

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

**ÉCOLE DOCTORALE : Génie électrique, électronique, télécommunications :
du microsysteme au système**

SPÉCIALITÉ : Microélectronique, capteurs d'images

par

Magali ESTRIBEAU

**Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images
à pixels actifs CMOS**

Soutenue le 13 décembre 2004 devant le jury :

M.	A.	MARTINEZ	Président
Mme	O.	LADO-BORDOWSKY	Rapporteur
MM.	P.	MAGNAN	Directeur de thèse
		A.J.P. THEUWISSEN	
	M.	TULET	
	D.	VUKICEVIC	Rapporteur

Thèse préparée au sein du laboratoire CIMI (Conception d'imageurs matriciels intégrés)
de l'École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (SUPAERO) et d'EADS-Astrium Toulouse.

Merci...

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué dans le cadre d'une convention CIFRE entre la société ASTRIUM et le laboratoire CIMI (Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés) de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (SUPAERO) de Toulouse.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude aux membres du jury :

- à Monsieur Augustin Martinez, professeur à l'INSA de Toulouse pour avoir accepté de présider ce jury,
- à Madame Olga LADO-BORDOWSKY, professeur à l'ENSSAT de Lannion, et Monsieur Dalibor VUKICEVIC, professeur à l'ENSPS (Strasbourg), pour avoir accepté de juger ce travail en leur qualité de rapporteurs,
- à Monsieur Albert THEUWISSEN, professeur à l'université de Delft (Pays-Bas), pour m'avoir fait l'immense honneur de participer à ce jury,
- à Monsieur Yvon CAZAUX, ingénieur à ST Microelectronics pour avoir accepté d'être membre invité de ce jury
- à Monsieur Michel TULET, responsable du département Ingénierie-Détection-Hyperfréquences d'EADS ASTRIUM et responsable industriel de cette thèse. Qu'il soit remercié de l'intérêt qu'il a porté à ces travaux et du temps qu'il y a consacré.
- à Monsieur Pierre MAGNAN, professeur à SUPAERO, responsable du laboratoire CIMI et directeur de cette thèse. Je tiens à le remercier d'avoir rendu cette thèse possible ainsi que de son investissement important dans ce travail.

Je tiens également à remercier tout particulièrement Monsieur Jean Farré, professeur émérite à SUPAERO et "père" du laboratoire CIMI pour m'avoir accueilli lors de mon stage de DEA. Merci pour toute l'aide, les encouragements et la sympathie que j'ai reçu.

Je souhaite également remercier très sincèrement Olivier Saint-Pé et Robert Davancens, ingénieurs à EADS ASTRIUM pour leur implication dans ce travail, leur aide et leur gentillesse. Un grand merci également à Bertrand Calvel pour ces judicieux conseils "optiques" ainsi qu'à Franck Larnaudie, tous deux de même ingénieurs à EADS ASTRIUM.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance aux personnes travaillant au sein du département SEPT (Systèmes Electroniques Photoniques et Télécoms) et qui ont contribué à ce que ce travail se déroule dans les meilleures conditions possibles, tant matérielles qu'humaines : Vincent Calmettes (pour la patience dont il a fait preuve pour m'expliquer quelques notions de traitement du signal, merci aussi à

Béatriz pour sa sympathie), Etienne Perrin (pour son sens de l'humour si particulier et pour m'avoir si souvent dépannée), Francis Froin et Thierry Soulet sans qui mes montages optiques n'auraient certainement pas aboutis (il est possible que j'aie encore du matériel dans l'armoire...).

Je n'oublie pas les personnes que j'ai été amenée à solliciter régulièrement : merci à tout le personnel du centre informatique (en particulier Pascal Goujon et Philippe Lary, qui ont œuvré pour la survie de mon PC), ainsi qu'à celui de la bibliothèque (Serge Bertrand, Odile Riteau, Michel Regeste et Sylvie Mersadier).

Bien évidemment, je ne peux pas oublier de remercier chaleureusement tous les Cimistes, passés et présents...

Un grand merci à ceux qui ont partagé ou qui partagent encore ce bureau avec moi pour nos nombreuses discussions (hautement scientifiques... ou pas !), leur aide précieuse en tous points, leur infinie patience (il y a des jours avec et des jours sans...) et leur gentillesse : Yavuz Degerli , Anne Gautrand, Cécile Marques-Vatus (et Eric bien sur), Stéphan Maëstre , Olivier Schiertz , Jean-Michel Baque, Luc Boucher.

Merci également à tous ceux qui ont travaillé ou travaillent encore à CIMI pour tous leurs bons conseils, leur aide et les bons moments passés ensemble : Franck Corbière, Philippe Martin-Gonthier, Céline Engel, Nicolas Huger, Sabine Fourment, Sebastien Aufranc, Pierre Belliot, Philippe Burdinat. Un merci particulier à Céline et Sabine pour leur investissement dans les caractérisations (je n'oublierai pas le nombre de points de spotscan, Céline...).

CIMI n'étant pas loin de MOSE, merci aussi aux Mosiens pour les bons moments de détente autour de la machine à café : Laurent Abbal, Myriam Kaba, Angélique Rissons, Jean-Marc Martin, Stéphanie Constant.

Je n'oublie pas de remercier les personnes qui me côtoient dans ma vie personnelle et qui m'ont toujours soutenue.

Tout d'abord, à tous mes amis : Sasa et Alex, Agnès, Audrey, Sandrine (et Damien)

Ensuite à mes parents et à ma sœur, pour leur soutien et pour m'avoir permis d'en arriver là aujourd'hui. Merci également à ma belle-famille pour leurs encouragements.

Je remercie enfin Steph de tout mon cœur d'avoir été là, de sa patience, de son aide pendant le rush final, de son calme face à mon stress...

Que toutes les personnes que j'aurais malencontreusement oubliées soient également assurées de ma profonde gratitude pour leur aide, leur soutien ou tout simplement leur présence.

Table des matières

Glossaire

Introduction	1
<u>Chapitre 1 : Les capteurs d'images et la notion de FTM</u>	3
1. Les détecteurs de rayonnement	3
2. Les capteurs CCD	5
3. Les capteurs à pixels actifs CMOS	7
3.1. Les pixels des capteurs APS	9
3.1.1. Les pixels photodiodes	9
3.1.2. Les pixels photoMOS	10
3.2. Fonctionnement général	13
3.3. Réalisations du laboratoire CIMI	14
3.4. Paramètres caractéristiques des détecteurs	16
3.4.1. Domaine de linéarité et courant d'obscurité	16
3.4.2. Sensibilité	17
3.4.3. Bruits	21
4. Définition de la Fonction de Transfert de Modulation des systèmes électro-optiques	23
4.1. La Fonction de Transfert Optique	23
4.2. La Fonction de Transfert de Modulation	24
4.2.1. FTM et résolution	24
4.2.2. Exemples de FTM : cas d'un objectif	27
4.3. Application aux systèmes électro-optiques	30
<u>Chapitre 2 : Application de la FTM aux capteurs d'images</u>	35
1. Applicabilité de la notion de FTM aux capteurs d'images	35
1.1. Condition de linéarité	35
1.2. Condition d'isoplanétisme	37
1.2.1. Position du problème pour les systèmes échantillonnés	38
1.2.2. Nouvelle définition de l'isoplanétisme	40

1.2.3. Isoplanétisme et recouvrement de spectre	43
2. La FTM des pixels des capteurs d'images	46
2.1. Contribution de la géométrie	47
2.2. Contribution de la diffusion	50
2.2.1. Capacité MOS sur substrat uniforme	53
2.2.2. Photodiode sur substrat uniforme	57
2.2.3. Zone épitaxiée sur substrat fortement dopé	63
2.3. Autres contributions	66
2.3.1. Inefficacité de transfert des charges	66
2.3.2. Effet du déplacement	66
2.3.3. FTM d'échantillonnage	66
2.4. FTM totale	68
<u>Chapitre 3 : Les facteurs d'influence de la FTM des pixels APS</u>	73
1. Problématique	73
1.1. Cas des capteurs CCD	74
1.2. Cas des capteurs CMOS	76
2. Influence de la géométrie de la zone photosensible	77
2.1. Expression analytique de la FTM d'intégration du pixel	78
2.2. Etude de différentes topologies	80
2.2.1. Transmission de la zone photosensible homogène	80
2.2.2. Effet du masquage dû aux rails de métal	82
3. Mécanismes de diffusion	84
3.1. Diaphonie optique	85
3.2. Réponse périphérique	87
3.2.1. Mise en évidence de la participation de la zone active	87
3.2.2. Impact de la contribution de la zone active sur la FTM d'intégration du pixel	89
3.2.3. Explication des phénomènes	90
3.3. Diaphonie de diffusion	94

<u>Chapitre 4 : La mesure de FTM</u>	101
1. Techniques de mesure de la FTM des systèmes électro-optiques	101
1.1. Mesure à partir d'un objet de petite dimension	102
1.1.1. Mesure de la Point Spread Function (PSF)	102
1.1.2. Mesure de la Line Spread Function (LSF)	103
1.1.3. Mesure de l'Edege Spread Function (ESF)	104
1.2. Mesure par des mires périodiques	106
1.2.1. Mesure par des mires sinusoïdales	106
1.2.2. Mesure par des mires créneaux.	106
1.3. Autres techniques	107
2. Le banc de mesure de FTM	107
3. Mesure par la méthode de la mire sinusoïdale	110
3.1. Procédure de mesure	110
3.2. Exemple de mesure de FTM par mire sinusoïdale	111
4. Méthode de mesure normalisée : la mesure par slanted-edge	113
4.1. Description de la méthode	113
4.2. Simulations	116
4.3. Résultats expérimentaux	117
4.4. Avantages de la méthode du slanted-edge	119
5. Développement de motifs de mesure de FTM on-chip	121
5.1. Description des motifs on-chip	121
5.2. Comparaison des résultats obtenus avec les deux types de motifs	122
5.3. Comparaison des mesures par motif slanted-edge et par mires	123
<u>Chapitre 5 : Vers la modélisation : Identification et quantification des phénomènes</u>	129
1. Description du détecteur et des structures de tests	129
2. Mesures de la réponse du pixel à l'aide d'un spot	133
3. Etude de la sensibilité intra-pixel	135
3.1. Principe du calcul d'EDS	135
3.2. Résultats des mesures d'EDS sur les pixels tests	135
3.2.1. EDS des pixels dont la zone photosensible n'est pas métallisée	135
3.2.2. EDS des pixels dont la zone photosensible est métallisée	136
4. Quantification de la diaphonie	138

4.1. Principe de la mesure de diaphonie	138
4.2. Evaluation de la diaphonie sur les motifs bord de plage	139
4.3. Evaluation de la diaphonie sur les pixels tests	142
4.3.1. Etude de la diffusion sur un noyau dont le pixel central est entièrement découvert	143
4.3.2. Etude de la participation de la zone active à la diffusion	144
4.3.3. Etude de l'influence de chaque partie de la zone active sur la diffusion	146
4.4. Conclusions sur l'étude de la diaphonie	149
5. Comparaison entre les mesures de diaphonie et de FTM	150
6. Conclusion	152
Conclusion	155
ANNEXE 1 : Expression des constantes dans le calcul de la FTM d'une photodiode sur substrat uniformément dope	159
ANNEXE 2 : Calcul de la transmission des couches superficielles	161

Glossaire

ΔV	Tension photonique ($=V_{REF} - V_{SIG}$)
λ	Longueur d'onde du rayonnement
α	Coefficient d'absorption du silicium (cm^{-1})
$\delta(x,y)$	Impulsion de Dirac
ν_0	Fréquence spatiale de l'objet
$\nu_e (=1/p)$	Fréquence spatiale d'échantillonnage
$\nu_N (=1/2p)$	Fréquence de Nyquist
ϵ_x, ϵ_y	Position relative de l'image par rapport aux centres d'échantillonnage en X et en Y
ν_x, ν_y	Fréquences spatiales en lp/mm dans les directions X et Y
APS	Active Pixel Sensor – Capteur à pixels actifs
CAN	Convertisseur Analogique – Numérique
CCD	Charge Coupled Device
CIMI	Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés
CMOS	Complementary metal Oxyde Semiconductor
CVF	Facteur de Conversion
DSNU	Dark Signal Non Uniformity
$E(\nu_x, \nu_y)$	Transformée de Fourier 2D de la répartition spatiale en éclairage – Spectre de l'image
$e(x,y)$	Répartition spatiale en éclairage
EDS	Efficacité de Détection Spectrale
ESF	Edge Spread Function
FF	Fill-factor – Taux de remplissage des pixels
FPN	Fixed Pattern Noise
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
FTO	Fonction de Transfert Optique
FTP	Fonction de Transfert de Phase
$h (= 6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s})$	Constante de Planck
$H(\nu_x, \nu_y)$	Transformée de Fourier 2D de la répartition impulsionnelle $h(x,y)$ – Fonction de Transfert Optique
$h(x,y)$	Réponse impulsionnelle du système (= PSF)

$L(v_x, v_y)$	Transformée de Fourier 2D de la répartition spatiale en luminance – Spectre de l'objet
$l(x, y)$	Répartition spatiale en luminance
lp/mm	Paires de lignes par millimètre – Unité de fréquence spatiale
LSF	Line Spread Function
p	Pas du pixel
PRF	Pixel Response Function
PRNU	Pixel Response Non-Uniformity
PSF	Point Spread Function (=h(x,y))
V_{REF}	Tension de référence
V_{SIG}	Tension de signal
ZCE	Zone de charge d'espace

Introduction

La mise au point, au début des années 70, des capteurs d'images à transfert de charges ou CCD (Charge-Coupled Devices) a totalement bouleversé le domaine de l'imagerie. Ils ont supplanté les tubes à vide et les matrices de photodiodes que l'on trouvait jusqu'alors dans les caméras et se sont imposés dans de nombreux domaines, des applications grand public à l'imagerie scientifique et militaire.

Ce quasi-monopole a commencé à être remis en question au milieu des années 90 lorsque le concept de capteur à pixels actifs (APS – Active Pixel Sensor) s'est développé. Ce nouveau type d'imageur a la particularité d'utiliser une technologie CMOS de grande diffusion et de faible coût de production en volume. Son mode de fonctionnement et les technologies utilisées permettent de pallier à certaines insuffisances des CCDs. Un des avantages majeur est la possibilité d'intégrer sur la même puce que le détecteur photosensible, des fonctions électroniques de séquençement, de lecture, de numérisation et de traitement du signal. Ainsi la réalisation de systèmes très compacts, présentant en outre une consommation de puissance réduite peut être facilement envisagée.

Les capteurs APS représentent aujourd'hui une part de marché importante dans les applications grand public comme le multimédia ou les caméras intégrées dans des appareils portables. Dans le secteur industriel, les capteurs APS sont utilisés dans l'automobile (anti-collision, guidage, airbag intelligent) et dans des applications nécessitant des vitesses de lecture élevées (balistique, sport, crash test, analyse d'explosion, détection de gouttes). On commence même à les utiliser dans certaines applications scientifiques ou militaires ainsi l'imagerie médicale, le guidage, les senseurs stellaires utilisés pour positionner les satellites.

Aujourd'hui, les efforts de recherche et le travail des concepteurs s'articulent autour de la conception de capteurs présentant les meilleures caractéristiques possibles en terme de sensibilité spectrale, diminution du bruit, rapidité de lecture, qualité d'image...

Le laboratoire CIMI (Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés) de SUPAERO a commencé à porter ses recherches sur la conception et l'amélioration des capteurs APS dès 1994. De nombreux prototypes ont été réalisés, basés aussi bien sur des détecteurs de type PhotoMOS que Photodiode. Les études s'orientent suivant deux axes distincts. Tout d'abord, une partie plus fondamentale où les

différents paramètres sont analysés et modélisés en vue de leur optimisation et une autre qui s'intéresse au développement de nouveaux capteurs à hautes performances (destinés principalement aux applications spatiales), en collaboration avec des industriels ou de grands groupes scientifico-industriels.

Le travail effectué au cours de cette thèse concerne directement les applications d'imagerie où la qualité de l'image est un paramètre de première importance. Il a consisté à étudier et modéliser la qualité de l'image restituée par les capteurs APS CMOS, c'est à dire leur Fonction de Transfert de Modulation. Il a été financé en majeure partie par la société EADS-ASTRIUM, grand équipementier européen du secteur spatial dans le cadre une convention CIFRE.

Nous effectuons, au cours du chapitre 1, un bref rappel sur les détecteurs de rayonnement et plus particulièrement les capteurs CCD. Nous présentons ensuite les capteurs APS, les différents types de pixels qu'ils emploient, leur fonctionnement et quelques-uns de leurs paramètres caractéristiques. Nous définissons alors la Fonction de Transfert de Modulation qui permet de quantifier la qualité d'une image. Nous verrons que ses propriétés en font un paramètre d'intérêt remarquable pour l'étude des systèmes électro-optiques.

Les capteurs d'images effectuent un échantillonnage bidimensionnel de l'objet, ce qui peut limiter l'applicabilité du concept de FTM. Nous vérifions au chapitre 2 qu'il est toutefois possible d'utiliser cette notion sur ce type de détecteur. Nous expliquons ensuite les principaux mécanismes qui conduisent à la dégradation de l'image et comment ils sont pris en compte dans un modèle de FTM, initialement développé pour les capteurs CCD.

Les pixels des capteurs APS présentent des particularités qui rendent difficile l'application de ce précédent modèle pour quantifier leur FTM. Nous détaillons au chapitre 3 les facteurs qui vont l'influencer.

Le chapitre 4 décrit le banc de caractérisation de FTM qui a été mis en place ainsi que les différentes techniques de mesure.

Dans un but de modélisation, des structures de tests ont été développées et caractérisées afin d'identifier et de quantifier les phénomènes qui jouent un rôle dans la FTM du capteur. Le chapitre 5 présente les résultats obtenus sur ces structures et une comparaison avec les mesures de FTM. Nous verrons alors quelles solutions peuvent être apportées pour améliorer la qualité de l'image.

CHAPITRE 1

LES CAPTEURS D'IMAGES ET LA NOTION DE FTM

1. Les détecteurs de rayonnement

Pendant longtemps, le seul détecteur utilisé en optique a été l'œil (figure 1). C'est un système complet qui intègre une optique (la cornée et le cristallin), un récepteur (la rétine) et une chaîne de transmission (nerf optique) et de traitement (cortex).

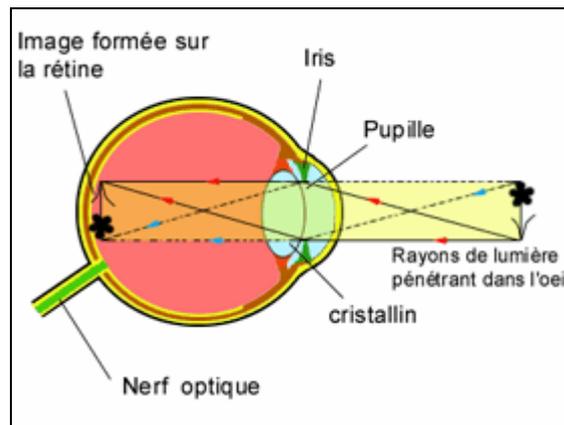


Figure 1 : Formation de l'image sur la rétine

Malgré ses qualités, notamment la capacité de comparer deux éclaircements ou de détecter des éclaircements faibles, il a été développé d'autres détecteurs permettant de stocker, de traiter et d'analyser l'information.

La photographie a été inventée au 19^{ème} siècle par N.Niepce qui s'est ensuite associé à J.Daguerre, inventeur du daguerréotype. La plaque photographique est une plaque de verre sur laquelle est étalée une émulsion de gélatine contenant des cristaux d'un sel d'argent (en général du bromure d'argent AgBr) [1]. L'image est créée par effet photochimique ; pour chaque photon absorbé, une paire électron-trou est créée. S'ensuivent des réactions chimiques qui mènent à la dissociation de la molécule d'AgBr en brome Br₂ (qui s'échappe du cristal) et argent métallique Ag. La phase de

développement permet de révéler l'image par amplification du nombre de molécules Ag et la phase de fixage élimine les cristaux d'AgBr qui n'ont pas été dissociés par la lumière durant l'exposition. On obtient ainsi une image négative, transformée en positif pendant l'opération de tirage. La plaque photographique permet le stockage de l'information mais ne fournit pas directement des grandeurs numériques et il faut alors lui associer une chaîne de traitement.

Un capteur d'images s'intègre toujours au sein d'un système complet, le système d'imagerie (figure 2). La scène est éclairée par une source de lumière artificielle ou naturelle. On vient former son image sur le détecteur grâce à une optique (un objectif).

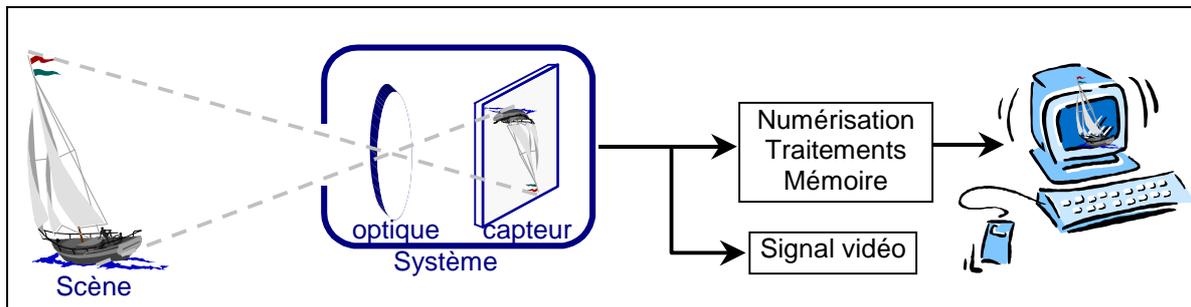


Figure 2 : Le système d'imagerie

L'image de la scène est restituée soit sous forme analogique (signal vidéo) soit sous forme numérique en utilisant un convertisseur analogique – numérique (CAN). On obtient alors une information codée qui permet le stockage numérique des images et la possibilité de les visualiser, de les traiter et de les mémoriser.

Ces détecteurs utilisent l'effet photoélectrique dans les semiconducteurs qui permet de convertir un éclairage en charges électriques (figure 3). Un photon peut, si son énergie $h\nu$ est supérieure au gap du matériau considéré, être absorbé et permettre le passage d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction [2]. Des paires électron-trou sont ainsi créées et peuvent donner naissance à un signal électrique. Ce phénomène de conversion photon – électron est commun à différents détecteurs de rayonnements.

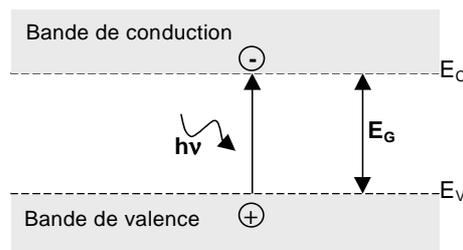


Figure 3 : Effet photoélectrique

Dans les détecteurs à tube (comme le tube vidicon), la face avant (une métallisation transparente associée à une couche photoconductrice) peut être considérée d'un point de vue électrique comme un ensemble de réseaux RC parallèles distribués dont les conductances vont varier en fonction de l'éclairement reçu. Un faisceau d'électron vient alors « lire » la surface en créant un courant de recharge de ces condensateurs locaux [1]. Ces systèmes sont volumineux, assez fragiles et d'utilisation peu commode car ils fonctionnent avec des tensions d'alimentations élevées (> 100 V).

Les capteurs intégrés utilisent des matériaux semi-conducteurs (en général du silicium pour la détection du rayonnement visible). Ils contiennent la zone photosensible ainsi que l'ensemble des circuits nécessaires au transfert des charges et à leur lecture sous forme de signal en tension. Ils sont formés d'un assemblage de photodétecteurs ponctuels (les pixels, contraction de l'anglais « picture element ») organisés sous forme linéaire (barrette) ou matricielle et réalisent donc un échantillonnage spatial de l'image. Ils présentent de nombreux avantages : miniaturisation, fiabilité, robustesse et tensions d'alimentations plus basses. Parmi eux on peut citer :

- les capteurs XY-MOS [3]: les pixels sont constitués d'une photodiode associée à un interrupteur MOS et peuvent être adressés individuellement par des décodeurs en X et en Y
- les CID (Charge Injection Device) [4]: la photodiode est remplacée par deux capacités MOS recouvrantes et couplées électriquement
- les CCD (Charge Coupled Device)
- les APS (Active Pixel Sensors)

2. Les capteurs CCD

Le concept de dispositif à transfert de charge ou capteur CCD (Charge Coupled Device) a été mis au point à la fin des années 1960 dans les laboratoires Bell par W.Boyle et G.Smith [5] dans le but de réaliser un registre à décalage analogique. Le concept a été étendu aux applications d'imageries au début des années 1970 [6]. Il est basé sur une capacité MOS placée en régime de dépeuplement profond par la polarisation de sa grille. La formation d'une image est réalisée en deux étapes : tout d'abord l'intégration et le stockage des charges photoniques, puis le transfert séquentiel de ces paquets de charges, pixel par pixel, vers une sortie unique. Pour cela, chaque pixel est constitué d'une ou plusieurs capacités adjacentes (figure 4). Les charges sont transférées d'une ligne à une autre à l'aide de plusieurs phases d'horloge Φ_V vers un registre horizontal. Elles sont ensuite transférées horizontalement par des phases d'horloge Φ_H vers l'étage de sortie, dont le but est de les convertir en tension.

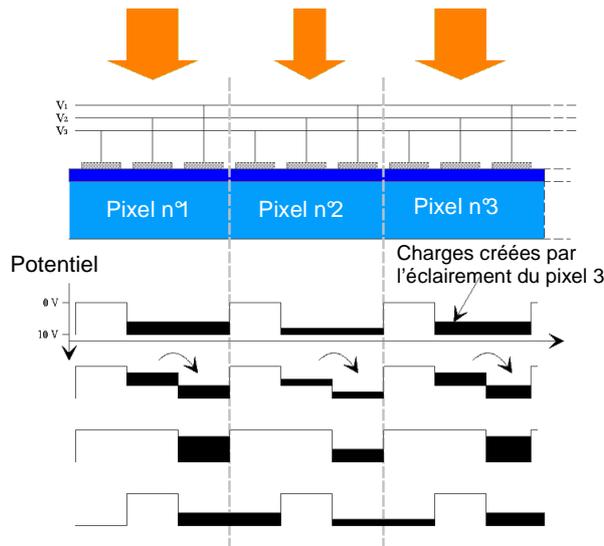
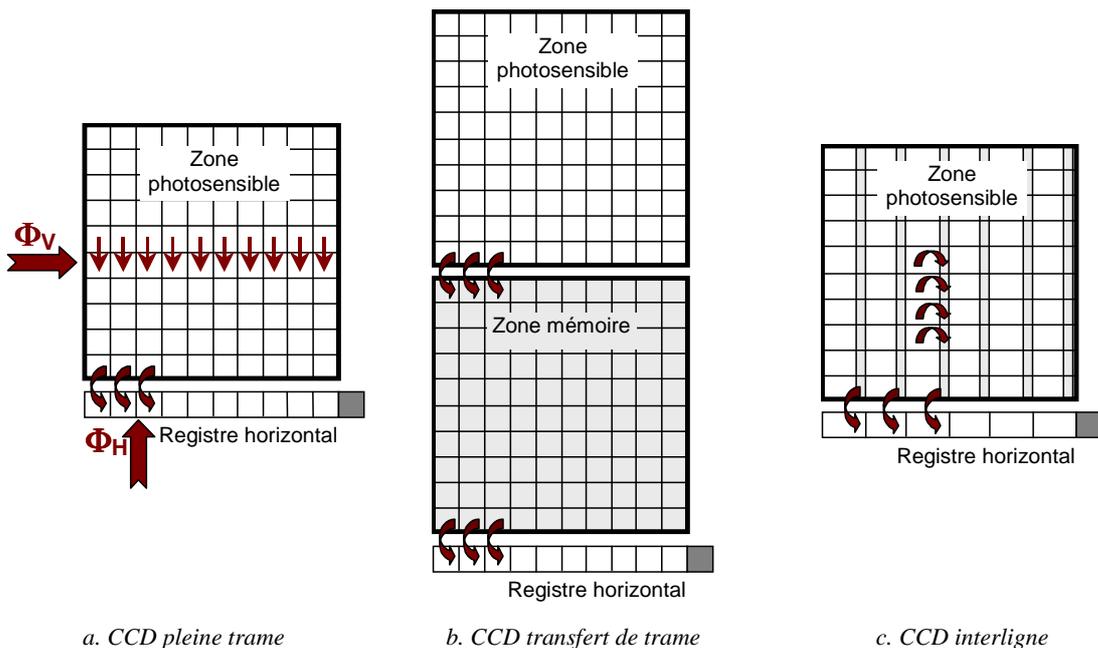


Figure 4 : CCD avec un transfert de charges à 3 phases

Ce mode de lecture est dit pleine trame (full-frame). Il existe plusieurs types de CCD, qui diffèrent par leur architecture et la méthode de transfert des paquets de charges (figure 5) [4].

Le CCD à transfert de trame (frame-transfer) est pourvu d'une zone mémoire tampon, identique en taille à la zone photosensible mais aveugle, qui permet de transférer rapidement l'image dans cette zone et de la lire ensuite ligne après ligne. Ce type de CCD nécessite donc une surface double de silicium.

Le CCD à interligne utilise des registres de lecture aveugles entre chaque colonne de pixels. Après l'intégration de la lumière, les paquets de charge sont transférés horizontalement dans la zone de transfert constituée de simples structures CCD linéaires.



a. CCD pleine trame

b. CCD transfert de trame

c. CCD interligne

Figure 5 : Principaux types de CCDs

Le capteur CCD a atteint aujourd'hui sa maturité et est utilisé dans toutes les applications d'imageries aussi bien dans le domaine grand public (caméscope ou appareil photo numérique) que dans les domaines scientifiques (spatial, militaire, médical...). Il souffre néanmoins de défauts inhérents à son mode de fonctionnement [7]. L'efficacité de transfert est très bonne mais elle peut être dégradée fortement sous l'effet des rayonnements ionisants, ce qui est très dommageable pour les applications spatiales [8]. Un pixel défectueux amènera la perte des informations de toute ou partie de la colonne dans laquelle il est situé. Le capteur CCD nécessite des tensions d'alimentations élevées ce qui entraîne une forte consommation de puissance. L'augmentation de la fréquence de lecture entraîne une amplification du bruit de lecture ainsi qu'une dégradation de l'efficacité de transfert ; ceci est pénalisant dans des applications d'imagerie rapides. Enfin, l'usage d'une technologie spécifique au CCD augmente considérablement les coûts de fabrication et réduit les possibilités d'intégration des fonctions de traitement.

3. Les capteurs à pixels actifs CMOS

Les progrès réalisés au niveau des technologies CMOS ont permis, depuis le début des années 1990, la réalisation de nouveaux types d'imageurs selon le principe imaginé par Noble en 1968 [9] : les capteurs APS (Active Pixel Sensor).

Le concept APS consiste à intégrer au sein même du pixel des transistors actifs qui constituent un circuit d'amplification et de sélection du pixel (figure 6). La conversion des charges en tension est alors effectuée au sein même du pixel. On obtient ainsi un signal sous une basse impédance qui peut être véhiculé directement en sortie du détecteur grâce à un bus analogique tout en conservant un bon rapport signal à bruit.

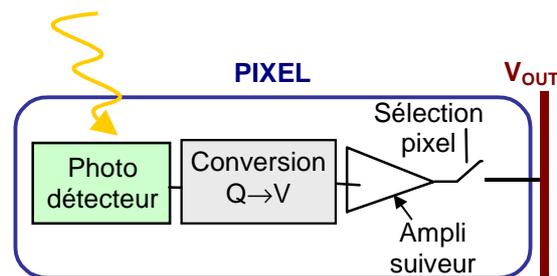


Figure 6 : Représentation schématique d'un pixel de capteur APS

Le capteur APS est constitué d'une matrice de pixels sur laquelle on vient former l'image. Une architecture à bus colonnes parallèles est utilisée pour la lecture ligne après ligne de cette image.

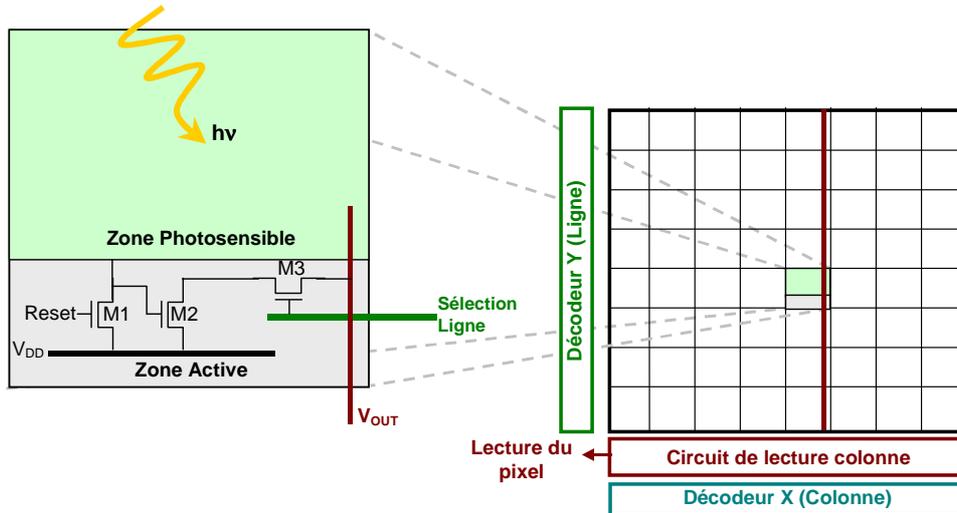


Figure 7 : Architecture générale d'un capteur APS

Les capteurs APS présentent des avantages importants par rapport aux CCD :

- la réduction des coûts de production par l'utilisation de technologies CMOS standard de grande diffusion
- la possibilité de profiter de l'amélioration de la finesse de gravure pour réaliser des matrices de grande dimension
- la faible consommation de puissance
- l'augmentation des vitesses de lecture
- la possibilité d'intégration de l'électronique de séquençage et de traitement
- l'adressage aléatoire des pixels qui autorise les opérations de lecture fenêtrée et évite la perte d'informations d'une colonne entière si celle-ci contient un pixel défectueux (comme pour le capteur CCD)

Les pixels des détecteurs APS contiennent deux zones distinctes (figure 7) :

- la zone active contenant les transistors
- la zone photosensible, lieu de conversion des photons en paires électron – trou par effet photoélectrique.

Nous utiliserons toujours cette terminologie pour différencier les deux zones dans la suite de ce travail.

Ils peuvent être classifiés en deux grandes catégories selon le type de zone photosensible qu'ils emploient, une photodiode ou une capacité MOS.

3.1. Les pixels des capteurs APS

3.1.1. Les pixels photodiodes

Une photodiode est constituée d'une jonction PN polarisée en inverse, ce qui accroît la différence de potentiel aux bornes de la zone de charge d'espace (ZCE).

Lorsque la diode reçoit un rayonnement, les paires électrons-trous générées par effet photoélectrique dans la zone de charge d'espace vont être dissociées sous l'effet du champ électrique : l'électron est propulsé vers la région N et le trou vers la région P (figure 8). Les deux types de porteurs donnent naissance à un courant de génération appelé photocourant ou courant photonique (I_{phot}).

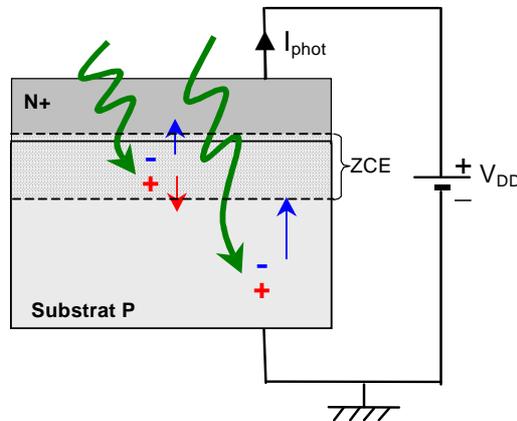


Figure 8 : L'effet photoélectrique dans une photodiode polarisée en inverse

On distingue deux modes de fonctionnement :

- le mode photocourant : la diode est polarisée à tension constante et on lit directement la valeur instantanée du courant. Un des grands avantages du mode photo-courant est sa dynamique importante.
- le mode auto-intégration : on intègre le photocourant pendant un temps déterminé (temps d'intégration) et on vient lire la tension de la diode à ses bornes [10].

En mode auto-intégration, la capacité équivalente à la jonction pré-polarisée en inverse va se décharger sous l'action du courant photonique et la tension à ses bornes va diminuer. La lecture du signal de ce type de pixel nécessite l'utilisation de trois transistors : M1, M2 et M3 (figure 9).

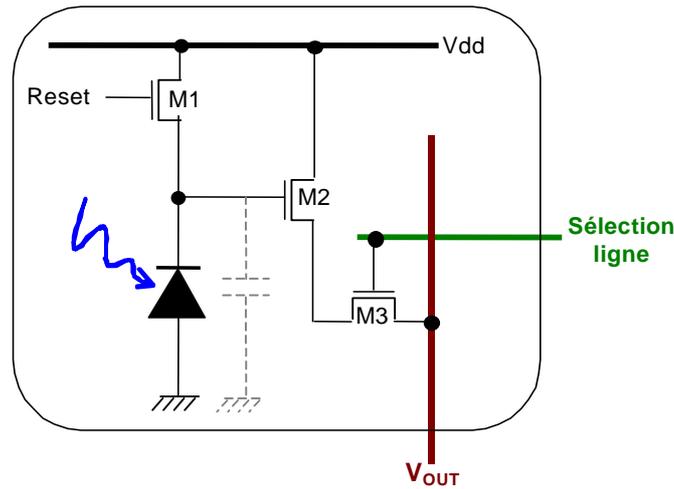


Figure 9 : Schéma électrique d'un pixel photodiode en mode auto-intégration

Le cycle du pixel commence par l'activation du transistor M1 qui initialise la photodiode à une tension de référence. L'intégration commence dès qu'on le désélectionne. On a sur la grille du transistor M2 une chute de tension relative à la quantité de charges accumulées dans la zone photosensible. L'activation du transistor de sélection M3 permet alors d'amener la tension sur un bus de sortie commun à tous les pixels d'une même colonne.

La figure 10 représente l'évolution de la tension aux bornes de la photodiode pendant les diverses phases de fonctionnement du pixel, ainsi que le signal d'initialisation.

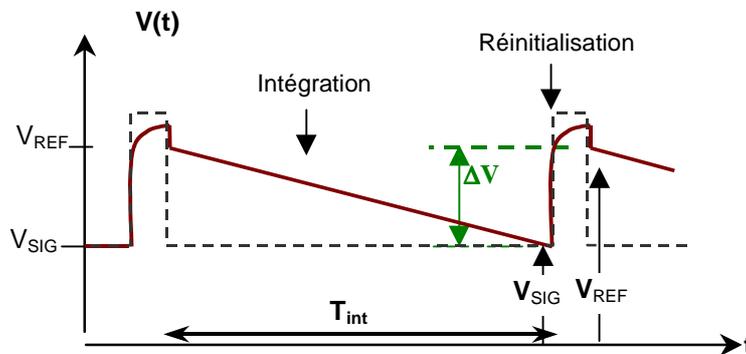


Figure 10 : Evolution de la tension aux bornes de la photodiode

La différence ΔV entre les niveaux de tension V_{REF} et V_{SIG} est proportionnelle au flux photonique moyen reçu par la photodiode durant le temps d'intégration T_{INT} .

3.1.2. Les pixels photoMOS

La zone photosensible des pixels photoMOS est une capacité MOS. Durant la phase d'intégration, la capacité est portée au potentiel V_{DD} , ce qui crée une zone de déplétion sous sa grille. Les paires

électrons-trous générées par effet photoélectrique sont dissociées par le champ et les électrons sont stockés dans la zone de déplétion (figure 11) [7].

