (en bleu). Comparaison RCWA et FDTD.*



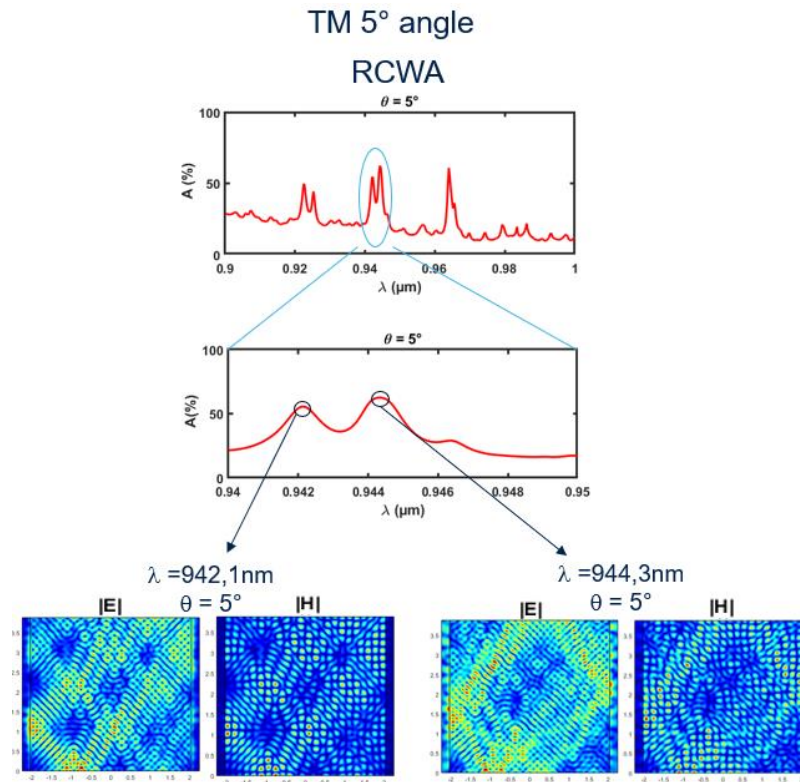


Figure 132 Absorption en fonction de la longueur d'onde avec un angle d'incidence de 5°. Coupe des champs sur les deux pics d'absorption à 942.1 nm et 944.3 nm. Résultats RCWA seulement.

En conclusion, à partir d'un certain angle d'incidence (5°), les pics de résonance sont décalés et perdent un peu en intensité. Il est donc important de rappeler que sur un vrai pixel muni d'une microlentille, les angles d'incidences étant plus élevés, ce phénomène de résonance serait fortement limité. Toutefois, une tolérance à l'angle sur une dizaine de degrés dans une bande passante de quelques nm (~0.5% de 940 nm) peut constituer un premier résultat non trivial en soi.

Finalement, afin de s'affranchir des conditions métalliques, nous avons étudiés un modèle 2D se rapprochant un peu plus de ce que l'on a sur un vrai pixel. Nous avons ainsi ajouté une couche d'oxyde de 400 nm en dessous du Si et avons remplacé les conditions métalliques par des PML. Seule la FDTD a été utilisée dans ce cas. On peut voir le nouveau modèle sur la Figure 133 (a.). Comme on peut le vérifier sur les courbes b. (résultats TM), on retrouve bien ici des pics de résonances, mais pas aux mêmes longueurs d'ondes que précédemment (logiquement compte tenu de phases à la réflexion différentes). Les coupes des champs E et H ont aussi été calculées pour le pic présent à 937.5 nm, elles montrent bien les mêmes figures de résonances que précédemment. Ainsi, avec seulement une couche d'oxyde agissant comme un miroir lorsque l'angle d'incidence sur cette couche est supérieur à l'angle de réflexion total, on peut obtenir le même type de résonances qu'avec des conditions métalliques.

En conclusion, ce modèle 2D nous a permis de vérifier qu'il était possible d'obtenir de telles résonances afin d'augmenter l'absorption dans la photodiode. Nous avons donc voulu étendre cette étude à un modèle 3D, pour se rapprocher du cas réel. La partie suivante se consacre à l'analyse d'un tel modèle 3D. Les résultats ont seulement été calculés par FDTD.

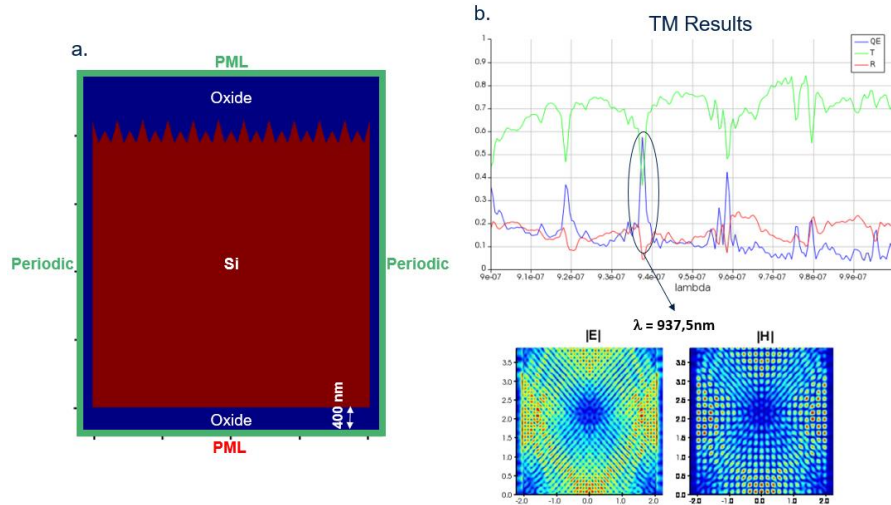


Figure 133 a. Nouveau modèle 2D avec une couche d'oxyde en dessous du Si et des PML au lieu de conditions métalliques. b. Résultats TM en FDTD de l'absorption (QE en bleu), la transmission (T en vert) et de la réflexion (R en rouge) en fonction de la longueur d'onde ainsi que les coupes des champs E et H pour le pic observé à 937.5 nm.

### 2.3. Extension au 3D

Pour le modèle 3D, nous avons choisi de conserver cette couche d'oxyde en dessous du Si et d'ajouter aussi une couche de cuivre de 160 nm afin d'imiter la première ligne de métal de nos pixels. On peut voir les différents détails de ce modèle sur la Figure 134. Les coupes en Z et en Y du modèle y sont en effet présentées. La coupe en Z représente une vue de dessus du pixel, au niveau de la moitié de la hauteur de la petite pyramide (au niveau du trait blanc de la coupe en Y). Cela nous permet de distinguer les petites pyramides des grandes : elles sont alternées d'une ligne et d'une colonne à l'autre. La coupe en Y prise au milieu de la coupe en Z nous permet de retrouver le modèle 2D étudié jusqu'à maintenant avec l'ajout de la couche de Cu supplémentaire.

Sur cette même figure, on a tracé la courbe de QE en fonction de la longueur d'onde (les cas TE et TM sont équivalents ici). Cependant, aucun pic de résonance distinct n'est présent. Une hypothèse concernant ce problème est que la périodicité dans les directions diagonales fait concurrence à celle dans les directions horizontales et verticales, limitant les différents pics de résonances dus à l'une ou l'autre période. Afin de limiter ceci, plusieurs configurations de structuration ont été testées. La Figure 135 présente une configuration où l'on a retiré une petite pyramide pour une ligne sur deux. Dans ce cas, des pics de résonance réapparaissent de façon semblable au système 2D de départ.

Nous avons donc étudié différentes coupes xy de champs pour différentes hauteurs z dans la photodiode transformée en résonateur 3D original. Ces résultats pour le pic à 968 nm sont présentés sur la Figure 136. Ces coupes sont difficiles à analyser mais on constate tout de même que pour la première et la dernière coupe (du haut vers le bas) correspondant au haut et au bas de la photodiode, le champ est concentré sur une zone nettement au milieu du plan xy de la photodiode, alors que pour la troisième coupe correspondant au milieu de la photodiode (dans le plan xz), il est bien davantage amené à sonder les bords de la photodiode. On arrive donc bien à reproduire la résonance souhaitée et augmenter fortement le QE à cette longueur d'onde.

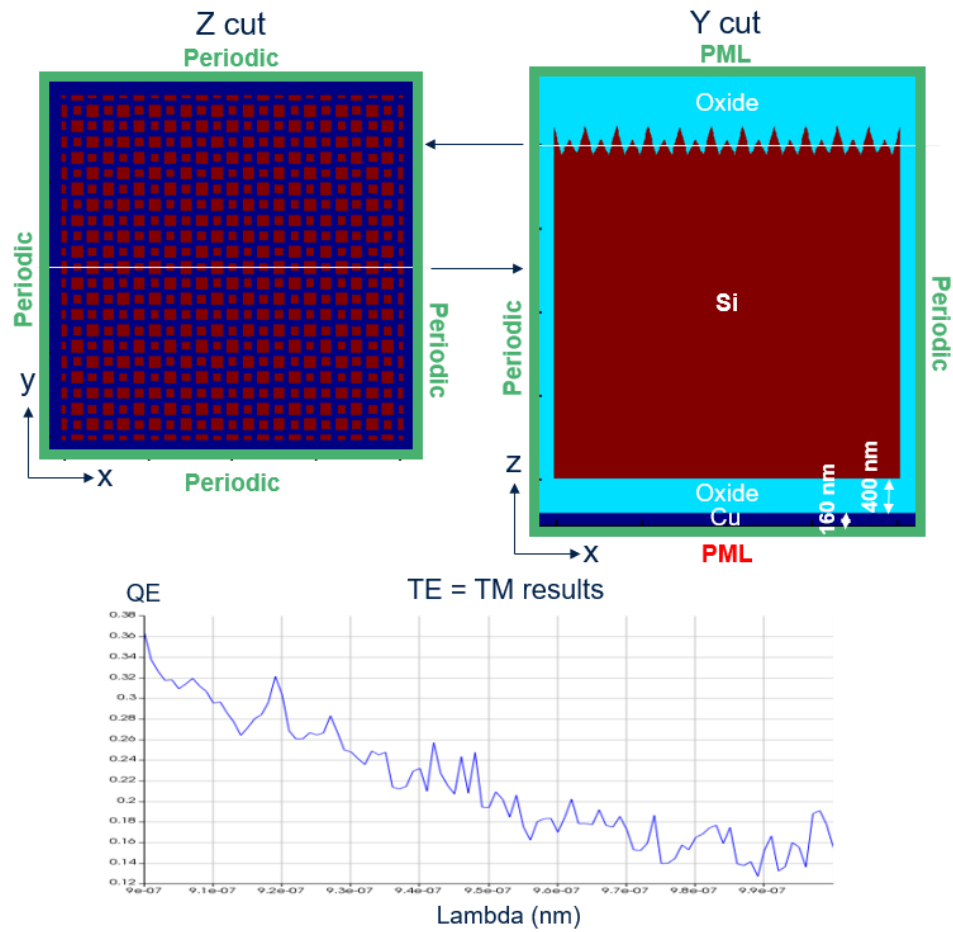


Figure 134 Schéma du modèle 3D avec les coupes xy et xz associées. Courbe de QE en fonction de la longueur d'onde.