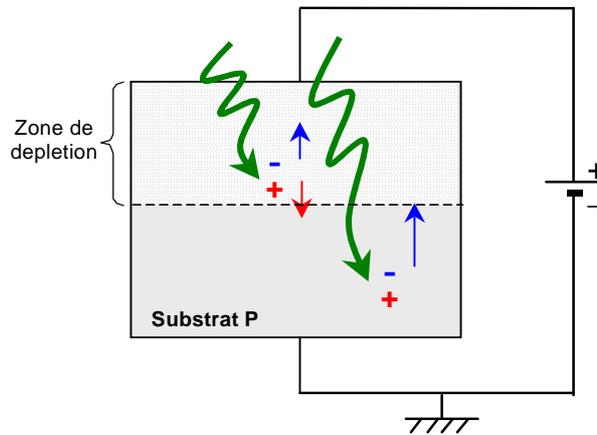


Figure 11 : L'effet photoélectrique dans une capacité MOS

Il est nécessaire de rajouter un transistor (M4) dans la zone active de ce type de pixel afin de réaliser :

- une barrière de potentiel lorsque la capacité MOS est en intégration,
- un chemin pour transférer ses charges dans la diode de lecture (DL).

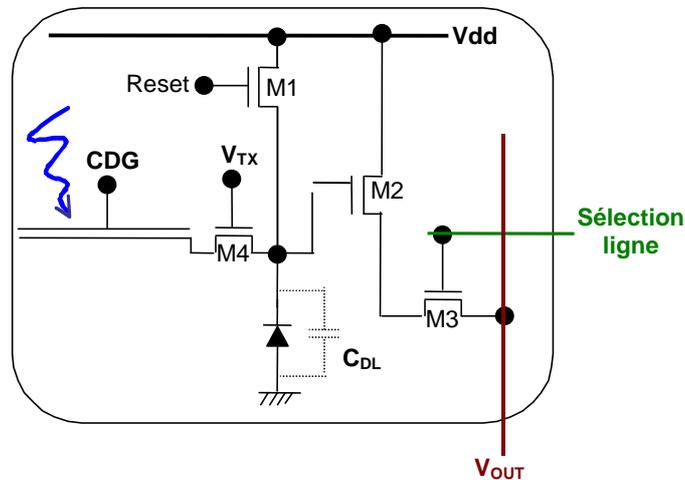


Figure 12 : Schéma électrique d'un pixel photoMOS

Le transistor M4 appelé transistor de transfert permet, au moment de la lecture, un transfert des charges photoniques accumulées sous la capacité MOS vers la diode de lecture que constitue la source du transistor M1 (figure 12). Sa grille est polarisée à une tension constante V_{TX} . Il a également une fonction d'isolation entre les charges stockées sous la capacité et la diode de lecture.

Le fonctionnement se fait en quatre étapes (figure 13) :

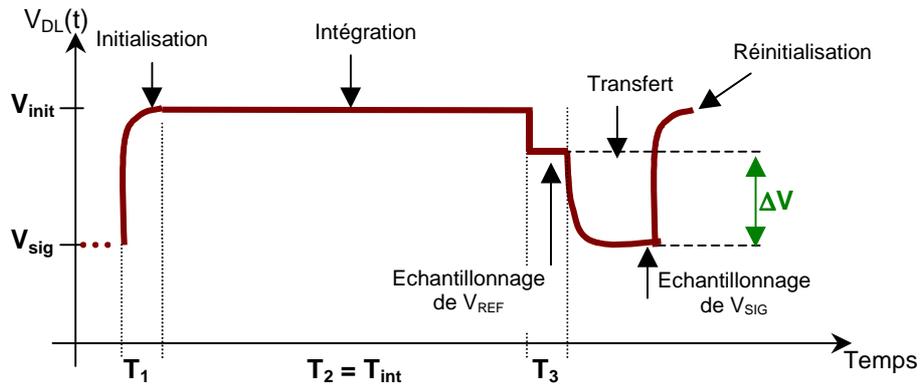


Figure 13 : Evolution de la tension aux bornes de la diode de lecture pendant un cycle de fonctionnement

- 1^{ère} étape T₁ : initialisation de la diode de lecture

On initialise tout d'abord la diode de lecture DL en activant le transistor de reset M1. La diode est alors préchargée à une valeur V_{init} .

- 2^{ème} étape T₂ : intégration des charges photoniques

On active la commande de grille CDG. La capacité MOS est alors en situation de dépeuplement. Les charges photoniques sont dissociées par le champ électrique qui règne dans cette zone de charge d'espace ; les électrons sont stockés à la surface du silicium et forment une couche d'inversion.

- 3^{ème} étape T₃ : échantillonnage de la tension de référence

On désélectionne le transistor d'initialisation M1. On échantillonne alors la valeur du signal de référence V_{REF} .

- 4^{ème} étape : transfert des charges

En fin d'intégration, on ramène le signal CDG à 0V. Les charges photoniques sont alors transférées de la capacité MOS vers la diode de lecture. La capacité C_{DL} que constitue la diode polarisée en inverse se décharge et la tension à ses bornes diminue. On échantillonne la valeur du signal relatif à l'éclairement V_{SIG} .

Il existe maintenant une autre structure qui allie les avantages d'une photodiode et le mode de lecture du pixel PhotoMOS : ce sont les photodiodes "pinned" (figure 14). La structure du pixel est très similaire à celle du photoMOS, exceptée la capacité MOS qui est remplacée par une photodiode où une couche de P⁺ connectée au substrat a été implantée sous la surface. Cette fois-ci, on a deux jonctions (P⁺/N⁺ et N⁺/P). La tension dans la zone N⁺ décroît, les deux zones de charges d'espace s'étendent jusqu'à se rejoindre et complètement la dépeupler. On a ainsi une plus grande zone de collection.

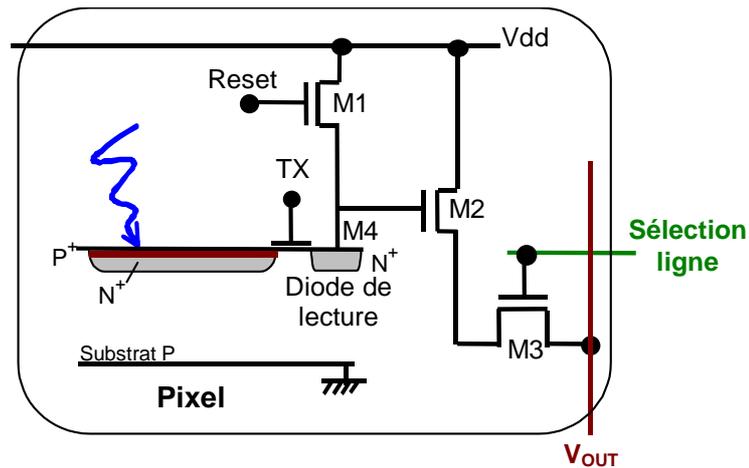


Figure 14 : Structure d'un pixel "pinned" photodiode

3.2. Fonctionnement général

Dans le mode de fonctionnement que nous utilisons le plus couramment, tous les pixels d'une même ligne démarrent leur phase d'intégration simultanément et sont donc lus en parallèle. Le transistor M3 du pixel permet d'isoler le signal d'une ligne par rapport à une autre ; la sortie du pixel est bloquée si il n'est pas sélectionné, c'est à dire si sa ligne n'est pas adressée. Le circuit permettant la mémorisation des signaux, commun à tous les pixels d'une même colonne, est un double échantillonneur.

Un exemple d'organisation de capteur APS est donné dans la figure 15.

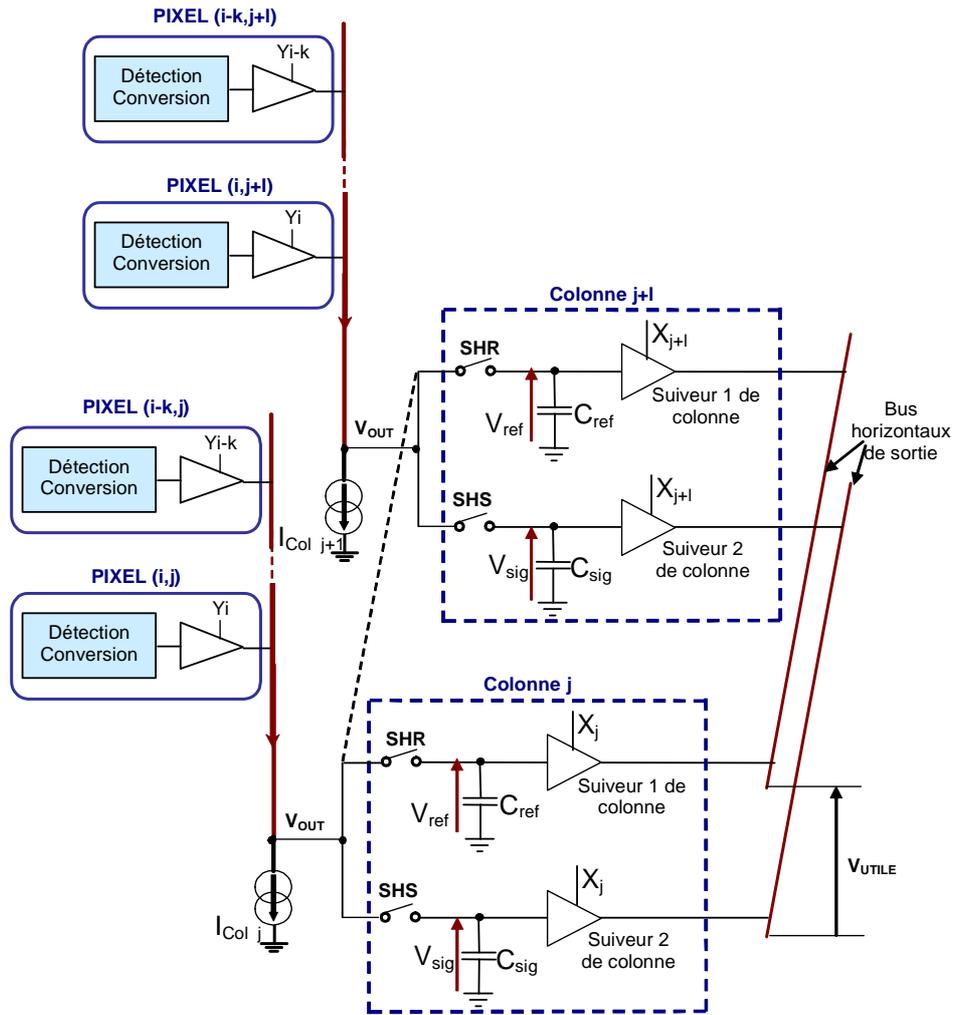


Figure 15 : Organisation d'un capteur APS

Le signal V_{OUT} issu de chaque colonne est échantillonné en deux temps afin de mémoriser successivement les tensions V_{ref} et V_{sig} dans les registres de capacités C_{ref} et C_{sig} qui leur sont dédiés (un couple de registres par colonne). On les véhicule ensuite vers la sortie en balayant successivement les adresses X pour effectuer leur différence et obtenir le signal utile V_{UTILE} (ou ΔV).

3.3. Réalisations du laboratoire CIMI

Depuis 1994, le laboratoire de recherche CIMI (Conception d'Imageurs Matriciels Intégrés) a orienté ses travaux de recherche vers la conception et la réalisation de capteurs APS CMOS.

La première puce a été développée en 1995. Elle consistait en 3 matrices de 32×32 pixels, deux matrices PhotoMOS et une matrice Photodiode. Elle a été réalisée sur une technologie AMS (Austria Micro System) $1.2 \mu\text{m}$. Les caractérisations effectuées sur ce premier prototype ont permis de démontrer la faisabilité du concept APS et ainsi de poursuivre les travaux de recherche du laboratoire dans ce domaine [11].

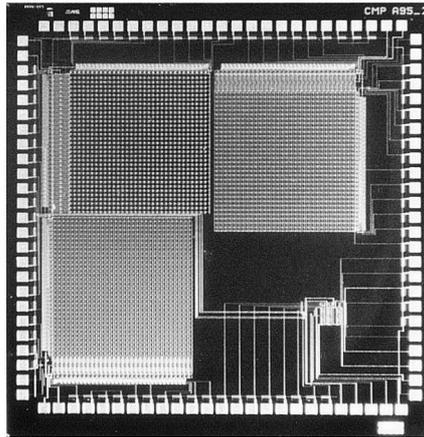
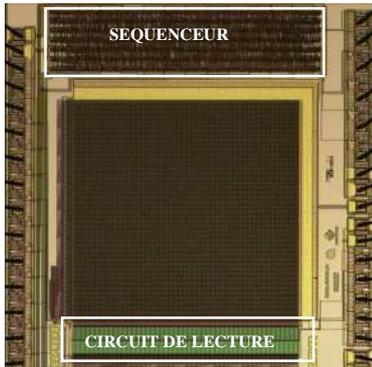
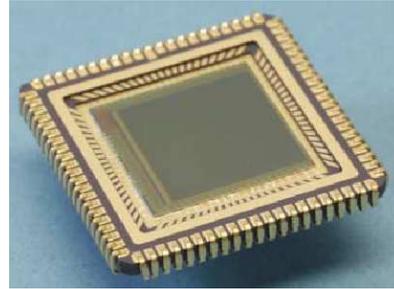


Figure 16 : Photographie de la première puce réalisée au laboratoire CIMI
(matrices de 32x32 pixels)

De nombreuses puces ont depuis été réalisées et caractérisées [12][13], dont une matrice de 128x128 pixels photoMOS en technologie AMS 0.6 μ m avec séquenceur intégré et une matrice de 750x750 pixels photoMOS en technologie AMIS (ex Alcatel Mietec) 0.5 μ m pour une application de senseur stellaire (développée dans le cadre d'un contrat CNES).



Matrice 128x128 pixels avec séquenceur intégré



Matrice 750x750 pixels pour application senseur stellaire

Figure 17 : Photographies de matrices conçues au laboratoire CIMI

Des puces utilisant une technologie 0.35 μ m (UMC) optimisée pour l'imagerie (CIS) ont été récemment développées dont une barrette de 3K pixels (figure 18) au pas de 6.5 μ m et une matrice 1Kx1K pixels au pas de 13 μ m (figure 19) [14].

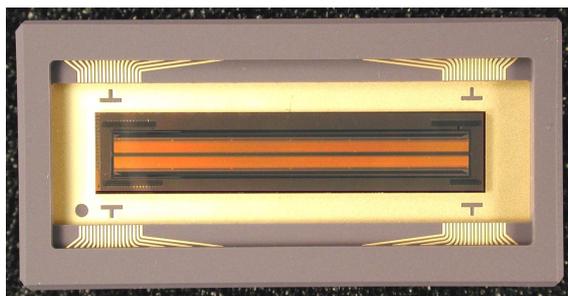
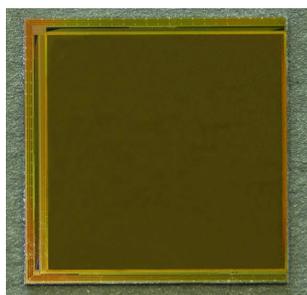


Figure 18 : Barrette de 3K pixels au pas de 6.5µm (technologie CIS)



Photographie de la matrice



Image restituée par la matrice

Figure 19 : Matrice 1KxK pixels utilisant une technologie optimisée pour l'imagerie (CIS)

3.4. Paramètres caractéristiques des détecteurs

Pour comparer les performances des deux types de pixels et mettre en évidence leurs avantages et inconvénients respectifs, il est indispensable de définir certains paramètres qui permettent de caractériser un détecteur tels que la linéarité, le facteur de conversion (CVF) et l'efficacité de détection spectrale (EDS). Cette liste n'est pas exhaustive mais contient les paramètres qui peuvent avoir un lien avec la qualité de l'image.

3.4.1. Domaine de linéarité et courant d'obscurité

Le domaine de linéarité du détecteur définit la zone sur laquelle la réponse de celui-ci est proportionnelle au signal d'entrée. Une courbe de linéarité se présente classiquement telle que sur la figure 20.

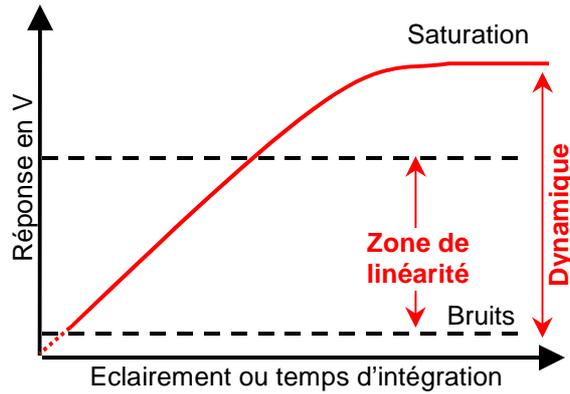


Figure 20 : Exemple de linéarité

Le niveau de bruit du détecteur détermine le plus faible niveau de signal détectable et limite donc sa dynamique. La saturation constatée à fort niveau de signal n'est généralement pas due à la saturation de la zone photosensible mais à celle des amplificateurs suiveurs des pixels CMOS (ou de l'étage de sortie CCD). La qualité de l'image peut se trouver fortement dégradée si le domaine de linéarité du détecteur n'est pas adapté à la plage d'éclairements qu'il reçoit de la scène. La figure 21 représente l'effet que peut avoir une saturation précoce sur une image.

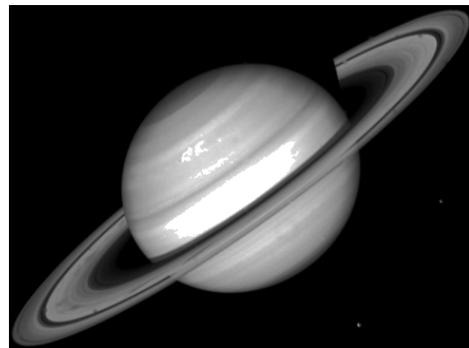
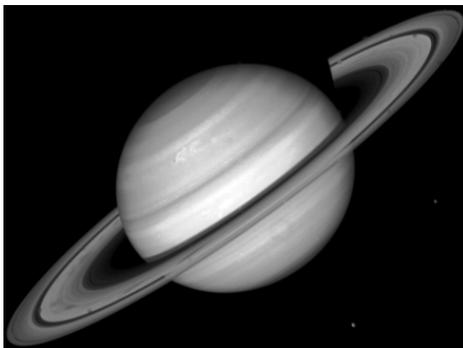


Image initiale

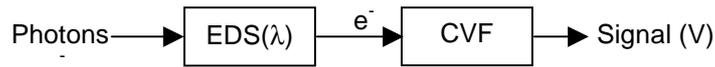
Image restituée (modification du seuil haut)

Figure 21 : Altération de l'image due à un domaine de linéarité restreint

Le courant d'obscurité provient des charges générées spontanément sous l'effet de la température (agitation thermique) et augmente significativement en fonction de celle-ci (il double tous les 6 à 7°) [15]. La réponse du détecteur n'est donc jamais nulle, même sans éclairage, et le domaine de linéarité peut en être fortement réduit.

3.4.2. Sensibilité

La sensibilité du détecteur résulte du gain de conversion et de l'efficacité de détection spectrale.



L'efficacité de détection représente le nombre d'électrons collectés par rapport au nombre de photons incidents. Elle est donnée en fonction de la longueur d'onde puisque tant la transmission que les phénomènes de collection en sont fortement dépendants [16].

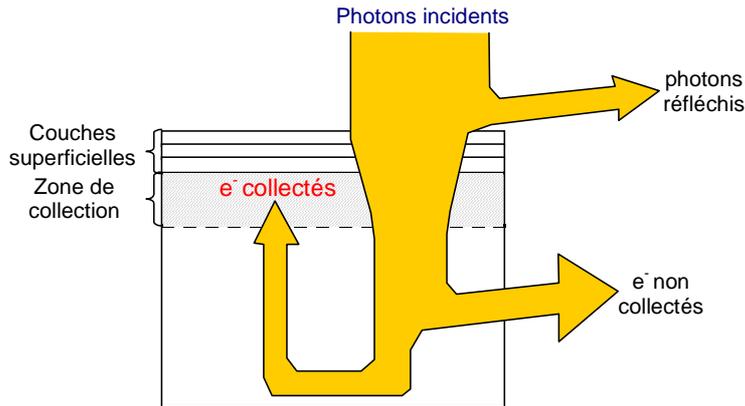


Figure 22 : Du photon à l'électron

Les photons incidents doivent tout d'abord traverser l'empilement de couches superficielles avant d'atteindre la surface du silicium (figure 22). Ces couches se comportent comme des filtres optiques, qui laissent plus ou moins passer la lumière selon sa longueur d'onde. De plus, l'empilement provoque des phénomènes d'interférences constructives et destructives qui modulent considérablement la transmission. Une partie des photons incidents est donc réfléchi et n'atteindra jamais le silicium. Lorsqu'un photon pénètre dans le silicium, il crée un électron à une profondeur dépendant du coefficient d'absorption du silicium et donc de la longueur d'onde du rayonnement incident. La figure 23 représente le coefficient d'absorption α du silicium ainsi que la profondeur de pénétration, définie comme la profondeur à laquelle 63% des photons sont absorbés, en fonction de la longueur d'onde λ .

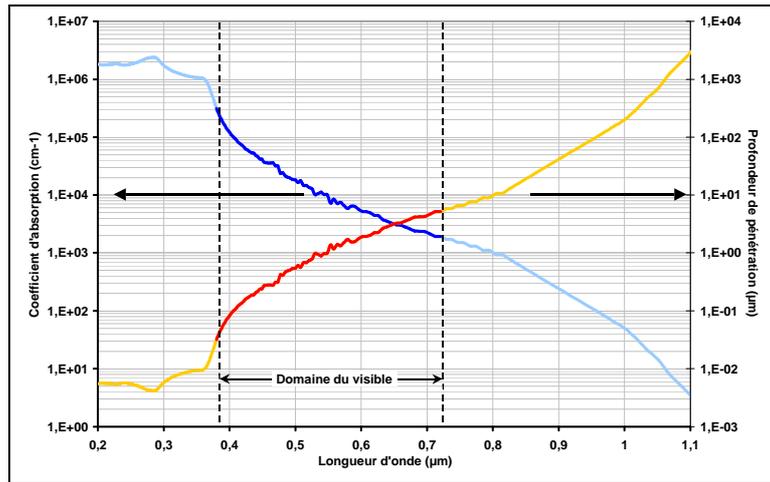


Figure 23 : Coefficient d'absorption et profondeur de pénétration du silicium

Selon la longueur d'onde, les électrons devront diffuser sur une plus ou moins grande distance pour arriver dans la zone de collection. Il est possible qu'ils se recombinent avant d'y arriver et qu'ils ne soient pas collectés.

La valeur de l'efficacité de détection à une longueur d'onde donnée traduit donc l'influence de la transmission des couches superficielles et du mécanisme de collection sur le nombre d'électrons participant effectivement au signal. Elle est liée au taux de remplissage des pixels (FF : fill-factor) dans le sens où plus celui-ci sera important et meilleure sera l'efficacité de détection.

Le facteur de conversion représente la tension délivrée en sortie du capteur pour un électron stocké dans le pixel. Il s'exprime en V/e⁻ et on peut le calculer par l'expression :

$$CVF = \frac{q \cdot g_{\text{interne}}}{C_{DL}}$$

avec :

- $q = 1.6 \times 10^{-19}$ C, charge élémentaire de l'électron.
- g_{interne} : gain des étages d'amplification (inférieur à l'unité pour des suiveurs)
- C_{DL} : la valeur de la capacité que constitue la photodiode ou la diode de lecture polarisée en inverse

La capacité C_{DL} se calcule à partir des capacités surfacique et périmétrique de la diode de lecture :

$$C_{DL} = \text{Surface} \times C_{\text{SURF}} + \text{Périmètre} \times C_{\text{PERIM}}$$

La capacité C_{DL} est donc fonction de la taille de la diode de lecture.

Dans le cas de la Photodiode fonctionnant en mode intégration, la diode de lecture et la photodiode sont un seul et même élément du pixel. Les conversions photon/électron et électron/tension sont réalisées au même endroit. La surface de la diode est donc très grande dans ce type de pixel et, de ce fait, le facteur de conversion est très faible. Il est de plus relativement peu ajustable, puisque la modification de la surface de la diode entraîne immédiatement une modification de la surface photosensible. C'est un inconvénient pour toutes les applications dites à faibles flux, où les quantités d'électrons mises en jeu sont très faibles.

Dans le cas du PhotoMOS, en revanche, le facteur de conversion devient un paramètre de conception dans la mesure où, en modifiant la surface de la diode de lecture, on va pouvoir obtenir précisément une valeur de facteur de conversion déterminée répondant à un cahier des charges précis. Par contre, son taux de remplissage est nettement plus petit que celui d'un pixel photodiode (à cause du transistor de transfert supplémentaire), ce qui entraîne une EDS assez faible dans les courtes longueurs d'onde.

On voit donc que le passage des photons en tension dans un pixel s'obtient par :

$$R_{\text{PIX}(V)} = \int_{\lambda} \left(\int_0^{T_{\text{int}}} \int_S E_{(\text{photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2})} dS dt \right) \times \text{EDS}(\lambda)_{(e^{-} \cdot \text{photons}^{-1})} d\lambda \times \text{CVF}_{(V/e^{-})}$$

où :

- R_{PIX} : réponse en tension du pixel
- S : surface du pixel
- T_{int} : temps d'intégration
- λ : intervalle de longueur d'onde du rayonnement incident
- E : éclairement à la surface du détecteur ($\text{photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$)
- EDS : efficacité de détection spectrale ($e^{-} \cdot \text{photon}^{-1}$)
- CVF : gain de conversion (V/e^{-})

Ainsi, si le détecteur n'est pas suffisamment performant en terme d'EDS et/ou de CVF, il restitue une image très atténuée de la scène (figure 24).

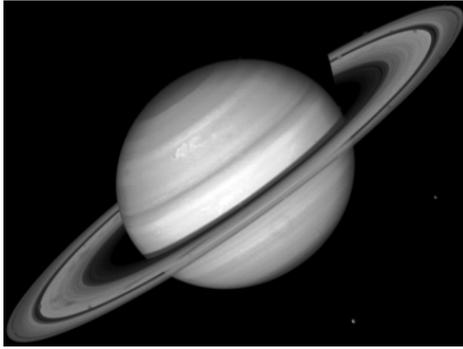


Image initiale

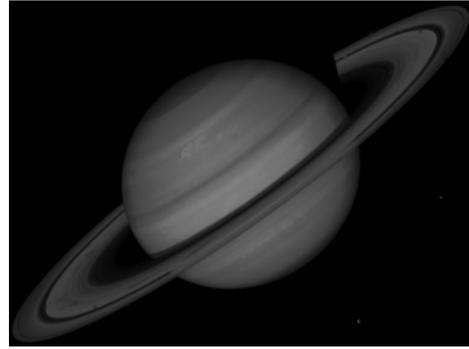


Image restituée (multiplication par un facteur <1)

Figure 24 : Altération de l'image due à une faible sensibilité

3.4.3. Bruits

Le bruit spatial fixe des circuits de lecture (FPN), le bruit photonique (PRNU : Pixel Response Non-Uniformity) et le bruit d'obscurité (DSNU : Dark Signal Non-Uniformity) peuvent avoir une influence notable sur la qualité de l'image. Il proviennent des disparités spatiales des éléments actifs.

Dans l'exemple de la figure 15, le FPN colonne provient du fait que les offsets des deux suiveurs de la colonne ne sont pas identiques, ce qui se traduit par l'apparition systématique de rayures verticales, en éclaircissement ou dans l'obscurité (figure 25).

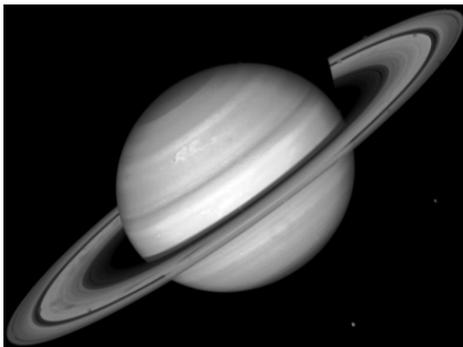


Image initiale

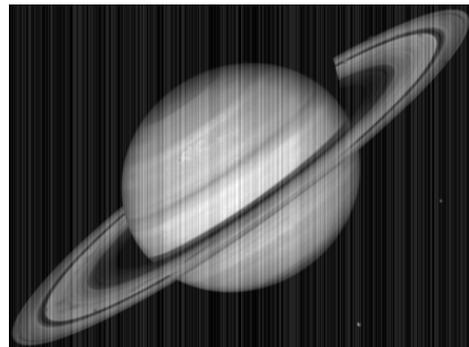


Image restituée (ajout d'un bruit spatial colonne aléatoire)

Figure 25 : Altération de l'image due au FPN colonne

La PRNU et la DSNU traduisent respectivement les non-uniformités en réponse photonique et en courant d'obscurité des pixels. Leur distribution spatiale obéit à une loi gaussienne centrée respectivement sur la moyenne de la réponse photonique et la moyenne du courant d'obscurité (figure 26).

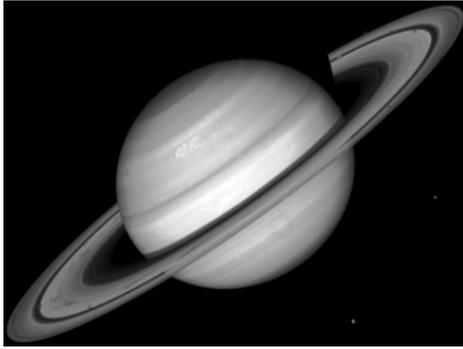


Image initiale

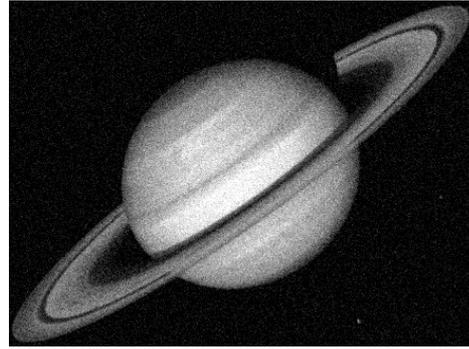


Image restituée (ajout d'un bruit spatial gaussien)

Figure 26 : Altération de l'image due à la PRNU (ou DSNU)

Tous ces paramètres ont donc une influence sur la qualité de l'image. On observera un meilleur rendu sur l'image restituée par le détecteur si celui-ci a :

- un domaine de linéarité étendu
- une sensibilité élevée
- de faibles niveaux de bruits

Toutefois, ceci n'est pas suffisant pour juger objectivement de la qualité de l'image. Du fait de l'échantillonnage spatial effectué par le détecteur, l'image va se trouver pixellisée (figure 27). Plus les détails de l'objet seront fins, moins le détecteur sera capable de les résoudre.



Image originale



Image pixellisée

Figure 27 : Images de "Lena" [17]

Il est nécessaire d'introduire un paramètre caractéristique supplémentaire des détecteurs qui puisse quantifier la qualité de l'image qu'ils restituent : la Fonction de Transfert de Modulation.

4. Définition de la Fonction de Transfert de Modulation des systèmes électro-optiques

4.1. La Fonction de Transfert Optique

Considérons un système optique formant une image en lumière incohérente (figure 28). Soit $l(x,y)$ la répartition spatiale en luminance de l'objet et $e(x,y)$ la répartition spatiale en éclairement de l'image.

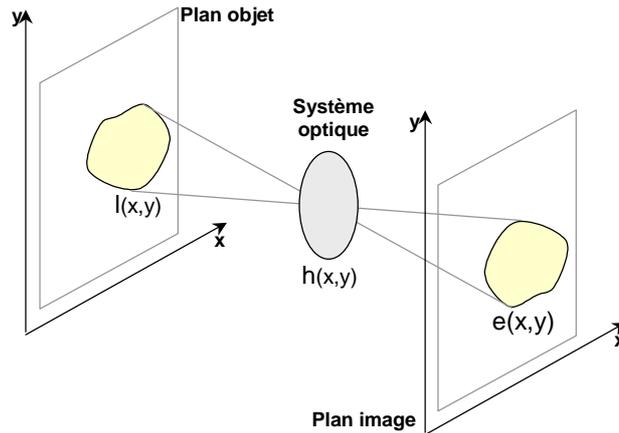


Figure 28 : Formation des images

La formation de l'image peut être représentée par la relation suivante [18]:

$$e(x, y) = l(x, y) * h(x, y)$$

Cette relation est analogue à celle obtenue dans le cas d'un filtre linéaire électrique pour un signal temporel monodimensionnel, qui est remplacé ici par un signal optique en coordonnées d'espace bidimensionnelles.

$h(x,y)$ est appelée la réponse impulsionnelle du système optique. Elle représente le plus petit détail que le système est capable de résoudre. Si l'objet est un point source, représenté mathématiquement par une impulsion de Dirac $\delta(x,y)$, élément neutre de la convolution, la relation précédente devient :

$$e(x, y) = h(x, y)$$

De ce fait, $h(x,y)$ représentant la répartition des éclaircissements dans l'image d'un point, elle est aussi appelé la PSF (Point Spread Function) du système.

Le fait de modéliser le processus de formation des images comme un produit de convolution nécessite que le système remplisse les conditions de linéarité et d'isoplanétisme. En d'autres termes, la réponse impulsionnelle doit être unique et indépendante de la luminance et de la position du point-source objet. Considérant la linéarité et l'isoplanétisme du système, on peut appliquer une transformée de Fourier en deux dimensions [19] à la relation et on obtient :

$$E(v_x, v_y) = L(v_x, v_y) \times H(v_x, v_y)$$

$E(v_x, v_y)$ et $L(v_x, v_y)$ représentent respectivement les spectres spatiaux de l'objet et de l'image. v_x et v_y sont des fréquences spatiales, donc homogènes à des inverses de distance (elles s'expriment par exemple en lp.mm^{-1}).

$H(v_x, v_y)$ est appelée la Fonction de Transfert Optique du système (FTO) ; c'est une fonction complexe et peut donc être écrite sous la forme :

$$H(v_x, v_y) = |H(v_x, v_y)| \exp(i\Phi(v_x, v_y))$$

Le module de $H(v_x, v_y)$ représente la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) du système et le terme de phase Φ la Fonction de Transfert de Phase (FTP). On a donc :

$$\text{FTO}(v_x, v_y) = \text{FTM}(v_x, v_y) \exp(i\text{FTP}(v_x, v_y))$$

La norme ISO 9334 [20] expose toutes les définitions et relations mathématiques relatives à la Fonction de Transfert Optique.

4.2. La Fonction de Transfert de Modulation

4.2.1. FTM et résolution

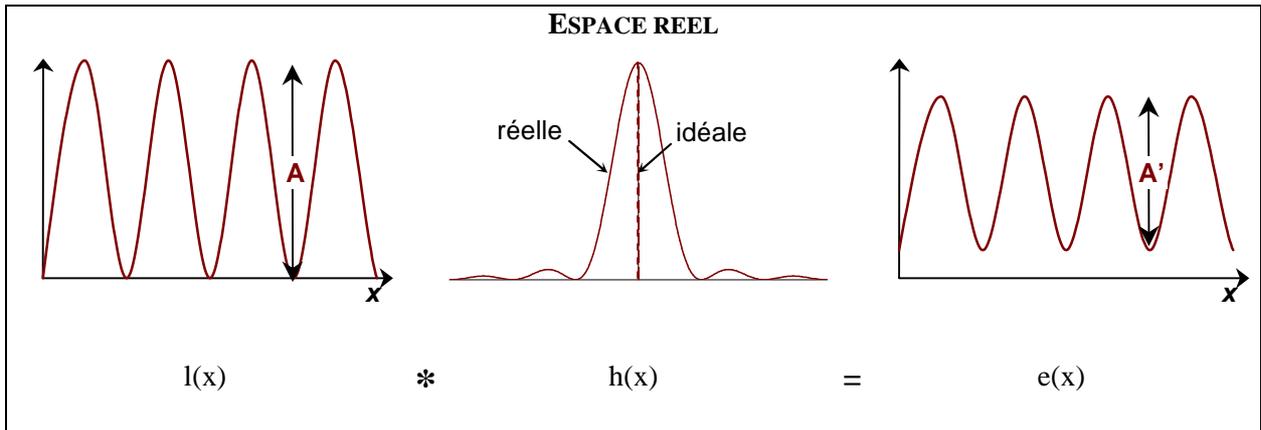
Pour se rendre compte de l'utilité du concept de FTM, considérons par exemple le cas d'un système optique parfait (sans aberrations) à l'aide duquel on veut former l'image d'une mire présentant un profil sinusoïdal en luminance. Les fonctions objet et image dans la direction x d'une telle mire s'expriment par :

$$l(x) = 1 + A \cos(2\pi v_0 x) \quad \text{et} \quad e(x) = 1 + A' \cos(2\pi v_0 x)$$

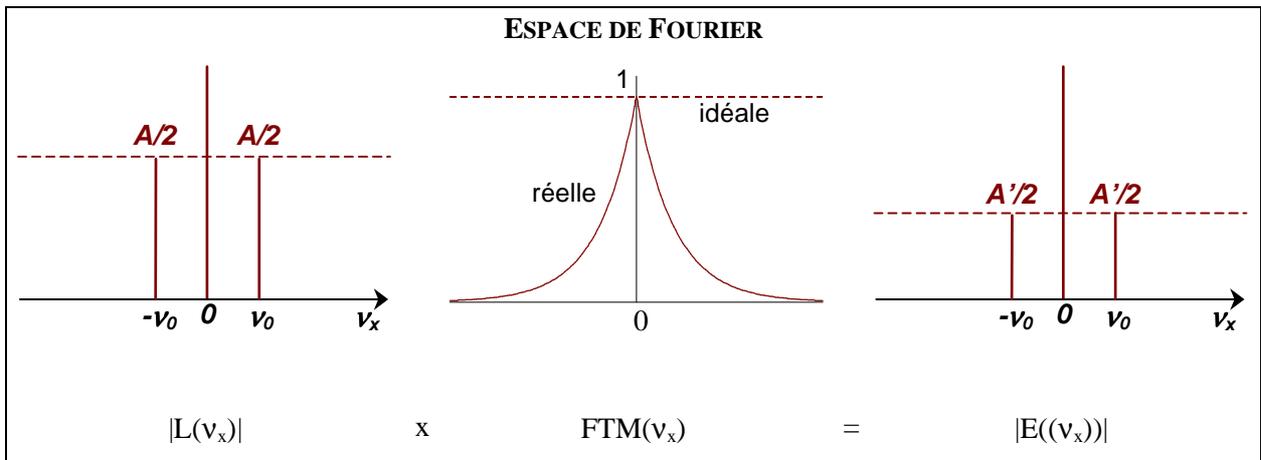
où v_0 est la fréquence spatiale de la mire.

En appliquant la transformée de Fourier on obtient :

$$L(v_x) = \delta(v_x) + \frac{A}{2} [\delta(v_x + v_0) + \delta(v_x - v_0)] \quad \text{et} \quad E(v_x) = \delta(v_x) + \frac{A'}{2} [\delta(v_x + v_0) + \delta(v_x - v_0)]$$



TF ↓



La raie à la fréquence spatiale nulle (fond continu) est inchangée alors que les raies aux fréquences $\pm v_0$ sont atténuées.

On a, par définition :

$$FTM(v_x) = \frac{|E(v_x)|}{|L(v_x)|}$$

Les expressions de L et de E permettent donc d'obtenir :

$$\begin{cases} \text{FTM}(v_x = 0) = 1 \\ \text{FTM}(v_x = v_0) = \frac{A'}{A} \end{cases}$$

On définit habituellement la modulation M dans le cas d'un éclairage sinusoïdal comme le rapport de l'amplitude du signal sur sa valeur moyenne. Dans notre cas on a :

$$\begin{cases} M_{\text{OBJET}} = A \\ M_{\text{IMAGE}} = A' \end{cases} \quad \text{donc} \quad \text{FTM}(v_x) = \frac{M_{\text{IMAGE}}(v_x)}{M_{\text{OBJET}}(v_x)}$$

La FTM exprime donc le rapport des modulations (ou contraste) de l'objet et de l'image à la fréquence spatiale considérée, c'est à dire qu'elle rend compte de la capacité du système à restituer le contraste d'un objet à une résolution (fréquence spatiale) donnée [21].

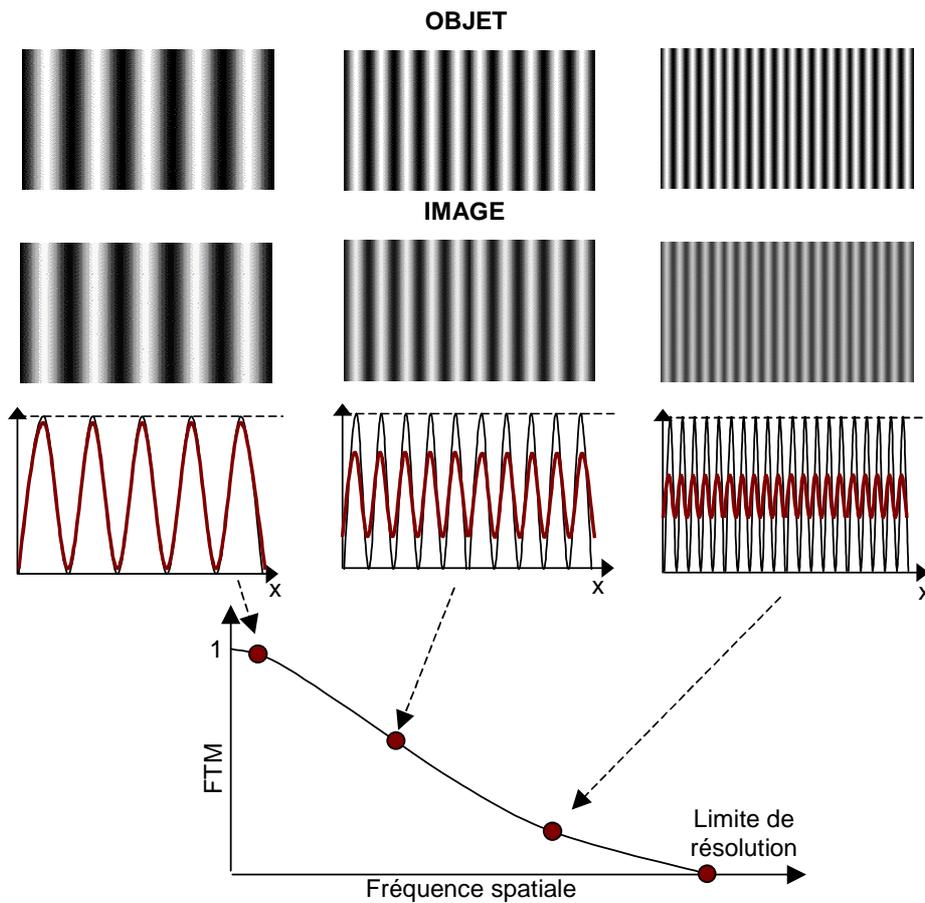


Figure 29 : Dégradation du contraste avec l'augmentation de la fréquence spatiale

Quand la fréquence est faible, le système retransmet bien l'information de contraste donc la FTM est proche de 1 (figure 29). Le contraste diminue fortement quand la fréquence augmente et pour les fréquences élevées (qui peuvent correspondre aux détails les plus fins d'un objet), le système devient incapable de séparer les lignes de la mire. L'image est alors uniformément grise, sans aucun détail. La limite de résolution ultime de l'instrument est atteinte.

La figure 30 montre la même image restituée par deux systèmes ayant des FTM différentes. Sur l'image de gauche, on peut discerner des détails qui n'apparaissent plus du tout sur celle de droite. Le système ayant restitué l'image de gauche est donc nettement plus performant en terme de qualité d'image ; sa FTM est meilleure.



"Bonne" FTM

"Mauvaise" FTM

Figure 30 : Exemples d'images restituées par deux systèmes ayant des FTM différentes

4.2.2. Exemples de FTM : cas d'un objectif

Le calcul de la FTM dans le cas des lentilles est relativement simple si on considère que le système est uniquement limité par la diffraction. Les aberrations ont pour effet de rendre la FTO complexe mais, si on fait l'hypothèse que le système en est dépourvu, celle-ci sera réelle et égale à la FTM [1].

On détermine la FTO d'un tel système en calculant la fonction d'autocorrélation de la fonction de transfert cohérente (que l'on note H_c), c'est à dire la surface de la partie commune à la fonction H_c et à la fonction H_c décalée (figure 31).

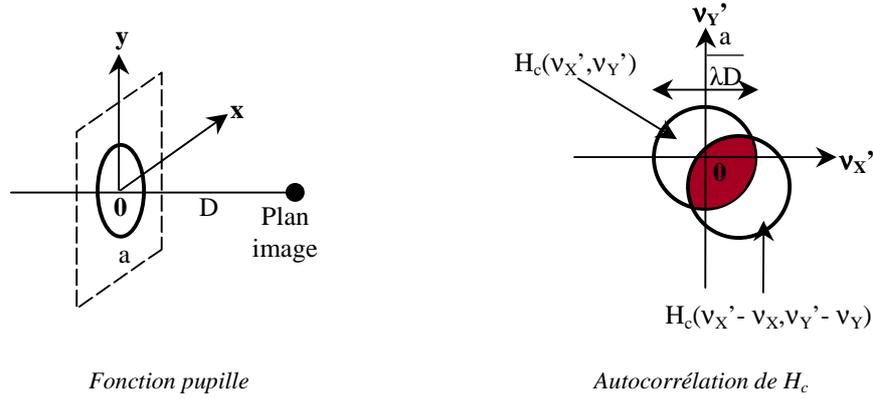


Figure 31 : Principe de calcul de la FTO pour une pupille circulaire

On trouve ainsi l'expression de la FTM en fonction de v_ρ , fréquence spatiale dans la direction ρ , et de v_c , fréquence de coupure.

$$FTM(v_\rho) = \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos\left(\frac{v_\rho}{v_c}\right) - \left(\frac{v_\rho}{v_c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{v_\rho}{v_c}\right)^2} \right\}$$

$$v_\rho = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$$

avec :

- λ : longueur d'onde du rayonnement incident
- D : focale du système optique
- a : diamètre de la pupille de sortie

Cette relation reste vraie tant que la fréquence spatiale v_ρ est inférieure à la fréquence de coupure v_c de la lentille. On a :

$$v_c = \frac{a}{\lambda \cdot D} = \frac{1}{\lambda \cdot f_\#} \quad \text{avec} \quad f_\# = \frac{D}{a}$$

La figure 32 représente cette FTM pour une pupille circulaire de diamètre telle que $\frac{a}{\lambda D} = 1$.

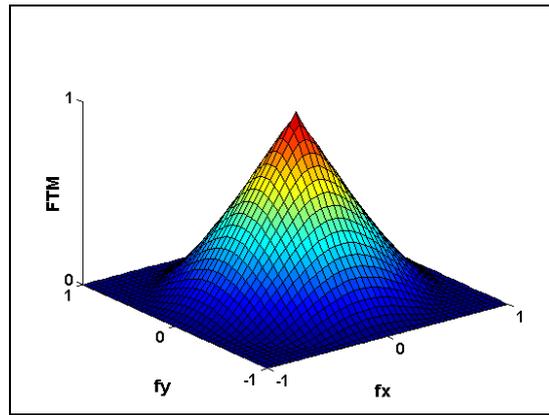


Figure 32 : FTM de diffraction d'une pupille circulaire

On voit donc que la FTM dépend des caractéristiques propres à la lentille mais aussi de la longueur d'onde du rayonnement. La FTM réelle d'une optique tient également compte des différentes aberrations existantes : aberrations sphérique et chromatique, astigmatisme, courbure de champ, coma...

Le défaut de focalisation est aussi considéré comme une aberration et peut avoir des conséquences importantes sur la FTM du système optique [22]. Le logiciel de simulation optique Zemax permet de se rendre compte de l'importance que doit accorder l'utilisateur à la bonne focalisation du système. La figure 33 représente les FTM obtenues pour un objectif Double Gauss ($f = 75\text{mm}$, $f\# = 4$) travaillant à une distance de 300mm (distance objet – objectif) et à une longueur d'onde de 500nm.

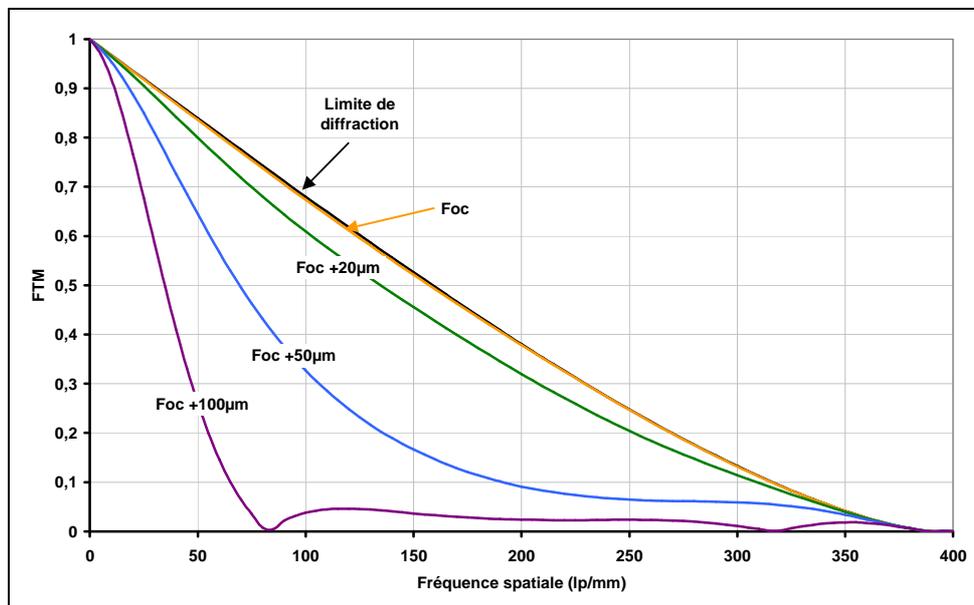


Figure 33 : Variation de la FTM avec la défocalisation

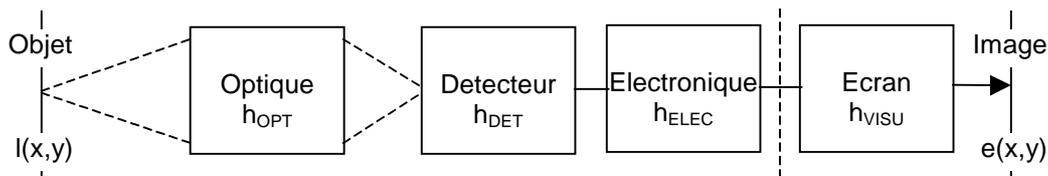
On voit que la défocalisation ne change pas la valeur de la fréquence de coupure du système mais dégrade nettement la FTM pour les fréquences spatiales inférieures.

4.3. Application aux systèmes électro-optiques

La FTM permet de connaître le pouvoir de résolution de tout système optique et par suite la qualité de l'image qu'il va restituer, même pour des systèmes possédant plusieurs composants. En effet, la FTM d'un tel système sera tout simplement égale au produit des FTM de chacun des composants pris séparément (propriété de linéarité).

On trouve dans un système électro-optique classique, comme par exemple un appareil photo numérique :

- une optique
- un détecteur
- une électronique d'amplification
- éventuellement un écran de visualisation de l'image



Chacun des composants du système va dégrader l'image. On a :

$$e(x, y) = l(x, y) * h_{OPT}(x, y) * h_{DET}(x, y) * h_{ELEC}(x, y) * h_{VISU}(x, y)$$

d'où :

$$E(v_x, v_y) = L(v_x, v_y) \times H_{OPT}(v_x, v_y) \times H_{DET}(v_x, v_y) \times H_{ELEC}(v_x, v_y) \times H_{VISU}(v_x, v_y)$$

Finalement :

$$|E(v_x, v_y)| = |L(v_x, v_y)| \times \underbrace{FTM_{OPT}(v_x, v_y) \times FTM_{DET}(v_x, v_y) \times FTM_{ELEC}(v_x, v_y) \times FTM_{VISU}(v_x, v_y)}_{FTM_{système}}$$

On trouve donc ici une des propriétés essentielles de la FTM. Connaissant les FTM de chacun des composants, on peut prédire la qualité de l'image restituée par le système complet simplement en multipliant entre elles, fréquence par fréquence, les FTM individuelles [23]. Inversement, si on veut quantifier l'influence d'un des composants du système sur la qualité de l'image globale, il suffit de diviser la FTM totale (mesurable) par les autres FTM individuelles connues.

En conclusion, la FTM est un excellent outil de quantification de la capacité globale d'un système à retransmettre les informations contenues dans une scène. Il ne faut toutefois pas oublier que la qualité de l'image va dépendre aussi des autres paramètres caractéristiques du détecteur comme la sensibilité ou les bruits.

Toutefois, les capteurs d'images peuvent imposer une limitation à l'applicabilité de la notion de FTM. Ceux-ci, de par leur architecture, échantillonnent l'image de la scène ce qui peut conduire à violer certaines règles inhérentes au concept de FTM des systèmes. L'étude des conditions d'application fait l'objet du chapitre 2.

Bibliographie

- [1]. A.Marion, "Acquisition et visualisation des images", Chapitre 3, Editions Eyrolles, ISBN 2-212-08871-X
- [2]. S.M.Sze, "Semiconductor devices – Physics and Technology", Editions John Wiley & Sons, ISBN 0-471-83704-0, 1985.
- [3]. S.G.Chamberlain, "Photosensitivity and Scanning of Silicon Image Detector Arrays", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.4, n°6, Décembre 1969, pp.333-342.
- [4]. A.J.P.Theuwissen, "Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices", Chapitre 5, Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-3456-6, 1995
- [5]. W.Boyle, G.Smith, "Charge-coupled semiconductor devices", Bell system technical journal, Vol.49, pp 587-596, Avril1970.
- [6]. G.F.Amelio and al, "Charge Coupled Imaging Devices : Design considerations", IEEE Transactions on Electron Devices , Vol ED-18, Novembre 1971, pp 986-992.
- [7]. E.Fossum, "Active Pixel Sensors : Are CCD's Dinosaurs ?", Charge-Coupled Devices and Solid-State Optical Sensors III, Proceedings of SPIE, Vol.1900, 1993.
- [8]. J.R.Janesick, "Scientific Charge-Coupled Devices", SPIE Press, ISBN 0-8194-3698-4, 2001
- [9]. P.Noble, "Self-scanned image detector array", IEEE transactions on Electron Devices, ED-15, pp.202, 1968.
- [10]. G.P.Weckler, "Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integration mode", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.SC-2, n°3, Septembre 1967, pp.65-73.
- [11]. J.Solhusvik, C.Cavadore, J.Farré, "Experimental results from 32 x 32 CMOS photogate and photodiode active pixel image sensors", Photonic Component Engineering and Applications, Proceedings of SPIE, Vol.2749, 1996.
- [12]. C.Cavadore, J.Solhusvik, P.Magnan et al., "Design and characterization of CMOS APS imagers with two different technologies ", Solid State Sensor Arrays: Development and Applications II, Proceedings of SPIE, Vol.3301, 1998.
- [13]. P.Magnan, A.Gautrand, Y.Degerli et al., "Influence of pixel topology on performances of CMOS APS imagers ", Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications, Proceedings of SPIE, Vol.3965, 2000.
- [14]. O.Saint-Pé, M.Tulet, R.Davancens, et al., "Research-grade CMOS image sensors for remote sensing applications", 11th SPIE International Symposium on Remote Sensing 2004 - 13-17 September 2004, Canary Islands, Spain
- [15]. S.Maëstre, "Etude de courants parasites dans les imageurs CMOS à pixels actifs et de leurs effets induits", Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2003.

- [16]. C.Marques, "Etude et Modélisation de la conversion rayonnement lumineux – signal électrique dans les capteurs d'images à pixels actifs", Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2001.
- [17]. <http://ise.stanford.edu>
- [18]. J.W.Goodman, "Introduction to Fourier Optics", McGraw-Hill Book Co, ISBN 0-07-114257-6, 1996
- [19]. J.D.Gaskill, "Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics", John Wiley & Sons, ISBN 0-471-29288-5, 1978.
- [20]. Norme ISO 9334:1995 (E/F/R), "Optique et instruments d'optique – Fonction de Transfert Optique – Définitions et relations mathématiques", Mars 1998.
- [21]. G.C.Holst, "Sampling, Aliasing, and Data Fidelity", JCD Publishing, ISBN 0-9640000-3-2, 2000
- [22]. H.H.Hopkins, "The frequency response of a defocused optical system", Proceedings of the Royal Society A, Vol.231, 1955, pp.91-103.
- [23]. G.C.Holst, "Electro-Optical Imaging System Performance", JCD Publishing, ISBN 0-9640000-6-7, 2000

CHAPITRE 2

APPLICATION DE LA FTM AUX CAPTEURS D'IMAGES

1. Applicabilité de la notion de FTM aux capteurs d'images

Le concept de FTM est applicable à tout système qui remplit les conditions de :

- linéarité : la grandeur de sortie doit être proportionnelle à la grandeur d'entrée, en l'occurrence l'éclairement pour les capteurs d'images
- isoplanétisme : l'image restituée doit être indépendante de la position de l'objet dans le plan d'entrée (plan objet)

De par leur architecture et leur fonctionnement, les capteurs d'images ne remplissent pas pleinement ces conditions. Le problème se pose alors de l'applicabilité du concept de FTO, et donc de FTM, à de tels systèmes.

1.1. Condition de linéarité

Le mécanisme de formation des images pour un système optique transforme la répartition en luminance de l'objet en une répartition en éclairement dans le plan image. Ce processus est donc parfaitement linéaire.

Le domaine de linéarité des capteurs d'images est un paramètre caractéristique de ceux-ci. Il est limité par le nombre maximal de charges qui peuvent être stockées dans la zone de collection du pixel (Q_{sat}) mais surtout par la dynamique du circuit de lecture. La figure 1 donne un exemple de circuit de lecture qui traite la tension aux bornes de la photodiode.

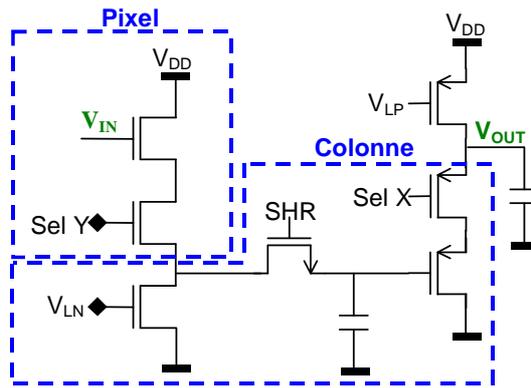


Figure 1 : Circuit de lecture des pixels CMOS

A titre d'exemple, la figure 2 représente la tension de sortie V_{OUT} de ce circuit de lecture en fonction de sa tension d'entrée V_{IN} , tension représentant le potentiel aux bornes de la photodiode.

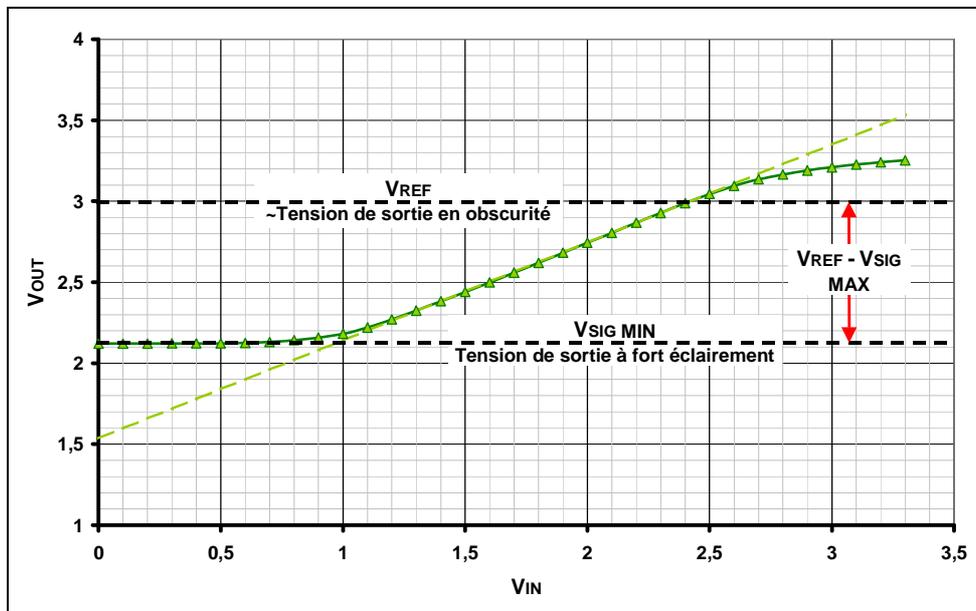


Figure 2 : Linéarité du circuit de lecture

Une fois la différence $V_{REF} - V_{SIG}$ effectuée, on retrouve une courbe de linéarité telle que présentée sur la figure 3; la tension de sortie y est mesurée en fonction de la luminance de la source.

Remarque : Nous exprimons la luminance de la source en cd/m^2 , unité donnée par son contrôleur mais qui se rapporte aux grandeurs visuelles, c'est à dire qui prend en compte la courbe de sensibilité photopique de l'œil humain. Il serait plus rigoureux d'exprimer la luminance en $W/sr.m^2$, l'unité de luminance relative aux grandeurs énergétiques[1].

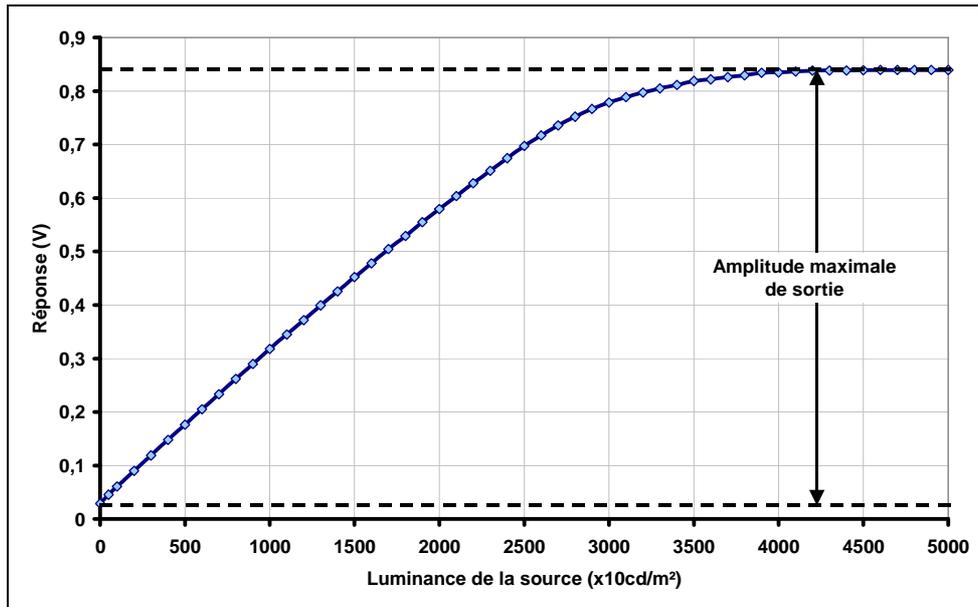


Figure 3 : Courbe de réponse des pixels en fonction de la luminance de la source

Le domaine sur lequel la tension de sortie est proportionnelle au flux incident est borné et la saturation du circuit de lecture fixe une valeur maximale pour l'amplitude de sortie. L'image restituée sera donc fidèle à la scène uniquement si les luminances minimale et maximale de celle-ci permettent que le détecteur travaille dans sa zone linéaire.

Le concept de FTM ne peut alors être appliqué que si on le restreint au seul domaine de linéarité du détecteur.

1.2. Condition d'isoplanétisme

Un système optique ne peut pas être considéré comme rigoureusement isoplanétique. En effet, en présence d'aberrations, l'image d'un point source sera différente selon qu'il est situé sur ou en dehors de l'axe optique. Autrement dit, on trouvera des FTM différentes pour chaque position du point source. La figure 4 représente les FTM d'un objectif Double Gauss obtenues dans l'axe et à 20mm de l'axe, pour une distance de travail (distance objet-objectif) de 300mm et une longueur d'onde du rayonnement incident de 500nm.

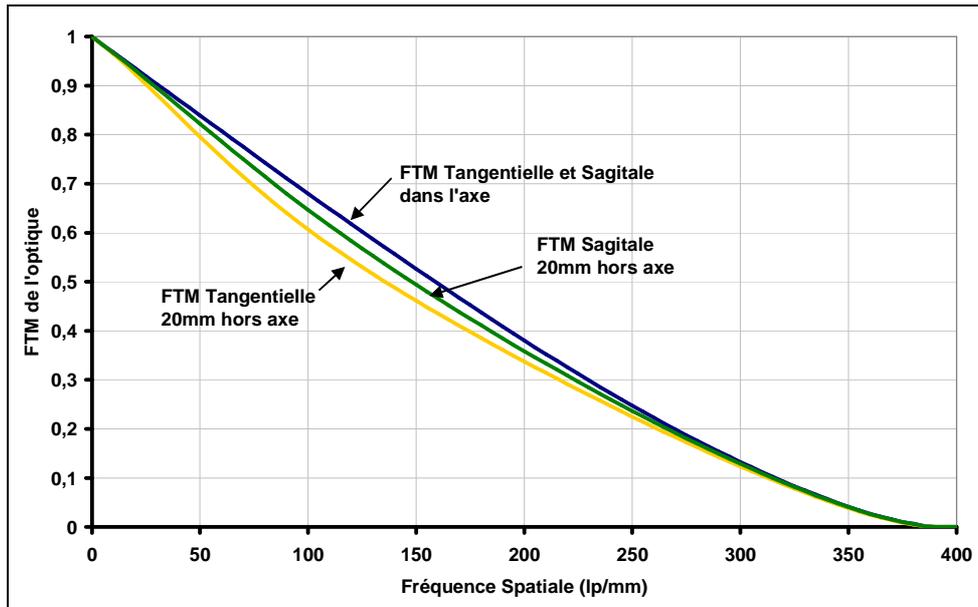


Figure 4 : FTM d'un objectif pour 2 champs différents

Les normes ISO 9334 [2] et ISO 9335 [3] définissent les termes, relations mathématiques, principes et procédures de mesure de la FTO et font apparaître ce problème d'isoplanétisme. Ainsi, la FTM ne doit être définie (et mesurée) que sur une partie de l'espace image sur laquelle la réponse impulsionnelle reste constante (à la précision désirée près).

1.2.1. Position du problème pour les systèmes échantillonnés

Un capteur d'images, sous forme de barrette ou de matrice, échantillonne l'image de la scène dans une ou deux directions. La relation reliant la réponse spatiale du détecteur $e(x,y)$ à la répartition spatiale en luminance de la scène $l(x,y)$ est :

$$e(x,y) = l(x,y) * h(x,y) \times \sum_{k_x} \sum_{k_y} \delta(x - \epsilon_x - k_x \cdot p, y - \epsilon_y - k_y \cdot p)$$

où $h(x,y)$ représente la réponse impulsionnelle d'un pixel (donc sa PSF bidirectionnelle) et p son pas. k_x et k_y représentent les indices des pixels et ϵ_x et ϵ_y la position relative des centres d'échantillonnage par rapport à l'image.

Pour simplifier le raisonnement, nous allons nous placer dans un cas monodimensionnel (figure 5). La relation précédente devient :

$$e(x) = l(x) * h_x(x) \times \sum_k \delta(x - \epsilon_x - k \cdot p)$$

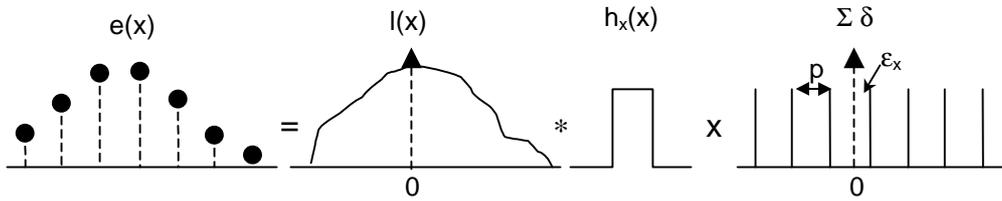


Figure 5 : Illustration de la relation reliant la réponse spatiale du détecteur à la luminance de la scène – Cas monodimensionnel

On définit, dans le cas des systèmes échantillonnés :

- la fréquence d'échantillonnage $v_e = \frac{1}{p}$
- la fréquence de Nyquist $v_N = \frac{1}{2p}$

En appliquant une transformée de Fourier en une dimension à la relation reliant $e(x)$ à $l(x)$, on obtient dans le domaine fréquentiel :

$$E(v_x) = L(v_x) \times H_x(v_x) * \sum_k \delta\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp(2i\pi\epsilon_x v_x)$$

c'est à dire :

$$E(v_x) = \sum_k L\left(v_x - \frac{k}{p}\right) H_x\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{p}\right)$$

On voit apparaître dans ces équations le terme de phase ϵ_x qui montre l'aspect non - isoplanétique d'un système échantillonné. En d'autres termes, les réponses spatiale et fréquentielle du système vont dépendre de la position relative entre l'objet et la barrette de pixels (figure 6).

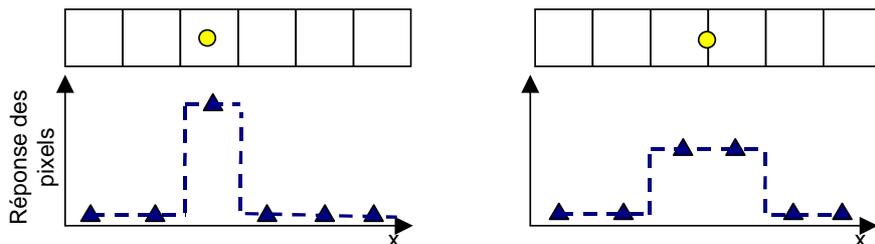


Figure 6 : Réponse d'une barrette de pixels pour deux positions différentes de l'objet (spot lumineux)

Cette dépendance est très visible lorsqu'on image une mire à barres sur un détecteur. La figure 7 représente les éléments 1 du groupe 5 de la mire USAF 1951 (mire en transmission – chrome sur verre) imagés sur un détecteur dont le pixel est au pas de 13µm. Sa fréquence d'échantillonnage est donc de 76.9lp/mm et la fréquence spatiale des barres de 10.2lp/mm.

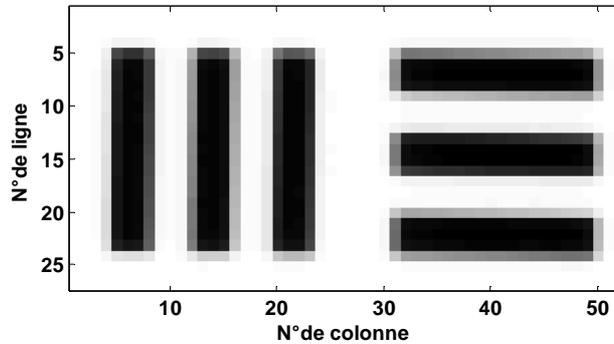


Figure 7 : Illustration de l'effet de la position relative de l'objet par rapport aux centres d'échantillonnage sur l'image d'une mire à barres (USAF 1951)

On voit bien, en comparant par exemple les barres du motif vertical, que les fronts ne sont pas tous également résolus. La position relative de la barre par rapport aux pixels peut créer un lissage ; on ne passe pas du noir au blanc sur deux pixels mais sur trois.

Dans le domaine fréquentiel, en assimilant le point source à un Dirac :

$$E(v_x) = \sum_k H\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{p}\right)$$

Dans le cas d'un système linéaire et isoplanétique, $E(v_x)$ représente la FTO selon la direction X du système et son module la FTM. On voit alors qu'en appliquant ces définitions on trouverait des FTO (et donc des FTM) différentes pour chaque position relative du point source par rapport à la barrette ; il est alors impossible d'utiliser ces FTM comme indicatrices de la qualité de l'image restituée par le système. De plus, on ne peut rigoureusement plus écrire que l'image est le résultat de la convolution de l'objet par la réponse impulsionnelle puisque celle-ci n'est pas unique.

1.2.2. Nouvelle définition de l'isoplanétisme

Si on considère un objet à répartition sinusoïdale en luminance dont la fréquence spatiale v_0 est inférieure à la fréquence de Nyquist, on trouve que les images restituées pour différentes positions relatives de l'objet ne sont pas rigoureusement identiques (figure 8).

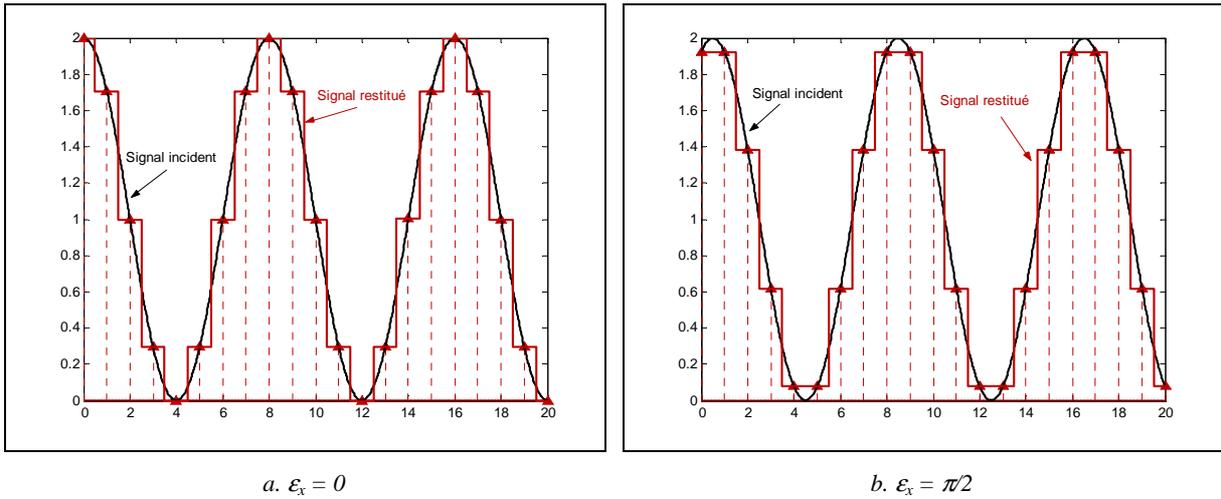


Figure 8 : Réponse à une sinusoïde de fréquence inférieure à la fréquence de Nyquist pour 2 positions relatives de l'objet différentes

Pourtant, dans le domaine fréquentiel, les contributions à $E(v)$ obtenues pour les différents k ne se superposent pas. On obtient entre $-v_0$ et v_0 le même spectre quelle que soit la phase. La figure 9 représente $E(v)$ et son module en considérant que $L(v)$, spectre de l'objet, est une fonction porte (fréquence de coupure v_c) et $H(v)$ un sinus cardinal.

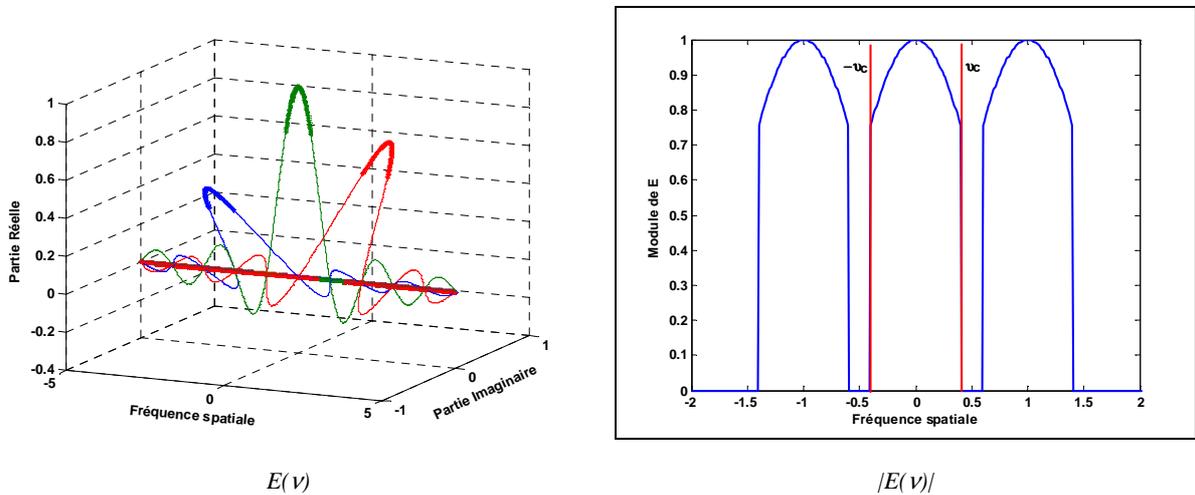


Figure 9 : Contributions des répliques $k=\pm 1$ à $E(v)$ pour des fréquences inférieures à Nyquist

Afin de pouvoir appliquer la notion de FTM aux systèmes échantillonnés, une nouvelle définition de l'isoplanétisme a été proposée par W.Wittenstein [4]. Elle consiste à définir l'isoplanétisme dans le domaine fréquentiel plutôt que dans le domaine spatial. Ainsi, s'il existe une région de l'espace des fréquences sur laquelle la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du système reste constante, le concept de FTM peut être appliqué à ce système. Ceci est bien sûr valable pour les

systèmes spatialement isoplanétiques puisque, leur PSF étant constante dans ce domaine, sa transformée de Fourier l'est aussi. La norme ISO 15529 [5] s'appuie sur cette nouvelle définition pour décrire une FTM s'appliquant aux systèmes échantillonnés qui permet de juger de la qualité de l'image.

On se retrouve, si le spectre de l'objet est limité à une fréquence ν_c inférieure à Nyquist, dans le cas où le système peut être considéré partiellement isoplanétique dans le domaine fréquentiel alors qu'il ne l'est pas dans le domaine spatial. En effet, entre $-\nu_c$ et ν_c , on a :

$$|E(\nu_x)| = |L(\nu_x)| \times |H(\nu_x)|$$

$|H(\nu_x)|$ représente la FTM du pixel et $|L(\nu_x)|$ le module du spectre de l'objet.

L'image restituée contient toutes les fréquences spatiales contenues dans le spectre et est donc dépendante de la position relative entre l'objet et les centres d'échantillonnage. La figure 10 montre l'exemple de l'échantillonnage d'une sinusoïde de fréquence $\nu_0=0.9\nu_N$ par une barrette de pixel lorsque le premier pixel est centré sur le premier maximum de la sinusoïde.