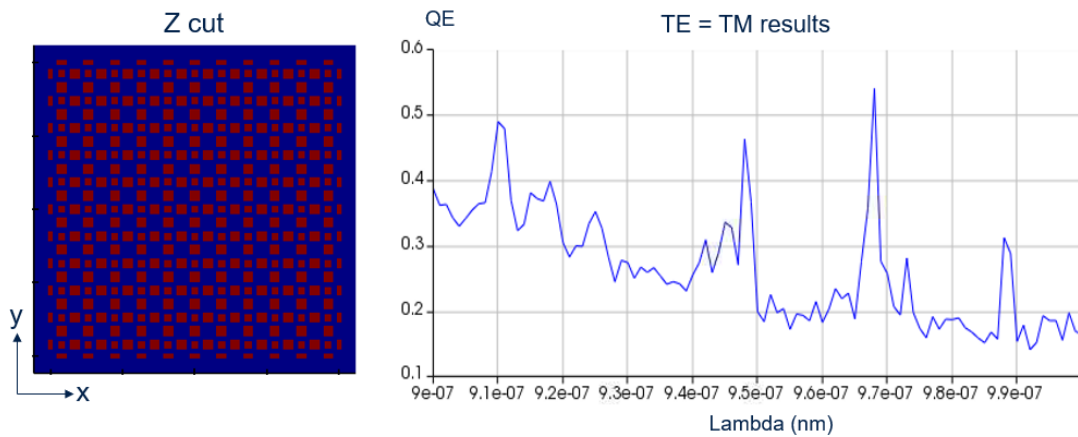


Figure 135 Coupe xy dans une configuration où l'on a retiré les petites pyramides une ligne sur deux par rapport à la configuration d'origine. Courbe de QE en fonction de la longueur d'onde.

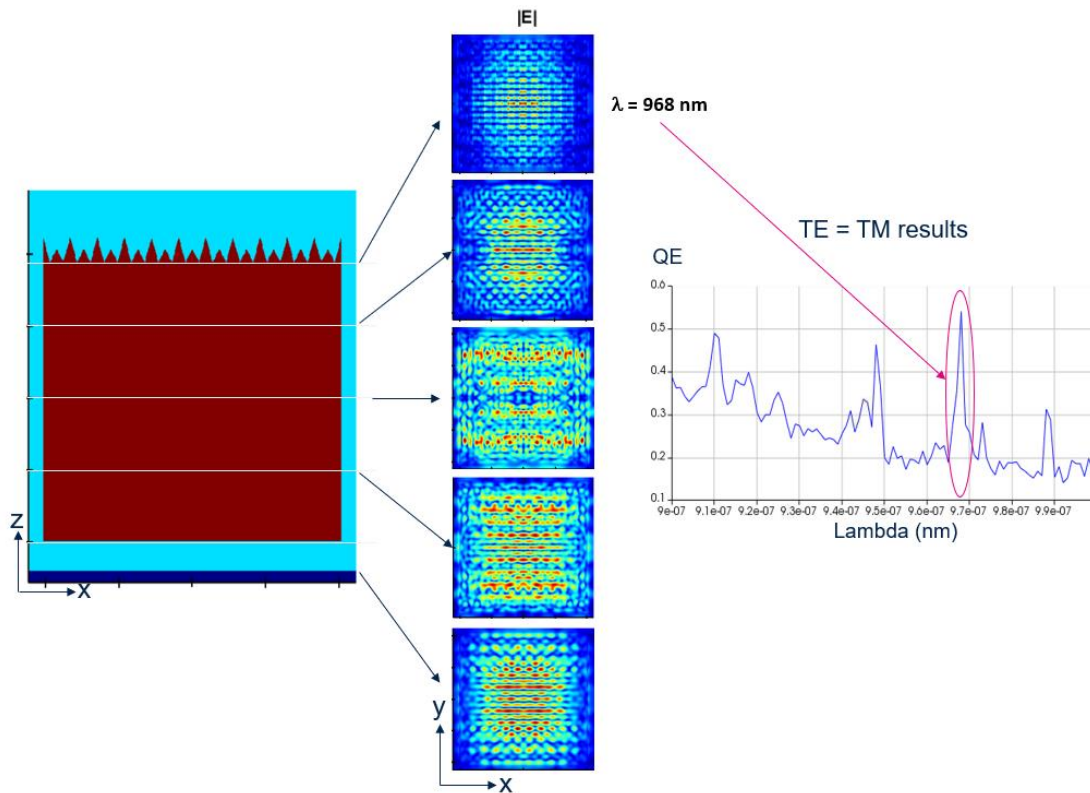


Figure 136 Différentes coupes en Z du champ E au niveau des traits blancs indiqués sur la coupe xz du pixel, correspondant au pic de résonance à 968 nm de la configuration de la Figure 135.

## 2.4. Etude avec une structuration rectangulaire

Pour finir cette étude, nous avons voulu savoir si ce type de résonance pouvait aussi s'obtenir avec une structuration rectangulaire et non pyramidale. En effet, d'un point de vue process, la réalisation de structures rectangulaires serait plus facile à réaliser. Il nous semblait donc intéressant de vérifier ce point (pour mémoire, les pyramides dans les publications [86] [87] étaient « couchées » dans le SOI, ce qui était relativement facile, le système étant quasi 2D dans un guide).

Nous présentons ainsi sur la Figure 137 le modèle 2D étudié avec les différentes dimensions des structures rectangulaires. Ces dimensions ont été choisies dans le même esprit que pour les pyramides. Les résultats des simulations FDTD TE et TM sont montrés sur la Figure 138. On retrouve bien des pics de résonances sur les courbes de QE en fonction de la longueur d'onde. Elles sont différentes de celles obtenues avec le modèle 2D et des pyramides, notamment car la couche de Cu n'était alors pas présente. De plus, pour ces différents pics, les figures de résonances correspondent à celles souhaitées. On en conclut donc qu'il est possible d'obtenir de telles résonances avec des structures rectangulaires et non pyramidales, ce qui peut être un atout au niveau du process.

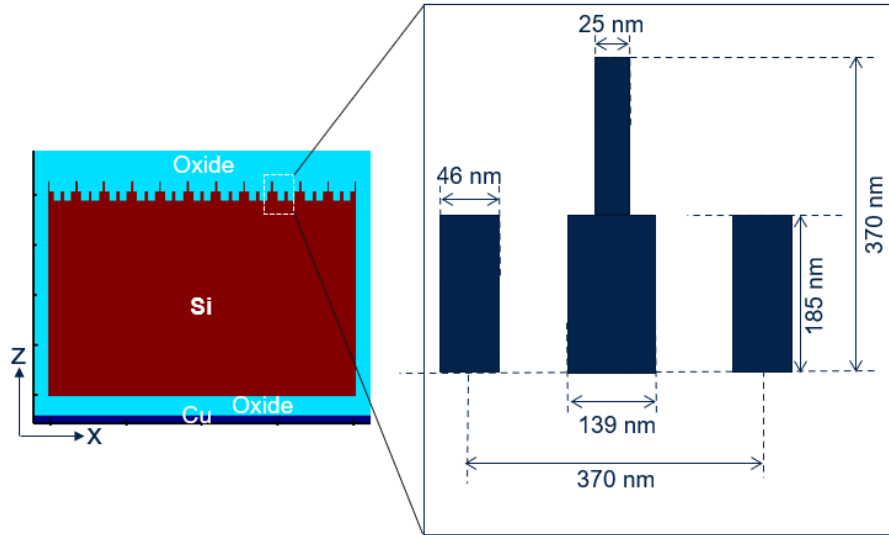


Figure 137 Modèle 2D avec une structuration rectangulaire.

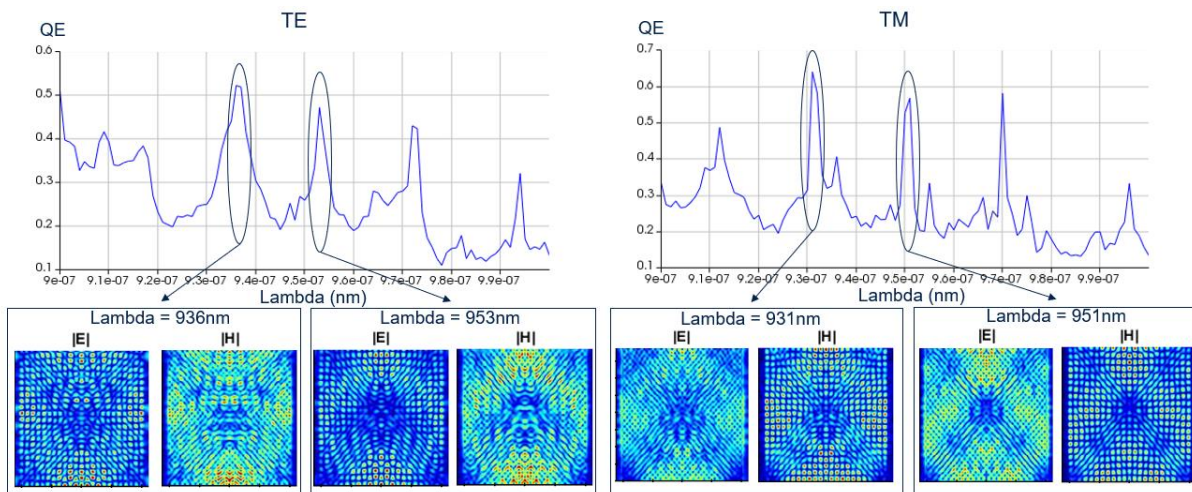


Figure 138 Courbe de QE en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations TE et TM et avec une structuration rectangulaire. Coupe des champs E et H pour les différents pics de résonance.

Finalement, nous avons voulu vérifier que l'extension au modèle 3D était aussi convaincante que le modèle 2D. Nous avons donc simulé la même configuration 3D des structures pyramidales vue précédemment sur la Figure 135, mais avec les structures rectangulaires. La courbe de QE en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la Figure 139. On constate cependant que dans ce cas, la courbe ne présente pas de pics de résonance. Il faudrait donc évaluer plus en détail les différentes dimensions des structures rectangulaires et la configuration utilisée afin de retrouver ce type de résonance. Par manque de temps, nous n'avons pas pu réaliser cette étude plus poussée. Toutefois, on ne suspecte pas de raison forte d'interdire la présence de ces résonances avec la structure diffractive ainsi simplifiée, il faut donc mieux comprendre les conditions de diffraction liées à ces structures.

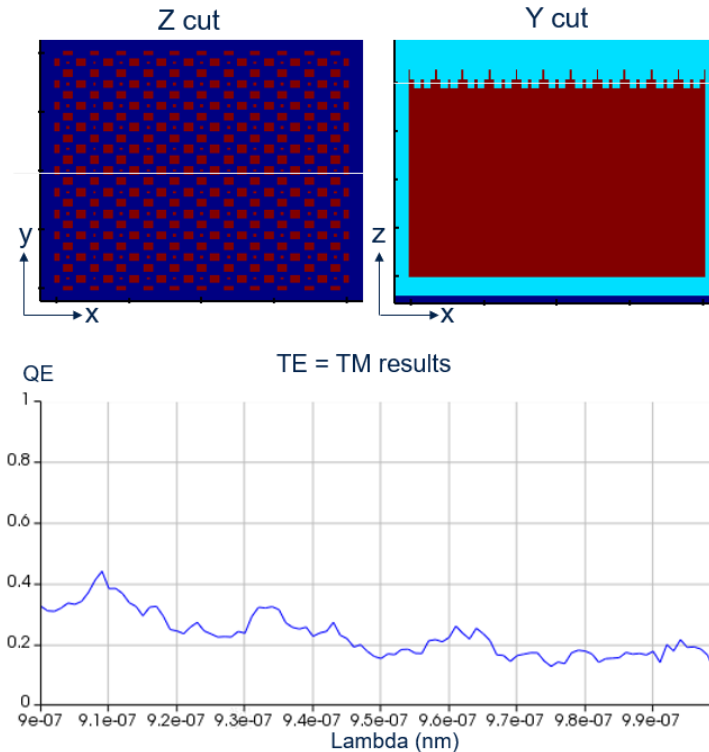


Figure 139 QE en fonction de la longueur d'onde pour la configuration de structures rectangulaires indiquée par les coupes Z et Y.