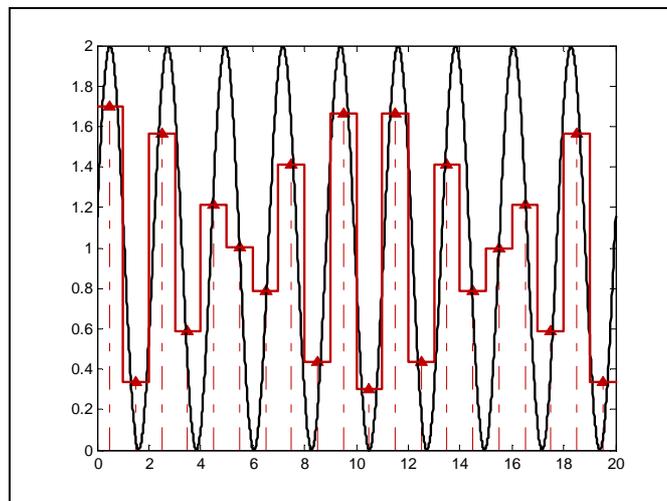


Figure 10 : Illustration du phénomène de battement induit par l'échantillonnage pour une fréquence inférieure à Nyquist

On voit ici apparaître le phénomène de battement, dû au décalage de la sinusoïde par rapport aux centres des pixels [6]. Ainsi, la qualité de l'image perçue dépend de la position relative de l'objet, particulièrement si on ne considère qu'un petit nombre de centres d'échantillonnage. En effet, la troncation de la sinusoïde sur le détecteur revient à la convolution du spectre de l'objet par la transformée de Fourier d'une fonction porte (un sinus cardinal) ; on ne respecte donc plus la condition du spectre borné sous la fréquence de Nyquist.

1.2.3. Isoplanétisme et recouvrement de spectre

Pour les fréquences incidentes supérieures à la fréquence de Nyquist apparaît un phénomène supplémentaire nuisant gravement à la qualité de l'image : le recouvrement de spectre. Pour l'illustrer, nous allons considérer un signal sinusoïdal (de fréquence ν_0 égale à $0.7\nu_E$) échantillonné par une fonction porte dont la largeur est égale à la période d'échantillonnage (figure 11).

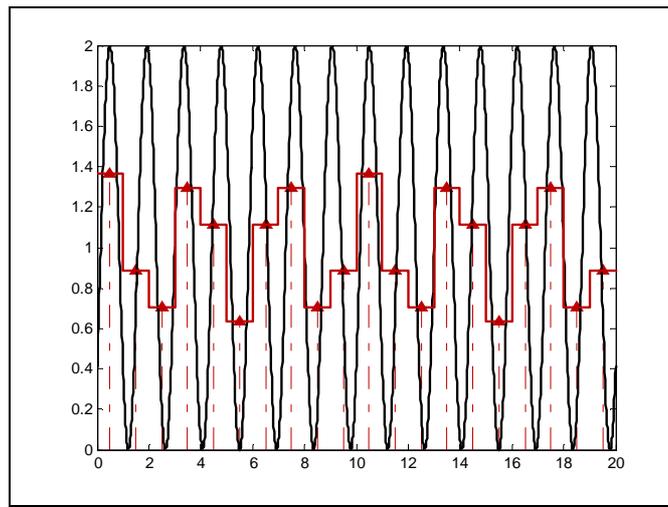


Figure 11 : Illustration du phénomène de recouvrement de spectre dans le domaine spatial

Pour cette fréquence, les spectres se recouvrent ce qui provoque le changement de fréquence du signal de sortie par rapport au signal incident ; on obtient un signal de fréquence $\nu_E - \nu_0$ (figure 12).

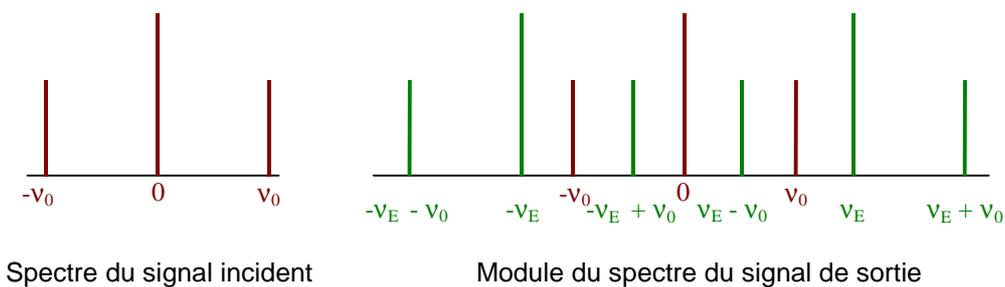


Figure 12 : Illustration du phénomène de recouvrement de spectre dans le domaine fréquentiel

Dans le cas d'un objet dont le spectre n'est pas borné à une fréquence inférieure à Nyquist, la condition d'isoplanétisme, même dans le domaine fréquentiel, n'est plus respectée ; le module du spectre de sortie, dépend de la position relative de l'objet.

Dans un but d'évaluation de la qualité de l'image, on voit que le terme $H(v)$, représentant la contribution du pixel à la qualité de l'image, est important. Plus celui-ci sera grand et meilleure sera la réponse fréquentielle du système, donc la qualité globale de l'image restituée. Il est tout à fait possible, même pour un système non-isoplanétique, de mesurer la contribution $H(v)$ qui, ne dépendant pas de la phase, peut ainsi être considérée comme la capacité du pixel à résoudre les détails de la scène, c'est à dire sa FTM.

Considérons le cas où l'objet est une fente infiniment étroite (équivalente à un Dirac). Son spectre est alors égal à l'unité sur tout le domaine fréquentiel. On a :

$$E(v_x) = \sum_{k=0}^{\infty} H\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{p}\right)$$

Imaginons que l'on déplace la fente continûment entre $\epsilon_x=0$ et $\epsilon_x=p$ (figure 13).

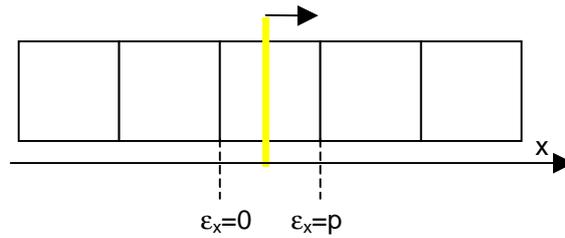


Figure 13 : Déplacement d'une fente-objet sur un pixel de pas p

On a alors :

$$\begin{aligned} \int_0^p E(v_x) dx &= \int_0^p \sum_{k=0}^{\infty} H\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{p}\right) d\epsilon_x \\ &= \int_0^p \left(H(v_x) + \sum_{k=1}^{\infty} H\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{p}\right) \right) d\epsilon_x \\ &= p H(v_x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{p}{2i\pi\epsilon_x k} H\left(v_x - \frac{k}{p}\right) \underbrace{(\exp(2i\pi k) - 1)}_{=0} \end{aligned}$$

On trouve ainsi la FTM du pixel par :

$$FTM_{\text{pixel}} = |H(v_x)| = \frac{1}{p} \left| \int_0^p E(v_x) dx \right|$$

Cette relation n'est pas tout à fait vraie étant donné qu'il est impossible de déplacer continûment la fente par rapport aux pixels, c'est à dire que dans notre cas ϵ_x prend des valeurs discrètes.

En déplaçant la fente objet on mesure sur la barrette de pixels :

$$h_m(x) = h(x) \times \sum_k \delta(x - \epsilon_x - k\sigma) \times \text{rect}\left(\frac{x}{X}\right)$$

avec :

- σ : pas de déplacement de la fente
- X : plage de déplacement de la fente

On obtient donc dans l'espace de Fourier :

$$H_m(v_x) = H(v_x) * \sum_k \delta\left(v_x - \frac{k}{\sigma}\right) \exp(2i\pi\epsilon_x v_x) * X \text{sinc}(\pi v_x X)$$

En supposant que la plage de déplacement de la fente est suffisamment grande, on peut assimiler le terme en sinus cardinal à un Dirac et on se réduit à :

$$\begin{aligned} H_m(v_x) &= H(v_x) * \sum_k \delta\left(v_x - \frac{k}{\sigma}\right) \exp(2i\pi\epsilon_x v_x) \\ &= \sum_k H\left(v_x - \frac{k}{\sigma}\right) \exp\left(2i\pi\epsilon_x \frac{k}{\sigma}\right) \end{aligned}$$

$H_m(v)$ contient donc toutes les répliques de $H(v)$ centrées autour des fréquences k/σ . On voit immédiatement que plus le pas de déplacement σ est petit, plus les répliques sont éloignées et moins on a de recouvrement entre celles-ci. Pour remplir les conditions nécessaires à une évaluation correcte de la FTM du pixel en utilisant une fente en déplacement, la norme ISO 15529 préconise un déplacement de celle-ci inférieur au dixième du pas du pixel et une plage de déplacement de la fente supérieure à un multiple entier du pas du pixel.

Nous nous sommes placé dans des cas unidimensionnels pour simplifier les calculs mais il ne faut pas oublier que la FTM est une quantité bidimensionnelle.

Nous avons vu que les capteurs d'images ne remplissaient pas pleinement les conditions nécessaires à l'application du concept de FTM. Ils ne sont que partiellement linéaires et ne peuvent être considérés

comme partiellement isoplanétiques que dans une partie de l'espace des fréquences. La relation exprimant le spectre de l'image comme le produit du spectre de l'objet par la réponse fréquentielle du système n'est valable que si :

- l'amplitude en luminance de l'objet est assez réduite pour que la réponse du capteur soit linéaire
- la plus grande fréquence spatiale contenue dans la scène reste inférieure à la fréquence de Nyquist du capteur

Il n'existe donc pas de FTM unique pouvant s'appliquer aux capteurs d'images échantillonnés mais on peut tout de même s'intéresser à la réponse fréquentielle des pixels à qui, pouvant être considérés comme partiellement linéaires et partiellement isoplanétiques, on peut associer la notion de FTM.

Il est donc important de déterminer :

- les paramètres entrant en jeu dans la FTM des pixels
- les méthodes qui permettent de la mesurer
- les modifications possibles du pixel qui l'amélioreraient.

2. La FTM des pixels des capteurs d'images

Le développement des détecteurs CCD a conduit à de nombreuses études sur les causes de la dégradation de l'image, parmi lesquelles on trouve [7] :

- l'impact de la géométrie des pixels qui intègrent le flux sur une surface finie
- l'influence des phénomènes de diffusion des porteurs photogénérés
- l'inefficacité de transfert des charges

Nous allons principalement nous intéresser aux deux premières contributions, à savoir la géométrie des pixels et le phénomène de diffusion des charges dans le substrat. Pour les étudier analytiquement, nous allons considérer un modèle très simplifié de pixel (figure 14) et nous placer dans un cas unidimensionnel (barrette de pixels de pas p , zone de collection continue).

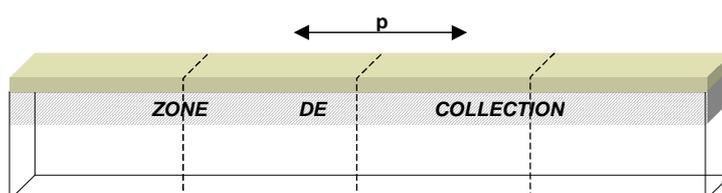


Figure 14 : Modélisation simplifiée d'une barrette de pixels de pas p

Supposons que le capteur reçoit un éclairage sinusoïdal dans la direction x tel que :

$$\phi(x) = \phi_0 (1 + \cos(2\pi v_x x))$$

Dans ce cas, la FTM représente le rapport de l'amplitude sur la valeur moyenne du signal restitué.

2.1. Contribution de la géométrie

La lumière arrivant sur le détecteur est intégrée sur la surface de la zone photosensible (figure 15). Soit i l'indice du pixel et c_i son centre.

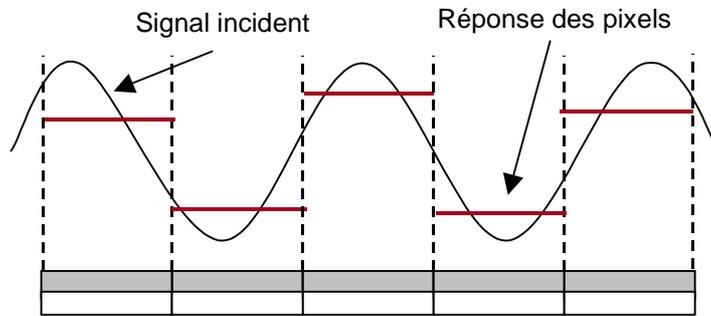


Figure 15 : Intégration du signal incident pour un fill-factor = 100%

En suivant le raisonnement de M.H.White [8], on peut écrire la réponse R_i correspondant à chaque pixel de la barrette comme :

$$R_i = \frac{1}{p} \int_{c_i - \frac{p}{2}}^{c_i + \frac{p}{2}} \phi_0 (1 + \cos(2\pi v_x x)) dx$$

d'où :

$$R_i = \phi_0 \left(1 + \cos(2\pi v_x c_i) \frac{\sin(\pi v_x p)}{(\pi v_x p)} \right)$$

En ne prenant pas en compte l'effet de l'échantillonnage, c'est-à-dire en considérant que c_i peut prendre des valeurs continues, on trouve les valeurs minimale et maximale de R_i pour $\cos(2\pi v_x c) = \pm 1$.

Nous avons vu que dans le cas d'un éclairage sinusoïdal, on définit la FTM comme le rapport de l'amplitude sur la moyenne du signal de sortie, c'est-à-dire :

$$FTM(v_x) = \frac{R_{iMAX}(v_x) - R_{iMIN}(v_x)}{R_{iMAX}(v_x) + R_{iMIN}(v_x)}$$

On parle alors de FTM d'intégration qui s'écrit :

$$FTM_{int}(v_x) = |\text{sinc}(v_x p)|$$

On retrouve ici l'expression de la transformée de Fourier d'une fonction porte de largeur p ($\text{rect } x/p$). Si on considère maintenant que le taux de remplissage est inférieur à 100% (figure 16) et que la zone photosensible a une dimension Δx dans la direction x , le même calcul nous donne comme expression de la FTM :

$$FTM_{int}(v_x) = |\text{sinc}(v_x \Delta x)|$$

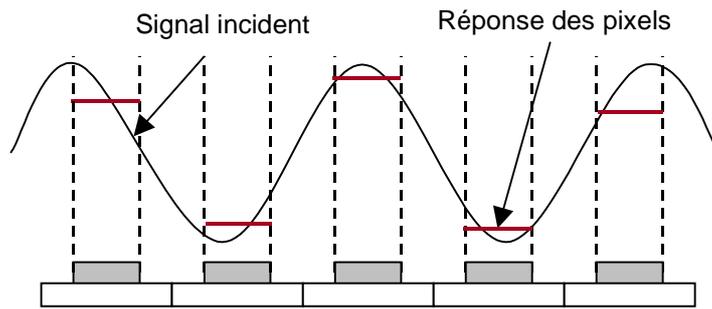


Figure 16 : Intégration du signal incident pour un fill-factor < 100%

La FTM d'intégration ne dépend que de la taille de la zone photosensible dans la direction considérée. Elle peut être différente dans les directions x et y , selon la forme de la zone photosensible. Dans ce cas, la réponse impulsionnelle bidimensionnelle du pixel peut s'écrire :

$$h(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{\Delta y}\right)$$

Par transformation de Fourier en deux dimensions on trouve l'expression de la FTM d'intégration associée :

$$FTM_{int}(v_x, v_y) = |\text{sinc}(v_x \Delta x)| \cdot |\text{sinc}(v_y \Delta y)|$$

La figure 17 la représente pour un pixel de $10\mu\text{m}$ ayant une zone photosensible de $10\times 8\mu\text{m}$ (taux de remplissage de 80%).

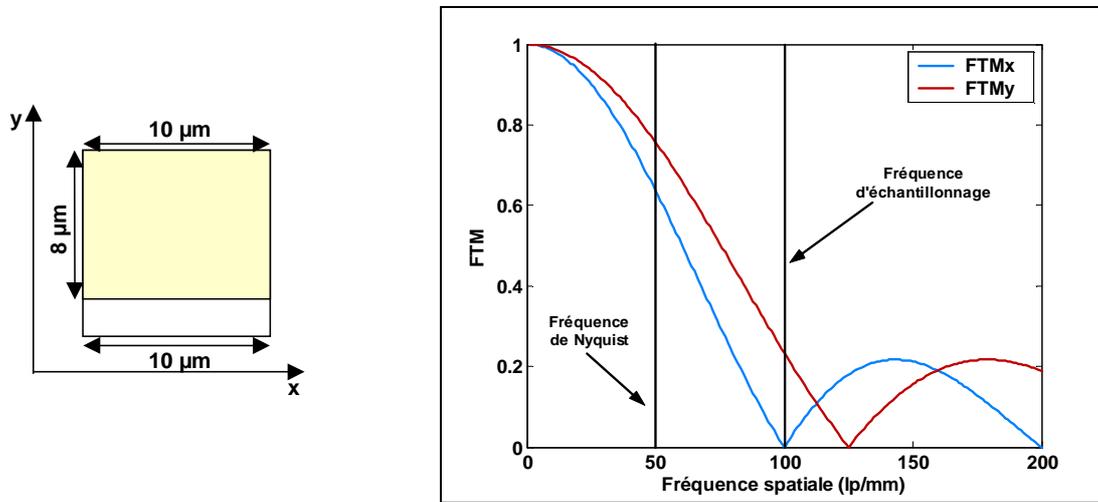


Figure 17 : Représentation de la FTM d'intégration en X et en Y d'un pixel de topologie rectangulaire

Dans cette topologie, la réponse impulsionnelle du pixel est séparable puisqu'elle est simplement le produit d'une fonction ne dépendant que de x et d'une autre dépendant de y . Il peut arriver pour des topologies plus complexes que la réponse impulsionnelle ne soit pas séparable [9] [10] [11], donc la FTM d'intégration ne peut plus s'écrire comme le produit de deux FTM unidirectionnelles. Par exemple, la FTM selon l'axe X ne peut pas s'écrire comme la transformée de Fourier unidimensionnelle de la réponse impulsionnelle selon ce même axe [12] :

$$FTM_{\text{int}}(v_x) = |H(v_x, v_y = 0)| \neq |TF[h(x, y = 0)]|$$

La taille du pixel n'apparaît pas dans l'expression de la FTM d'intégration et on voit qu'il faut réduire la taille de la zone photosensible pour obtenir une meilleure FTM. On arrive alors à un paradoxe pour un pixel de pas donné:

- on essaie d'obtenir un taux de remplissage le plus grand possible et on augmente ainsi l'efficacité de détection au détriment de la FTM géométrique.
- on réduit le taux de remplissage pour améliorer la FTM géométrique et, diminuant la surface photosensible du pixel, on perd en efficacité de détection.

2.2. Contribution de la diffusion

Lorsque le flux de photons pénètre dans le silicium, son intensité s'atténue exponentiellement avec la distance selon la loi [13] :

$$\Phi(z) = \phi \exp(-\alpha z)$$

où α est le coefficient d'absorption du silicium et dépend de la longueur d'onde du rayonnement.

La décroissance du flux $d\phi$ dans une épaisseur dz , due à l'absorption des photons dans le silicium s'écrit :

$$d\Phi(z) = -\phi\alpha \exp(-\alpha z) dz$$

On peut faire l'hypothèse que chaque photon dont l'énergie est supérieure à l'énergie du gap crée une paire électron-trou par effet photo-électrique lorsqu'il est absorbé. Le taux de génération de porteurs s'écrit donc en fonction de la profondeur :

$$g(z) dz = -d\Phi = \phi\alpha \exp(-\alpha z) dz$$

Il est représenté sur la figure 18 pour deux longueurs d'onde, 500nm et 800nm.

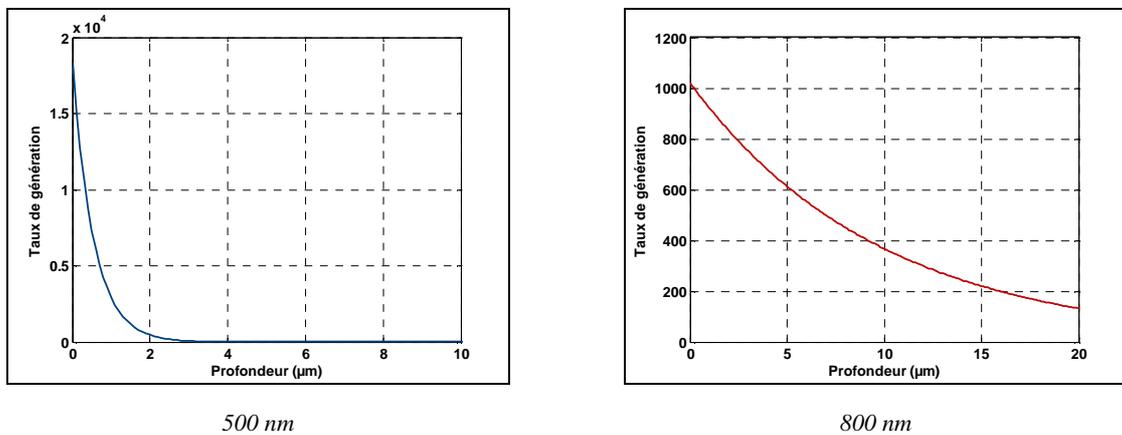


Figure 18 : Taux de génération des porteurs en fonction de la profondeur dans le silicium

Pour les courtes longueurs d'onde, le coefficient d'absorption est élevé donc la profondeur de pénétration est faible ; de ce fait les électrons sont majoritairement générés dans une fine épaisseur de silicium. Inversement, les photons de grande longueur d'onde pénétreront plus loin et la génération d'électrons aura lieu sur une plus grande épaisseur.

On voit apparaître deux mécanismes dans la collection des charges (figure 19) :

- la collection directe : les électrons photogénérés dans la zone de déplétion (ou la zone de charge d'espace) sont automatiquement collectés et participent donc au signal.
- la diffusion : les porteurs minoritaires générés dans la zone quasi-neutre doivent diffuser vers la zone de déplétion (ou la zone de charge d'espace) pour y être collectés. Or il n'y a pas de direction prédéfinie à la diffusion dans la zone quasi-neutre. Une partie des porteurs ne sera donc pas collectée du fait qu'ils auront diffusé dans une autre direction ou qu'ils se seront recombinés. Une autre possibilité est qu'ils viennent s'ajouter au paquet de charges du pixel adjacent à celui dans lequel ils ont été créés ; c'est le phénomène de diaphonie de diffusion.

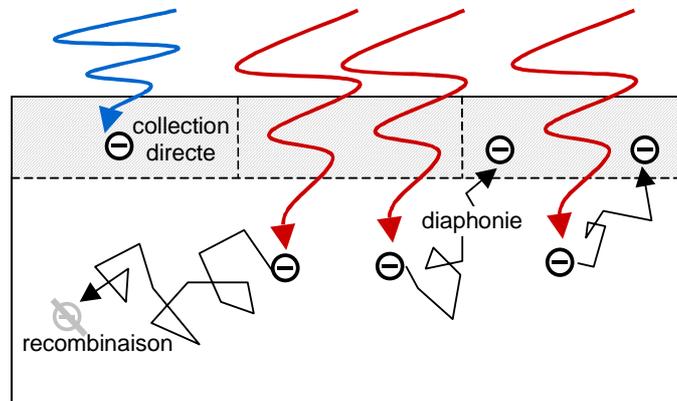


Figure 19 : Illustration des phénomènes de collection et de diffusion

La FTM de diffusion traduit l'influence de ces phénomènes sur la qualité de l'image. Sa détermination analytique passe par la connaissance de la densité de courant J qui, dans le cas d'un éclairement sinusoïdal dans la direction x s'écrit sous la forme [14]:

$$J(x) = \phi_0 (\eta_0 + \eta_k(v_x) \cos(2\pi v_x x))$$

η_0 représente le rendement quantique du détecteur sous éclairement uniforme. L'expression de la FTM de diffusion sera alors :

$$FTM_{diff}(v_x) = \frac{\eta_k(v_x)}{\eta_0}$$

La densité de courant J peut se séparer en deux contributions :

- Le courant de génération J_g dû aux charges créées dans la zone de déplétion (ou la ZCE) et directement collectées
- Le courant de diffusion J_n (et/ou J_p) dû aux charges créées dans la (ou les) région(s) quasi-neutre

Le courant de génération J_g se calcule simplement comme l'intégrale du taux de génération de porteurs sur la largeur de la zone de déplétion (ou de la ZCE).

Le calcul du courant de diffusion passe par la résolution de l'équation de diffusion dans le substrat. Lorsqu'un semiconducteur, par exemple de type P, reçoit un éclairage uniforme ϕ , la densité de porteurs minoritaires (ici les électrons) est régie par l'équation [13] :

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} = \mu_n \Delta n(z) \frac{\partial E(z)}{\partial z} + \mu_n E(z) \frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} + D_n \frac{\partial^2 \Delta n(z)}{\partial z^2} + \phi \alpha \exp(-\alpha z) - \frac{\Delta n(z)}{\tau_n}$$

avec : Δn : densité d'électrons en excès (cm^{-3})

μ_n : mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

E : champ électrique ($\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$)

D_n : coefficient de diffusion des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

ϕ : flux photonique en surface (photons)

τ_n : durée de vie des électrons (s)

En considérant que le flux incident est indépendant du temps, on se retrouve en régime stationnaire. De plus, on peut faire l'hypothèse que le champ électrique est nul dans la région quasi-neutre et considérer un éclairage sinusoïdal tel que :

$$\phi(x) = \phi_0 (1 + \cos(2\pi v_x x))$$

L'équation de diffusion pour les électrons devient :

$$-D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x, z)}{\partial x^2} - D_n \frac{\partial^2 \Delta n(x, z)}{\partial z^2} + \frac{\Delta n(x, z)}{\tau_n} = \phi_0 \alpha \exp(-\alpha z) (1 + \cos(2\pi v_x x))$$

Il faut donc résoudre l'équation de diffusion :

- pour les électrons dans la région quasi-neutre P dans le cas d'une capacité MOS
- pour les électrons dans la région quasi-neutre P et pour les trous dans la région quasi-neutre N dans le cas d'une photodiode

2.2.1. Capacité MOS sur substrat uniforme

Une première expression de FTM de diffusion s'appliquant aux capteurs d'images a été développée par D.H.Seib [14] qui s'appuyait sur les travaux de Crowell et Labuda [15]. Il utilisait un modèle de capacité MOS dans lequel la profondeur du substrat est considérée comme étant infinie, la zone de déplétion comme étant continue et avec une profondeur uniforme (figure 20).

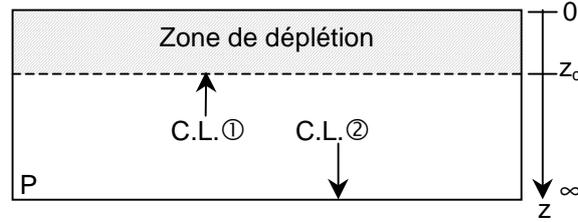


Figure 20 : Conditions aux limites dans le cas d'une capacité MOS sur substrat uniforme

On a les conditions aux limites [14]:

- C.L. ① : $n(z = z_d) = 0$
- C.L. ② : $n(z = \infty) = 0$

L'équation de diffusion est séparable en deux équations différentielles, la première ne dépendant que de x et la deuxième dépendant de x et de z .

On trouve la concentration en électrons excédentaires dans le substrat :

$$\Delta n(x, z) = \frac{\phi_0 \alpha}{D_n} \left[\frac{\exp\left(-\alpha z_d + \frac{z_d}{L_n} - \frac{z}{L_n}\right) - \exp(-\alpha z)}{\alpha^2 - \frac{1}{L_n^2}} + \frac{\exp\left(-\alpha z_d + \frac{z_d}{L_k} - \frac{z}{L_k}\right) - \exp(-\alpha z)}{\alpha^2 - \frac{1}{L_k^2}} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

avec :

- L_n : longueur de diffusion des électrons ($L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$)
- L_k : $\frac{1}{L_k} = \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + (2\pi v_x)^2}$

Elle est représentée sur la figure 21 pour quatre longueurs d'onde dans le cas d'un substrat dopé P, de 110 μm de largeur et de 100 μm de profondeur. La fréquence spatiale incidente est de 20lp/mm.

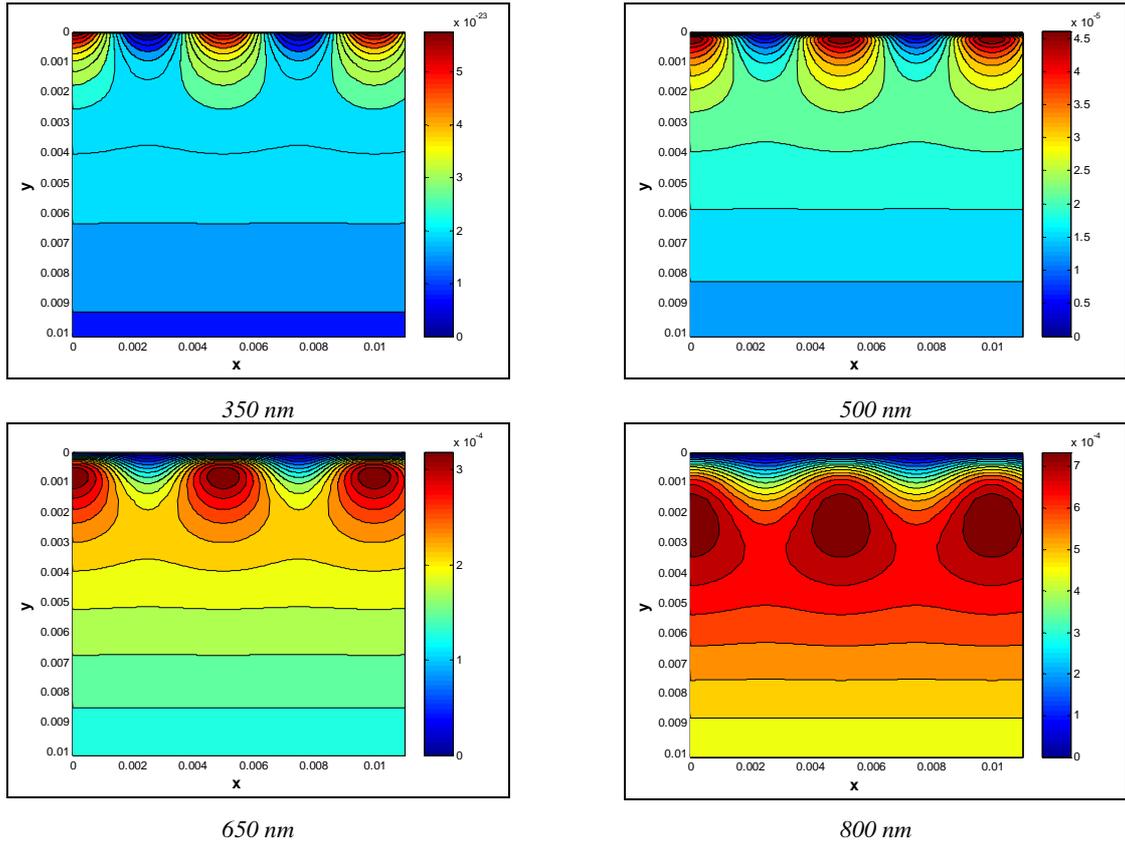


Figure 21 : Evolution de la concentration dans le substrat en fonction de la longueur d'onde

La décroissance de la concentration près de la limite de la zone de déplétion traduit bien la condition imposée C.L.Ⓞ, c'est à dire la nullité de la concentration en électrons en z_d . D'autre part, on peut également remarquer que le maximum de concentration se décale en profondeur pour les longueurs d'onde croissantes, ce qui est le reflet de l'influence du coefficient d'absorption et donc de la profondeur de pénétration des photons.

La densité de courant de diffusion (figure 22) s'écrit alors :

$$J_n(x) = qD_n \left. \frac{\partial \Delta n(x, z)}{\partial x} \right|_{z=z_d} = q\phi_0 \alpha \exp(-\alpha z_d) \left[\frac{L_n}{1 + \alpha L_n} + \frac{L_k}{1 + \alpha L_k} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

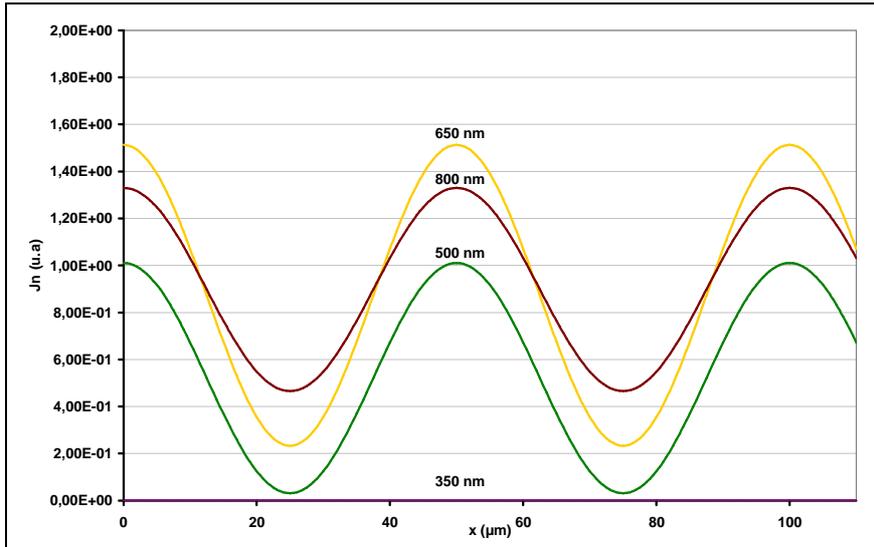


Figure 22 : Variation du terme de diffusion en fonction de la longueur d'onde

A 350nm, les charges sont générées en surface ; il n'y a donc pas de diffusion et le courant associé est quasi-nul. Il est plus important pour 650 nm que pour 500 nm puisque les charges sont générées plus profondément. Par contre, il décroît pour 800 nm car les charges ont moins de chance d'être collectées du fait de la distance qu'elles doivent parcourir pour atteindre la zone de déplétion.

On trouve pour la densité de courant de génération (figure 23):

$$J_g(x) = q \int_0^{z_d} \phi_0 \alpha \exp(-\alpha z) (1 + \cos(2\pi v_x x)) dz = q\phi_0 (1 + \cos(2\pi v_x x)) [1 - \exp(-\alpha z_d)]$$

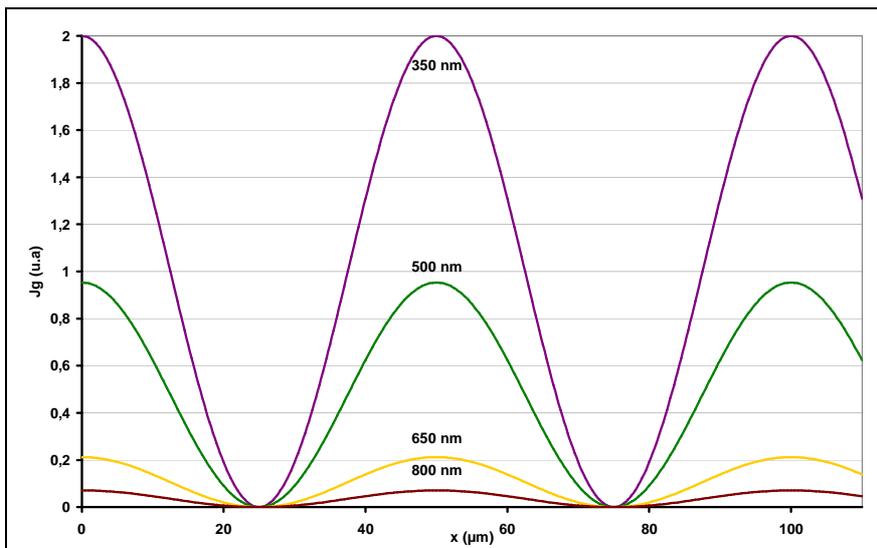


Figure 23 : Variation du terme de génération en fonction de la longueur d'onde

On voit sur la figure 23 que l'importance de la collection directe diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde. Cependant on remarque également que celle-ci n'est jamais nulle, même pour les grandes longueurs d'onde où la profondeur de pénétration est importante. En effet, le taux de génération de porteurs est toujours plus élevé en surface qu'en profondeur et il y a donc toujours création de charges dans la zone de déplétion et collection directe.

En ajoutant la contribution du courant de diffusion à celle de courant de génération, on obtient l'expression de la densité de courant totale (figure 24):

$$J(x) = \phi_0 \left[\underbrace{\left(1 - \frac{\exp(-\alpha z_d)}{1 + \alpha L_n} \right)}_{\eta_0} + \underbrace{\left(1 - \frac{\exp(-\alpha z_d)}{1 + \alpha L_k} \right)}_{\eta_k} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

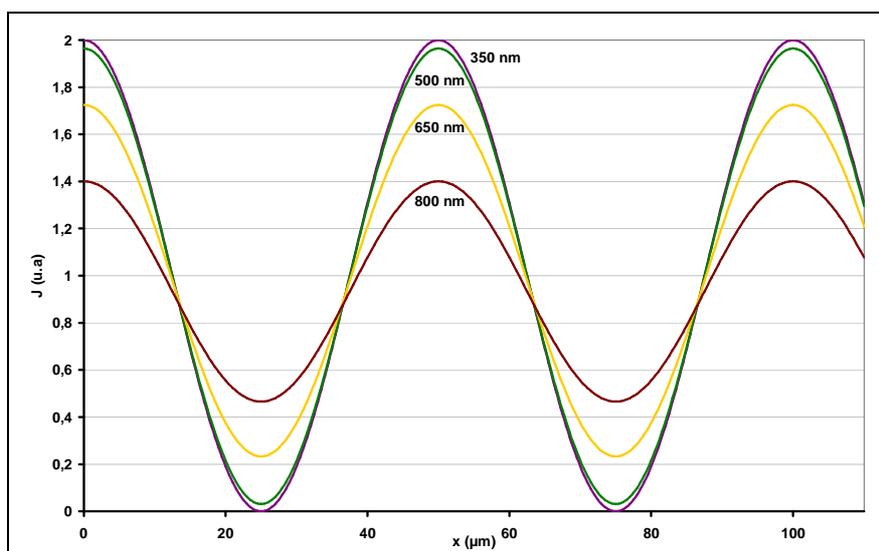


Figure 24 : Variation de la densité de courant en fonction de la longueur d'onde

La FTM de diffusion dans le cas d'une capacité MOS s'écrit donc :

$$FTM_{diff}(v_x) = \frac{1 - \frac{\exp(-\alpha z_d)}{1 + \alpha L_k}}{1 - \frac{\exp(-\alpha z_d)}{1 + \alpha L_n}}$$

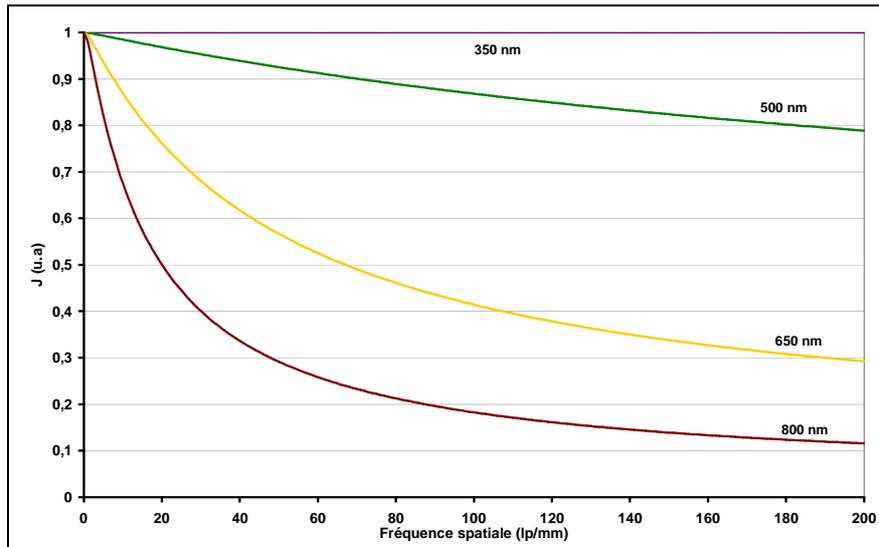


Figure 25 : FTM de diffusion d'une capacité MOS

Du fait de la prépondérance de la collection directe à 350nm, la FTM de diffusion pour cette longueur d'onde reste proche de 1 jusqu'à des fréquences spatiales élevées (figure 25). On remarque que plus la longueur d'onde augmente et plus la FTM de diffusion à une fréquence spatiale donnée diminue.

2.2.2. Photodiode sur substrat uniforme

Les calculs de FTM de diffusion réalisés par M.H.White [8] supposaient que la zone photosensible était une photodiode P+/N mais il considérait que la profondeur de jonction était suffisamment faible pour que la contribution de la zone P+ puisse être négligée. Il aboutissait donc à la même expression que celle trouvée par D.H.Seib [14]. On peut toutefois trouver une expression analytique de la FTM de diffusion dans le cas des photodiodes en calculant leur rendement quantique η_0 suivant la méthode de F.Van de Wiele [16].

Dans le cas où la zone photosensible est une photodiode N+/P, le nombre de porteurs collectés dans la zone de déplétion est la somme :

- du nombre de porteurs générés dans la zone de charge d'espace
- du nombre d'électrons générés dans le substrat P
- du nombre de trous générés dans la diffusion N⁺

L'équation de diffusion doit être résolue dans la zone N⁺ et dans la zone P. On trouve alors une densité de courant de la forme :

$$J(x) = \underbrace{q \int_{z_p}^{z_n} G(x, z) dz}_{\text{génération}} + \underbrace{q D_n \left. \frac{\partial \Delta n(x, z)}{\partial z} \right|_{z=z_p}}_{\text{diffusion P} \rightarrow \text{ZCE}} - \underbrace{q D_p \left. \frac{\partial \Delta p(x, z)}{\partial z} \right|_{z=z_n}}_{\text{diffusion N}^+ \rightarrow \text{ZCE}}$$

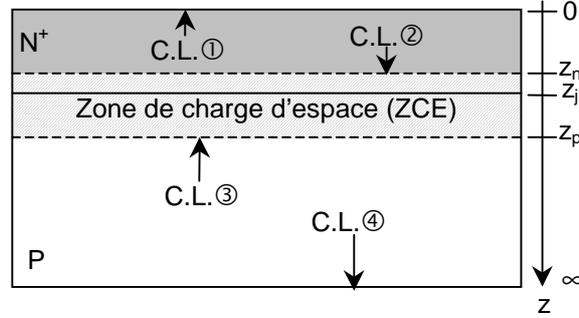


Figure 26 : Conditions aux limites dans le cas d'une photodiode sur substrat uniforme

Les conditions aux limites sont les suivantes (figure 26) :

- pour la zone N+ :
 - C.L. ① : $D_p \left. \frac{\partial \Delta p}{\partial z} \right|_{z=0} = S \cdot \Delta p(z=0)$
 - C.L. ② : $\Delta p(z = z_n) = 0$
- pour la zone P :
 - C.L. ③ : $\Delta n(z = z_p) = 0$
 - C.L. ④ : $\Delta n(z \rightarrow \infty) = 0$

S est la vitesse de recombinaisons en surface, exprimée en cm.s^{-1} .

On trouve les concentrations suivantes (les expressions des constantes A et A_k sont données en annexe) :

$$\Delta n(x, z) = \frac{\phi_0 \alpha}{D_n} \left[\frac{\exp\left(-\alpha z_p + \frac{z_p}{L_n} - \frac{z}{L_n}\right) - \exp(-\alpha z)}{\alpha^2 - \frac{1}{L_n^2}} + \frac{\exp\left(-\alpha z_p + \frac{z_p}{L_{kn}} - \frac{z}{L_{kn}}\right) - \exp(-\alpha z)}{\alpha^2 - \frac{1}{L_{kn}^2}} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

$$\Delta p(x, z) = -\frac{\phi_0 \alpha}{D_p} \left[\frac{A}{\alpha^2 - \frac{1}{L_p^2}} + \frac{A_k}{\alpha^2 - \frac{1}{L_{kp}^2}} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

avec :

$$\begin{aligned} \text{Pour les \u00e9lectrons : } L_n &= \sqrt{D_n \tau_n} \quad \& \quad \frac{1}{L_{kn}} &= \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + (2\pi v_x)^2} \\ \text{Pour les trous : } L_p &= \sqrt{D_p \tau_p} \quad \& \quad \frac{1}{L_{kp}} &= \sqrt{\frac{1}{L_p^2} + (2\pi v_x)^2} \end{aligned}$$

La concentration en porteurs, calcul\u00e9e en consid\u00e9rant un taux de recombinaison en surface nul, est repr\u00e9sent\u00e9e ci-dessous (figure 27).

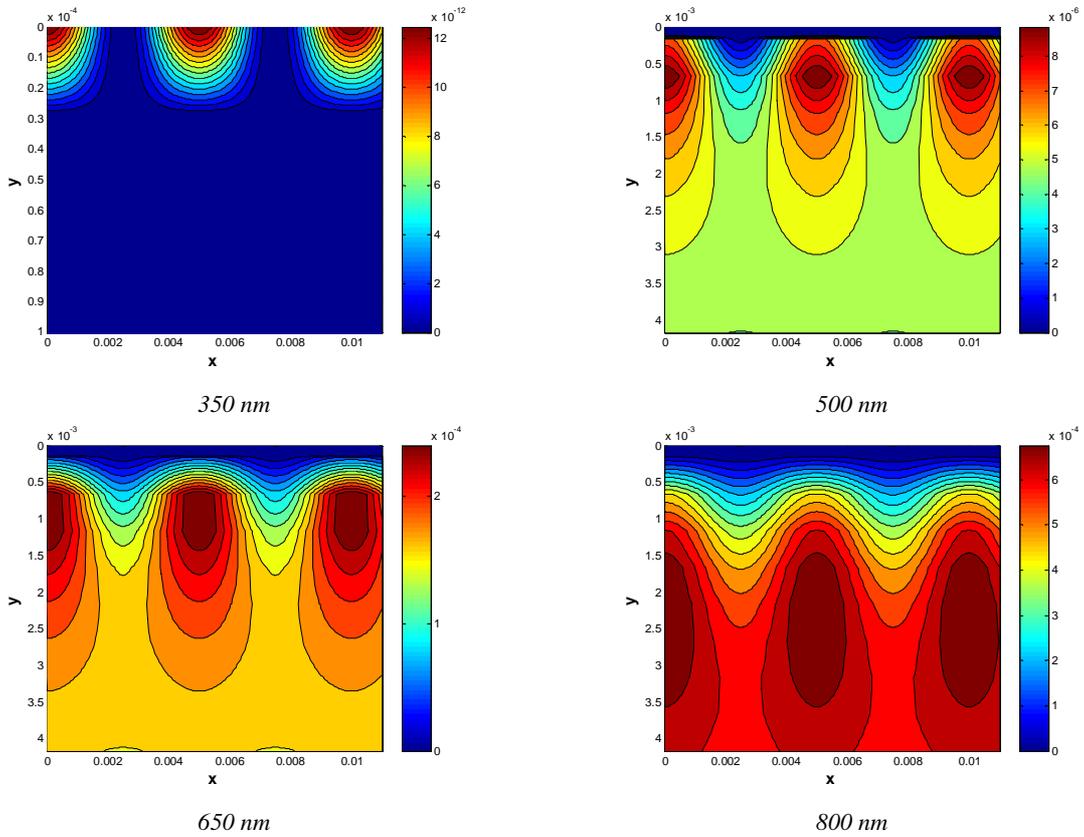


Figure 27 : Evolution de la concentration dans le substrat en fonction de la longueur d'onde

On trouve les densit\u00e9s de courant d'\u00e9lectrons et de trous (expressions des constantes C et C_{kp} en annexe) :

$$J_n(x) = q\phi_0 \alpha \exp(-\alpha z_p) \left[\frac{L_n}{1 + \alpha L_n} + \frac{L_{kn}}{1 + \alpha L_{kn}} \cos(2\pi v_x x) \right]$$

$$J_p(x) = -q\phi_0\alpha \left[\frac{C}{\alpha^2 - \frac{1}{L_p^2}} + \frac{C_{kp}}{\alpha^2 - \frac{1}{L_{kp}^2}} \cos(2\pi\nu_x x) \right]$$

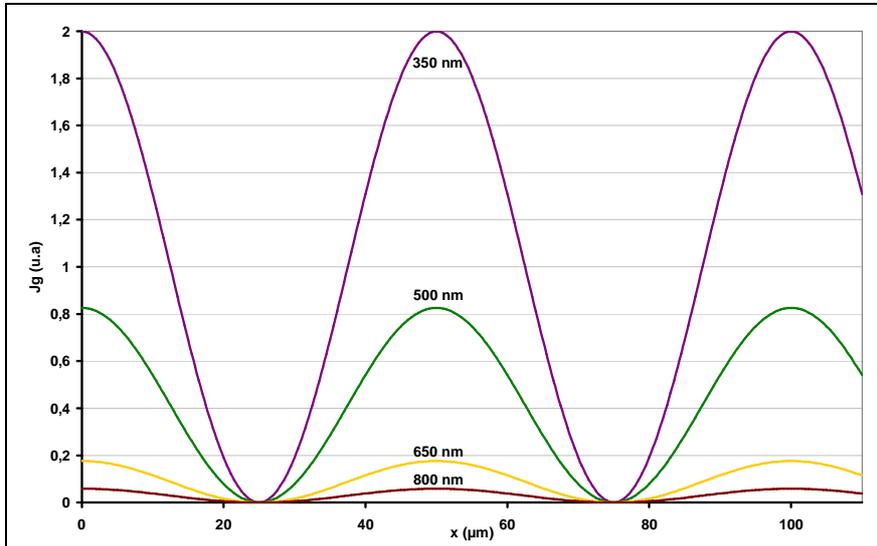


Figure 28 : Variation du terme de diffusion J_p en fonction de la longueur d'onde

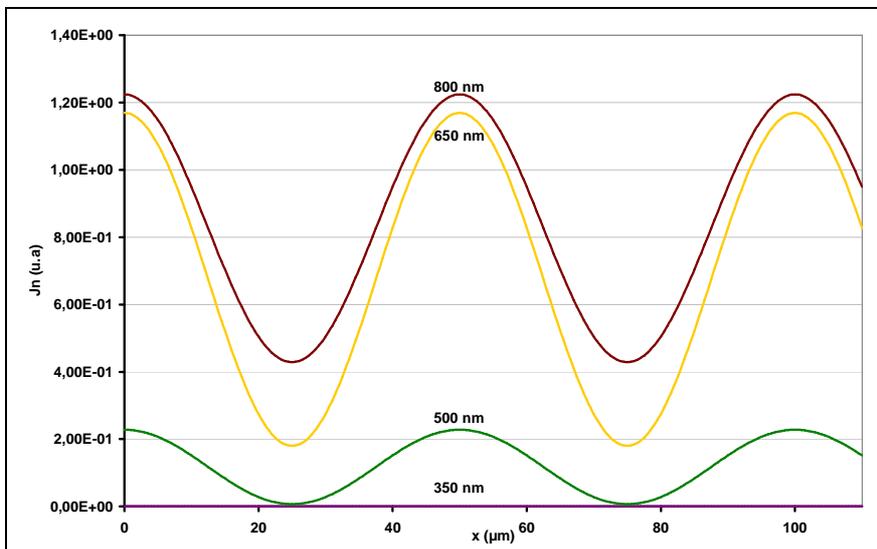


Figure 29 : Variation du terme de diffusion J_n en fonction de la longueur d'onde

A 350 nm les charges sont générées majoritairement en surface donc dans la diffusion N+, ce qui explique l'importance du courant de diffusion des trous à cette longueur d'onde. Du fait de la profondeur d'absorption des photons, le courant d'électrons augmente avec la longueur d'onde alors que le courant de trous diminue (figures 28 & 29).

Pour la densité de courant de génération (figure 30), nous avons :

$$J_g(x) = q \int_{z_n}^{z_p} \phi_0 \alpha \exp(-\alpha z) (1 + \cos(2\pi v_x x)) dz = q\phi_0 (1 + \cos(2\pi v_x x)) [\exp(-\alpha z_p) - \exp(-\alpha z_n)]$$

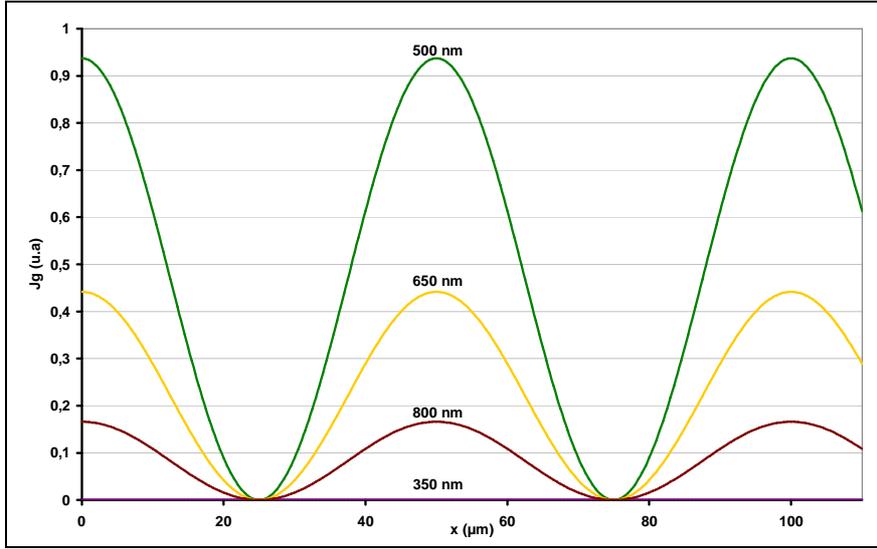


Figure 30 : Variation du terme de génération en fonction de la longueur d'onde

La contribution du courant de génération est quasi-nulle à 350 nm puisque la majorité des charges est créée dans la diffusion N+.

En ajoutant les différentes contributions, on obtient l'expression de la densité de courant totale (figure 31) :

$$J(x) = q\Phi_0 \left[\exp(-\alpha z_p) - \exp(-\alpha z_n) + \frac{\alpha L_n \exp(-\alpha z_p)}{1 + \alpha L_n} - \frac{\alpha C}{\alpha^2 - \frac{1}{L_p^2}} \right] + q\Phi_0 \left[\exp(-\alpha z_p) - \exp(-\alpha z_n) + \frac{\alpha L_{kn} \exp(-\alpha z_p)}{1 + \alpha L_{kn}} - \frac{\alpha C_k}{\alpha^2 - \frac{1}{L_{kp}^2}} \right] \cos(2\pi v_x x)$$

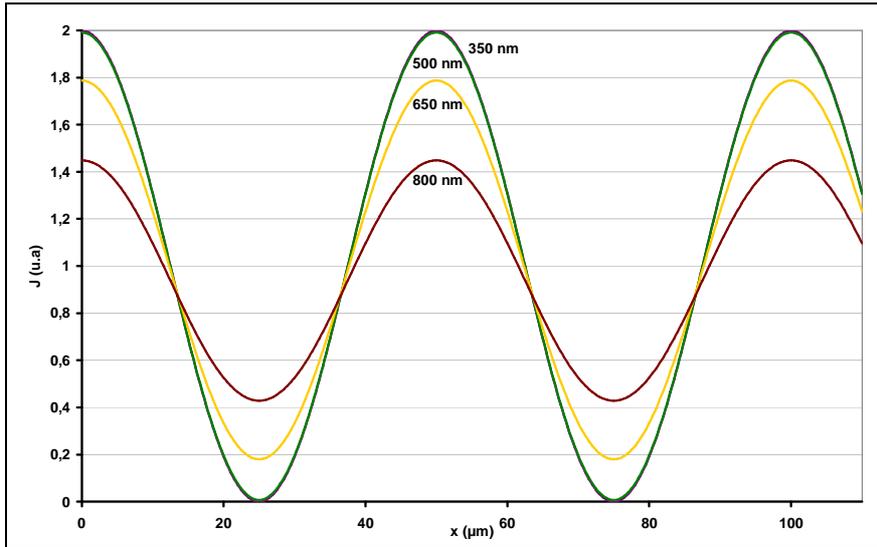


Figure 31 : Variation de la densité de courant en fonction de la longueur d'onde

L'expression de la FTM de diffusion dans le cas d'une photodiode (figure 32) est :

$$FTM_{diff}(v_x) = \frac{\exp(-\alpha z_p) - \exp(-\alpha z_n) + \frac{\alpha L_{kn} \exp(-\alpha z_p)}{1 + \alpha L_{kn}} - \frac{\alpha C_k L_{kp}^2}{\alpha^2 L_{kp}^2 - 1}}{\exp(-\alpha z_p) - \exp(-\alpha z_n) + \frac{\alpha L_n \exp(-\alpha z_p)}{1 + \alpha L_n} - \frac{\alpha C L_p^2}{\alpha^2 L_p^2 - 1}}$$

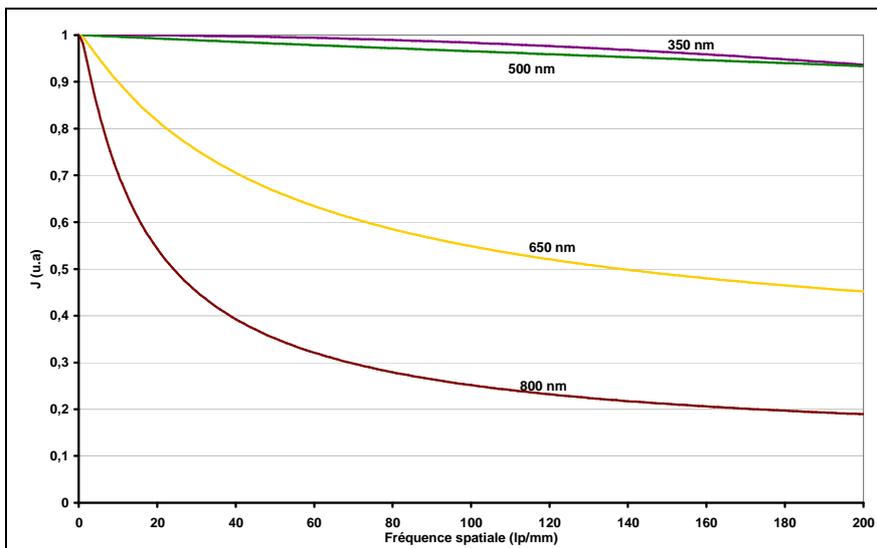


Figure 32 : FTM de diffusion d'une photodiode

2.2.3. Zone épitaxiée sur substrat fortement dopé

Une capacité MOS ou une photodiode peuvent toutes deux être implantées sur un substrat épitaxié. Le dopage n'est pas homogène dans la profondeur ; son gradient au niveau de l'interface zone épitaxiée – substrat produit un champ électrique qui dirige les charges générées vers la zone de déplétion. La résolution de l'équation de diffusion dans le cas d'une capacité MOS sur substrat épitaxié a été étudiée par M.Blouke et D.Robinson, qui voyaient là une méthode pour améliorer la FTM des CCD éclairés par face avant [17]. On peut étendre leurs calculs au cas de la photodiode sur substrat épitaxié.

Les conditions aux limites que doivent respecter les concentrations en électrons et en trous diffèrent selon le type de structure étudiée (figure 33).

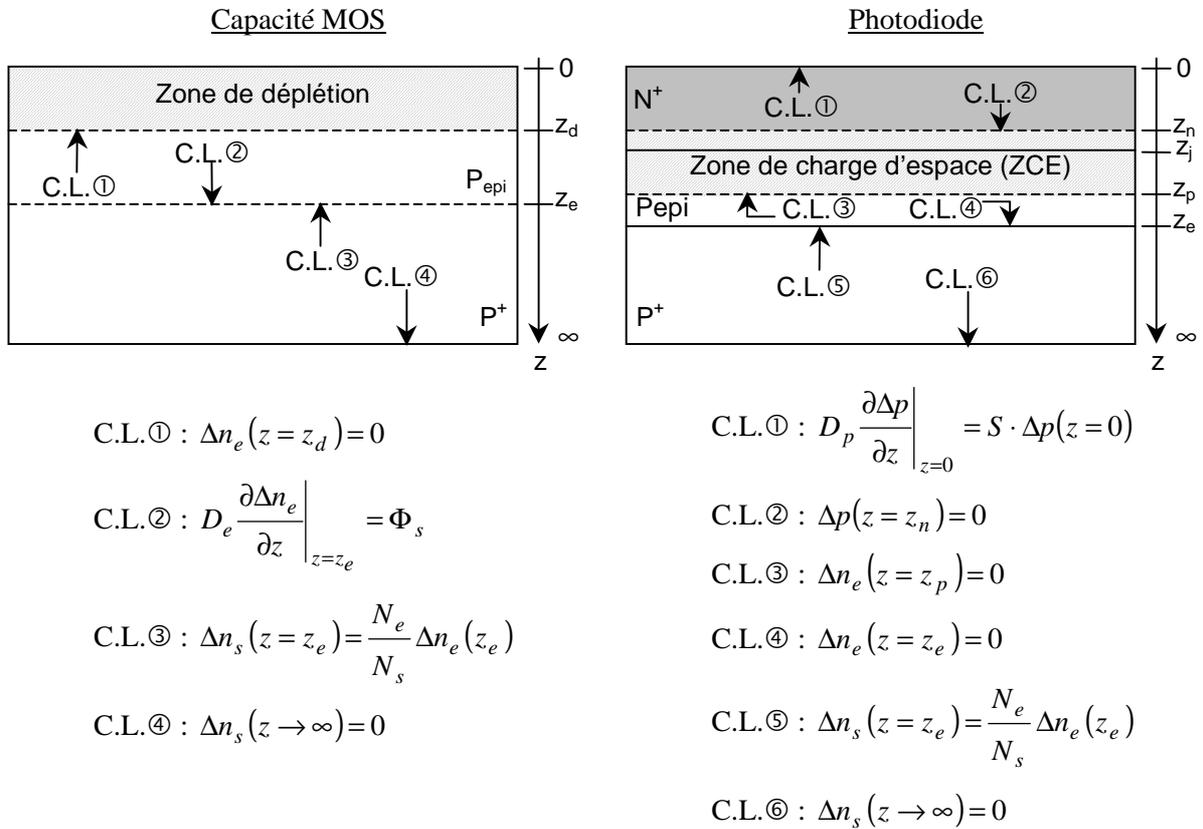


Figure 33 : Conditions aux limites dans les cas d'une capacité MOS et d'une photodiode sur substrat épitaxié

avec :

- Δn_e : concentration en électrons dans la zone épitaxiée
- Δn_s : concentration en électrons dans le substrat fortement dopé
- N_e : dopage de la zone épitaxiée
- N_s : dopage du substrat

La figure 34 représente les concentrations en électrons et en trous obtenues pour ces deux structures à 500 et 800nm.

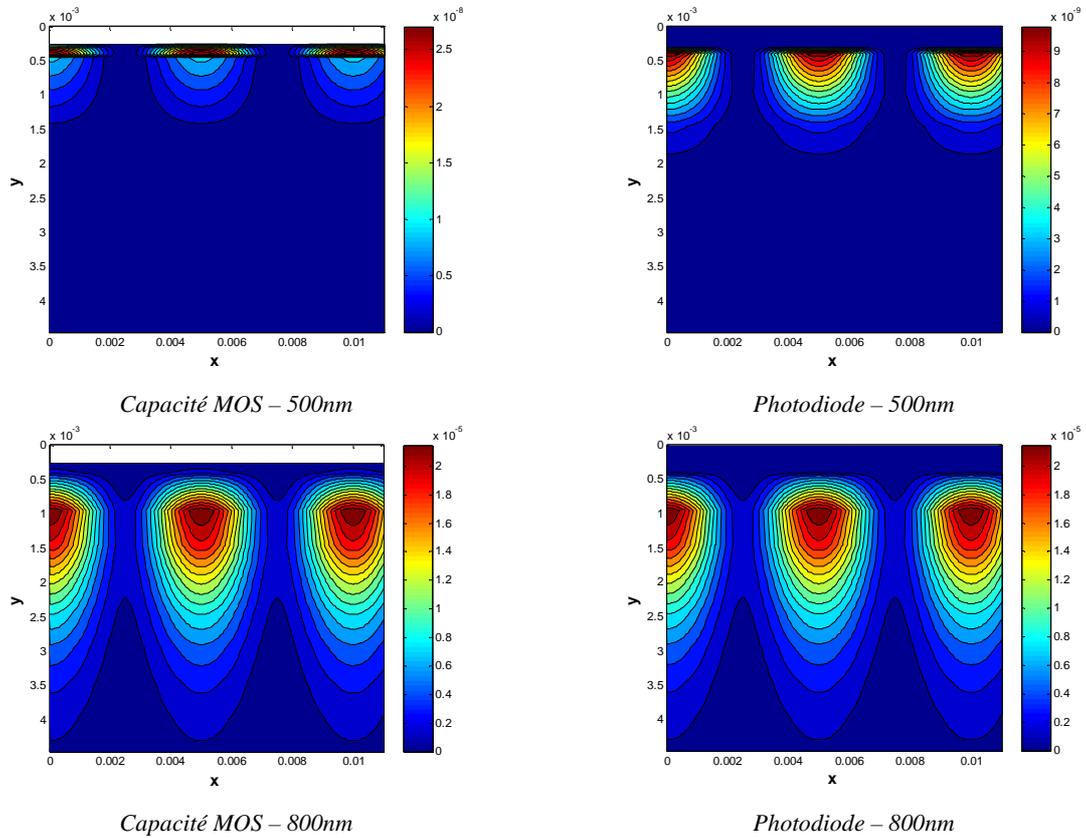


Figure 34 : Evolution de la concentration dans le substrat épitaxié en fonction de la longueur d'onde

On voit que la présence de la zone épitaxiée produit un confinement des charges à l'intérieur de celle-ci. On peut aussi remarquer que les charges créées dans le substrat fortement dopé ont tendance à moins diffuser. En effet, le dopage élevé dans cette zone diminue considérablement la longueur de diffusion des porteurs qui se recombinent avant d'avoir diffusé.

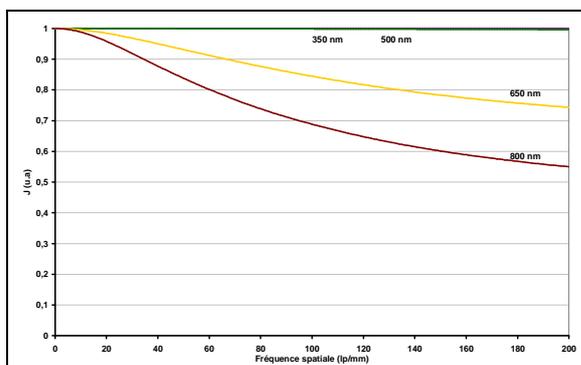


Figure 35 : FTM de diffusion d'un photoMOS (Pepi/P+)

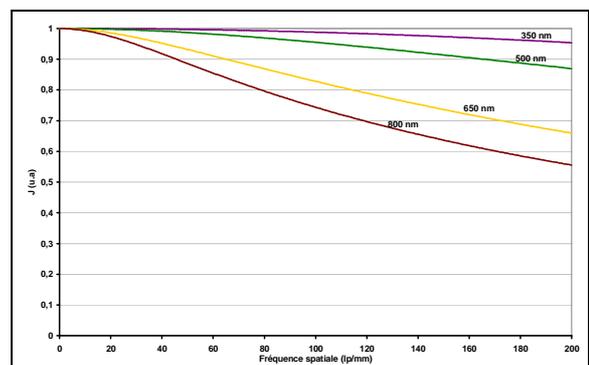


Figure 36 : FTM de diffusion d'une photodiode (N+/Pepi/P+)

L'utilisation d'une couche épitaxiée sur un substrat fortement dopé permet, du fait du faible dopage de la zone épitaxiée, d'avoir une plus grande zone de déplétion. Le domaine de longueurs d'onde sur lequel les charges sont directement collectées est alors plus étendu et l'efficacité de détection plus importante que dans le cas d'un substrat uniforme. En terme de FTM (figures 35 et 36), considérant que les charges créées dans la zone de déplétion ne diffusent pas latéralement, on obtiendra également un meilleur contraste.

Le gradient de dopage à l'interface zone épitaxiée/substrat fortement dopé produit un champ qui attire les électrons dans la direction de la zone de déplétion. Les charges créées dans la zone épitaxiée ne vont donc pas diffuser vers le substrat et celle du substrat vont se diriger plus facilement vers la zone épitaxiée. Ce phénomène pourrait donc amener à une meilleure efficacité de détection mais, compte tenu de la faible longueur de diffusion des électrons dans le substrat, seule une faible proportion d'entre eux va effectivement pénétrer la zone épitaxiée. On a donc, pour les grandes longueurs d'onde, une meilleure efficacité de détection avec un substrat uniformément dopé.

Par contre, la FTM de diffusion est nettement meilleure dans le cas d'une zone épitaxiée, justement grâce à la faible longueur de diffusion qui tend à empêcher les électrons créés profondément de diffuser latéralement. On peut donc avoir une diminution importante de la diaphonie de diffusion, d'où une meilleure FTM.

Les valeurs des FTM de diffusion obtenues dans l'étude des quatre cas de zone photosensibles dépendent fortement des valeurs de dopages choisies. Il n'est donc pas possible de comparer les performances des deux types de pixels en se basant uniquement sur ces valeurs. Nous pouvons toutefois comparer les mécanismes qui entrent en jeu dans la perte de contraste.

Dans la gamme des faibles longueurs d'onde, les charges sont générées près de la surface du silicium. La zone de déplétion des photoMOS débute à la surface ce qui permet de collecter efficacement ces charges sans diffusion. Etant donné que la zone de charge d'espace d'une photodiode n'atteint pas forcément la surface, on peut avoir présence de diffusion, même pour les faibles longueurs d'onde. Celle-ci est relativement peu importante mais on voit quand même, à 350nm par exemple, que la FTM de diffusion du photoMOS est meilleure que celle de la photodiode.

Pour les longueurs d'onde plus importantes, pour lesquelles les charges sont générées sous la zone de collection, la FTM de diffusion dépend de la profondeur de cette zone. On ne peut donc pas faire de comparaison directe entre le photoMOS et la photodiode.

2.3. Autres contributions

2.3.1. Inefficacité de transfert des charges

Dans les capteurs CCD, les charges sont transférées d'un pixel à l'autre avant d'être lues. De ce fait, l'efficacité de transfert de ses charges peut être dégradée par [18] :

- le temps alloué au transfert
- le piégeage des charges dû aux états de surface

On parle donc souvent d'inefficacité de transfert et celle-ci va contribuer à la dégradation de l'image. L'expression générale de cette contribution en FTM est [18] :

$$FTM_{\epsilon} = \exp\left(-N\epsilon_m \left[1 - \cos\left(2\pi \frac{v_x}{v_H}\right)\right]\right)$$

N représente le nombre de pixels, m le nombre de grilles par pixel, ϵ_m l'inefficacité de transfert associée (sans dimension) et v_H la fréquence d'horloge du détecteur. Cette FTM d'inefficacité de transfert ne s'applique pas aux capteurs CMOS dans lesquels il n'y a pas de transfert de charges de pixel à pixel.

2.3.2. Effet du déplacement

Prenons l'exemple d'un détecteur se déplaçant linéairement avec une vitesse constante v . L'image qu'il restitue peut-être dégradée par l'effet du déplacement qu'il a subi pendant son temps d'intégration T_{int} . L'expression de la FTM en X due au déplacement selon ce même axe est alors [8]:

$$FTM_{dep}(v_x) = \left| \sin(v \cdot T_{int} \cdot v_x) \right|$$

Son expression change selon le type de mouvement auquel est soumis le détecteur. Des vibrations mécaniques vont par exemple faire apparaître un mouvement sinusoïdal [19].

2.3.3. FTM d'échantillonnage

Considérons le cas d'un détecteur dont la zone photosensible est plus petite que le pixel. Sa FTM d'intégration à la fréquence d'échantillonnage est non-nulle alors que, quelle que soit la position

relative de l'objet par rapport aux centres d'échantillonnage, la réponse des pixels est uniforme (figure 37).

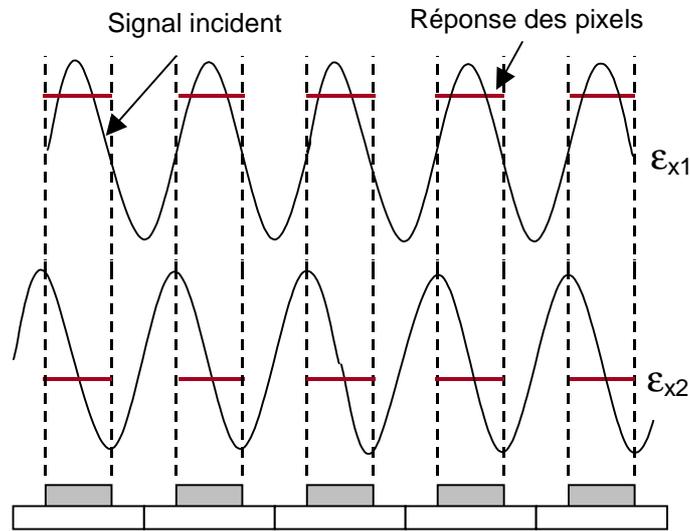


Figure 37 : Réponse d'une barrette de pixels lorsque la fréquence du signal incident est égale à la fréquence d'échantillonnage, pour deux positions relatives de l'objet

Un pixel dont le taux de remplissage est inférieur à 100% a une certaine capacité à résoudre l'image d'un sinus de fréquence ν_E que la barrette ne retransmet pas. L'image est toujours uniforme à ν_E ; pour la fréquence ν_N , la modulation va varier entre 0 et $|\text{sinc}(\nu_x \Delta x)|$ selon la position relative de l'objet par rapport au détecteur. La FTM d'intégration donne donc la modulation maximale qui peut être obtenue. Pour pallier ce problème, il a été défini une FTM d'échantillonnage qui, au sens strict du terme, ne peut pas être considérée comme une FTM mais peut donner des informations sur la qualité moyenne de l'image restituée [20]. La modulation minimale est obtenue pour une phase $\epsilon_x = \pm p/2$:

$$M_{\text{MIN}} = \cos(\pi \nu_x p) |\text{sinc}(\nu_x \Delta x)|$$

La FTM d'échantillonnage peut être définie par l'intégrale :

$$\text{FTM}_{\text{ech}}(\nu_x) = \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} \cos(\pi \nu_x \phi) d\phi$$

et on trouve [21]:

$$\text{FTM}_{\text{ech}}(\nu_x) = |\text{sinc}(\nu_x p)|$$

En ne tenant compte que des contributions géométriques à la FTM (pas d'effet de diffusions), la FTM du détecteur s'écrirait donc [21][22]:

$$FTM(v_x) = FTM_{int}(v_x) \times FTM_{ech}(v_x)$$

On peut voir l'effet de la prise en compte de ce terme sur la modulation restituée par le système (figure 38).

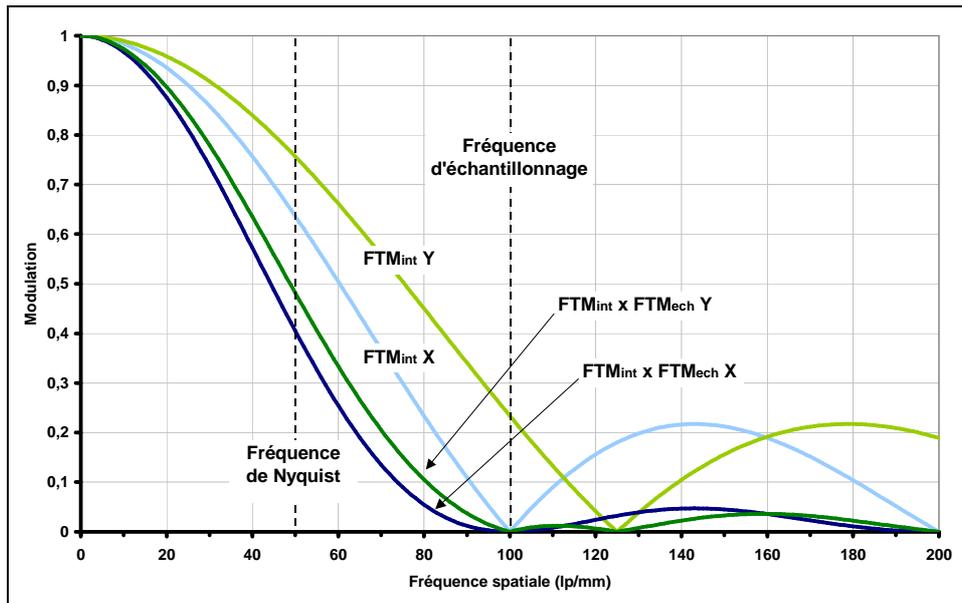


Figure 38 : Effet de la prise en compte de la "FTM" d'échantillonnage

Le fait de tenir compte de la FTM d'échantillonnage permet de s'affranchir de l'aspect non-isoplanétique des capteurs échantillonnés puisqu'on s'intéresse alors à une valeur moyenne de FTM, et non à une valeur optimale.

Nous avons considéré ici des pixels carrés dans un réseau carré. D'autres motifs d'échantillonnage beaucoup plus complexes ont été étudiés, tels que des pixels hexagonaux ou rectangulaires répartis sur une grille d'échantillonnage hexagonale [10].

2.4. FTM totale

Nous avons vu que la densité de courant pouvait s'écrire :

$$J(x) = \phi_0 (\eta_0 + \eta_k(v_x) \cos(2\pi v_x x))$$

La réponse du pixel d'indice i s'écrit donc, dans le cas particulier où le pixel a un taux de remplissage de 100% :

$$\begin{aligned} R_i &= \frac{1}{p} \int_{c_i - \frac{p}{2}}^{c_i + \frac{p}{2}} J(x) dx \\ &= \frac{1}{p} \int_{c_i - \frac{p}{2}}^{c_i + \frac{p}{2}} \phi_0 [\eta_0 + \eta_k(v_x) \cos(2\pi v_x x)] dx \\ &= \phi_0 [\eta_0 + \eta_k(v_x) \cos(2\pi v_x c_i) \text{sinc}(v_x \Delta x)] \end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned} R_{i_{\max}} &= \frac{N_0}{2} (\eta_0 + \eta_k(v_x) \text{sinc}(v_x p)) \\ R_{i_{\min}} &= \frac{N_0}{2} (\eta_0 - \eta_k(v_x) \text{sinc}(v_x p)) \end{aligned}$$

ce qui nous amène à :

$$FTM_{\text{totale}}(v, \lambda) = FTM_{\text{int}}(v) \times FTM_{\text{diff}}(v, \lambda)$$

Elle est représentée sur la figure 39 dans le cas d'un pixel photoMOS ayant un pas de $10\mu\text{m}$, pour quatre longueurs d'onde comprises entre 350 et 800nm.