En conclusion, nous avons bien réussi à démontrer qu'il était possible d'obtenir de telles résonances sur un modèle simplifiée de pixel. Elles permettraient d'augmenter drastiquement le QE pour ces longueurs d'ondes de résonances, tout en limitant la profondeur d'EPI (4  $\mu\text{m}$  ici au lieu de 6  $\mu\text{m}$  dans nos différents pixels). Cette restriction correspond à des niches d'intérêt (notamment dans le suivi d'image formée par éclairage artificiel par un laser de type VCSEL, tel qu'utilisé dans la reconnaissance faciale). Il faudrait donc étudier plus précisément le rôle des différents paramètres de structuration (comme la période ou la hauteur des pyramides/rectangles) sur ces longueurs d'ondes de résonances et les valeurs d'absorptions à ces pics. En revanche, plusieurs aspects de l'étude limitent l'utilisation de telles structures dans un vrai pixel, comme la précision des différentes dimensions des structures en process, l'intolérance angulaire à l'échelle de  $> 10^\circ$  d'une telle structuration, mais aussi l'étroitesse spectrale de ces résonances qui favoriserait plutôt des applications de type spectroscopie que celles présentées dans le *chapitre 1*. Néanmoins, cette étude représente une bonne perspective à développer plus profondément pour répondre à notre problème de confinement de la lumière dans le pixel. On pourrait notamment penser à regarder la sensibilité à la taille de ces structures, pour se rapprocher des pitch de pixels de moins de 3  $\mu\text{m}$ .

### 3. Cristal photonique 1D avec un défaut combiné à la structuration

#### 3.1. Principe de fonctionnement

Cette dernière étude, ayant toujours pour objectif de confiner la lumière dans le pixel, combine deux objets optiques différents : un cristal photonique (PC de l'anglais Photonic Crystal) 1D muni d'un défaut pour la sélectivité spectrale, et la structuration (comme vu chez Gao et al. [56]). Le principe de fonctionnement du premier objet ainsi que l'application de la combinaison des deux, dans nos pixels, sont décrits dans cette partie.

Tout d'abord, un PC 1D est une structure périodique composée de deux matériaux avec différents indices de réfraction. Dans cette catégorie, on retrouvera des bandgaps photoniques (PBG de l'anglais Photonic Band Gaps) liés à la périodicité, connus aussi comme miroirs de Bragg (la propriété d'interdiction de propagation dans le gap est « interne », la réflexion de Bragg est davantage la conséquence « externe » de cette interdiction). Sur cette base périodique, l'introduction d'un défaut rompt la périodicité et introduit un mode de défaut qui sera localisé dans le PBG : exactement comme les états de défauts générés dans les bandes interdites des semiconducteurs (par le dopage ou par des impuretés « profondes »). D'un point de vue plus macroscopique, il existe deux types de PC 1D avec un défaut : les symétriques et les asymétriques. Ils sont décrits dans la *Figure 140* [88].

Ce système peut être dénommé de la façon suivante dans le cas asymétrique:  $A/(HL)^N D (HL)^N / S$  [88], avec A la couche d'air qui est généralement la couche de l'onde incidente, H et L les couches de hauts (High) et faible (Low) indices qui se répètent périodiquement N fois avant la couche de défaut D et N fois après, et la couche S qui est le substrat. Le système symétrique s'écrit  $A/(HL)^N D (LH)^N / S$ . Ces deux types de PC 1D avec défaut donnent des modes de défauts dans le PBG différents. Essentiellement, dans le cas symétrique, on compte deux modes de défauts alors que dans le cas asymétrique, il n'y en a qu'un seul. Optiquement, on peut en inférer la raison en voyant le mode de défaut comme un Fabry-Pérot construit sur la « cavité » minimale qu'est D, et où chaque demi-cristal fournit des phases à la réflexion telles qu'une condition de  $2\pi$  sur un aller-retour soit satisfaite. Les phases en jeu pour les deux cas (A ou S) sont à l'évidence différentes.

On peut constater la différence des modes entre A et S sur la *Figure 141* qui représente les courbes de transmission en fonction de la longueur d'onde pour ces deux types de PC 1D avec défaut (en polarisation TM, mais les résultats TE sont similaires en ce qui concerne le nombre de modes de défaut dans le PBG). On trouve les détails sur les différents matériaux utilisés dans la légende de cette figure. Ces courbes ont été tracées dans les deux cas pour plusieurs angles d'incidences allant de  $0^\circ$  à  $75^\circ$ . On peut voir que l'effet de cet angle d'incidence est entre autres de décaler en longueurs d'ondes vers le bleu tout le bandgap, et avec lui de décaler aussi ces modes de défauts. Et c'est exactement cette propriété spécifique que nous allons exploiter dans nos pixels.



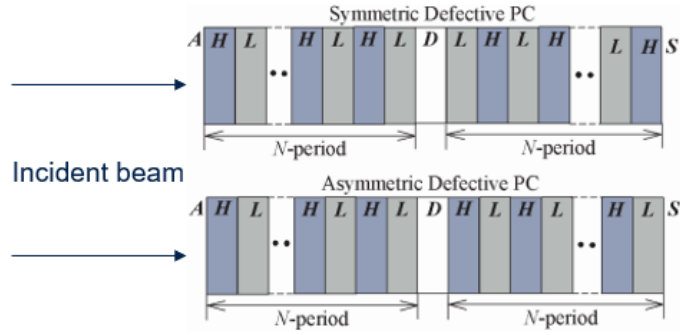


Figure 140 Schéma d'un PC 1D avec un défaut (D) et deux fois  $N$  périodes. Cas symétrique (en haut) et asymétriques (en bas). La couche A pour l'air qui est généralement la couche de l'onde incidente, H et L pour les couches de hauts et faibles indices respectivement. La couche S pour le substrat [88].

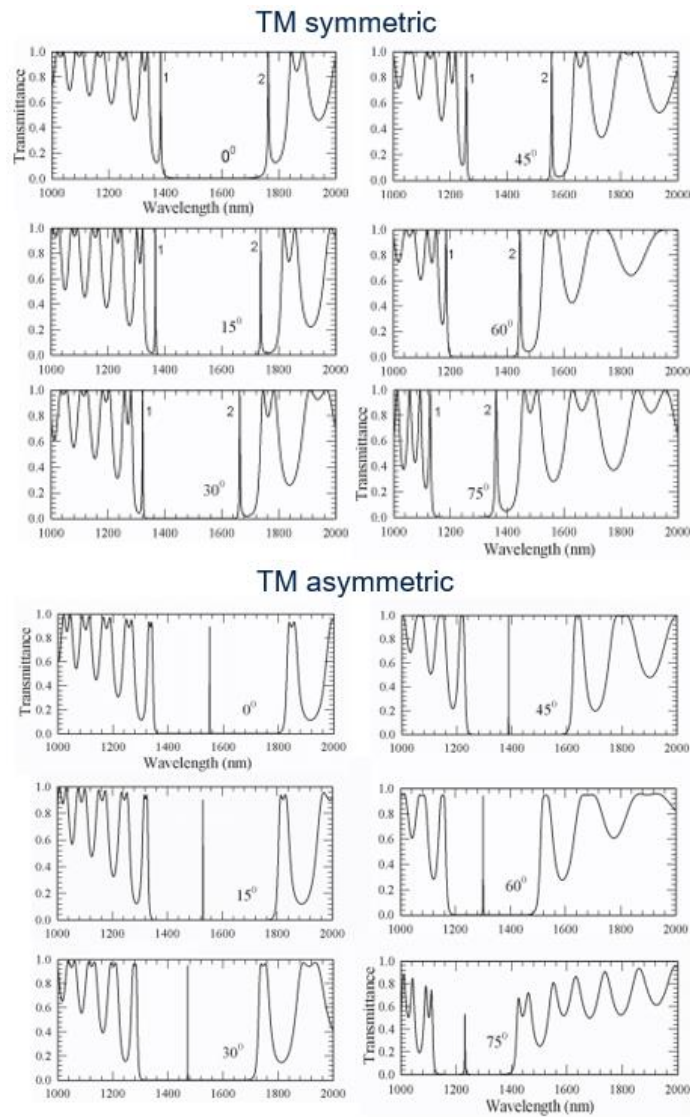


Figure 141 Transmission en fonction de la longueur d'onde pour un PC 1D avec un défaut pour une polarisation TM : comparaison entre le cas symétrique et asymétrique pour plusieurs angles d'incidences.  $n_H = 2.1$  ;  $n_L = n_D = 1.4$  ;  $N = 10$  ; Configuration en quart de longueur d'onde :  $n_L d_L = n_H d_H = \lambda/4$  [88].



L'idée générale de cette étude est indiquée sur la *Figure 142*. Le principe est résumé en trois étapes. Premièrement, on éclaire notre pixel avec une onde plane en incidence normale. On définit le PC 1D avec son défaut de manière asymétrique et avec les paramètres optiques des différentes couches tels que le mode de défaut se situe pour une longueur d'onde de 940 nm. La lumière incidente à 940 nm sera donc totalement transmise dans la photodiode. Deuxièmement, on implémente des structures diffractives en entrée de notre photodiode : l'onde lumineuse va ainsi être diffractée dans la photodiode. Ainsi, par réflexions multiples sur les bords de la photodiode, l'onde réfléchie va revenir sur le PC 1D avec un angle d'incidence non nul. C'est la troisième et dernière étape : comme l'angle d'incidence a changé, le mode de défaut se trouve à une longueur d'onde inférieure à 940 nm : la lumière à cette longueur d'onde sera donc totalement réfléchie dans la photodiode et ainsi de suite. On aura donc bien piégé la lumière dans le pixel.

Nous avons donc tout d'abord étudié les différentes propriétés d'un PC 1D avec un défaut, pour en définir une version finale que l'on implémentera tout d'abord dans un modèle 2D de pixel avec de la structuration et finalement dans un vrai pixel. Ces études se répartiront dans les trois sections suivantes.

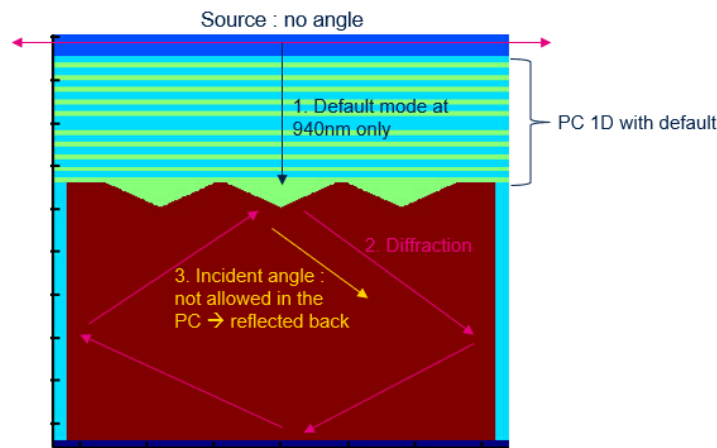


Figure 142 Schéma explicatif du principe de confinement de la lumière dans la photodiode par l'association d'un PC 1D avec défaut et la structuration.

### 3.2. Simulation 2D sur cristal photonique 1D avec un défaut

Dans un premier temps, il faut définir les différents paramètres du PC 1D avec un défaut que nous allons utiliser, c'est-à-dire définir les différentes couches A, H, L, D et S du système asymétrique  $A/(HL)^N D(HL)^N/S$ . Tout d'abord, la couche A est aussi dans notre cas de l'air. Les couches H et L que nous avons utilisées dans notre modèle sont une couche de  $Ta_2O_5$  et de  $SiO_2$  d'indice  $n_H$  et  $n_L$  égales à 2 et 1.45 respectivement, qui sont des matériaux usuels des couches minces, que nous utilisons pour faire l'antireflet dans nos pixels. La couche D est en fait une couche L pour maximiser la transmission, comme il est indiqué dans cet article [88]. Enfin, la couche S est le Si (la photodiode). Pour la dimension des couches L et H, nous nous sommes basés sur la configuration au premier ordre de Bragg, donc classiquement en quart de longueur d'onde à la longueur d'onde d'étude  $\lambda_0 = 940 \text{ nm}$  :  $n_L d_L = n_H d_H = \frac{\lambda_0}{4}$ , ce qui nous donne  $d_L = d_D = 162 \text{ nm}$  et  $d_H = 118 \text{ nm}$ .