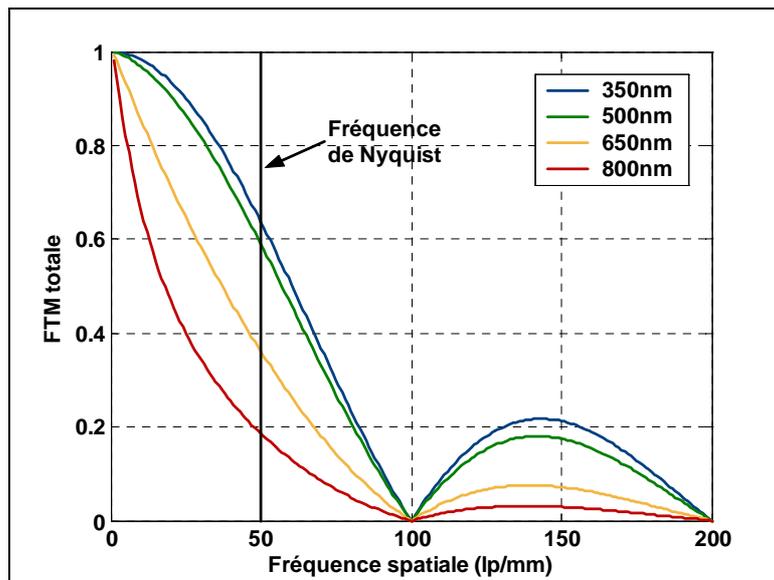


Figure 39 : Représentation de la FTM totale d'un pixel photoMOS "idéal"

A 350 nm, la FTM de diffusion est égale à 1 sur la plage de fréquences spatiales considérée. La FTM totale est donc égale à la FTM d'intégration. Plus la longueur d'onde augmente et plus l'influence de la FTM de diffusion sur la FTM totale devient importante.

Cette expression de la FTM totale du pixel suppose que les zones de collection sont adjacentes. Les pixels des CCD pleine trame et à transfert de trame vérifient à peu près cette hypothèse dans la direction du transfert ; le produit des FTM d'intégration et de diffusion peut donc être une bonne approximation de leur FTM totale dans cette même direction. Il faut toutefois rappeler que cette FTM ne suffit pas à juger de la qualité globale de l'image restituée puisqu'elle ne tient pas compte des effets de phasage dus à l'échantillonnage. Elle ne représente que la capacité des pixels à résoudre les détails de l'image.

Les pixels des CCD interligne, de par la présence des registres de lecture inter-colonne, ne respectent pas du tout l'hypothèse de continuité des zones de collection. Le calcul de la concentration en porteurs minoritaires doit tenir compte de la zone aveugle séparant les pixels, dans laquelle aucune charge n'est générée mais où elles peuvent diffuser.

Nous allons donc maintenant nous intéresser aux mécanismes qui rendent impossible l'application directe du précédent modèle de FTM aux pixels des capteurs APS CMOS.

Bibliographie

- [1]. A.Marion, "Acquisition et visualisation des images", Chapitre 3, Editions Eyrolles, ISBN 2-212-08871-X
- [2]. Norme ISO 9334:1995 (E/F/R), "Optique et instruments d'optique – Fonction de Transfert Optique – Définitions et relations mathématiques", Mars 1998.
- [3]. Norme ISO 9335:1995 (F), "Optique et instruments d'optique – Fonction de Transfert Optique – Principes et procédures de mesure", Mars 1998.
- [4]. W.Wittenstein, J.C.Fontanella, A.R.Newbery, J.Baars, "The definition of OTF and the measurement of aliasing for sampled imaging systems", Optica Acta, Vol.49, n°1, 1982, pp 41-50.
- [5]. Norme ISO 15529:1999(F), "Optique et instruments d'optique – Fonction de transfert optique – Principes de mesurage de la fonction de transfert de modulation (MTF) des systèmes de formation d'image échantillonnés", Août 1999.
- [6]. G.C.Holst, "CCD Arrays, Cameras and Displays", JCD Publishing, ISBN 0-9640000-2-4, 1996
- [7]. D.F.Barbe, "Imaging Devices using Charge Coupled Concept", IEEE Proceedings, Janvier 1975
- [8]. M.H.White, "Design of solid-state imaging arrays", dans "Solid-State Imaging", Proceeding of the NATO Advanced Study Institute on Solid-State Imaging, Louvain-la-Neuve, Belgique, 3-12 Septembre 1975, Editions Noordhoff, ISBN 90-286-0046-9, pp 485-522.
- [9]. G.D.Boreman, A.Plogstedt, "Spatial filtering by a line-scanned nonrectangular detector : Application to SPRITE readout MTF", Applied Optics, Vol.28, n°6, Mars 1989, pp 1165-1168.
- [10]. K.J.Barnard, G.D.Boreman, "Modulation transfer function of hexagonal staring focal plan arrays", Optical Engineering, Vol.30, n°12, Décembre 1991, pp 1915-1919
- [11]. M.Song, M.Zhang, Y.Zheng, "Influence of geometric shape of CCD pixel on the modulation transfer function", Advanced Materail and Devices for Sensing and Imaging, Proceedings of SPIE, Vol.4949, 2002, pp. 25-28.
- [12]. G.D.Boreman, "Modulation Transfer Function in Optical en Electro-Optical Systems", SPIE PRESS, ISBN 0-8194-4143-0, 2001
- [13]. S.M.Sze, "Semiconductor devices – Physics and Technology", Editions John Wiley & Sons, ISBN 0-471-83704-0, 1985.
- [14]. D.H.Seib, "Carrier Diffusion Degradation of Modulation Transfer Function in Charge Coupled Imagers", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.21, n°3, Mars 1974, pp 210-217.
- [15]. M.H.Crowell, E.F.Labuda, "The silicon diode array camera tube", Bell System Technical Journal, Vol.48, 1969, pp. 1481-1528.

- [16]. F.Van de Wiele, "Photodiode quantum efficiency", " , dans "Solid-State Imaging", Proceeding of the NATO Advanced Study Institute on Solid-State Imaging, Louvain-la-Neuve, Belgique, 3-12 Septembre 1975, Editions Noordhoff, ISBN 90-286-0046-9, pp 47-90.
- [17]. M.M.Blouke, D.A.Robinson, "A Method for Improving the Spatial Resolution of Frontside-Illuminated CCD's", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.28, n°3, Mars 1981, pp 251-256.
- [18]. A.J.P.Theuwissen, "Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices", Chapitre 5, Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-3456-6, 1995
- [19]. O.Hadar, M.Fisher, N.S.Kopeika, "Image resolution limits resulting from mechanical vibrations. Part III : numerical calculation of modulation transfer function", Optical Engineering,, Vol.31, n°3, Mars 1992, pp 581-589.
- [20]. S.K.Park, R.Schowengert, M-A.Kaczynski, "Modulation-transfer-function analysis for sampled image systems", Applied Optics, Vol.23, n°15, Août 1984, pp 2572-2582.
- [21]. O.Hadar, A.Dogariu, G.D.Boreman, "Angular dependance of sampling modulation transfer function", Applied Optics, Vol.36, n°28, Octobre 1997, pp 7210-7216
- [22]. O.Hadar, G.D.Boreman, "Oversampling requirements for pixelated-imager systems", Optical Engineering, Vol.38, n°5, Mai 1999, pp 782-785

CHAPITRE 3

LES FACTEURS D'INFLUENCE DE LA FTM DES PIXELS APS

1. Problématique

La PSF est définie conventionnellement comme la réponse isoplanétique d'un système reproduisant l'image d'un point source et permet de calculer sa FTM bidimensionnelle par transformée de Fourier en deux dimensions. Nous avons vu au chapitre 2 que cette approche pouvait être utilisée pour calculer la FTM des pixels à condition de déplacer le point source dans les deux directions avec un pas d'échantillonnage réduit. Dans le cas des détecteurs, le terme de PRF (Pixel Response Function) est souvent préféré à celui de PSF [1].

Nous avons étudié précédemment la FTM dans le cas d'un pixel présentant une transmission parfaitement homogène et une continuité des zones de collection. Du point de vue de la PRF, ceci peut se traduire par l'homogénéité d'une PRF d'intégration en tout point du pixel et la parfaite symétrie d'une PRF de diffusion. La convolution de ces deux PRF mène à l'expression de la FTM comme le produit des FTM d'intégration et de diffusion, telle qu'elle a été calculée à partir de la résolution de l'équation de diffusion des porteurs dans le substrat.

En réalité les pixels des capteurs d'images présentent des inhomogénéités spatiales de sensibilité qui sont dues :

- à des variations spatiales de rendement quantique dues à des non-uniformités de transmissions des couches superficielles et d'efficacité de collection
- à la diffusion des porteurs (diaphonie de diffusion)
- à la diaphonie optique

1.1. Cas des capteurs CCD

Les pixels des capteurs CCD, particulièrement ceux illuminés par face avant présentent de fortes inhomogénéités de sensibilité. En effet, chaque pixel contient plusieurs électrodes de grilles nécessaires à l'intégration et au transport des charges. De ce fait, la transmission n'est pas homogène puisque ces grilles peuvent être recouvrantes, tel que présenté sur la photographie ci-dessous (figure 1) pour un pixel à trois phases de $24\mu\text{m}$.

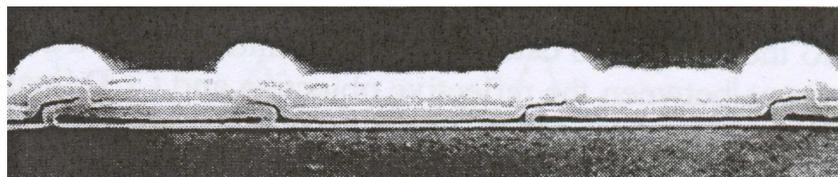


Figure 1 : Coupe parallèle à la direction de transfert des charges [2]

La figure 2 représente les PRF mesurées à 488nm et 633nm sur un capteur CCD ayant des pixels de $9 \times 9 \mu\text{m}^2$ (Kodak KAF 4200) [3]. Les différents niveaux de gris correspondent aux différents pixels sur lesquels passe le spot.

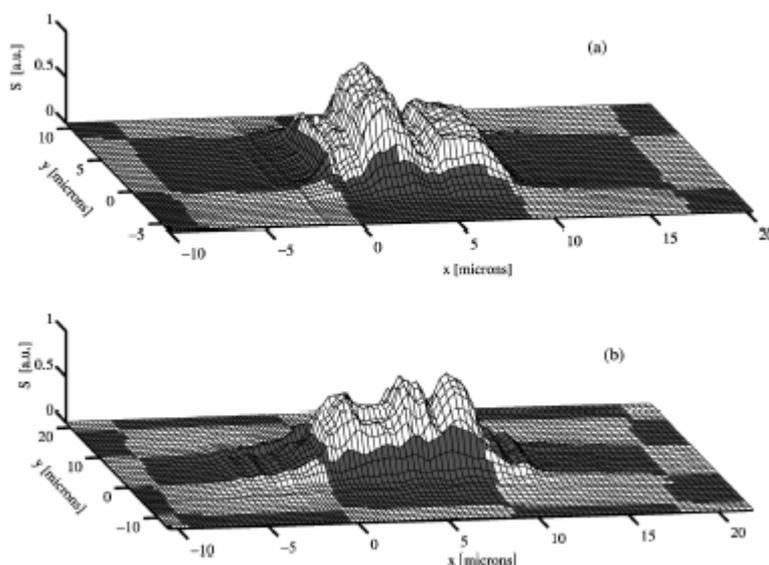


Figure 2 : PRF à 488nm (a) et 633nm (b) [3]

On voit que la sensibilité intra-pixel n'est pas identique pour les deux longueurs d'ondes et que la diaphonie de diffusion est plus importante à 633nm qu'à 488nm puisque le pixel a une réponse plus importante à cette longueur d'onde lorsque le spot est situé sur un de ses voisins.

On est bien loin du modèle qui suppose l'uniformité de réponse interne du pixel. Des approches théoriques ont été effectuées pour prendre en considération ces effets de transmission sur la FTM. Les

travaux de S.G.Chamberlain et D.H.Harper [4] prennent en compte des variations périodiques de transmission dues aux différences d'épaisseurs entre les couches se trouvant sur ou entre les photoéléments. En supposant que l'objet a une répartition spatiale en luminance sinusoïdale, le spectre du signal incident à la surface du silicium sera celui de l'objet répété autour de chaque raie du spectre correspondant aux variations de transmission (figure 3). Celles-ci font donc apparaître des fréquences spatiales supplémentaires.

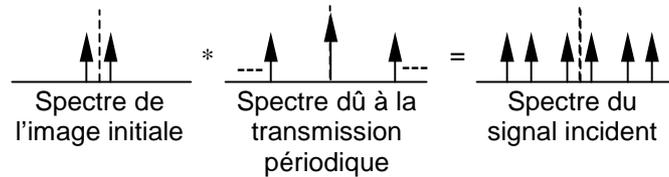


Figure 3 : Influence des variations de transmission sur le spectre du signal incident

Le raisonnement effectué consiste toujours à multiplier, dans le domaine fréquentiel, le spectre du signal par toutes les contributions de FTM (FTM d'intégration x FTM de diffusion x...). Ils arrivent finalement à une expression de la FTM différente de celle supposant une transmission homogène mais qui ne prend pas en compte l'impact de l'inhomogénéité de la transmission dans les mécanismes de diffusion.

E.G.Stevens a également réalisé une étude sur ce sujet mais en résolvant l'équation de diffusion dans un substrat épitaxié lorsque le pixel est partiellement masqué [5]. Ses résultats analytiques, complexes, montrent que la FTM ne peut pas être définie comme le produit de la FTM d'intégration et de la FTM de diffusion, sauf si le pixel a un taux de remplissage de 100%.

Les CCD illuminés par face arrière présentent des PRF moins accidentées (figure 4) puisque la transmission n'est pas affectée par la présence de couches d'épaisseur et d'indices différents [2].

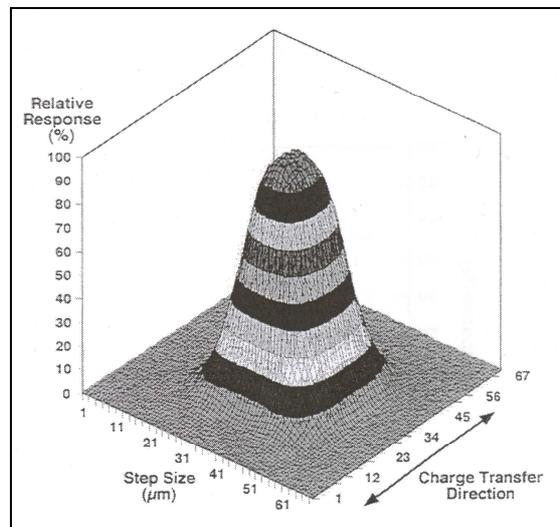


Figure 4 : PRF d'un pixel CCD illuminé par face arrière à 430nm[2]

Bien que présentant une PRF plus homogène, le modèle de FTM ne peut pas être totalement appliqué à ce type de pixel. En effet, les détecteurs CCD ont des barrières permettant d'isoler les charges de chaque pixel, la zone de collection n'est donc pas continue ainsi qu'on peut le voir sur des scans unidirectionnels effectués sur des CCD éclairés par face avant ou face arrière [6]. E.G.Stevens et J.P.Lavine ont ajouté la présence de ses barrières à leur modèle de transmission inhomogène sur substrat épitaxié [7]. Les résultats, issus de simulations par la méthode de Monte-Carlo, montrent que même dans une hypothèse de transmission uniforme, les barrières ont tendance à dégrader la FTM. Par contre, si elles sont optiquement masquées, elles semblent ne plus avoir d'influence.

Ces travaux, pourtant effectués sur des modèles de pixels CCD, montrent que la multiplication des FTM d'intégration et de diffusion ne peut leur être appliquée.

1.2. Cas des capteurs CMOS

Les pixels des capteurs CMOS présentent des topologies encore plus complexes que ceux des capteurs CCD, comme on peut le voir sur le layout ci-dessous (figure 5).

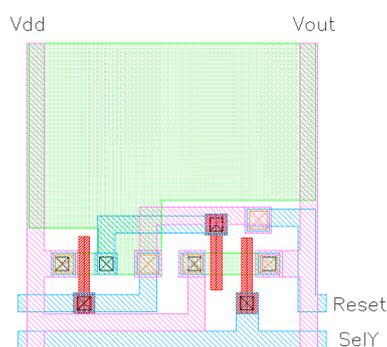


Figure 5 : Exemple de pixel CMOS

Le taux de remplissage est très inférieur à 100% et la zone photosensible peut avoir une forme tout à fait quelconque à l'intérieur du pixel. De part la diversité des couches utilisées (oxydes, polysilicium, métal...), la transmission n'est pas du tout homogène à la surface du pixel. Le rayonnement qui arrive effectivement à la surface du silicium n'est donc pas uniforme.

Un facteur aggravant la complexité à calculer la FTM de tels pixels est le fait que la zone photosensible ne soit pas le lieu unique de la photogénération de porteurs. Pour que ce soit le cas, il faudrait que la zone active, ainsi que l'espacement présent généralement entre les zones photosensibles, soit rendus opaques par métallisation (en estimant que la transmission du métal est nulle).

En résumé, les facteurs pouvant avoir une influence sur la FTM du détecteur sont :

- la forme de la zone photosensible
- les inhomogénéités de transmission
- les mécanismes de diffusion

On voit alors que l'expression de la FTM ne peut pas être exprimée comme le produit d'une FTM d'intégration basée sur les dimensions de la zone photosensible et d'une FTM de diffusion. Les travaux de Lin, Mathur et Chang [8], consistant en une étude analytique couplée à des simulations et des mesures, ont montré que le modèle de diffusion appliqué aux capteurs CCD n'était pas valable pour les pixels CMOS à cause des zones quasi-neutres qui entourent les photosites.

Nous allons par la suite regarder l'influence que peut avoir la géométrie du pixel sur sa FTM ainsi que celle des mécanismes de collection des charges.

2. Influence de la géométrie de la zone photosensible

Dans l'hypothèse où le pixel a un taux de remplissage de 100%, sa réponse impulsionnelle peut être modélisée par une fonction porte en deux dimensions. Sa FTM est alors un sinus cardinal parfaitement équivalent dans les deux directions. Elle est représentée sur la figure 6 pour un pixel au pas de 10 μ m (fréquence d'échantillonnage de 100lp/mm).

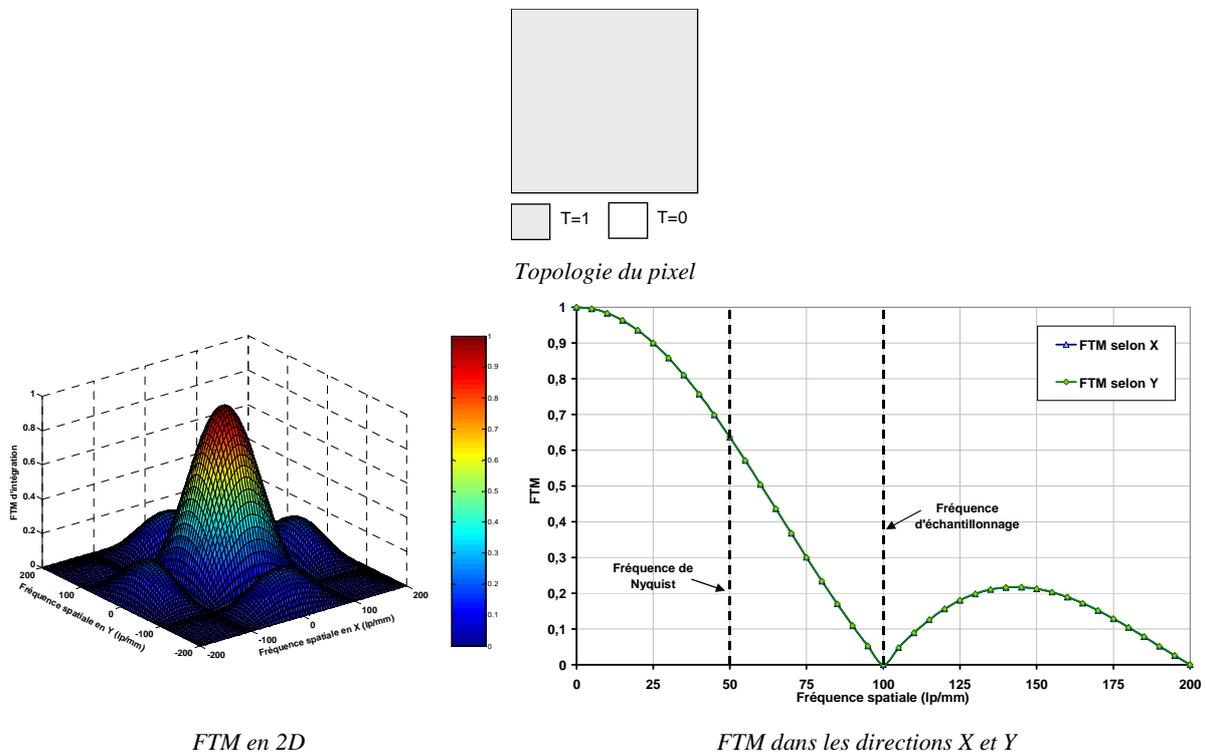


Figure 6 : FTM d'un pixel ayant un taux de remplissage de 100%

Ce pixel présente une parfaite symétrie donc les FTM en X et en Y sont les mêmes. Son taux de remplissage étant égal à 100%, la première fréquence de coupure du sinus cardinal correspond à la fréquence d'échantillonnage.

Ce cas n'est pas du tout représentatif des pixels des capteurs CMOS puisqu'il suppose que le pixel ne contient pas de zone active, susceptible de modifier sa sensibilité locale. Nous considérons maintenant que la zone active est présente et qu'elle ne participe en rien au signal du pixel.

2.1. Expression analytique de la FTM d'intégration du pixel

Dans un premier temps nous considérons que la transmission des couches superficielles est parfaitement homogène sur toute la surface de la zone photosensible. O.Yadid-Pecht a étudié l'influence de la topologie des pixels CMOS sur leur FTM en réalisant une étude analytique basée sur le calcul de la transformée de Fourier en deux dimensions de la réponse impulsionnelle (la PRF) [9].

On sait que la fonction de transfert dans la direction x peut s'écrire sous la forme :

$$H(v_x) = \int_S h(x) e^{j2\pi v_x x} dx dy$$

avec :

- S, la surface considérée
- h(x), la réponse impulsionnelle

Il est ainsi possible de décomposer le détecteur en surfaces élémentaires et, en appliquant cette équation, de calculer sa fonction de transfert dans la direction voulue. Considérons par exemple un pixel ayant une zone photosensible en forme de L tel que présenté sur la figure 7 :

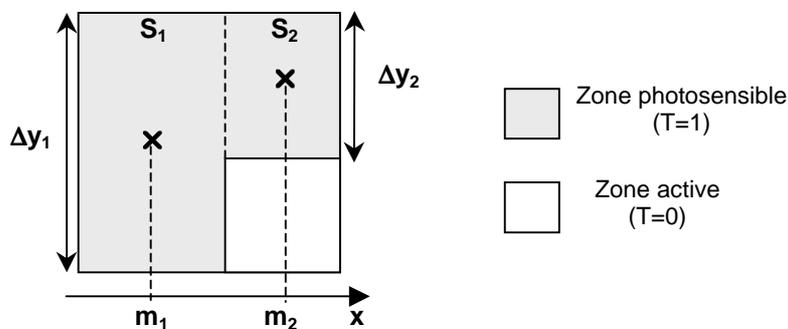


Figure 7 : Topologie simplifiée d'un pixel en L

On peut calculer sa fonction de transfert directement en effectuant une transformée de Fourier en deux dimensions mais on peut également chercher son expression analytique en décomposant la zone photosensible en deux surfaces S_1 et S_2 , de centres m_1 et m_2 . On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} H(v_x) &= \int_{S_1} \exp(2j\pi v_x x) dx dy + \int_{S_2} \exp(2j\pi v_x x) dx dy \\ &= \int_0^{\Delta y_1} \int_{m_1 - \frac{\Delta x_1}{2}}^{m_1 + \frac{\Delta x_1}{2}} \exp(2j\pi v_x x) dx dy + \int_0^{\Delta y_2} \int_{m_2 - \frac{\Delta x_2}{2}}^{m_2 + \frac{\Delta x_2}{2}} \exp(2j\pi v_x x) dx dy \\ &= S_1 \exp(2j\pi v_x m_1) \text{sinc}(\pi v_x \Delta x_1) + S_2 \exp(2j\pi v_x m_2) \text{sinc}(\pi v_x \Delta x_2) \end{aligned}$$

Après normalisation, on trouve :

$$\text{FTM}(v_x) = \frac{|S_1 \exp(2j\pi v_x m_1) \text{sinc}(\pi v_x \Delta x_1) + S_2 \exp(2j\pi v_x m_2) \text{sinc}(\pi v_x \Delta x_2)|}{S_1 + S_2}$$

On peut étendre ce calcul à des géométries plus complexes. L'expression générale de la FTM est alors :

$$\begin{aligned} \text{FTM}(v_x) &= \frac{\left| \sum_i S_i e^{j2\pi v_x m_i} \text{sinc}(\pi v_x \Delta x_i) \right|}{\sum_i S_i} \\ \text{FTM}(v_y) &= \frac{\left| \sum_i S_i e^{j2\pi v_y m_i} \text{sinc}(\pi v_y \Delta y_i) \right|}{\sum_i S_i} \end{aligned}$$

Cette formule permet de retrouver les mêmes résultats que la transformée bidimensionnelle de la réponse impulsionnelle du pixel en leur donnant une formulation analytique. Celle-ci peut être très lourde selon la complexité de la topologie du pixel impliquant un nombre plus ou moins important de surfaces élémentaires à considérer.

2.2. Etude de différentes topologies

Deux types de topologies de zone photosensible, utilisées fréquemment dans les pixels CMOS, sont étudiées ici :

- une forme rectangulaire
- une forme en L

Afin de pouvoir comparer facilement les résultats obtenus avec ces deux topologies, nous considérons toujours un pixel au pas de $10\mu\text{m}$ et ayant un taux de remplissage de 80%.

2.2.1. Transmission de la zone photosensible homogène

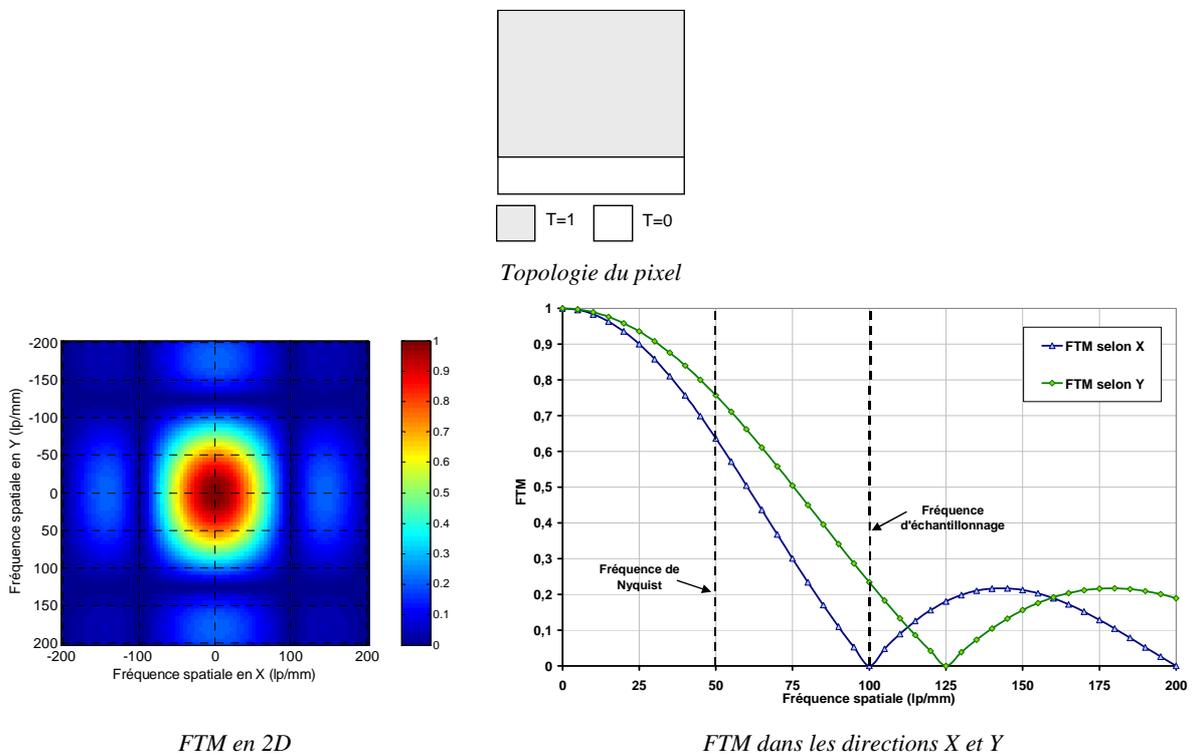
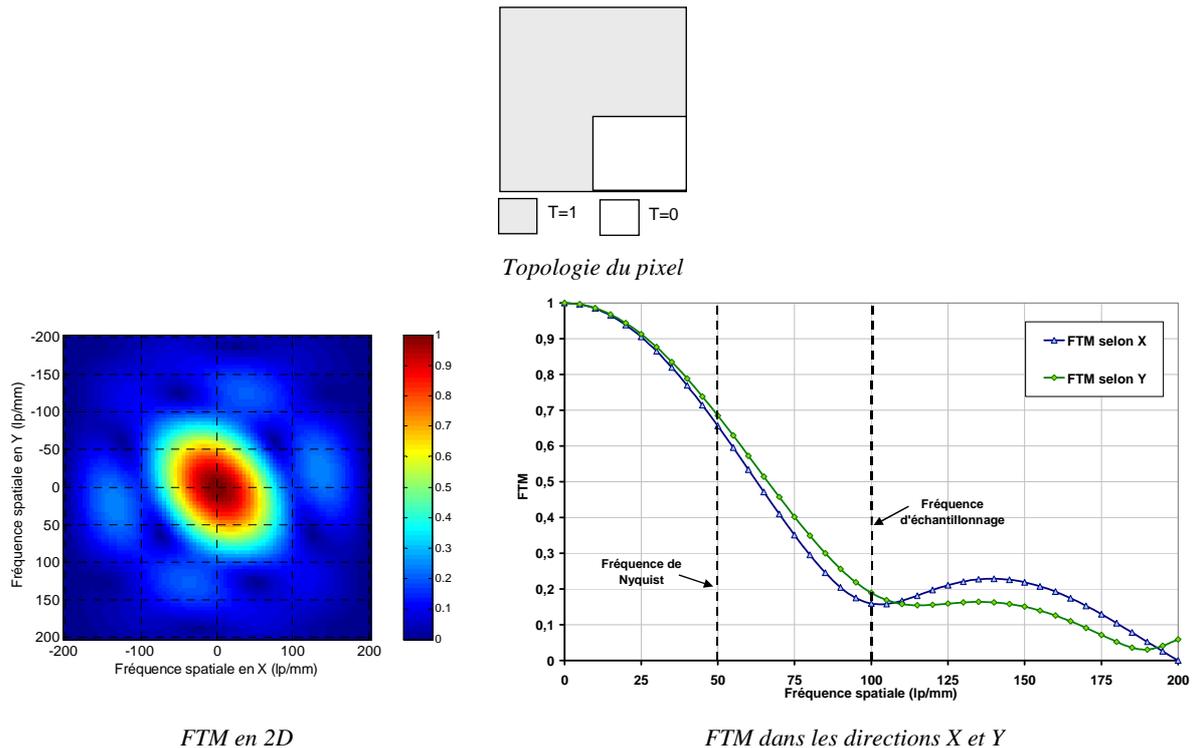


Figure 8 : FTM issue d'une topologie rectangulaire (transmission homogène)

On remarque que les FTM selon les directions X et Y ne sont pas identiques (figure 8) ; la zone photosensible est plus petite dans la direction Y donc la FTM selon cet axe est meilleure.

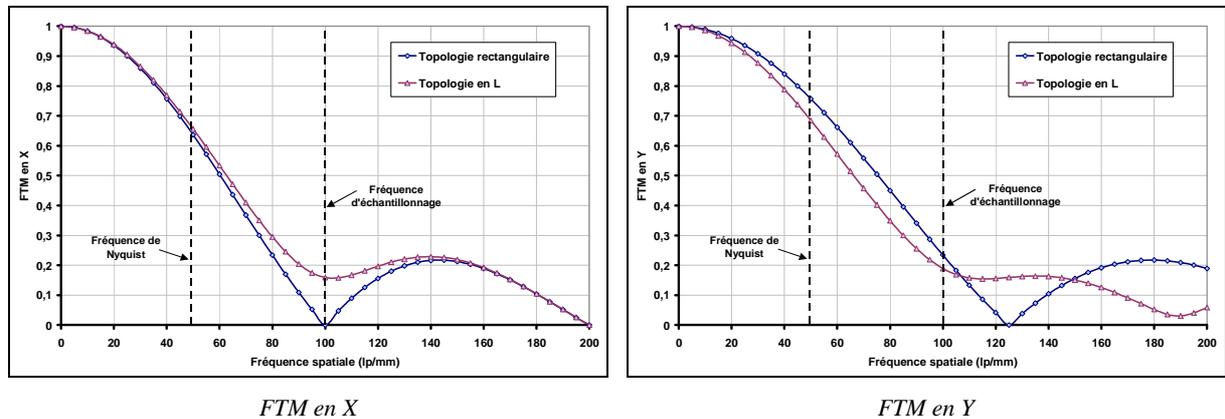


FTM en 2D

FTM dans les directions X et Y

Figure 9 : FTM issue d'une topologie en L (transmission homogène)

Ce type de motif ne présente pas de symétrie, d'où la différence entre les FTM selon les directions X et Y (figure 9). Pour mieux apprécier les différences de FTM de ces deux motifs, nous comparons les courbes en X et en Y (figure 10).



FTM en X

FTM en Y

Figure 10 : Comparaison des FTM unidirectionnelles des topologies rectangulaires et en L

La topologie en L permet d'obtenir des résultats sur la FTM en X légèrement supérieurs que ceux de la topologie rectangulaire. Par contre, on obtient selon l'axe Y des résultats très nettement supérieurs avec cette dernière. Afin de mieux comparer les performances de ces pixels en terme de qualité d'image, il faudrait s'intéresser à leurs FTM dans toutes les directions. En effet, une scène ne contient en général pas que des éléments verticaux ou horizontaux et, lorsqu'on forme l'image à l'aide d'une

matrice de détecteurs, il est important d'obtenir une bonne résolution dans les directions principales mais aussi dans les directions secondaires. Le détecteur idéal, s'il existait, serait celui qui présenterait une FTM égale à 1 dans toutes les directions et jusqu'à la fréquence de Nyquist. En calculant l'intégrale de la FTM bidimensionnelle jusqu'à Nyquist, on peut alors comparer les performances des motifs (figure 11).

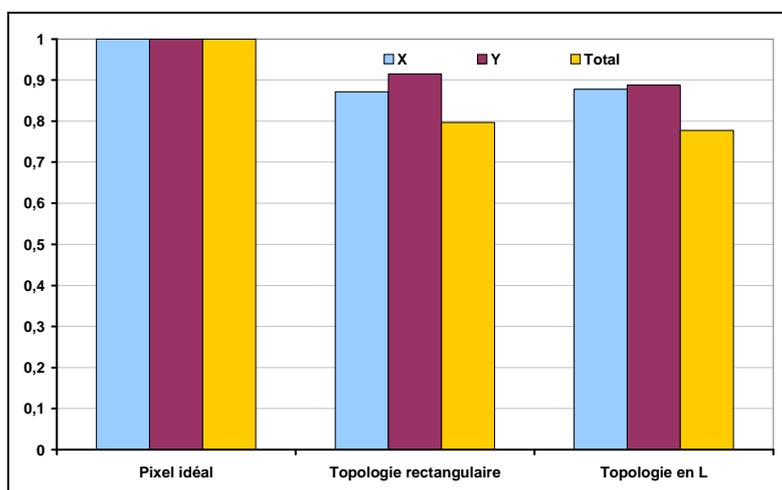


Figure 11 : Comparaison des performances des différentes topologies

On remarque que le motif rectangulaire, grâce à sa meilleure FTM selon la direction Y, est celui qui présente la meilleure performance totale.

2.2.2. Effet du masquage dû aux rails de métal

L'étude de ces deux motifs permet de voir l'influence de la géométrie de la zone photosensible sur la FTM d'intégration du pixel. On peut se rapprocher un peu plus de la topologie réelle des pixels CMOS en affectant deux niveaux de transmission sur la zone photosensible. En effet, nous n'avons pas tenu compte jusqu'ici des rails de métal qui véhiculent les polarisations et signaux nécessaires au fonctionnement du pixel. Ceux-ci arrivent tous dans la zone active mais peuvent être dirigés selon les lignes ou les colonnes. Le rail véhiculant V_{OUT} (tension de sortie du pixel) est obligatoirement vertical puisque commun à tous les pixels d'une même colonne ; les rails véhiculant les signaux de commande des transistors de reset et de sélection, communs à tous les pixels d'une même ligne, sont obligatoirement horizontaux. Dans le cas d'une topologie rectangulaire, ceux-ci ne passent que sur la zone active alors que les rails verticaux passent aussi sur la zone photosensible. Les rails horizontaux ne passent sur la zone photosensible que dans le cas d'une topologie en L.

Pour visualiser l'effet de la prise en compte des rails sur la FTM d'intégration, les mêmes topologies ont été étudiées en leur rajoutant quatre rails de métal (2 verticaux et 2 horizontaux) de même largeur que l'on considère initialement complètement opaques (figure 12).

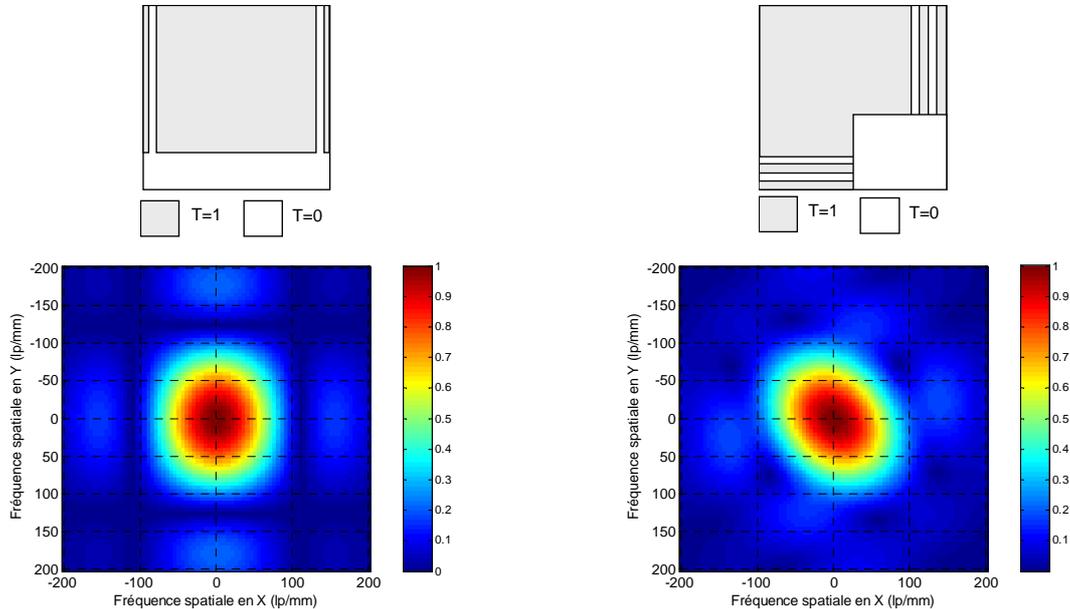
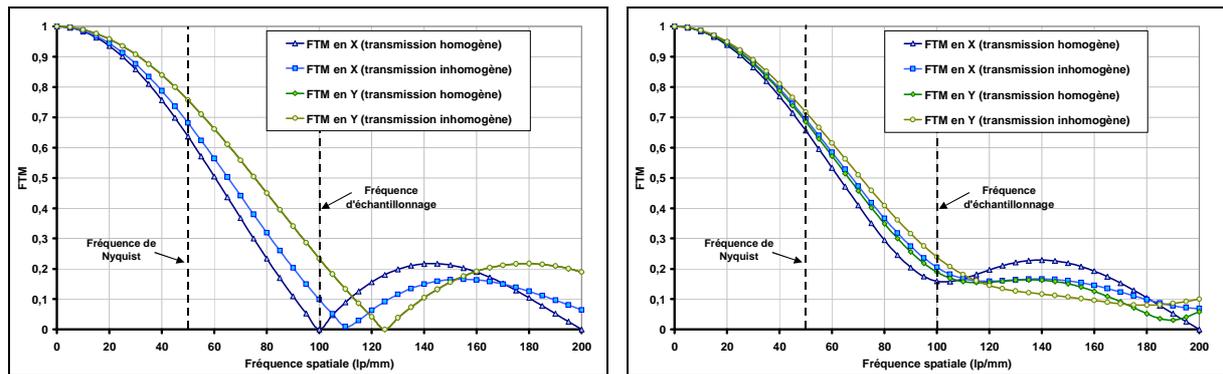


Figure 12 : FTM 2D issues des topologies tenant compte des rails de métal

On voit sur les vues 2D de la FTM que la prise en compte des rails de métal ne modifie pas la forme globale de la FTM. Toutefois, on peut voir des différences notables sur les FTM en X et en Y, tel que représenté sur la figure 13.