Nous avons ainsi étudié seulement la transmission d'un tel PC 1D avec un défaut pour différentes valeurs de  $N$  (pour une onde plane avec un angle d'incidence nul), donc différentes finesses du pic de défaut. Les différents résultats sont présentés sur la *Figure 143*. On vérifie tout d'abord que plus  $N$  est élevé, plus le pic s'affine en longueur d'onde. De plus, on voit ici que pour  $N > 7$ , la transmission diminue. Ceci est ici uniquement un artefact lié à la résolution en longueur d'onde : si l'on avait plus de points, la transmission, comme celle d'un Fabry-Perot symétrique serait à la même valeur maximale unité que pour les  $N < 7$ . Finalement, on a bien réussi à créer ce mode de défaut autour de 940 nm. On remarque qu'il est légèrement décalé à 942 nm, ce qui est dû au maillage de la FDTD qui, par arrondi, ne reproduit pas exactement les valeurs exactes de  $d_L$  et  $d_H$ .

Nous avons ensuite voulu vérifier que ce pic se décalait en longueur d'onde avec l'angle d'incidence (repéré dans l'air). Plusieurs simulations ont donc été réalisées sur le PC 1D avec  $N=5$  (soit une FWHM du pic violet de  $\sim 30$  nm). La *Figure 144* montre les transmissions en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidences (en TE et en TM). On observe bien un décalage (shift) en longueur d'onde qui s'accroît lorsque l'angle augmente (on attend des lois en  $\cos(\theta)$  avec  $\theta$  l'angle moyen que voit le mode dans le système). On voit en effet sur la courbe du shift en fonction de l'angle d'incidence qu'il s'élève à plus de 40 nm à  $30^\circ$ . Pour finir, la transmission à 940 nm a aussi été tracée en fonction de ces angles. On voit qu'elle est très faible à partir de  $30^\circ$  et quasiment nulle à  $45^\circ$ . Ce qui signifie qu'à l'inverse, la réflexion sur le PC 1D pour de tels angles sera presque totale : c'est justement ce que l'on recherche. En effet, comme vu dans l'étude précédente, il nous est possible d'atteindre de tels angles grâce à la structuration.

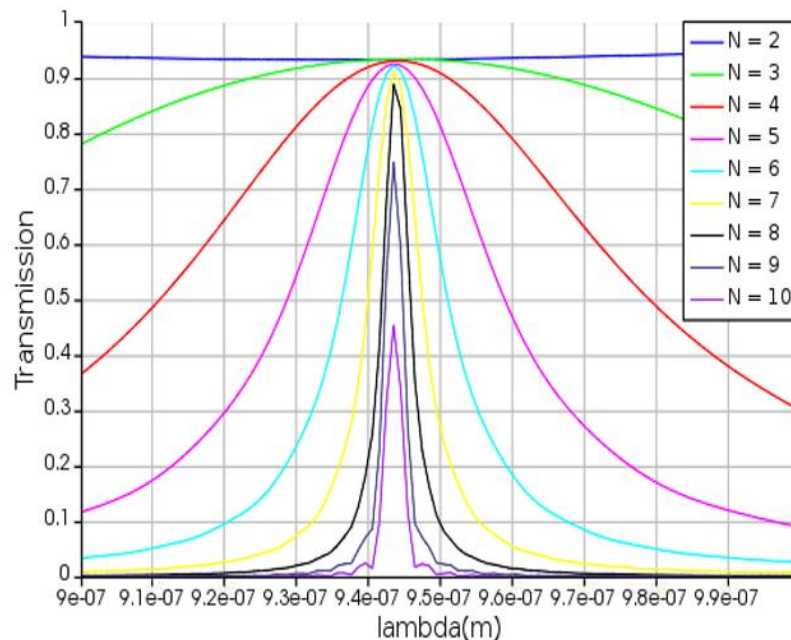


Figure 143 Transmission du PC 1D avec un défaut en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de  $N$ .

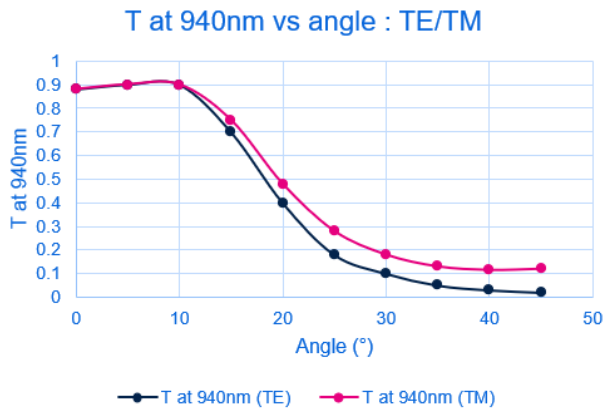
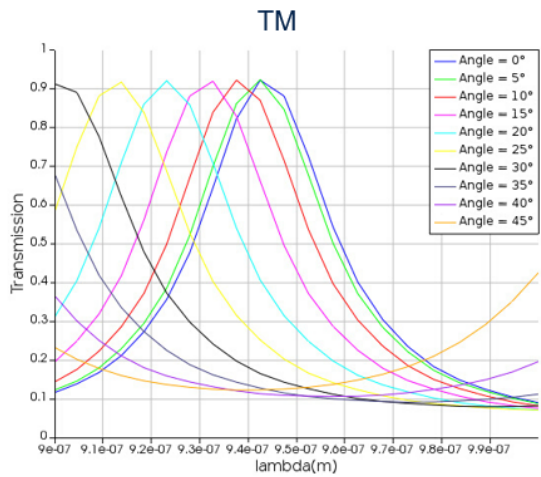
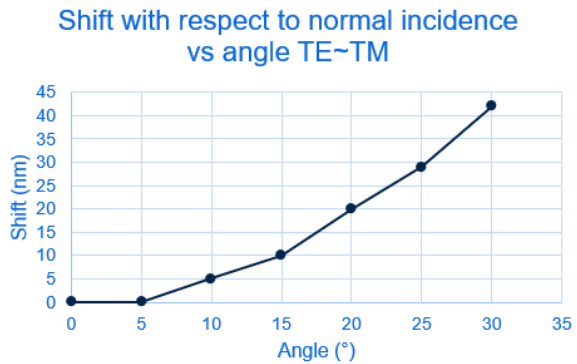
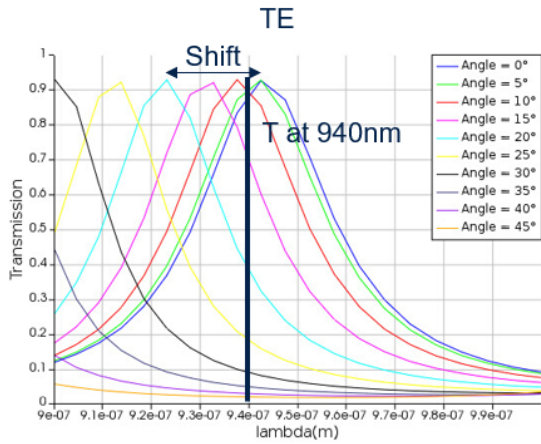


Figure 144 Transmission en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidences et pour  $N=5$  et TE et TM. L'écart (shift) des maximaux (en haut à droite) ainsi que la transmission à 940 nm (en bas à droite) en fonction des angles d'incidence.

Finalement, avant d'ajouter la structuration, nous voulions vérifier que nous observions le même comportement sur un modèle 2D du pixel avec des DTI et une couche de Cu en dessous du Si, comme indiqué sur la Figure 145. Nous avons donc évalué le QE en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de  $N$  sur ce modèle : les différentes courbes sont affichées sur la Figure 146.

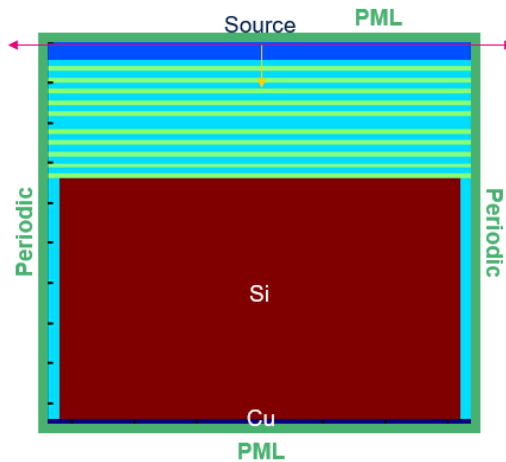


Figure 145 Modèle 2D de pixel avec le PC 1D avec un défaut.

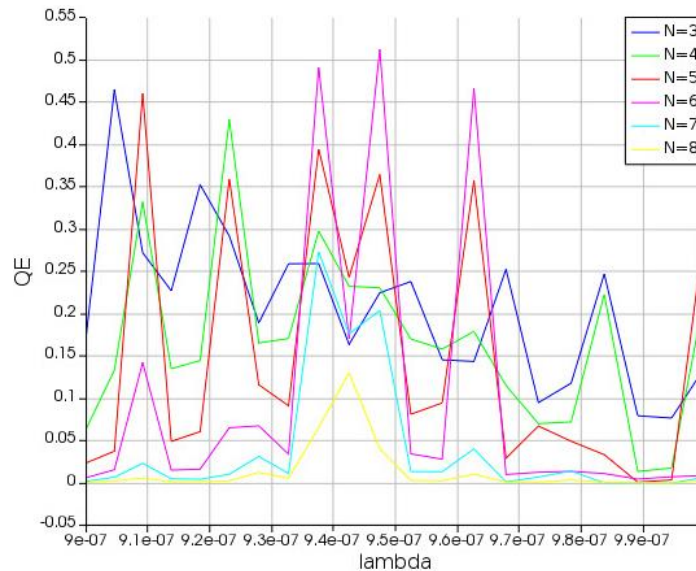


Figure 146 QE en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de N.

Lorsque N est faible (égal à 3), on observe un comportement identique à un simple Fabry-Perot. Cependant, lorsque N augmente, on retrouve un pic principal, qui a tendance à se dédoubler, autour de 940 nm, lié au mode de défaut comme vu précédemment. On notera tout de même que ce phénomène est plus difficilement atteignable avec ce modèle, car en concurrence avec la cavité dans le Si ainsi créée, probable responsable du dédoublement assez clair pour N = 5 ou 6, où l'on retrouve encore des intensités élevées alors qu'au-delà de N=7, on trouve bien un seul pic mais avec un QE nettement faiblissant. Nous allons donc étudier dans la section suivante si la structuration permet d'obtenir à nouveau le comportement attendu du PC 1D avec un défaut.

### 3.3. Modèle 2D complet

Nous avons donc ajouté à notre modèle 2D des structures diffractives en plus du PC 1D avec défaut. Comme nous voulons ensuite étudier ceci sur notre pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$ , nous avons utilisé pour ce modèle le même pitch et la même structuration qui nous donnait le maximum de QE pour ce pixel : trois pyramides de côté 800 nm et espacées de 100 nm. On peut voir le schéma de ce modèle sur la *Figure 147 (a.)*. En *b.*, les courbes de réflexion (en bleu), d'absorption dans le Si (en vert) et dans le métal (en rouge) en fonction de la longueur d'onde sont présentées pour les polarisations TE et TM avec N fixé à 5. On observe bien le comportement attendu avec un pic d'absorption autour des 940 nm en TE et en TM avec un gain notable par rapport à la configuration sans structuration présentée précédemment dans la *Figure 146*. La réflexion est assez faible, ce qui prouve bien que l'on a réussi à piéger la lumière dans le pixel à cette longueur d'onde. En revanche, le signal n'est pas exclusivement absorbé dans le silicium, le métal prend une part d'absorption de l'ordre du tiers ou du quart du silicium, provoquant un évident manque à gagner correspondant pour le QE.

Le pic n'étant pas non plus très net, nous avons réalisé des simulations en faisant varier la période N. Les différentes courbes de QE en fonction de la longueur d'onde sont tracées sur la *Figure 148*. Comme attendu, plus N augmente, plus le pic est distinct et s'affine spectralement. En revanche, cela semble aussi jouer sur la valeur de ce pic, notamment pour la polarisation TE. Il faudra donc trouver un compromis entre ces deux points selon l'application souhaitée.

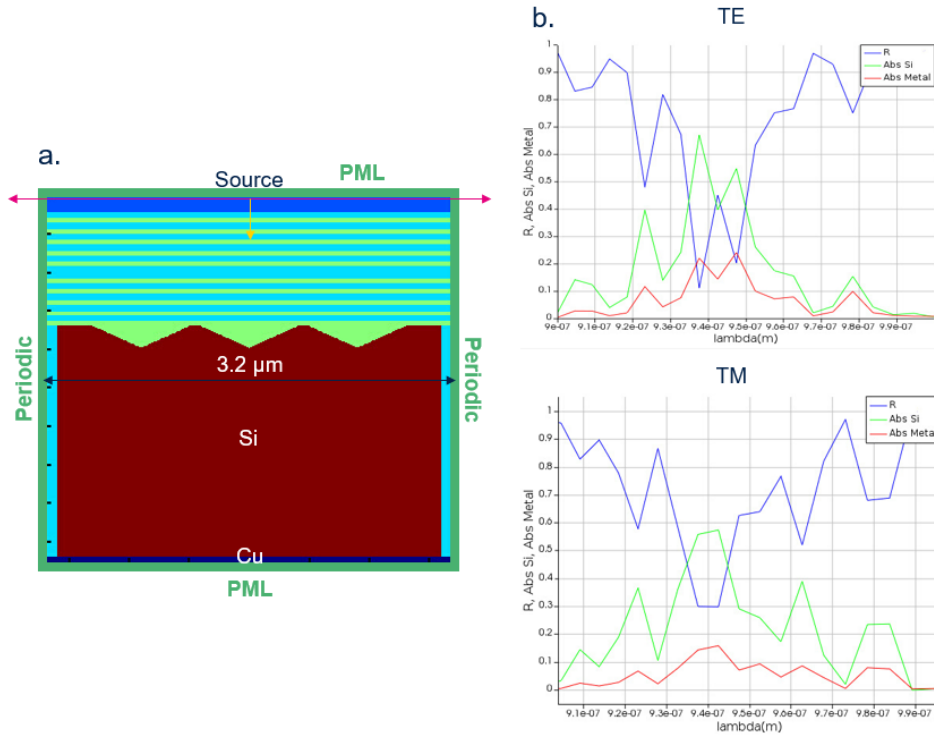


Figure 147 a. Modèle 2D avec association du PC 1D avec un défaut et de la structuration. b. Réflexion (en bleu), absorption dans le Si (en vert) et absorption dans le métal (en rouge) en fonction de la longueur d'onde pour  $N=5$  (cas TE et TM).

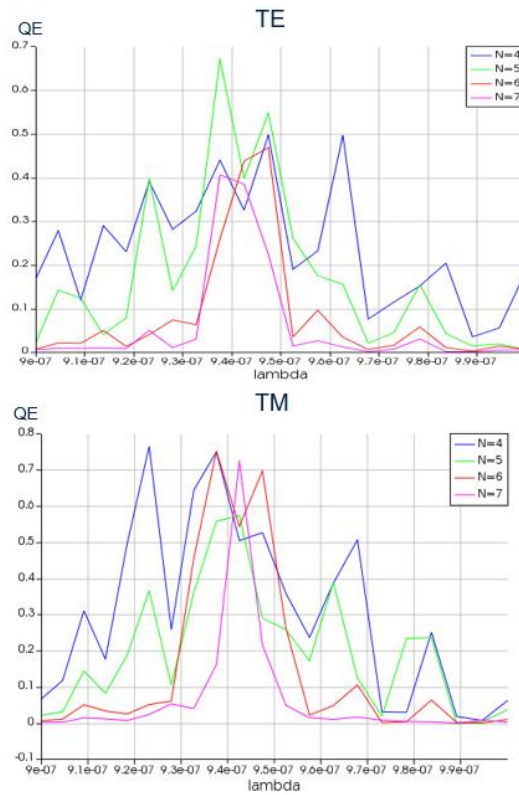


Figure 148 QE en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de  $N$  (cas TE et TM). PC 1D avec défaut et structuration associés.

### 3.4. Simulation 3D sur un vrai pixel

Pour finir, nous avons terminé cette étude par l'utilisation d'une telle association entre PC 1D avec défaut et structuration sur un pixel 3D industriel réaliste (le pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$ ).

Dans un premier temps, nous avons réalisé les simulations sans microlentille. On peut voir une coupe du pixel ainsi simulé sur la *Figure 149 (a.)*. En *b.*, on présente les courbes de QE, de réflexion et d'absorption dans les lignes de métaux en fonction de la longueur d'onde pour  $N = 5$  (TE et TM). On a encore une fois exactement la réponse attendue : on observe un pic de QE à 60% autour de 940 nm en TE et en TM (au lieu de 55% lorsque seule la structuration est utilisée : cf. *chapitre 2*). De plus, la réflexion est encore très faible à cette longueur d'onde (inférieure à 0.1 alors qu'elle vaut environ 0.25 lorsque seule la structuration est utilisée), mais les pertes dans les lignes métalliques sont importantes : les limiter pourrait fortement augmenter le QE. Nous avons donc bien réussi à piéger la lumière dans le pixel par cette association d'un PC 1D avec défaut et de la structuration, validant notre hypothèse de départ. Cette méthode permet en plus d'agir comme un filtre : seules les longueurs d'ondes autour de 940 nm peuvent entrer dans le pixel, les autres comprises dans le PBC sont totalement réfléchies. Cela représente donc un avantage double d'utiliser une telle association.

Cependant, lorsque l'on ajoute une microlentille comme dans les pixels réels, on n'observe plus du tout le même comportement. Des courbes similaires ont en effet été tracées sur la *Figure 150* avec l'ajout d'une microlentille. Dans ce cas, la réflexion à 940 nm redevient très importante : la lumière ne traverse pas le PC 1D car elle arrive désormais avec un angle d'incidence. Le procédé qui nous permet de réfléchir la lumière déjà présente dans la photodiode agit ici en amont et entraîne un effet inverse par rapport à celui souhaité. Comme on pouvait l'intuiter, cette méthode ne fonctionne que dans le cas d'une onde plane à incidence normale sur le plan du PC 1D, ce qui limite fortement son utilisation, dans l'état actuel de nos technologies.

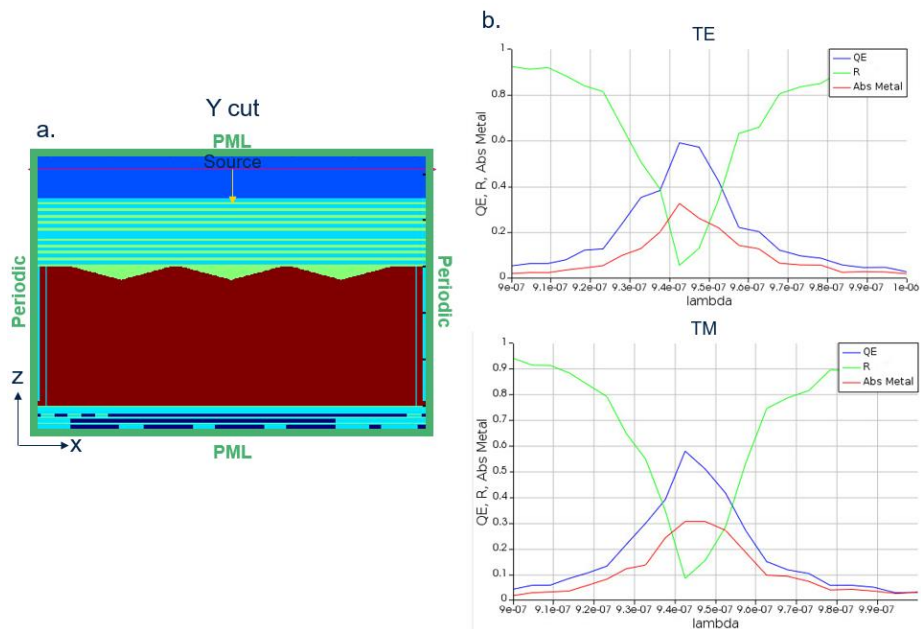


Figure 149 a. Coupe xz du pixel de pitch  $3.2 \mu\text{m}$  sans microlentille et avec l'association du PC 1D avec défaut et de la structuration. b. QE (en bleu), réflexion (en vert) et absorption dans les lignes métalliques (en rouge) en fonction de la longueur d'onde (TE et TM) avec  $N=5$ .

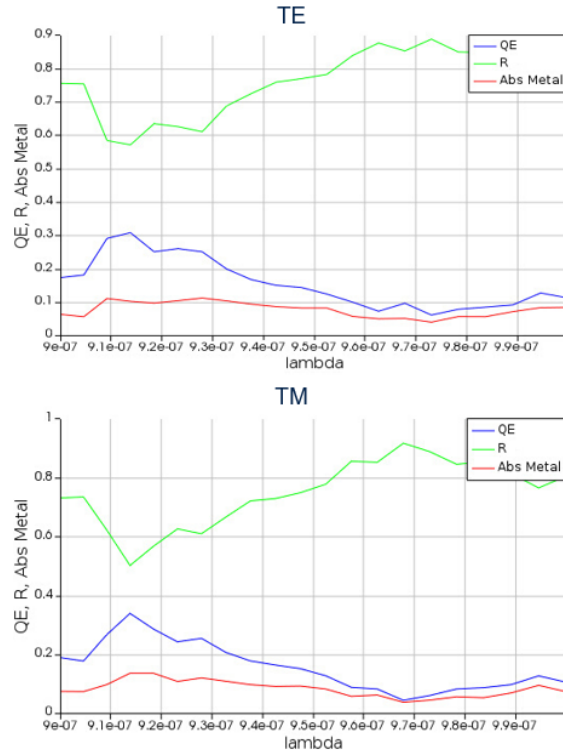


Figure 150 QE (en bleu), réflexion (en vert) et absorption dans les lignes métalliques (en rouge) en fonction de la longueur d'onde (TE et TM) avec  $N=5$  pour le pixel avec microlentille.

Ainsi, nous avons pu démontrer sur un pixel réel que l'association d'un PC 1D avec défaut et de la structuration nous permet de confiner la lumière dans le pixel pour une certaine longueur d'onde. L'ajout d'une microlentille perturbe son bon fonctionnement. On pourrait donc penser à retirer ces microlentilles sur certains pixels. Elles sont indispensables pour diriger les photons vers la photodiode uniquement pour les pixels ayant par exemple des zones mémoires à éviter (comme l'iTOF). Pour les autres pixels, cela pourrait très bien être une piste d'étude, notamment pour des pixels réalisés en technologie BackSide dont le gain apporté par la microlentille est relativement marginal. De plus, par manque de temps, une seule simulation avec un motif de structuration et une période  $N$  valant 5 a été réalisée ici. Il pourrait être intéressant de poursuivre l'étude avec d'autres valeurs de  $N$ , d'autres motifs de structuration et sur d'autres pixels, et notamment de combiner cette étude avec l'étude précédente qui étudie un mode résonant à  $45^\circ$  dans une photodiode carrée.

Une autre piste, enfin, est d'utiliser les « Fabry-Perot » hybrides proposés dans la référence [89] liée au travail de la thèse de Sandrine Villenave et au post-doctorat de Fatima Omeis. Ce sont des réseaux simples mais encagés dans un Fabry-Perot. Ils ont un pic de transmission accordable par le facteur de remplissage, et ils exhibent une tolérance angulaire bien plus grande que les Fabry-Perot usuels, en raison du rôle résonant de la structuration centrale.



## Conclusion

Nous avons étudié différentes structures permettant un certain confinement de la lumière dans le pixel afin d'améliorer QE et cross-talk simultanément.