Topologie rectangulaire

Topologie en L

Figure 13 : FTM selon X et Y avec prise en compte des rails de métal

La prise en compte des rails de métal verticaux améliore la FTM d'intégration en X, autant sur le pixel présentant une topologie rectangulaire que sur celui présentant une topologie en L. Par contre, la FTM en Y n'est modifié que sur ce dernier.

L'amélioration de la FTM lorsqu'on tient compte des rails de métal s'explique par le fait qu'on diminue la taille de la fenêtre d'intégration. Par contre, on diminue d'autant la surface de génération de porteurs ce qui entraîne une perte en terme d'EDS.

Il faut souligner que la position des rails de métal ainsi que leur niveau de transmission peut également jouer sur la FTM. Pour s'en rendre compte, nous utilisons la topologie rectangulaire avec deux rails verticaux. Dans un premier cas, on décale les rails vers l'intérieur du pixel (configuration position 2 – T=0%) et dans un deuxième cas on porte leur niveau de transmission à 10% (configuration position 1 – T=10%). Les résultats sont comparés avec ceux obtenus précédemment sur cette même topologie (configuration position 1 – T=0%) ; ils sont présentés sur la figure 14 dans la direction X. Dans la direction Y, le positionnement des rails n'a pas d'influence et celle de la transmission est moins représentative qu'en X.

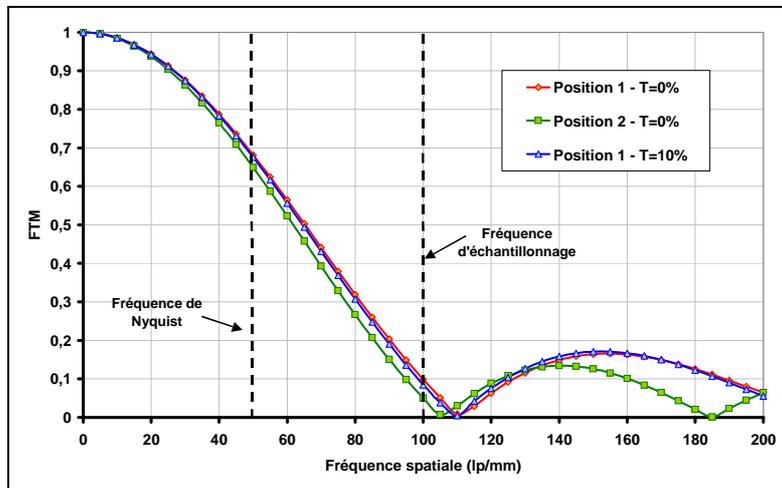


Figure 14 : Influence de la position et de la transmission des rails de métal

Le niveau de transmission des rails de métal affecte légèrement la FTM d'intégration sans toutefois modifier la forme globale de la courbe ; la première fréquence de coupure reste inchangée alors que le changement de position des rails la décale.

Il est possible de calculer analytiquement ces FTM en utilisant l'expression donnée dans le paragraphe 2.1 en associant à chaque surface élémentaire son niveau de transmission T_i . Bien sur, ceci suppose que tous les niveaux de transmission soient parfaitement connus.

3. Mécanismes de diffusion

La figure 16 représente la réponse d'un noyau de 3x3 pixels sous un éclairage uniforme à 800nm. Un masque de métal est appliqué sur l'ensemble du noyau sauf le pixel central dont seule la zone active est masquée (figure 15).

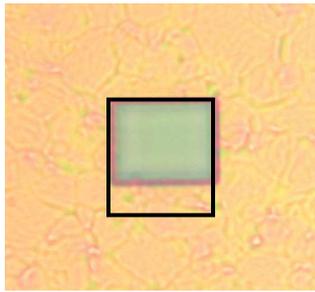


Figure 15 : Photographie d'un noyau de pixels dont seule la zone photosensible du pixel central n'est pas masquée

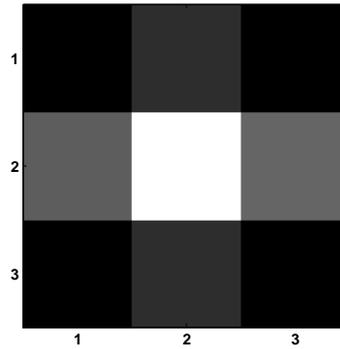


Figure 16 : Réponse d'un noyau de pixels à un éclairage localisé sur le pixel central (800nm)

La réponse des pixels adjacents au pixel éclairé traduit le fait que ceux-ci peuvent collecter des charges qui ont été créées dans le pixel central.

La réponse des pixels non-éclairés peut avoir plusieurs causes :

- les couches superficielles ont des indices différents, ce qui crée des phénomènes de réflexion-réfraction. Un photon d'incidence quelconque peut donc suivre un trajet complexe avant d'être absorbé dans le silicium. On peut alors parler de diaphonie optique.
- les électrons créés dans un pixel peuvent, par diffusion, atteindre la zone de collection d'un pixel voisin.

3.1. Diaphonie optique

Les mécanismes de réflexion-réfraction dans les couches superficielles obéissent aux lois de Snell-Descartes. Si une onde de longueur d'onde λ arrive à l'interface entre deux matériaux d'indices différents avec un angle d'incidence θ_0 par rapport à la normale, il se crée (figure 17):

- une onde réfractée avec un angle θ_1
- une onde réfléchie avec un angle θ_0

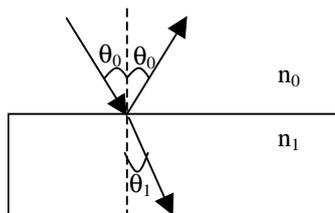


Figure 17 : Représentation des mécanismes de réflexion-réfraction

La relation reliant ces deux angles est :

$$n_0 \sin(\theta_0) = n_1 \sin(\theta_1)$$

n_0 et n_1 sont les indices des deux milieux, tous deux dépendants de la longueur d'onde. Les angles sont donc eux aussi dépendants de la longueur d'onde. La figure 18 représente l'angle de réfraction θ_1 d'une structure SiO_2 sur air pour un angle d'incidence θ_0 de 5° .

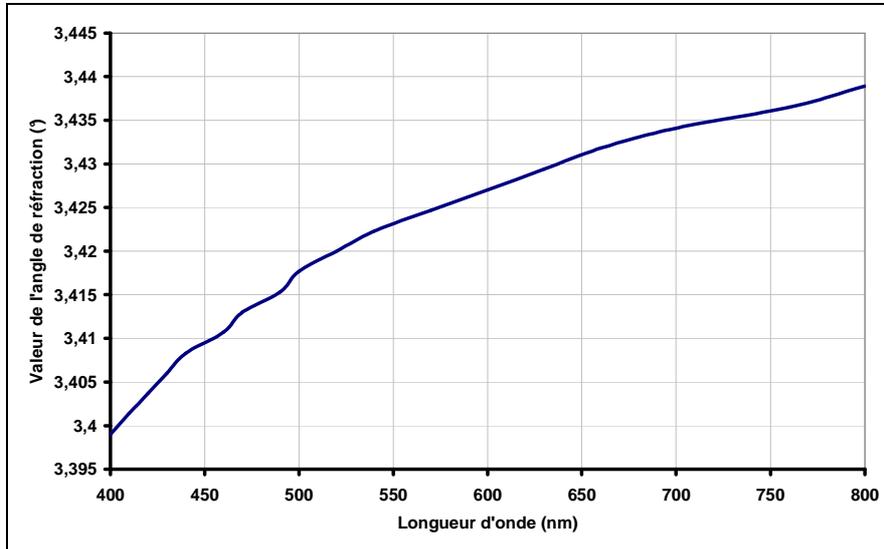


Figure 18 : Variation de l'angle de réfraction dans le SiO_2 pour un angle d'incidence de 5°

L'angle de réfraction obtenu pour cette structure varie selon la longueur d'onde du rayonnement incident. Le faisceau subissant de multiples réflexions-réfractions dans son trajet jusqu'au silicium peut donc atteindre un pixel voisin (sauf sous incidence normale) tel qu'illustré sur la figure 19.

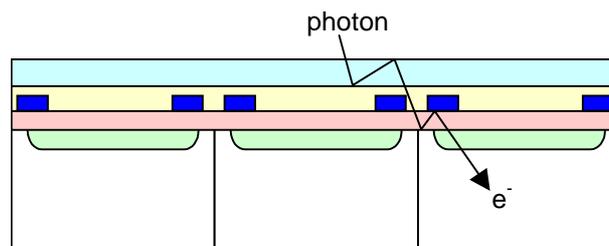


Figure 19 : Illustration de la diaphonie optique

Cependant, plus le nombre de réflexions-réfractions sera grand, plus l'énergie transmise au silicium sera faible. Ce phénomène de diaphonie optique sera d'autant plus important que le pas du pixel est petit. Il n'est pas du tout pris en compte dans l'expression analytique de la FTM telle que nous l'avons vue au chapitre 2.

3.2. Réponse périphérique d'un photodétecteur

La réponse périphérique d'une jonction PN ou d'une capacité MOS, aussi appelée collection latérale, traduit le fait que les charges générées sur les cotés des zones de collection peuvent diffuser et participer au signal photoélectrique. Des mesures effectuées sur des pixels photodiodes montrent que le fait de placer un spot lumineux entre deux zones de collection amène une réponse non-nulle des pixels [10]. Ce phénomène a deux conséquences si les zones ne sont pas couvertes :

- le rendement quantique des pixels est amélioré
- la FTM est détériorée du fait qu'on ne trouve pas d'extinction du signal entre deux pixels

Plusieurs études analytiques ont été réalisées pour quantifier l'apport en charge provenant de la collection latérale. La résolution des équations fait intervenir des fonctions de Green [11][12][13] ou la méthode de Weiner-Hopf [14]. Les calculs sont donc complexes et difficilement applicables à des structures en deux dimensions présentant une topologie complexe telle que celle des pixels CMOS.

3.2.1. Mise en évidence de la participation de la zone active

Nous avons jusqu'à présent considéré que la réponse du pixel ne subissait aucunement l'influence de la zone active. On considérait donc que soit :

- la transmission des couches était nulle sur toute la surface de la zone active auquel cas aucun photon n'atteignait la surface du silicium et ne pouvait créer de porteurs
- les porteurs générés n'atteignaient pas la zone de collection et ne participaient donc pas au signal.

Si l'une ou l'autre de ces hypothèses était vraie, on ne verrait pas de différence notable entre l'EDS d'un pixel "normal" et celle d'un pixel dont on masque optiquement la zone active.

La figure 20 représente les EDS mesurées sur deux pixels photoMOS réalisés en technologie Alcatel Mietec 0.7 μ m (1997) sur un procédé CMOS standard. La topologie de ces pixels est la même (taux de remplissage 27%) mais la zone active d'un d'entre eux est masquée par un niveau de métal.

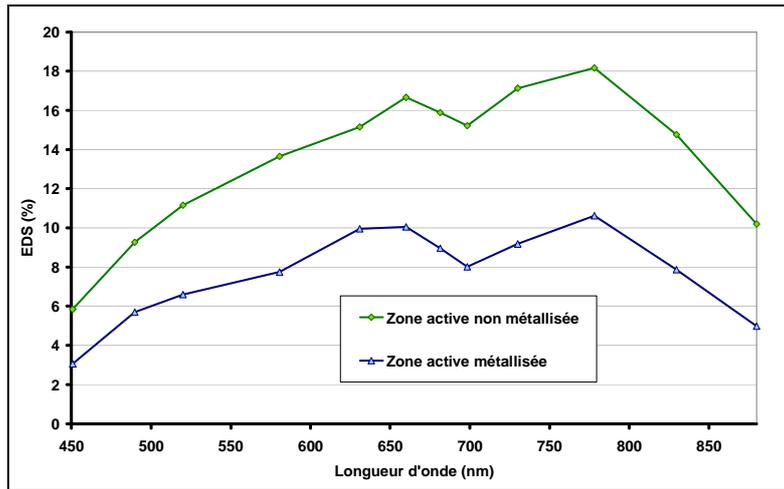


Figure 20 : Comparaison des EDS de deux pixels photoMOS dont un avec zone active métallisée

La métallisation de la zone active entraîne une baisse importante de l'EDS, ce qui met en évidence la participation de cette zone à la réponse du pixel. Les faibles valeurs obtenues sur ces deux pixels s'expliquent par le fait que le taux de remplissage de ce pixel est faible et que la zone photosensible, étant une capacité MOS, est recouverte de polysilicium. Ce matériau n'est pas très performant en terme de transmission (cf. Annexe 2) comparativement à celle d'un empilement de couches tel qu'on peut le trouver sur une photodiode.

La zone active d'un pixel photodiode contient un transistor de moins que celle du photoMOS. Le taux de remplissage est ainsi plus élevé. De plus la diminution de la lithographie et donc de la taille des transistors permet de réduire les dimensions de la zone active. La figure 21 représente les EDS mesurées sur deux pixels photodiode utilisant une technologie 0.35µm dédiée aux capteurs d'images (d'où les valeurs élevées). La zone active d'un des deux pixels est recouverte de métal.

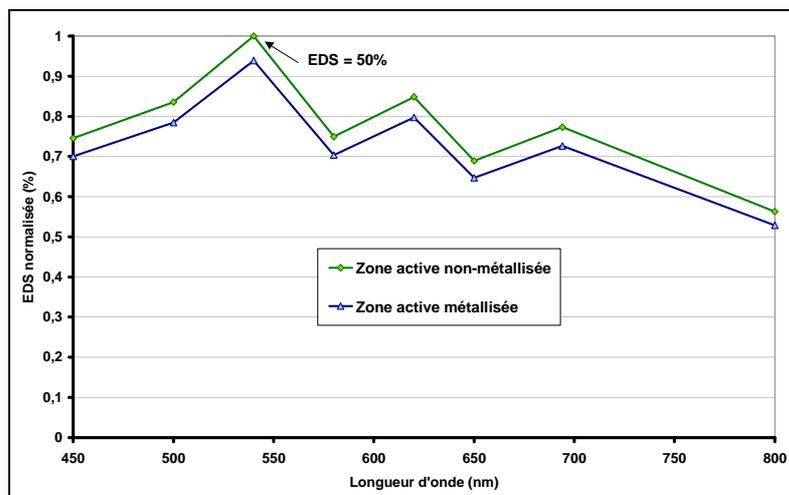


Figure 21 : Comparaison des EDS de deux pixels photodiode dont un avec zone active métallisée

On retrouve, comme dans le cas du pixel photoMOS, une perte de signal due au masquage de la zone active. Cette atténuation est ici moins importante, ce qui peut s'expliquer par le taux de remplissage élevé (>60%) du pixel.

3.2.2. Impact de la contribution de la zone active sur la FTM d'intégration du pixel

Nous pouvons, afin de visualiser l'impact de la zone active sur la FTM d'intégration du pixel, utiliser les topologies rectangulaire et en L telles que décrites précédemment mais en appliquant une contribution non-nulle aux surfaces de la zone active qui ne sont pas recouvertes de métal.

La figure 22 représente les FTM en Y obtenues avec ces topologies en considérant que la réponse de la zone active est nulle, puis égale à 10% et à 20% de celle de la zone photosensible. La FTM en X n'est pas représentée ici. La contribution de la zone active a le même impact en X et en Y avec la topologie en L et n'a aucun impact en X avec la topologie rectangulaire.

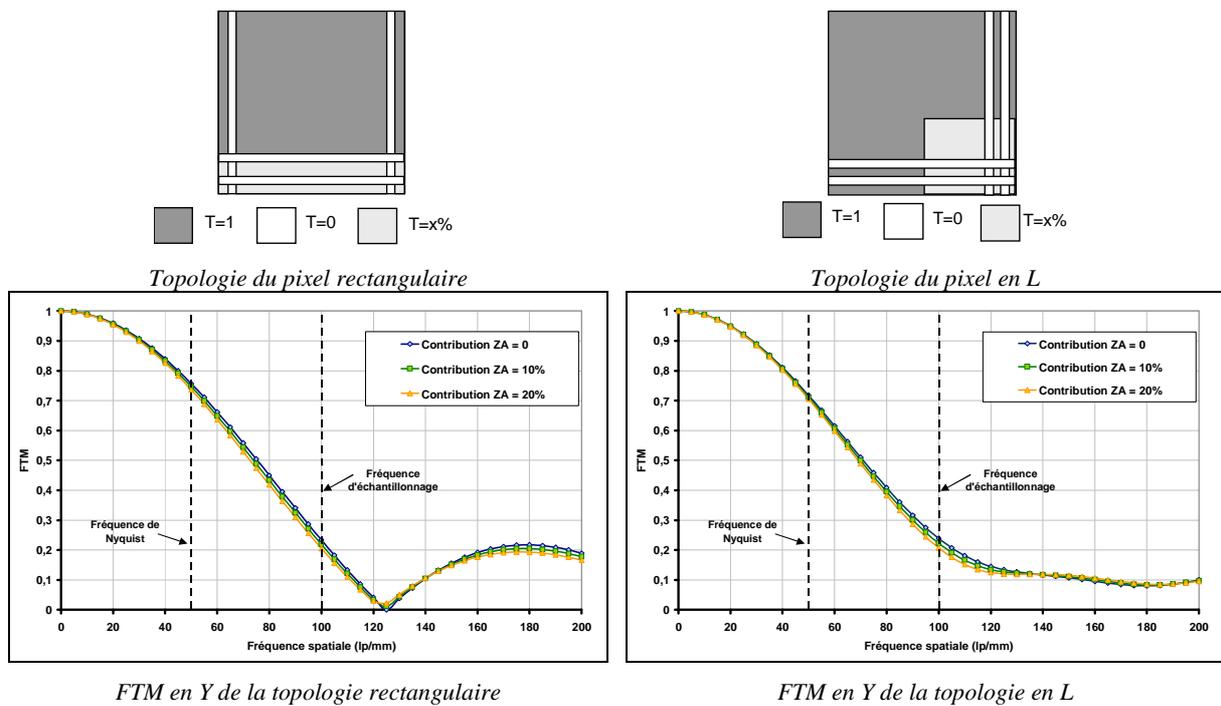


Figure 22 : Visualisation de l'impact de la contribution de la zone active sur la FTM

On voit que plus la contribution de la zone active est importante et plus la FTM d'intégration est dégradée. Il est donc essentiel de comprendre les phénomènes qui créent cette contribution.

3.2.3. Explication des phénomènes

La différence obtenue sur les courbes d'EDS précédentes prouve la participation de la zone active à la réponse du pixel. Les photons traversent les différents empilements de couches superficielles pour atteindre le silicium où ils créent des porteurs. Ceux-ci diffusent et participent au signal s'ils atteignent la zone de collection.

La zone active a une topologie complexe puisqu'elle contient :

- des rails de métal
- des transistors, donc des jonctions et des zones recouvertes de polysilicium
- des zones de silicium uniquement recouvertes des couches de diélectrique et de passivation

De ce fait, on peut trouver des transmissions très différentes selon les empilements de couches mais aussi des différences de diffusion des porteurs selon la zone dans laquelle ils ont été créés.

En admettant que le matériau utilisé pour les rails de métal est l'aluminium, le calcul de la transmission par la méthode matricielle (cf. Annexe 2) [15] de n'importe quel empilement de couches comprenant un rail nous donne une valeur nulle. Nous considérerons donc pour simplifier que les photons ne peuvent traverser les niveaux de métal. La figure 23 représente les différents empilements que l'on peut trouver en surface du pixel (nous considérons que celui-ci utilise trois niveaux de métal donc 2 couches de diélectrique inter-métal IMD et que la technologie est planarisée).

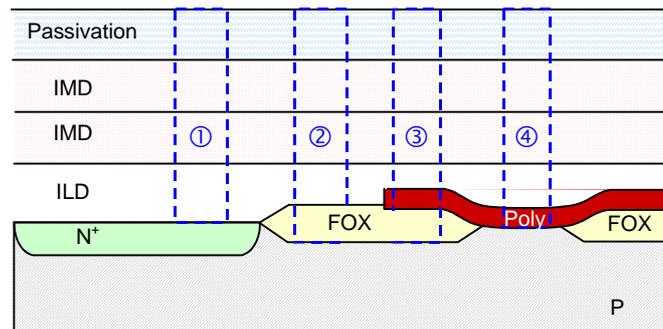


Figure 23 : Illustrations des différents empilements de couches sur un pixel

On a donc :

- empilement 1 : au-dessus de la photodiode mais aussi sur les jonctions des transistors
- empilement 2 : toutes les surfaces ne contenant ni jonction ni polysilicium
- empilement 3 : surfaces contenant du polysilicium hors transistors
- empilement 4 : surface "grille" des transistors (polysilicium entre deux jonctions)

Les transmissions théoriques de ces différents empilements sont représentées sur la figure 24.

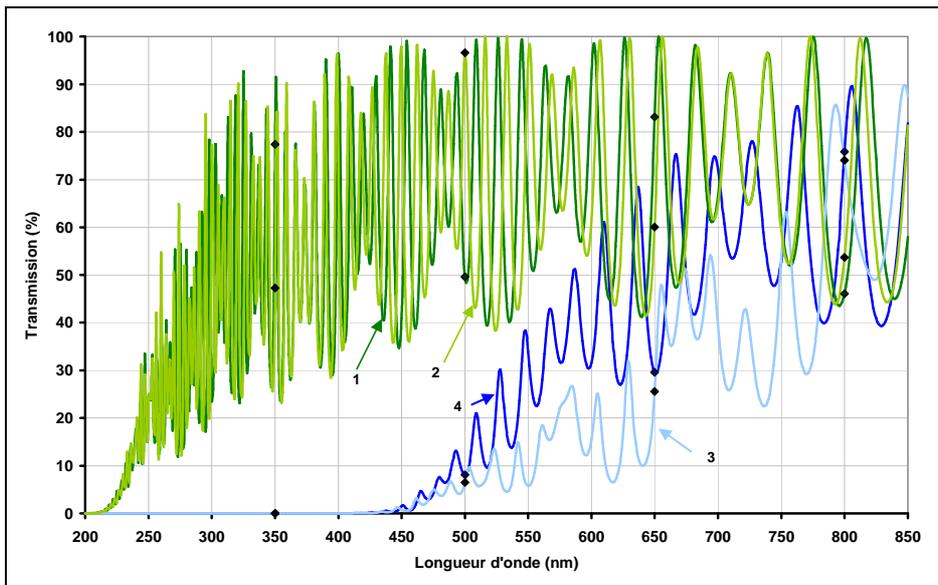


Figure 24 : Transmission des empilements de couches superficielles

On a, pour une longueur d'onde donnée, des niveaux de transmission très disparates selon l'empilement considéré. On peut également trouver dans la zone active des empilements contenant des siliciures. Ceux-ci peuvent être déposés localement afin de réduire la résistivité de certains matériaux (comme le polysilicium) mais aussi les résistances de contacts (particulièrement les contacts source et drain). Les siliciures sont quasiment opaques aux longueurs d'onde du visible (figure 25) ; une technologie les utilisant impliquera donc une transmission quasi-nulle sur les surfaces contenant du polysilicium et des jonctions.

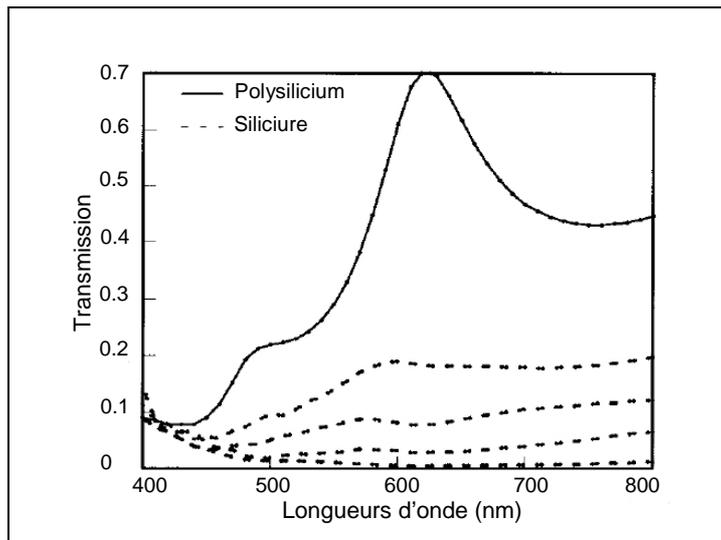


Figure 25 : Comparaison de la transmission de certains siliciures avec celle du polysilicium [16]

Le flux de photons atteignant la surface de silicium dans la zone active va donc être très inhomogène et il en sera de même pour la répartition des porteurs générés. Le calcul exact des différents niveaux de transmission sur un pixel implique la connaissance parfaite de chaque matériau et de son indice de réfraction ainsi que de son épaisseur en tout point. Ce sont des données confidentielles aux fondeurs ; la seule façon d'accéder à ces paramètres serait d'effectuer de multiples coupes sur les pixels et de réaliser des mesures d'ellipsométrie permettant d'accéder aux épaisseurs et indices des couches. On ne peut donc pas connaître rigoureusement la répartition des photons en surface du silicium.

Les photons qui pénètrent dans le silicium au niveau de la zone active vont créer des paires électron/trou. La répartition de ces charges va dépendre des transmissions locales donc de l'agencement des éléments de la zone active (figure 26).

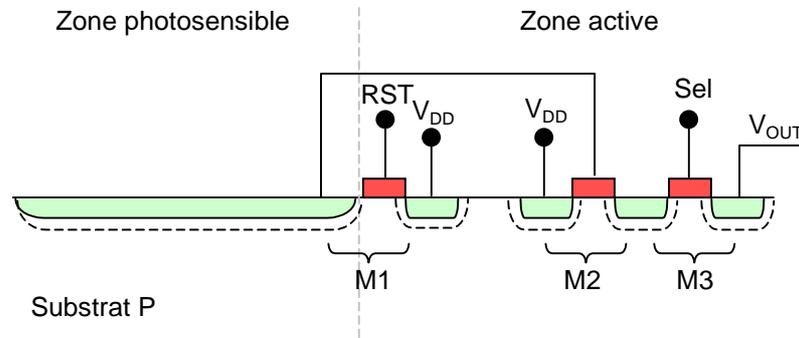


Figure 26 : Vue en coupe d'un pixel photodiode

Pour les faibles longueurs d'onde du rayonnement incident, les paires $e^-/trou$ sont majoritairement générées en surface du silicium. Si les photons pénètrent les couches superficielles situées sur les jonctions des transistors, les charges ont une grande probabilité d'être piégées dans ces jonctions et ne pourront participer au signal.

Les jonctions de drain des transistors de reset (M1) et suiveur (M2) sont portées en permanence au potentiel V_{DD} ; l'extension de leur zone de charge d'espace est donc plus importante que celle des deux autres jonctions. De ce fait, les charges générées à côté ou en dessous de ces jonctions peuvent y être facilement collectées, même pour des rayonnements où les charges sont créées plus en profondeur dans le substrat.

Si les jonctions et les grilles sont siliciurées, on limite la génération de charges dans la zone active et donc la participation de celles-ci au signal (figure 27).

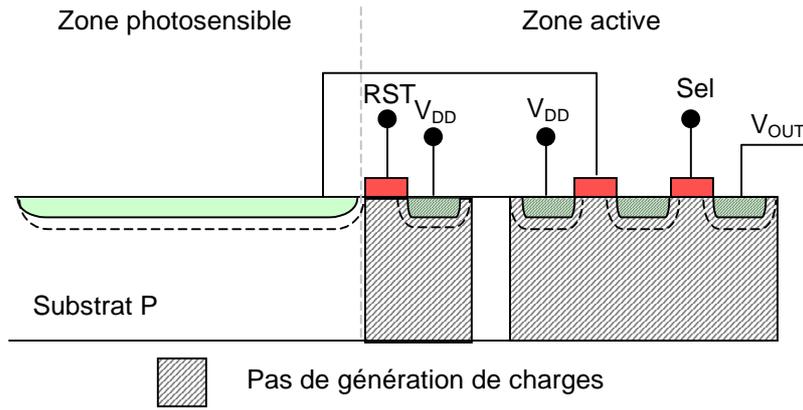


Figure 27 : Impact du dépôt de siliciure sur la génération des charges

En réalité, les jonctions ne sont pas forcément réparties de façon linéaire tel que présenté dans la figure 27. On peut tout à fait avoir une topologie telle que présentée dans la figure 28.

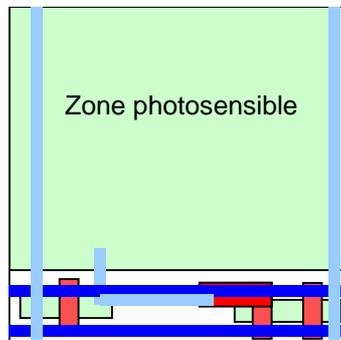


Figure 28 : Vue simplifiée d'un pixel photodiode

On trouve à proximité de la zone photosensible des surfaces de silicium ne contenant pas de jonctions et non recouvertes de polysilicium ni de métal. Ces surfaces ne sont donc pas siliciurées ce qui autorise la pénétration des photons. La diffusion étant isotrope, une charge créée à équidistance de la zone de collection et d'une jonction a la même probabilité de participer au signal que d'être piégée dans la zone active.

En conclusion, on ne peut pas considérer uniquement la contribution de la zone photosensible à la réponse du pixel ; il faut tenir compte de la zone active dans laquelle les transmissions et phénomènes de diffusion sont complexes. Le modèle de pixel basé sur une contribution homogène de la zone active n'est donc pas représentatif de la réalité.

3.3. Diaphonie de diffusion

La diaphonie de diffusion n'a lieu que pour les charges générées en dehors des zones de collection. Considérons tout d'abord que l'éclairement est ponctuel et situé sur une zone photosensible. Dans le cas d'une capacité MOS, la zone de collection s'étend de la surface du silicium jusqu'à la profondeur de la zone dépeuplée Z_d . Les photons dont la profondeur de pénétration n'excède pas Z_d vont donc créer des charges qui seront directement collectées. La zone de collection des photodiodes ne démarre pas exactement à la surface du silicium. Les photons de très basse longueur d'onde, absorbés très superficiellement, créent des charges qui doivent donc diffuser pour être collectées. Toutefois la distance séparant le lieu de génération des charges de la zone de collection est très faible, ce qui augmente leur probabilité de collection dans le pixel dans lequel elles ont été créées.

Pour les longueurs d'onde pour lesquelles la profondeur de pénétration des photons est plus grande que la dimension de la zone de collection, la collection des charges est basée entièrement sur le mécanisme de diffusion. La probabilité de collection des charges par un pixel autre que celui dans lequel elles ont été créées est d'autant plus grande que la distance séparant le lieu de génération de la zone de collection est importante. C'est pourquoi, si on trace la réponse relative d'un pixel adjacent, on trouve une augmentation de sa réponse en fonction de la longueur d'onde [17].

On sait calculer analytiquement la réponse d'une barrette de capacité MOS adjacentes lorsqu'une seule d'entre elles reçoit un éclairement localisé (par exemple une fente de largeur plus petite que le pas du pixel). Pour cela, on considère que le signal incident est une fonction périodique en créneaux de rapport cyclique τ/T très petit devant 1 (figure 29). On peut alors résoudre l'équation de diffusion dans le substrat, de la même façon qu'elle a été résolue pour un signal sinusoïdal.

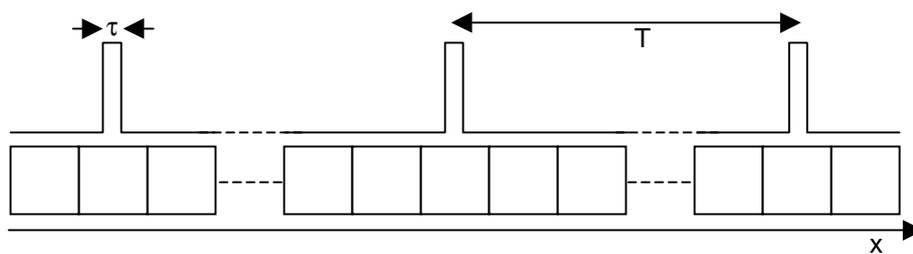


Figure 29 : Représentation de la fonction créneaux utilisée pour calculer la réponse d'une barrette de pixels

En calculant le rapport des réponses du pixel non-éclairé sur le pixel éclairé, on trouve une réponse relative telle que présentée sur la figure 30.

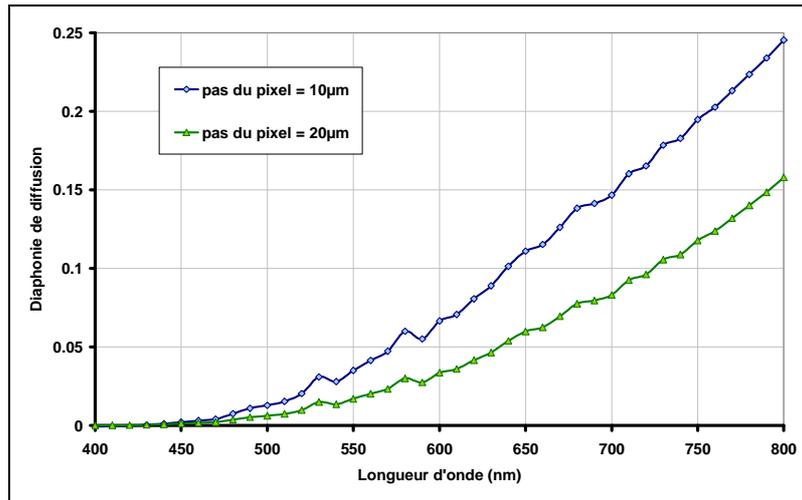


Figure 30 : Diaphonie de diffusion dans le cas de capacités MOS adjacentes

On voit que la diaphonie de diffusion, quasi-inexistante jusqu'à 500nm, augmente considérablement avec la longueur d'onde pour atteindre 25% à 800nm. Il faut toutefois préciser que cette courbe n'est issue que d'expressions analytiques utilisant les paramètres d'une technologie 0.7µm, ce qui peut expliquer les valeurs importantes trouvées. Si on augmente la dimension des pixels et celle de la fente d'un facteur 2, on voit que la diaphonie de diffusion est considérablement diminuée. Ce phénomène est donc d'autant plus important que la dimension des pixels est réduite.

Les zones de collection des pixels ne sont dans la réalité pas adjacentes. La quantité de charges récupérées par un pixel adjacent va dépendre de la distance le séparant du pixel éclairé, elle décroît quand la distance augmente. La figure 31 représente la diaphonie de diffusion simulée avec l'outil ISE sur des photodiodes sur substrat uniformément dopé en fonction de la distance les séparant (cette étude avait été réalisée dans le cadre d'une thèse effectuée au laboratoire CIMI [18]).

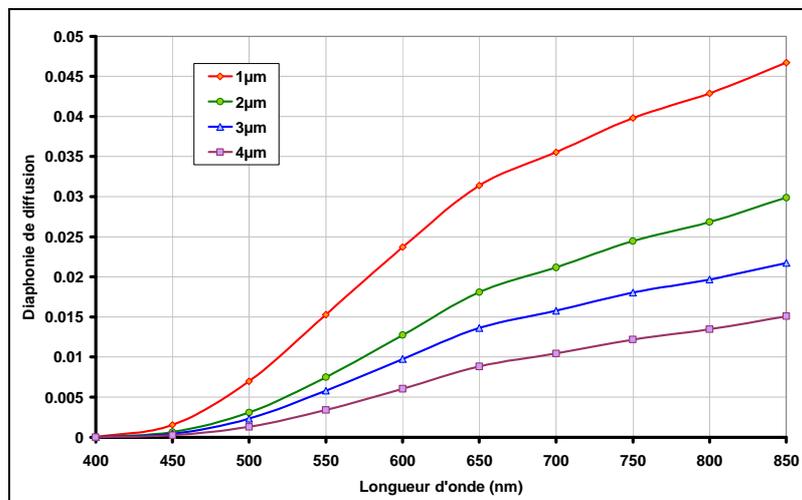


Figure 31 : Diaphonie de diffusion en fonction de la distance de séparation entre les photoéléments [18]

On voit que la diaphonie de diffusion est d'autant plus importante que la distance séparant les photodiodes est faible. Sur une topologie réelle de pixel, les photodiodes ne sont généralement pas espacées de la même distance sur tous leurs cotés (figure 32). La présence de la zone active les éloigne mais dans l'autre direction, on peut trouver des espacements proches du μm .

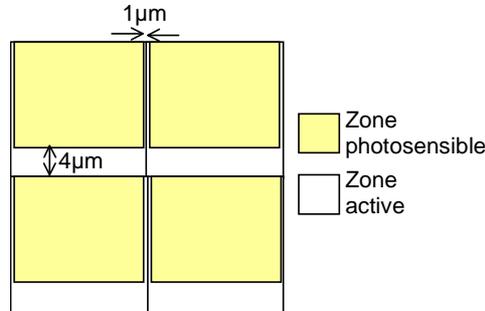


Figure 32 : Position des photodiodes dans les pixels

La diaphonie de diffusion n'est donc pas forcément identique dans les deux directions ; elle va dépendre de la topologie des pixels, autant pour sa valeur que pour sa répartition [19].

Il est maintenant établi que le modèle multiplicatif de la FTM ne peut être appliqué qu'à des pixels présentant un taux de remplissage de 100%, ce qui est loin d'être le cas des pixels CMOS. Le schéma suivant (figure 33) illustre la PRF unidimensionnelle telle qu'elle est prise en compte dans le modèle analytique de la FTM.

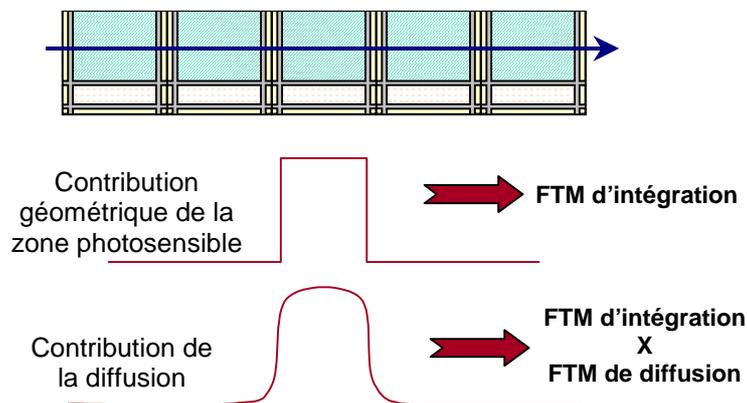


Figure 33 : PRF unidimensionnelle utilisée dans le modèle analytique de FTM

Les topologies des pixels CMOS sont complexes et ont une grande influence sur la FTM [9]. De plus, la présence de zones quasi-neutres autour des photosites contribuent à l'augmentation des courants de diffusion[8]. En prenant en compte tous les phénomènes présents dans les pixels des capteurs CMOS, on trouve une PRF bien plus complexe, telle que présentée dans le schéma suivant (figure 34).