Dans la première partie, l'étude s'est dirigée sur la compréhension des différentes cartographies de QE en fonction de la profondeur d'EPI et de la longueur d'onde sur un modèle 2D de pixel comportant un réseau de diffraction, qui est paramétré pour obtenir une intensité plus ou moins forte dans les ordres 0 ou 1. Les analyses sur deux périodes de réseau différentes n'ont pas abouti à une conclusion commune. Nous avons donc décidé de restreindre l'étude.

La deuxième partie s'est ainsi focalisée sur un modèle de pixel, comportant une photodiode carrée et une structuration présentant une configuration « Littrow », afin d'en exciter un mode résonant à 45° (sous forme de losange). Nous avons pu obtenir des résultats (et notamment des coupes de champs de la photodiode) attestant l'obtention d'une telle résonance, améliorant fortement le QE aux longueurs d'ondes de résonance. Nous avons aussi étendu l'étude à un modèle 3D qui a montré des résultats similaires.

La troisième partie a présenté une structure hybride entre un PC 1D avec défaut et un réseau de structure permettant de piéger la lumière dans la photodiode pour la longueur d'onde de résonance correspondant au mode de défaut du PC 1D, et choisie en fonction des différents paramètres structuraux (indices des matériaux et épaisseurs des différentes couches). Les études sur des modèles 2D, 3D mais aussi sur un pixel industriel (celui de pitch 3.2  $\mu\text{m}$ ) ont permis de valider le fonctionnement de cette structure hybride, augmentant ainsi le QE et diminuant fortement la réflexion de ce pixel à la résonance, par rapport aux précédentes structurations présentées dans le *chapitre 2*.

En conclusion, dans ce chapitre nous avons pu étudier des modèles plus théoriques (au sens où la structure choisie n'est pas de façon évidente fabricable dans une fonderie CMOS) ayant pour objectif de piéger la lumière dans nos pixels, avec une forme ou une autre de phénomène résonant : dans le comportement interne de la lumière ou dans sa « restriction d'accès » au silicium. Les différents résultats obtenus sont prometteurs et constituent une bonne base d'études afin de lancer une nouvelle génération de pixels avec un QE fortement amélioré et une réflexion limitée pour les applications du proche infrarouge.





# Conclusion générale

Au travers de cette thèse, nous avons dans un premier temps pu expliquer les différentes limitations liées aux performances optiques des capteurs d'images CMOS lorsque l'on travaille dans le proche infrarouge, et plus précisément à 940 nm. La principale cause est la faible absorption du Silicium pour de telles longueurs d'ondes, dû à la nature de son gap (indirect). Cela impactera donc d'une part le rendement quantique (QE), défini comme le rapport entre le nombre d'électrons photo-générés et le nombre de photons incidents au pixel, et d'autre part le cross-talk, qui est un signal parasite que l'on récupère dans le mauvais pixel, provenant d'un pixel voisin, où l'absorption ne s'est pas produite à une hauteur suffisante. Ce dernier paramètre, le cross-talk, est aussi fortement lié à la fonction de transfert de modulation (MTF), qui communique une information sur l'aptitude du système à résoudre différents niveaux de détails spatiaux de l'objet qui sera imagé sur le capteur. Dans une grande partie des usages à visée professionnelles des capteurs CMOS, la simulation réaliste de la MTF est une nécessité pour appréhender leur rôle dans les systèmes où ils sont mis en œuvre (surveillance, reconnaissance, traçage, etc...). Il s'agit donc de relier le monde des systèmes à ce que l'électromagnétisme peut nous dire à l'échelle d'un ou quelques pixels, sur l'existant et sur les façons de l'améliorer dans cette région de 940 nm.

Nous avons ainsi étudié des solutions potentielles à notre problématique provenant de différents domaines physiques comme les guides d'ondes, la plasmonique ou encore le photovoltaïque. Nous avons à cet effet réalisé une étude bibliographique de ces solutions tout en les situant dans l'état de l'art. Cela nous a permis d'en extraire la solution la plus adaptée à notre cas, c'est-à-dire une solution facilement réalisable au sein des salles blanches de *STMicroelectronics*, pour une commercialisation rapide, ce sujet étant en pleine expansion lors du début de cette thèse. La plus grande partie de cette thèse s'est donc focalisée sur la mise en place d'une nouvelle brique technologique appelée structuration. Son explication est plutôt triviale : il s'agit simplement de graver des structures dans le Silicium (comme des pyramides par exemple) afin que la lumière incidente soit diffractée dans le pixel, augmentant son chemin optique à l'intérieur de la photodiode et donc sa probabilité d'absorption. Mais elle est assez générique, et la taille typique des pixels, à peine au-dessus de la longueur d'onde, situe la question à un point délicat entre les diverses approches de l'optique, ni champ lointain, ni champ proche par exemple.

A l'aide d'un outil FDTD (de l'anglais Finite Difference Time Domain), nous avons ainsi pu simuler différentes structures liées au type de la gravure (humide ou sèche), dans différentes configurations (sous forme de réseau par exemple). Des mesures réalisées à la suite de ces simulations nous ont permis d'une part de valider les résultats obtenus en amont grâce aux simulations et d'autre part de confirmer le fort gain de QE obtenu grâce à la structuration. On a en effet observé des valeurs de QE sur certains pixels qui, à la longueur d'onde visée de 940 nm, faisaient plus que doubler par rapport au pixel sans structuration.

En comparant bon nombre de résultats (simulés et caractérisés) sur différents pixels, et en ayant donné quelques indications sur la robustesse des tendances établies sur un sous-ensemble de pixels malgré tout restreint, on a pu en déduire les paramètres les plus adaptés de ces structurations afin d'augmenter le QE. Tout d'abord, l'utilisation d'une gravure sèche plutôt que d'une gravure humide est à privilégier. En effet, non seulement elle nous apporte un degré de liberté supplémentaire sur la profondeur de gravure par rapport à la gravure humide (profondeur qui maximise le QE entre 200 et 400 nm), mais elle permet aussi de réaliser des structures privilégiant un certain axe de diffraction (comme des structures rectangulaires qui diffractent préférentiellement dans la direction opposée à leur longueur), ce qui conduit à limiter par exemple le signal parasite intra-pixel sur certains pixels comportant des zones mémoires. De plus, leur utilisation sous forme de réseau périodique avec les paramètres de réseau suivants semble également

maximiser le QE : une période autour de 500 nm et un facteur de remplissage de 0.4. Bien qu'on ait pu vérifier qu'une correspondance de ces valeurs avec des concepts robustes existait (l'angle de diffraction, la réflexion totale sur les tranchées), on peut dire à l'inverse que seul l'outil numérique pointe précisément vers ces valeurs dans notre contexte de pixels petits de quelques longueurs d'onde

Cependant, l'utilisation de ces structures diffractives, -- structures qui, fondamentalement, transfèrent aux photons un moment transverse « latéral » donc inter-pixel, -- entraîne par la même occasion une forte hausse du cross-talk et donc une baisse substantielle de la MTF : Une baisse qui se déclare souvent bien avant la fréquence de Nyquist. Nous avons en effet pu constater le compromis apporté par la structuration entre le QE et le cross-talk/MTF : plus le QE est élevé, plus la nuisance du cross-talk s'élève aussi (plus la MTF est faible). Afin de remédier à ce problème, nous avons utilisé un nouveau type de barrières entre les pixels : les BDTI (de l'anglais Backside Deep Trench Isolation) Aluminium à la place des anciens CDTI (de l'anglais Capacitive-DTI). Ces BDTI sont formées d'une couche d'Aluminium encapsulée dans de l'oxyde SiO<sub>2</sub>. Cette couche métallique permet de fortement diminuer la transmission au travers de ces barrières, réduisant ainsi drastiquement le cross-talk. C'est ce que l'on a pu observer sur différentes simulations et aussi confirmer par des mesures. En revanche, le QE global du pixel se trouve lui aussi impacté par ces barrières, car le métal absorbe une partie du signal, ce qui constitue du signal perdu, et entraîne donc une baisse du QE.

Finalement, observant que certaines structures permettaient de plus ou moins optimiser le compromis entre QE et cross-talk, sans schéma particulier correspondant entre les différents pixels (i.e. sans schéma ramenable aux concepts optiques de base), nous avons décidé de nous baser sur un algorithme d'optimisation : le Particle Swarm. Nous avons donc mis en place une méthodologie de simulation de cet algorithme. Dans un premier temps, nous avons seulement cherché à maximiser le QE. Grâce à la bonne entente et le travail acharné entre différentes équipes au sein de *STMicroelectronics*, certaines de ces structures ont pu être réalisées en process. Nous avons donc pu confirmer les simulations par des mesures et ainsi trouver des structures maximisant le QE sur certains pixels, tout-à-fait non triviaux. Dans un second temps, nous avons utilisé cet algorithme afin d'optimiser une figure de mérite (FoM), fusionnant maximisation du QE et diminution du cross-talk. Constatant que la marge de manœuvre était trop faible pour des isolations CDTI, car l'augmentation de QE par la structuration est dans ce cas exclusivement liée à la hausse de cross-talk, nous avons décidé d'effectuer nos recherches sur des isolations DTI simples (seulement de l'oxyde). Nous en avons déduit d'une part que la définition de la FoM était primordiale, et d'autre part qu'il était possible de trouver des structures répondant le mieux à ce compromis QE/cross-talk. L'étude sur des BDTI serait intéressante à mettre en œuvre par la suite : nous n'avons hélas pas pu la faire par manque de temps.

Ensuite, notre capacité à percer les tenants et aboutissants des simulations concernant le cross-talk nous a conduit à articuler le lien entre électromagnétisme et la fonction « système », qu'est la MTF. Remarquant qu'il n'existait pas de réelle méthodologie de simulation de la MTF dans la littérature (contrairement à un vaste corpus de caractérisation de la MTF), nous avons décidé de mettre en place une telle méthode. Nous en avons ainsi comparé deux, l'une se basant sur le calcul de la PSF (de l'anglais Point Spread Function), et l'autre très similaire à la méthode de mesure : le bord incliné. Les limites de la première nous semblent sévères. Nous nous sommes ainsi logiquement concentrés exclusivement sur la seconde méthode, le but étant de prédire sur cette base électromagnétique les résultats obtenus en caractérisation, ladite caractérisation étant plutôt perçue comme une « caractérisation système ». Par des études de convergences sur différents paramètres, nous avons pu définir les conditions de simulation à

mettre en œuvre, et nous avons ainsi pu comparer les résultats obtenus en simulation aux caractérisations, sur deux pixels différents. Nous avons également constaté que les différentes tendances étaient respectées par rapport, d'une part à la direction de la MTF (horizontale ou verticale), et d'autre part au type de structuration utilisé (diffractant préférentiellement dans la direction horizontale ou verticale). Cette étude nous permettra donc à l'avenir de pouvoir prédire ce paramètre système, et ainsi d'avoir en amont les résultats sur le compromis entre QE et MTF (même s'il faudrait effectuer cette méthodologie sur davantage de points que ce que l'on a présenté). L'utilisation de l'algorithme d'optimisation sur ces deux paramètres simultanément serait d'ailleurs une perspective très intéressante.

Pour finir, nous avons dans une dernière partie de ce mémoire étudié plus théoriquement (seulement en simulation : au sens où la structure choisie n'est pas de façon évidente fabricable dans une fonderie CMOS) trois solutions différentes ayant pour objectif commun de confiner la lumière dans le pixel, et donc d'augmenter le QE, mais aussi de restreindre le cross-talk. La première étude, réalisée seulement sur un modèle simplifié 2D de pixel, a porté sur l'influence de la valeur d'intensité dans les différents ordres d'un réseau de structures, introduit dans ce modèle, sur le QE. Nous avons pu identifier d'où venaient les différentes résonances des cartographies de QE en fonction de la profondeur d'EPI et de la longueur d'onde. En revanche, nous n'avons pas pu conclure quant aux bienfaits de tel ou tel degré d'intensité dans les ordres 0 ou 1. Cette étude serait donc intéressante à poursuivre. On pourrait dire d'une certaine façon que cette difficulté à conclure conforte au moins indirectement la non-trivialité de la problématique générale pour les types de pixels et les tailles de quelques longueurs d'onde visées, point évoqué dans la discussion des autres parties plus proches de l'expérimental dans ce mémoire.

Dans un second temps, nous nous sommes limités au cas d'une photodiode carrée (profondeur = côté). L'objectif était ici d'exciter des modes résonants à  $45^\circ$  (sous forme de losange). Par l'utilisation d'une structuration particulière (période double constituée de deux types de pyramides plus ou moins grandes), nous avons pu observer de telles résonances dans un modèle 2D puis dans un modèle 3D, qui augmentaient ainsi drastiquement le QE aux longueurs d'ondes de résonance. Nous avons également reproduit ces structures avec des procédés de gravure sèche (plus facilement réalisable en salle blanche), et avons démontré que l'on pouvait les obtenir à nouveau dans le modèle 2D, le modèle 3D restant à être étudié plus en profondeur dans ce cas. Cette étude représente aussi une perspective très intéressante. La dépendance angulaire des résonances est un des aspects ou beaucoup reste encore à faire.

Pour finir, la dernière étude s'est concentrée autour d'une structure hybride fusionnant cristal photonique 1D (PC 1D) avec défaut et réseau de structure. Par l'analyse d'un modèle 2D, puis d'un modèle 3D, pour finir sur un pixel industrialisé (de pitch  $3.2 \mu\text{m}$ ), nous avons pu démontrer l'efficacité d'une telle structure hybride pour piéger la lumière dans la photodiode à la longueur d'onde de résonance du mode de défaut du PC 1D, que nous avons paramétré pour que cette longueur d'onde soit, là encore, autour des 940 nm. En comparant à la structuration qui maximisait le QE sur ce pixel, nous avons d'une part observé une amélioration du QE mais aussi une chute de la réflexion hors du pixel, la lumière étant bien piégée dans le pixel. Il faudrait en revanche limiter l'absorption dans les couches métalliques qui sont à l'origine d'une perte assez importante de signal. Une étude plus poussée sur ce sujet, et notamment sur la tolérance angulaire, constitue une autre perspective intéressante. En conclusion, les différents résultats obtenus sont donc très prometteurs et constituent une bonne base d'études afin de lancer une nouvelle génération de pixels avec des performances optiques améliorées pour les applications du proche infrarouge.

# Glossaire

**ARC** : Anti Reflective Coating

**AR / VR** : Augmented Reality / Virtual reality

**BDTI** : Backside Deep Trench Isolation

**BSI** : Backside

**CCD** : Charge Coupled Device

**CDTI** : Capacitive Deep Trench Isolation

**CMOS** : Complementary Metal Oxide Semiconductor

**DBR** : Distributed Bragg Reflector

**DTI** : Deep Trench Isolation

**EPI** : Epitaxy

**ESF** : Edge Spread Function

**FDTD** : Finite Difference Time Domain

**FSI** : Frontside

**iTOF** : indirect Time Of Flight

**LIDAR** : Laser Imaging Detection And Ranging

**LOBO** : LOgical light BLOcking

**LSF** : Line Spread Function

**MTF** : Modulation Transfer Function

**NIR** : Near Infrared Range

**Ny** : Nyquist frequency

**PLC** : Package Level Characterization

**PLS** : Parasitic Light Sensitivity

**PML** : Perfectly Matched Layers

**PSF** : Point Spread Function

**QE** : Quantum Efficiency

**VCSEL** : Vertical Cavity Surface Emitting Laser

**WLC** : Wafer Level Characterization

# **Références bibliographiques**



- [1] W. Boyle and G. E. Smith, "Buried channel charge coupled devices". US patent US3792322A, April 1973.
- [2] M. F. Tompsett, "CHARGE TRANSFER MAGING DEVICES," US patent US4085456 A, Aug. 1972.
- [3] Robert H. Nixon, Sabrina E. Kemeny, Craig O. Staller, Eric R. Fossum, "128 x 128 CMOS photodiode-type active pixel sensor with on-chip timing, control, and signal chain electronics," *SPIE Proc.*, vol. 2415, 1995.
- [4] E. R. Fossum, "CMOS Image Sensors: Electronic Camera-On-A-Chip," *IEEE Trans. ELECTRON DEVICES*, vol. 44, no. 10, p. 10, 1997.
- [5] A. E. Gamal and H. Eltoukhy, "CMOS image sensors," *IEEE Circuits & Devices magazine*, p. 15, 2005.
- [6] K. Rose, S. Eldridge, and L. Chapin, "The Internet of Things: An Overview," p. 54.
- [7] "[https://www.yolegroup.com/product/report/status-of-cis-industry-2022/.](https://www.yolegroup.com/product/report/status-of-cis-industry-2022/)", consulté le Dec. 05, 2022.
- [8] J. Yun *et al.*, "A 0.6  $\mu\text{m}$  Small Pixel for High Resolution CMOS Image Sensor with Full Well Capacity of 10,000e- by Dual Vertical Transfer Gate Technology," *IEEE Symposium on VLSI Technology & Circuits Digest of Technical Papers*, p. 2, Jul. 2022.
- [9] E. R. Fossum, "Active Pixel Sensors: Are CCDs dinosaurs?," *Proc SPIE CCDs Opt. Sens. III*, vol. 1900, pp. 2–14, 1993.
- [10] M. Mori, M. Katsuno, S. Kasuga, T. Murata, and T. Yamaguchi, "1/4-inch 2-mpixel MOS image sensor with 1.75 transistors/pixel," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 39, no. 12, p. 5, 2004.
- [11] Axel Crocherie, "Modélisation de la diffraction dans les pixels de capteurs d'images CMOS," Thèse, 2009.
- [12] M. S. Ünlü, M. K. Emsley, O. I. Dosunmu, P. Muller, and Y. Leblebici, "High-speed Si resonant cavity enhanced photodetectors and arrays," *J. Vac. Sci. Technol. Vac. Surf. Films*, vol. 22, no. 3, p. 781, 2004, doi: 10.1116/1.1647591.
- [13] E. Ozbay, M. S. Islam, B. Onat, E. Towe, R. H. Henderson, and M. S. Unlu, "Fabrication of high-Speed Resonant Enhanced Schottky Photo," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, p. 3, May. 5 1997.

- [14] H. Cansizoglu *et al.*, “A New Paradigm in High-Speed and High-Efficiency Silicon Photodiodes for Communication—Part I: Enhancing Photon–Material Interactions via Low-Dimensional Structures,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 65, no. 2, pp. 372–381, Feb. 2018, doi: 10.1109/TED.2017.2779145.
- [15] E. Yablonovitch, “Statistical ray optics,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, no. 7, p. 899, Jul. 1982, doi: 10.1364/JOSA.72.000899.
- [16] E. Yablonovitch and G. D. Cody, “Intensity Enhancement in Textured Optical Sheets for Solar Cells,” *IEEE Trans. ELECTRON DEVICES*, no. 2, p. 6, 1982.
- [17] E. Garnett and P. Yang, “Light Trapping in Silicon Nanowire Solar Cells,” *Nano Lett.*, vol. 10, no. 3, pp. 1082–1087, Mar. 2010, doi: 10.1021/nl100161z.
- [18] D. R. Kim, C. H. Lee, P. M. Rao, I. S. Cho, and X. Zheng, “Hybrid Si Microwire and Planar Solar Cells: Passivation and Characterization,” *Nano Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 2704–2708, Jul. 2011, doi: 10.1021/nl2009636.
- [19] T. J. Kempa *et al.*, “Coaxial multishell nanowires with high-quality electronic interfaces and tunable optical cavities for ultrathin photovoltaics,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 109, no. 5, pp. 1407–1412, Jan. 2012, doi: 10.1073/pnas.1120415109.
- [20] S. Jeong, M. D. McGehee, and Y. Cui, “All-back-contact ultra-thin silicon nanocone solar cells with 13.7% power conversion efficiency,” *Nat. Commun.*, vol. 4, no. 1, p. 2950, Dec. 2013, doi: 10.1038/ncomms3950.
- [21] H. Lin *et al.*, “Developing controllable anisotropic wet etching to achieve silicon nanorods, nanopencils and nanocones for efficient photon trapping,” *J. Mater. Chem. A*, vol. 1, no. 34, p. 9942, 2013, doi: 10.1039/c3ta11889d.
- [22] Y. Gao *et al.*, “Photon-trapping microstructures enable high-speed high-efficiency silicon photodiodes,” *Nat. Photonics*, vol. 11, no. 5, pp. 301–308, May 2017, doi: 10.1038/nphoton.2017.37.
- [23] S.-F. Leung *et al.*, “Efficient Photon Capturing with Ordered Three-Dimensional Nanowell Arrays,” *Nano Lett.*, vol. 12, no. 7, pp. 3682–3689, Jul. 2012, doi: 10.1021/nl3014567.
- [24] J. L. Donnelly *et al.*, “Mode-based analysis of silicon nanohole arrays for photovoltaic applications,” *Opt. Express*, vol. 22, no. S5, p. A1343, Aug. 2014, doi: 10.1364/OE.22.0A1343.
- [25] P. Spinelli, M. A. Verschuuren, and A. Polman, “Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators,” *Nat. Commun.*, vol. 3, no. 1, p. 692, Jan. 2012, doi: 10.1038/ncomms1691.

- [26] M. S. Branham *et al.*, “15.7% Efficient 10- $\mu\text{m}$ -Thick Crystalline Silicon Solar Cells Using Periodic Nanostructures,” *Adv. Mater.*, vol. 27, no. 13, pp. 2182–2188, Apr. 2015, doi: 10.1002/adma.201405511.
- [27] S. E. Han and G. Chen, “Toward the Lambertian Limit of Light Trapping in Thin Nanostructured Silicon Solar Cells,” *Nano Lett.*, vol. 10, no. 11, pp. 4692–4696, Nov. 2010, doi: 10.1021/nl1029804.
- [28] I. Oshiyama *et al.*, “Near-infrared sensitivity enhancement of a back-illuminated complementary metal oxide semiconductor image sensor with a pyramid surface for diffraction structure,” in *2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, San Francisco, CA, USA, Dec. 2017, p. 16.4.1-16.4.4. doi: 10.1109/IEDM.2017.8268403.
- [29] S. Yokogawa *et al.*, “IR sensitivity enhancement of CMOS Image Sensor with diffractive light trapping pixels,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, p. 3832, Dec. 2017, doi: 10.1038/s41598-017-04200-y.
- [30] K. Zang *et al.*, “Silicon single-photon avalanche diodes with nano-structured light trapping,” *Nat. Commun.*, vol. 8, no. 1, p. 628, Dec. 2017, doi: 10.1038/s41467-017-00733-y.
- [31] F. Khan, S.-H. Baek, J. Kaur, I. Fareed, A. Mobin, and J. H. Kim, “Paraboloid Structured Silicon Surface for Enhanced Light Absorption: Experimental and Simulative Investigations,” *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 10, no. 1, p. 376, Dec. 2015, doi: 10.1186/s11671-015-1087-9.
- [32] K. Kim *et al.*, “Whispering gallery modes enhance the near-infrared photoresponse of hourglass-shaped silicon nanowire photodiodes,” *Nat. Electron.*, vol. 2, no. 12, pp. 572–579, Dec. 2019, doi: 10.1038/s41928-019-0317-z.
- [33] S. S. P. Konedana, E. Vaida, V. Viller, and G. Shalev, “Optical absorption beyond the Yablonovitch limit with light funnel arrays,” *Nano Energy*, vol. 59, pp. 321–326, May 2019, doi: 10.1016/j.nanoen.2019.02.039.
- [34] S.-F. Leung *et al.*, “Light Management with Nanostructures for Optoelectronic Devices,” *J. Phys. Chem. Lett.*, vol. 5, no. 8, pp. 1479–1495, Apr. 2014, doi: 10.1021/jz500306f.
- [35] Y. Yao *et al.*, “Broadband light management using low-Q whispering gallery modes in spherical nanoshells,” *Nat. Commun.*, vol. 3, no. 1, p. 664, Jan. 2012, doi: 10.1038/ncomms1664.
- [36] K. J. Yu *et al.*, “Light Trapping in Ultrathin Monocrystalline Silicon Solar Cells,” *Adv. Energy Mater.*, vol. 3, no. 11, pp. 1401–1406, Nov. 2013, doi: 10.1002/aenm.201300542.
- [37] J. Zhu, C.-M. Hsu, Z. Yu, S. Fan, and Y. Cui, “Nanodome Solar Cells with Efficient Light Management and Self-Cleaning,” *Nano Lett.*, vol. 10, no. 6, pp. 1979–1984, Jun. 2010, doi: 10.1021/nl9034237.

- [38] Y.-F. Huang *et al.*, "Improved broadband and quasi-omnidirectional anti-reflection properties with biomimetic silicon nanostructures," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 2, no. 12, pp. 770–774, Dec. 2007, doi: 10.1038/nnano.2007.389.
- [39] J. E. Harvey and R. N. Pfisterer, "Understanding diffraction grating behavior: including conical diffraction and Rayleigh anomalies from transmission gratings," *Opt. Eng.*, vol. 58, no. 08, p. 1, Aug. 2019, doi: 10.1117/1.OE.58.8.087105.
- [40] S. W. Schmitt, G. Sarau, and S. Christiansen, "Observation of strongly enhanced photoluminescence from inverted cone-shaped silicon nanostructures," *Sci. Rep.*, vol. 5, no. 1, p. 17089, Dec. 2015, doi: 10.1038/srep17089.
- [41] W. Lee, K. Lee, U. Kwon, J. H. Kim, and J. Ahn, "IMAGE SENSORS HAVING GRATING STRUCTURES THEREIN THAT PROVIDE ENHANCED DIFFRACTION OF INCIDENT LIGHT," US patent US 2020/0075656 A1, Mar. 5, 2020, p. 26.
- [42] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 4, pp. 615–627, Apr. 1995, doi: 10.1109/50.372474.
- [43] A. Maese-Novo *et al.*, "Wavelength independent multimode interference coupler," *Opt. Express*, vol. 21, no. 6, p. 7033, Mar. 2013, doi: 10.1364/OE.21.007033.
- [44] E. Cobo *et al.*, "Design of a CMOS image sensor pixel with embedded polysilicon nano-grating for near-infrared imaging enhancement," *Applied optics*, vol. 61, p. 9, Feb. 2022.
- [45] G. Quaranta, G. Basset, O. J. F. Martin, and B. Gallinet, "Recent Advances in Resonant Waveguide Gratings," *Laser Photonics Rev.*, vol. 12, no. 9, p. 1800017, Sep. 2018, doi: 10.1002/lpor.201800017.
- [46] Y.-C. Lee, C.-F. Huang, J.-Y. Chang, and M.-L. Wu, "Enhanced light trapping based on guided mode resonance effect for thin-film silicon solar cells with two filling-factor gratings," *Opt. Express*, vol. 16, no. 11, p. 7969, May 2008, doi: 10.1364/OE.16.007969.
- [47] T. Khaleque and R. Magnusson, "Light management through guided-mode resonances in thin-film silicon solar cells," *J. Nanophotonics*, vol. 8, no. 1, p. 083995, Mar. 2014, doi: 10.1117/1.JNP.8.083995.
- [48] V. Pejovic *et al.*, "Infrared Colloidal Quantum Dot Image Sensors," *IEEE Trans. ELECTRON DEVICES*, vol. 69, no. 6, p. 11, 2022.

- [49] H. A. Atwater and A. Polman, "Erratum: Plasmonics for improved photovoltaic devices," *Nat. Mater.*, vol. 9, no. 10, pp. 865–865, Oct. 2010, doi: 10.1038/nmat2866.
- [50] W. Li and J. G. Valentine, "Harvesting the loss: surface plasmon-based hot electron photodetection," *Nanophotonics*, vol. 6, no. 1, pp. 177–191, Jan. 2017, doi: 10.1515/nanoph-2015-0154.
- [51] V. E. Ferry, L. A. Sweatlock, D. Pacifici, and H. A. Atwater, "Plasmonic Nanostructure Design for Efficient Light Coupling into Solar Cells," *Nano Lett.*, vol. 8, no. 12, pp. 4391–4397, Dec. 2008, doi: 10.1021/nl8022548.
- [52] X. He, J. Jie, J. Yang, Y. Han, and S. Zhang, "Asymmetric dielectric grating on metallic film enabled dual- and narrow-band absorbers," *Opt. Express*, vol. 28, no. 4, p. 4594, Feb. 2020, doi: 10.1364/OE.386742.
- [53] D. Pacifici, H. J. Lezec, and H. A. Atwater, "All-optical modulation by plasmonic excitation of CdSe quantum dots," *Nat. Photonics*, vol. 1, no. 7, pp. 402–406, Jul. 2007, doi: 10.1038/nphoton.2007.95.
- [54] J. Mertz, "Radiative absorption, fluorescence, and scattering of a classical dipole near a lossless interface: a unified description," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 17, no. 11, p. 1906, Nov. 2000, doi: 10.1364/JOSAB.17.001906.
- [55] K. R. Catchpole and A. Polman, "Plasmonic solar cells," *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, p. 21793, Dec. 2008, doi: 10.1364/OE.16.021793.
- [56] H. Gao, G. Wei, E. Herrmann, H. Huang, Z. Zheng, and X. Wang, "Tunable bilateral unidirectional transmissions in a grating and photonic crystal hybrid structure," *Opt. Express*, vol. 28, no. 7, p. 9702, Mar. 2020, doi: 10.1364/OE.390242.
- [57] P. Bermel, C. Luo, L. Zeng, L. C. Kimerling, and J. D. Joannopoulos, "Improving thin-film crystalline silicon solar cell efficiencies with photonic crystals," *Opt. Express*, vol. 15, no. 25, p. 16986, 2007, doi: 10.1364/OE.15.016986.
- [58] J. G. Mutitu *et al.*, "Thin film silicon solar cell design based on photonic crystal and diffractive grating structures," *Optics Express*, Sep. 15, 2008, p. 11.
- [59] Y. Park *et al.*, "Absorption enhancement using photonic crystals for silicon thin film solar cells," *Opt. Express*, vol. 17, no. 16, p. 14312, Aug. 2009, doi: 10.1364/OE.17.014312.
- [60] S. B. Mallick, M. Agrawal, and P. Peumans, "Optimal light trapping in ultra-thin photonic crystal crystalline silicon solar cells," p. 16, 2010.

- [61] S. John, "Why trap light?", *Nat. Mater.*, vol. 11, no. 12, pp. 997–999, Dec. 2012, doi: 10.1038/nmat3503.
- [62] J. D. Joannopoulos, "Molding the Flow of Light," MIT Physics annual, 2001, p. 12.
- [63] J. Li, T. P. White, L. O'Faolain, A. Gomez-Iglesias, and T. F. Krauss, "Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 16, no. 9, p. 6227, Apr. 2008, doi: 10.1364/OE.16.006227.
- [64] A. Deinega and S. John, "Solar power conversion efficiency in modulated silicon nanowire photonic crystals," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 7, p. 074327, Oct. 2012, doi: 10.1063/1.4752776.
- [65] G. Demésy and S. John, "Solar energy trapping with modulated silicon nanowire photonic crystals," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 7, p. 074326, Oct. 2012, doi: 10.1063/1.4752775.
- [66] S. Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde: application à l'ultraréfraction," Thèse, p. 240.
- [67] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, 1966, p. 6.
- [68] <https://www.lumerical.com/>, consulté le Sep. 10, 2022
- [69] [https://www.jmp.com/fr\\_fr/home.html](https://www.jmp.com/fr_fr/home.html), consulté le dec. 15 2022.
- [70] B. Rodrigues *et al.*, "Indirect ToF Pixel integrating fast buried-channel transfer gates and gradual epitaxy, and enabling CDS," *imagesensors.org*, 2017, p. 4.
- [71] B. Rodrigues Gonçalves, "Développement d'un pixel innovant de type 'temps de vol' pour des capteurs d'images 3D-CMOS," Thèse, Université Claude Bernard (Lyon), 2018.
- [72] F. Bardonnnet, A. Crocherie, M. Barlas, Q. Abadie, and C. Jamin-Mornet, "Pixels with add-on structures to enhance quantum efficiency in the near infrared," *Proc. of SPIE, SPIE Optical Systems Design*, 2021, p. 11.
- [73] M. Barlas, A. Crocherie, F. Bardonnnet *et al.*, "Nano-diffractive elements in BSI Pixel CMOS Image Sensors: Optical Design and Process Integration co-optimization with pixel Scaling," *SPIE Photonics West*, 2022, p. 10.

- [74] J. Robinson and Y. Rahmat-Samii, "Particle swarm optimization in electromagnetics," *IEEE Trans. ANTENNAS Propag.*, vol. 52, no. 2, p. 11, 2004.
- [75] K. E. Parsopoulos and M N. Vrahatis, "*Particle swarm optimization and intelligence: advances and applications*", *Information Science Reference*, 2010.
- [76] "Photography—Electronic Still Picture Cameras—Resolution Measurements, ISO Standard 12233: 2017."
- [77] K. Masaoka, T. Yamashita, Y. Nishida, and M. Sugawara, "Modified slanted-edge method and multidirectional modulation transfer function estimation," *Opt. Express*, Vol. 22, No. 5, p. 7, 2014.
- [78] P. D. Burns, "Slanted-edge MTF for digital camera and scanner analysis," *Proc. PICS*, 2000, pp. 135–138.
- [79] D. Williams, "Benchmarking of the ISO 12233 slanted-edge spatial frequency response plug-in," *Proc. PICS Conf*, 1998, pp. 133–136.
- [80] F. van den Bergh, "Deferred slanted-edge analysis: a unified approach to spatial frequency response measurement on distorted images and color filter array subsets," *J. Opt. Society Am.*, vol. 35, no. 3, pp. 442–451, 2018.
- [81] K. Masaoka, "Edge-based modulation transfer function measurement method using a variable oversampling ratio," *Opt. Express*, Vol. 29, No. 23, p. 11, 2021.
- [82] K. Masaoka, "Accuracy and Precision of Edge-Based Modulation Transfer Function Measurement for Sampled Imaging Systems," *IEEE Access*, vol. 6, p. 8, 2018.
- [83] Jackson K. M. Roland, "A study of slanted-edge MTF stability and repeatability," *Proc SPIE*, vol. 9396, no. Image Quality and System Performance XII, 2015, [Online]. Available: <https://doi.org/10.1117/12.2077755>
- [84] F. Bardonnnet, A. Crocherie, H. Benisty et al., "Modulation transfer function simulation methodology on CMOS image sensors using add-on structures for near infrared applications", *SPIE Photonics West*, 2023, <https://doi.org/10.1117/12.2661523>.
- [85] E. Silberstein, "Généralisation de la méthode modale de Fourier aux problèmes de diffraction en optique intégrée. Application aux convertisseurs modaux par ingénierie des modes de Bloch.," *Université Pierre et Marie Curie - Paris VI*, p. 128, 2002.

- [86] H. Benisty, "Single-material coupling-tolerant semi-planar microresonator using Littrow diffraction," *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, p. 14, 2009.
- [87] H. Benisty and N. Piskunov, "Resonators liberated from dispersion: Broad periodic waveguides operating at the Littrow regime," *IEEE*, p. 4, 2013.
- [88] "C.-J. Wu and Z.-H Wang, "Properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals," *PIER* 103, p169-184, 2010."
- [89] F. Omeis, M. Besbes, C. Sauvan and H. Benisty, "Highly Angular Tolerant Transmission Filters for Narrow-Band Image Sensors". *Optics and Photonics Journal* , 11, 140-151 2021.