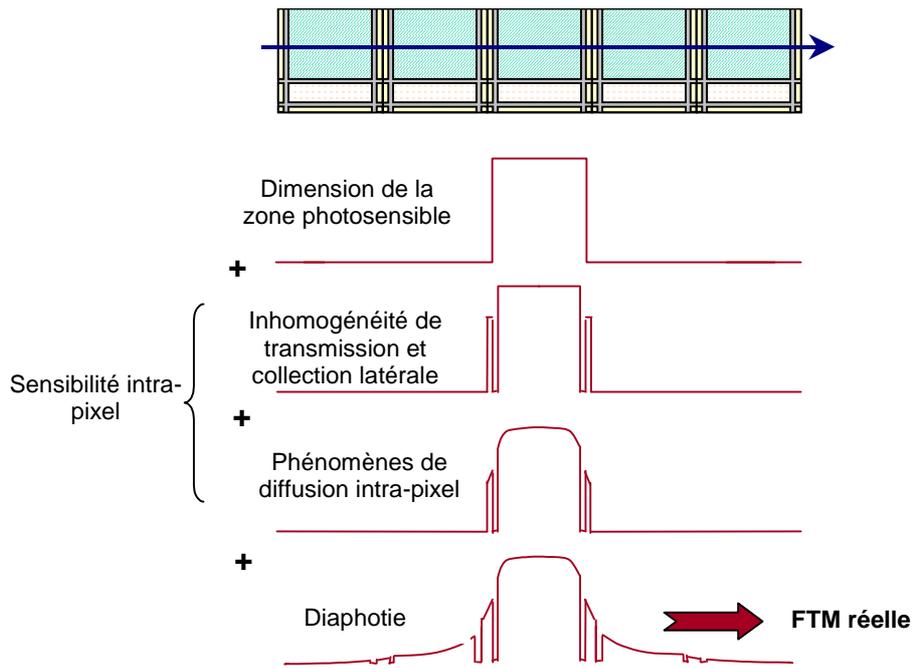
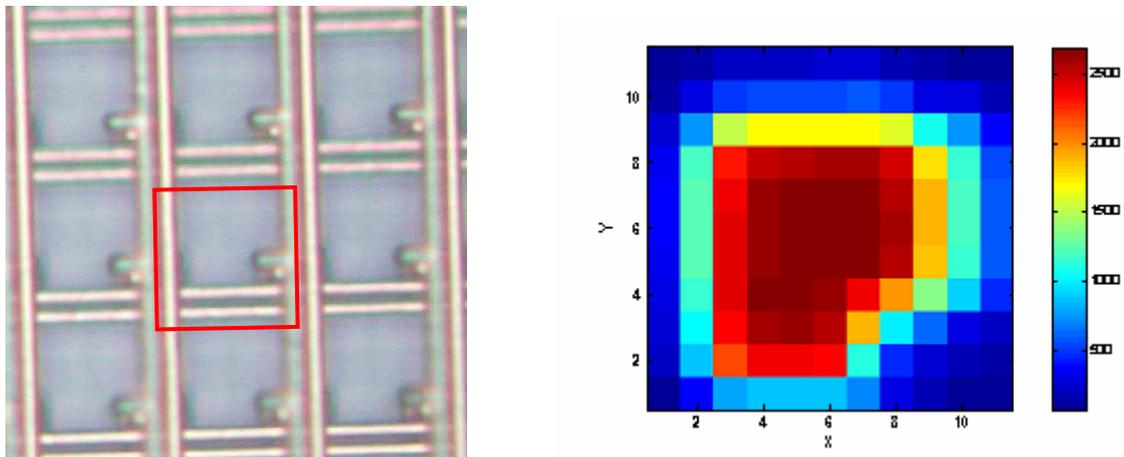


Figure 34 : PRF unidimensionnelle "réelle"

La figure 35 illustre l'effet de la topologie du pixel sur sa PRF. Elle représente un scan dans les deux directions effectué sur un pixel photodiode au pas de $10\mu\text{m}$ ayant une topologie en L. La réponse du pixel est donnée en unités arbitraires.



Photographie d'un noyau de 3x3 pixels

Scan bidirectionnel

Figure 35 : Scan bidirectionnel effectué sur un pixel de $10\mu\text{m}$ (topologie en L) à 500 nm (procédé CMOS standard $0.25\mu\text{m}$)

On voit nettement apparaître la forme de la zone photosensible. On remarque également que la zone active a une réponse non-nulle.

L'influence de la longueur d'onde est très perceptible sur la figure 36, des scans unidimensionnels réalisés à 450nm et 800nm sur un pixel au pas de 20 μ m.

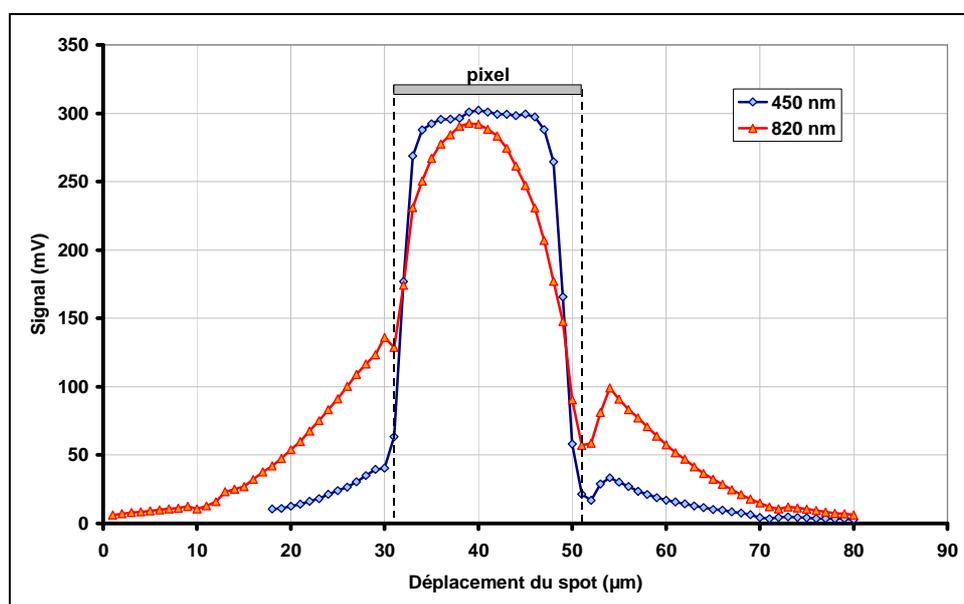


Figure 36 : Scans dans la direction des lignes sur un pixel au pas de 20 μ m à 450nm et 820nm (procédé CMOS standard 0.5 μ m)

A 450nm, la réponse du pixel lorsque le spot est situé sur un de ses voisins est quasi-inexistante. Par contre, on voit très nettement à 820nm que le phénomène de diaphonie est d'importance dans ce détecteur ; la réponse du pixel lorsque le spot est situé sur un de ses voisins est élevée.

La modélisation de la FTM des pixels des capteurs CMOS nécessiterait une parfaite connaissance des inhomogénéités de transmission et des mécanismes de diffusion et collection des charges. Il est donc indispensable de pouvoir effectuer des mesures de FTM et d'essayer de quantifier les influences de tous ces phénomènes sur les détecteurs déjà existants. A cette fin, nous allons détailler dans le chapitre 4 les méthodes de mesure que nous avons été amenés à étudier et utiliser.

Bibliographie

- [1]. D.Kavaldjiev, Z.Ninkov, "Influence of non-uniform charge-coupled pixel response on aperture photometry", *Optical Engineering*, Vol.40, n°2, Février 2001, pp 162-169.
- [2]. T.A.Lind, R.K.Reich, W.H.McGonagle, B.B.Kosicki, "Intrapixel Response Test System for Multispectral Characterization", *Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications IV*, Proceedings of SPIE-IS&T Electronic Imaging, SPIE Vol.3649, 1999, pp 232-238.
- [3]. D.Kavaldjiev, Z.Ninkov, "Subpixel sensitivity map for a charge-coupled device sensor", *Optical Engineering*, Vol.37, n°3, Mars 1998, pp 948-954.
- [4]. S.G.Chamberlain, D.H.Harper, "MTF Simulation Including Transmittance Effects and Experimental Results of Charge-Coupled Imagers", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol.13, n°1, Février 1978, pp 71-80.
- [5]. E.G.Stevens, J.P.Lavine, "An Analytical, Aperture, and Two-Layer Carrier Diffusion MTF and Quantum Efficiency Model for Solid-State Image Sensors", *IEEE transactions on Electron Devices*, Vol.41, n°10, Octobre 1994, pp 1753-1760.
- [6]. P.R.Jorden, J-M.Deltorn, A.P.Oates, "The non-uniformity of CCDs and the effects of spatial undersampling", *Proceedings of SPIE*, Vol.2198, 1994, pp. 836-850.
- [7]. E.G.Stevens, "A unified Model of Carrier Diffusion and Sampling Aperture Effects on MTF in Solid-State Image Sensors", *IEEE transactions on Electron Devices*, Vol.39, n°11, Novembre 1992, pp 2621-2623
- [8]. C-S.S.Lin, B.P.Mathur, M-C.F.Chang, "Analytical Charge Collection and MTF Model for Photodiode-Based CMOS Imagers", *IEEE transactions on Electron Devices*, Vol.49, n°5, Mai 2002, pp 754-761
- [9]. O.Yadid-Pecht, "Geometrical modulation transfer function for different pixel active area shapes", *Optical Engineering*, Vol.39, n°4, Avril 2000, pp 859-865.
- [10]. I.Brouk, Y.Nemirovsky, S.Lachowicz et al., "Characterization of crosstalk between CMOS photodiodes", *Solid-State Electronics*, Vol.46, 2002, pp. 53-59.
- [11]. H.Holloway, A.D.Brailsford "Peripheral photoresponse of a p-n junction", *Journal of Applied Physic*, Vol.54, n°8, Aout 1983, pp. 4641-4656.
- [12]. H.Holloway, "Random-walk treatment of carrier diffusion with surface recombination", *Journal of Applied Physic*, Vol.62, n°8, Octobre 1987, pp. 3241-850.
- [13]. H.Holloway, "Theory of lateral-collection photodiodes", *Journal of Applied Physic*, Vol.49, n°7, Juillet 1978, pp. 4264-4269.

- [14]. L.M.Sander, "Exact-solution for the peripheral photoresponse of a p-n junction", *Journal of Applied Physic*, Vol.57, n°6, Mars 1985, pp. 2057-2059.
- [15]. F.Abelès, "Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés : Application aux couches minces, part I et II", *Annales de Physique*, 1950.
- [16]. H-S.Wong, "Technology and Device Scaling Considerations for CMOS Imagers", *IEEE transactions on Electron Devices*, Vol.43, n°12, Décembre 1996, pp 2131-2142.
- [17]. J.P.Lavine, E.A.Trabka, B.C.Burkey et al., "Steady-State Photocarrier Collection in Silicon Imaging Devices", *IEEE transactions on Electron Devices*, Vol.30, n°9, Septembre 1983, pp 1123-1134.
- [18]. C.Marques, "Etude et Modélisation de la conversion rayonnement lumineux – signal électrique dans les capteurs d'images à pixels actifs", Thèse, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2001.
- [19]. J.S.Lee, M.E.Jernigan, R.I.Hornsey, , "Empirical Characterization of Lateral Crosstalk for CMOS Image Sensors and Deblurring Operations", *IEEE workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors*, Elmau, Allemagne, 15-17 Mai 2003.

CHAPITRE 4

LA MESURE DE FTM

1. Techniques de mesure de la FTM des systèmes électro-optiques

Le principe de la mesure de FTM consiste à faire l'image d'un objet déterminé et à tracer le profil en éclairage donné par le système optique grâce à un détecteur placé dans le plan image.

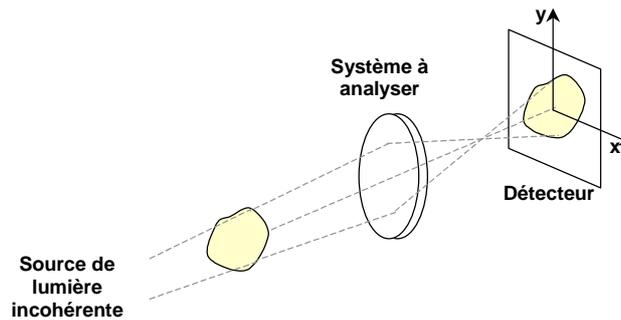


Figure 1 : Schéma du montage pour mesure de FTM d'une optique

Ce montage (figure 1) permet de mesurer la FTM du système complet c'est à dire :

$$FTM_{\text{sys}}(\nu) = FTM_{\text{optique}}(\nu) \times FTM_{\text{détecteur}}(\nu)$$

Connaissant la FTM du système, on peut calculer :

- la FTM de l'optique si celle du détecteur est connue
- la FTM du détecteur si celle de l'optique est connue

Il existe plusieurs techniques de mesure de la FTM, initialement étudiées pour les systèmes optiques mais applicables aux systèmes électro-optiques.

1.1. Mesure à partir d'un objet de petite dimension

1.1.1. Mesure de la Point Spread Function (PSF)

Si le système forme l'image d'un point source tel que la répartition spatiale en luminance $l(x,y)=\delta(x,y)$, on a pour un système continu la répartition spatiale en éclaircissement :

$$\begin{aligned} \text{PSF}(x, y) = e(x, y) &= \delta(x, y) * h(x, y) \\ &\downarrow \mathbf{TF} \\ \text{FTM}(v_x, v_y) &= |E(v_x, v_y)| \end{aligned}$$

La FTM est donc définie comme le module de la transformée de Fourier bidimensionnelle de la PSF. Dans le cas d'un système optique uniquement limité par la diffraction, sa PSF est la tache d'Airy (figure 2).

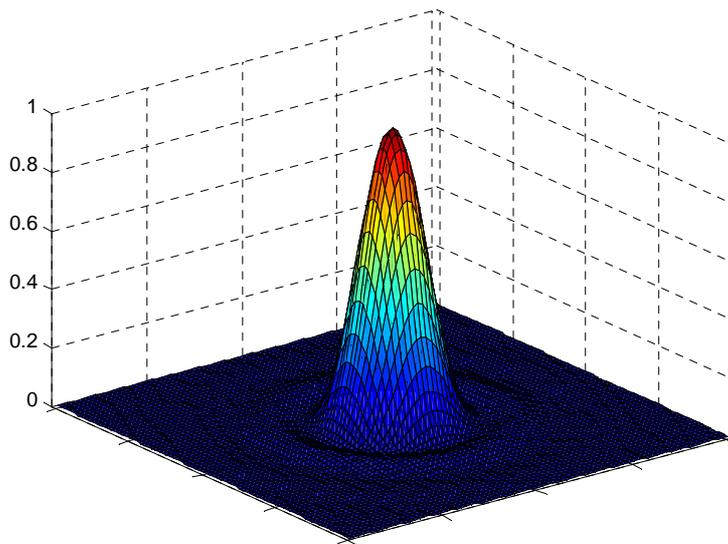


Figure 2 : Représentation de la PSF d'une optique limitée par la diffraction

Un capteur d'image n'a pas un comportement isoplanétique vis-à-vis d'un objet ponctuel ; l'image qu'il restitue du point source dépend de sa position et ne permet pas de calculer sa FTM : on parle plutôt dans ce cas de PRF (cf. chapitre 3).

La PRF du détecteur peut être obtenue en scannant un noyau de pixels avec un pas de faible dimension par rapport à celui du pixel (figure 3).

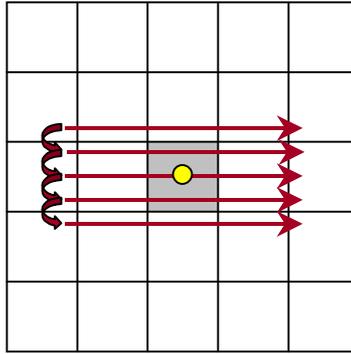


Figure 3 : Principe de la mesure de PRF

On relève alors la valeur du pixel central pour toutes les positions du spot. On retrace ainsi la réponse impulsionnelle du pixel, sa PRF. Celle-ci ne va s'annuler que si le spot passe sur une zone complètement opaque ou s'il est assez éloigné du pixel central pour que sa réponse soit nulle. La taille du noyau doit donc être choisie en fonction de l'importance du phénomène de diffusion. De plus, la taille et le pas de déplacement du spot doivent être les plus fins possible afin d'obtenir une bonne résolution. Dans la pratique ce sont des mesures extrêmement difficiles à réaliser avec des techniques optiques classiques. Un système basé sur la microscopie en champ proche permettrait de s'affranchir des erreurs de focalisation et de déplacement. Un tel système est en cours d'évaluation au laboratoire.

1.1.2. Mesure de la Line Spread Function (LSF)

Considérons que le système forme l'image d'une ligne source infiniment fine. Dans ce cas, on se limite à un problème unidimensionnel, par exemple selon l'axe x et on mesure la LSF (Line Spread Function) (figure 4) :

$$\begin{aligned} \text{LSF}(x, y) = e(x, y) &= \delta(x, y) * h(x, y) \\ &\Downarrow \mathbf{TF} \\ \text{FTM}(v_x, v_y) &= |E(v_x, v_y)| \end{aligned}$$

La FTM dans la direction x est définie comme le module de la transformée de Fourier unidimensionnelle de la LSF dans cette même direction.

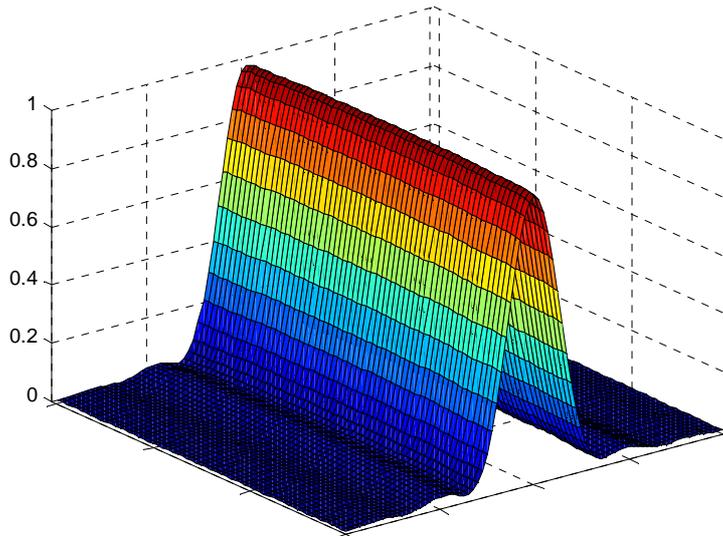


Figure 4 : Représentation de la LSF pour une optique limitée par la diffraction

Le principe de la mesure de la LSF pour un détecteur est le même que pour la PSF ; la fente doit être déplacée le long d'une ligne ou d'une colonne du détecteur et on relève la réponse du pixel central pour toutes les positions (figure 5).

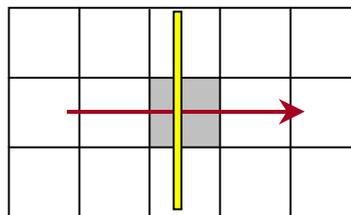


Figure 5 : Principe de la mesure de LSF

1.1.3. Mesure de l'Edge Spread Function (ESF)

Cette technique consiste à former l'image d'un bord de plage (fonction de Heaviside H_v , transition abrupte d'une luminance faible à une luminance élevée, ou inversement) pour déduire l'ESF (figure 6) [1]. Elle est également appelée «mesure de la FTM par la méthode du bord-de-plage». Dans ce cas, on se limite à un problème unidimensionnel, par exemple selon l'axe x :

$$\begin{aligned}
 \text{ESF}(x) &= H_v(x) * h(x) \\
 &\Downarrow \text{dérivation} \\
 \frac{d(\text{ESF}(x))}{dx} &= \delta(x) * h(x)
 \end{aligned}$$

Après une transformée de Fourier unidimensionnelle on trouve :

$$FTO(v_x) = TF \left[\frac{d(ESF(x))}{dx} \right]$$

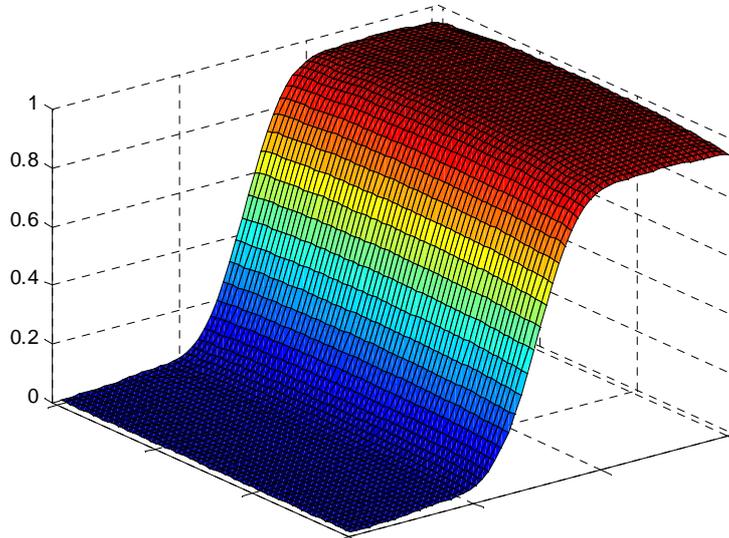


Figure 6 : Représentation de l'ESF d'une optique limitée par la diffraction

Le principe de la mesure de l'ESF pour un détecteur est le même que pour la PSF ou la LSF ; le front doit être déplacé le long d'une ligne ou d'une colonne du détecteur en relevant la valeur d'un pixel (figure 7).

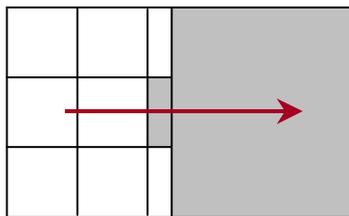


Figure 7 : Principe de la mesure d'ESF

Toutes ces techniques de mesures nécessitent un grand nombre de déplacements, dépendant du nombre de pixels à scanner et de la résolution désirée. La mesure de PSF est celle qui nécessite le plus de points mais elle permet d'obtenir la FTM bidimensionnelle du détecteur.

Un autre inconvénient de la mesure de PSF, autant que de la LSF, est la quantité de flux reçue par le détecteur. En effet, les dimensions réduites des objets ne permettent de laisser passer qu'une faible partie du flux de la source et l'image peut donc être difficilement perçue par le détecteur.

La mesure de l'ESF permet de pallier ce problème de flux. Par contre, la dérivation nécessaire pour retrouver la LSF peut induire des erreurs supplémentaires sur le calcul de la FTM (augmentation du bruit).

1.2. Mesure par des mires périodiques

1.2.1. Mesure par des mires sinusoïdales

Cette technique de mesure de la FTM consiste à imager des mires sinusoïdales de fréquences spatiales et de modulations connues. On calcule alors le contraste restitué par le système pour toutes les fréquences spatiales imagées et on calcule directement la FTM [2]. Elle sera expliquée plus en détail dans les parties suivantes.

1.2.2. Mesure par des mires créneaux.

De même que précédemment, on image successivement des mires de fréquences spatiales différentes et on calcule le contraste restitué. Ce genre de mire permet de mesurer directement non pas la FTM mais la FTC (Fonction de Transfert de Contraste).

La FTC est liée à la FTM par la relation suivante [3] :

$$FTC(v) = \frac{4}{\pi} \left[FTM(v) - \frac{1}{3} FTM(3v) + \frac{1}{5} FTM(5v) - \frac{1}{7} FTM(7v) + \dots \right]$$

et inversement

$$FTM(v) = \frac{\pi}{4} \left[FTC(v) + \frac{1}{3} FTC(3v) - \frac{1}{5} FTC(5v) + \frac{1}{7} FTC(7v) - \dots \right]$$

Il suffit donc de mesurer la FTC à certaines fréquences pour retrouver la FTM. Il faut cependant réaliser une somme à l'infini pour trouver la valeur exacte de la FTM, ce qui est rigoureusement impossible. Les mires créneaux sont faciles à réaliser et à trouver dans le commerce mais il faut accepter une certaine tolérance sur les mesures en employant cette technique. En effet, ces mesures sont très sensibles à la position relative de l'objet par rapport aux centres d'échantillonnage [4][5] particulièrement si le nombre de barres imagées est faible [6] comme c'est le cas des mires USAF [7].

1.3. Autres techniques

Il existe d'autres techniques permettant de mesurer la FTM des détecteurs, par exemple :

- l'utilisation des propriétés d'auto-imagerie (effet Talbot) d'une mire périodique constituée de fines fentes pour projeter directement sur la matrice à tester une figure haute résolution [8]
- la projection d'une mire aléatoire ayant une densité spectrale de puissance constante sur une plage de fréquences spatiales [9]. Le spectre de l'objet est blanc donc la FTM est simplement le module de la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'image.
- la création d'une figure d'interférences à la surface du détecteur [10][11][12].

Des comparaisons ont été effectuées entre plusieurs de ces techniques et ont montré que les résultats obtenus étaient proches [13]. Les normes ISO 9334 [14], ISO 9335 [15], ISO 11421 [16] et ISO 15529 [17] se rapportent toutes à la mesure de FTM des systèmes optiques et électro-optiques.

2. Le banc de mesure de FTM

Ce banc (figure 8) a été conçu afin de réaliser les mesures de FTM des capteurs avec n'importe laquelle des techniques suivantes : PSF, LSF, ESF et les méthodes employant des mires. Il doit donc répondre à un certain nombre de spécifications.

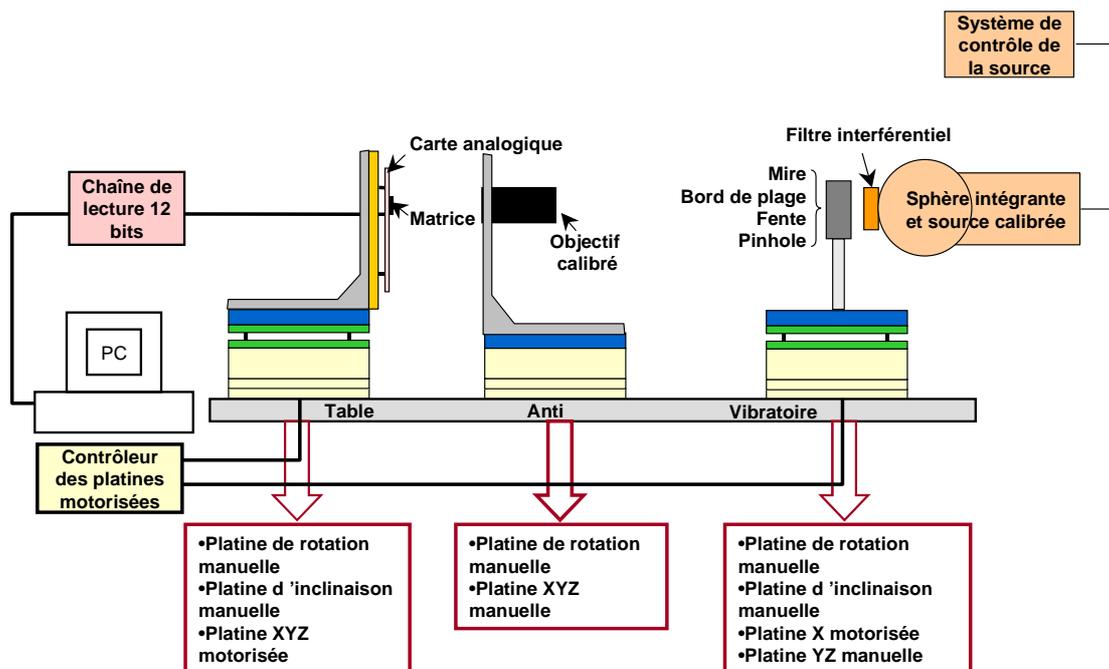


Figure 8 : Banc de mesure utilisé pour les mesures de FTM sur les matrices

L'élément certainement le plus important est l'objectif permettant de former les images sur le détecteur. Il est absolument indispensable de connaître sa FTM afin de, mesurant la FTM du système complet, pouvoir remonter à la FTM du détecteur puisque :

$$FTM_{\text{détecteur}}(v) = \frac{FTM_{\text{système}}(v)}{FTM_{\text{objectif}}(v)}$$

Nous utilisons un objectif double Gauss dont nous possédons le modèle Zemax. Ce modèle a été validé par des mesures utilisant un interféromètre de Fizeau, confirmant que l'objectif était bien limité par la diffraction. Il est ainsi possible de simuler avec Zemax la FTM de l'objectif dans la configuration de la mesure (longueur d'onde, distance de travail).

La mesure de FTM doit obligatoirement être réalisée en lumière incohérente ce pour quoi l'éclairement est fourni par une source halogène associée à une sphère intégrante. On obtient ainsi un éclairement uniforme et la possibilité d'ajuster la luminance pour travailler dans le domaine de linéarité du capteur. L'utilisation de filtres interférentiels (typiquement 10nm de largeur spectrale) placés en sortie de sphère permet d'obtenir un rayonnement quasi-monochromatique et donc de mesurer l'influence de la longueur d'onde sur la FTM du détecteur.

Comme lors de toute mesure optique, les alignements sur le banc doivent pouvoir être contrôlés avec précision, notamment le parallélisme des plans objets et images, l'orientation relative de l'objet par rapport au détecteur... Nous disposons pour cela de platines de rotation et d'inclinaison qui nous fournissent les degrés de liberté nécessaires aux ajustements.

Dans le cas de l'utilisation d'une mire, l'axe optique est fixé par l'alignement sphère – objectif – détecteur. Il faut donc pouvoir déplacer la mire afin d'imager toutes les fréquences spatiales que l'on veut voir apparaître sur la courbe finale. Une platine de translation motorisée à grande course (200mm) permet ces déplacements avec précision.

Lorsque l'image de l'objet est inférieure à la dimension d'un pixel (un pinhole pour la mesure de LSF par exemple), l'axe optique est défini par l'alignement source - objet – objectif. Il est alors préférable de déplacer le détecteur plutôt que l'objet ; la translation totale doit ainsi être plus petite et les rayons issus de l'objet passeront par la même surface de l'objectif. Le banc devait donc également contenir des platines de translation permettant de déplacer le détecteur sur les axes X et Y avec une grande précision.

Quelle que soit la méthode de mesure utilisée, la focalisation est le réglage le plus critique et donc le plus important. Afin de pouvoir ajuster précisément la distance entre l'objectif et le capteur, il est nécessaire d'utiliser une platine de translation motorisée dans l'axe Z.

Pour permettre d'associer les rotations et inclinaisons à ces translations sur 3 axes, une platine XYZ compacte est placée sous le détecteur. Elle a une résolution de $0.1\mu\text{m}$ et une répétabilité de $0.2\mu\text{m}$ ce qui est suffisant pour réaliser les déplacements requis.

Les déplacements des platines motorisées sont gérés par un contrôleur qui peut, par liaison IEEE, être piloté par un PC en vue d'automatiser entièrement les mesures.

L'ensemble du banc optique, à part la sphère, est posé sur une table anti-vibratoire. Elle permet d'isoler le système des vibrations parasites venant du sol qui pourraient fausser la mesure en créant un déplacement relatif de l'objet par rapport au capteur.

Un PC acquiert les données et gère le séquençement du détecteur via un générateur de mot et un FPGA (Field Programmable Gate Array). La chaîne de lecture est sur 12 bits afin d'obtenir une bonne résolution numérique et la vitesse de lecture est actuellement de 2Ms/s .

On peut voir sur la photographie suivante (figure 9) le banc monté pour une mesure de FTM par la méthode de la mire sinusoïdale.

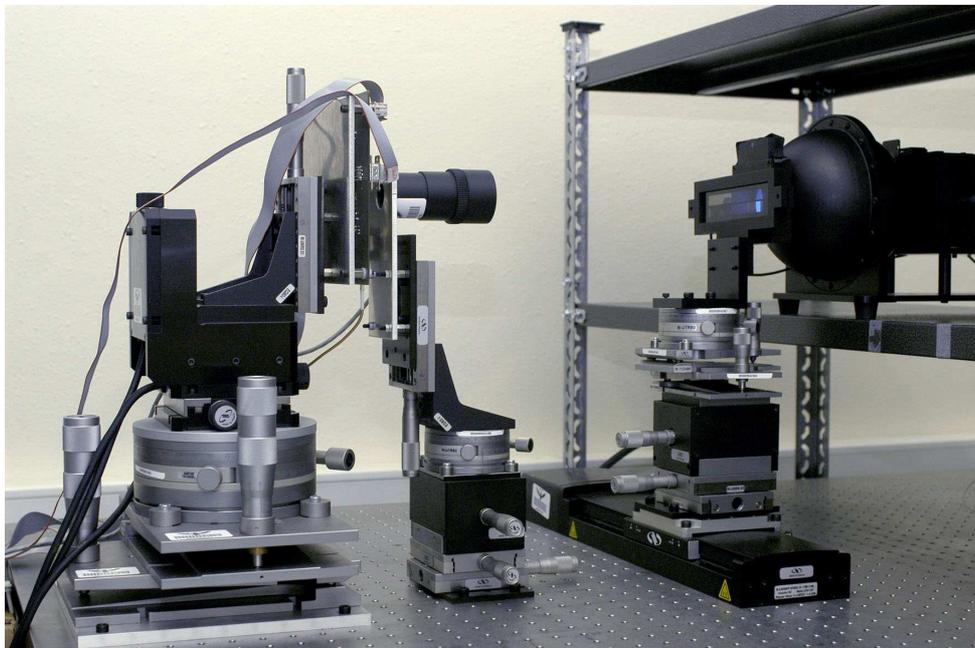


Figure 9 : Vue du banc de mesure

3. Mesure par la méthode de la mire sinusoïdale.

Cette technique est la seule qui fournit des résultats directs de FTM puisqu'elle permet de mesurer la modulation restituée par le système. La mire utilisée [7] est une mire en transmission qui se compose d'un film photographique pris entre deux lames de verre (figure 10). Elle contient 22 blocs de différentes fréquences spatiales ainsi que 13 niveaux de gris. Ceux-ci servent à vérifier si la mesure est entièrement réalisée dans le domaine de linéarité du détecteur mais aussi à calculer la FTM du système à fréquence nulle.

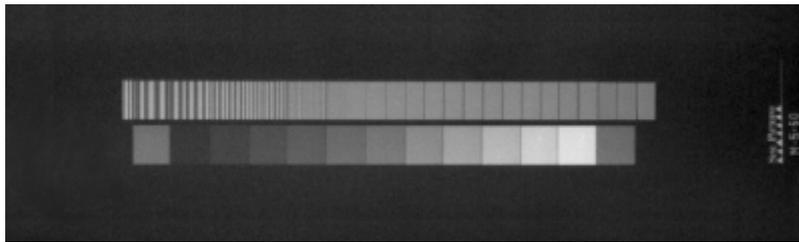


Figure 10 : Mire sinusoïdale

La mire est caractérisée par le fournisseur par des mesures en microdensitométrie. On connaît ainsi les modulations de chaque bloc de fréquence ainsi que les valeurs en densité (donc en transmission) de chaque niveau de gris.

3.1. Procédure de mesure.

Cette mesure nécessite une procédure d'alignements rigoureuse. Il faut veiller au parallélisme des plans objet et image (fixé par le plan capteur) mais aussi à ce que les motifs de la mire soient alignés avec les lignes (ou les colonnes) de la matrice. La mire doit être choisie en fonction de la dynamique du détecteur à étudier. Il existe trois mires de modulations différentes : 30, 60 et 80%. La mire de modulation maximale ne peut être utilisée qu'avec un détecteur dont la zone de linéarité, comprise entre $V1$ et $V2$, soit telle que :

$$\frac{V2 - V1}{V2 + V1} > 0.8$$

La procédure de focalisation doit être réalisée après chaque déplacement de la mire. Elle consiste à calculer la modulation restituée par le système en fonction de la distance séparant le détecteur de l'objectif. On obtient alors une parabole dont le maximum est obtenu pour la position de focalisation [18].

Les procédures d'alignement et de focalisation peuvent demander beaucoup de temps. On ne mesure en général la modulation que sur quelques fréquences spatiales comprises entre 0 et la fréquence de Nyquist, ce qui est suffisant pour caractériser le détecteur.

Lors du traitement, l'utilisateur définit la zone sur laquelle la modulation est calculée (en effectuant le rapport de l'amplitude maximale sur la valeur moyenne) ainsi que l'orientation de la mire pendant la mesure. Une transformée de Fourier unidimensionnelle sur les coupes en ligne (ou en colonne) permet d'obtenir la fréquence spatiale de la sinusoïde sur le détecteur. On connaît ainsi le grandissement utilisé pendant la mesure et donc la distance de travail de l'objectif. Celle-ci, avec la longueur d'onde, permet de simuler la FTM de l'objectif et par suite, de remonter à la FTM du détecteur.

3.2. Exemple de mesure de FTM par mire sinusoïdale

Les mesures suivantes ont été réalisées sur une matrice de 128x128 pixels utilisant une technologie 0.35µm dédiée aux capteurs d'images. La zone photosensible des pixels est une photodiode. Ils sont au pas de 13µm ; la fréquence d'échantillonnage est donc de 76.9lp/mm et la fréquence de Nyquist de 38.4lp/mm. La longueur d'onde était de 500nm et la mesure a été effectuée en ligne.

La figure 11 représente les courbes de focalisation obtenues pour les cinq fréquences spatiales mesurées, toutes inférieures à la fréquence de Nyquist.

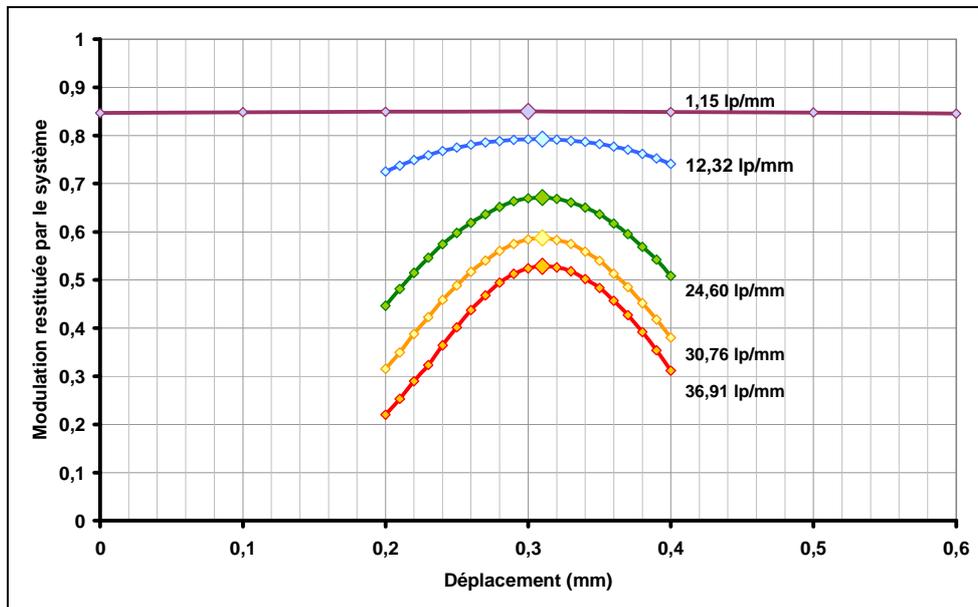


Figure 11 : Courbes de focalisation obtenues lors de la mesure sinus

On remarque que plus la fréquence spatiale augmente et plus la focalisation doit être précise. La figure 12 représente les images obtenues pour trois fréquences spatiales ainsi que la réponse d'une ligne de pixel (en u.a.).

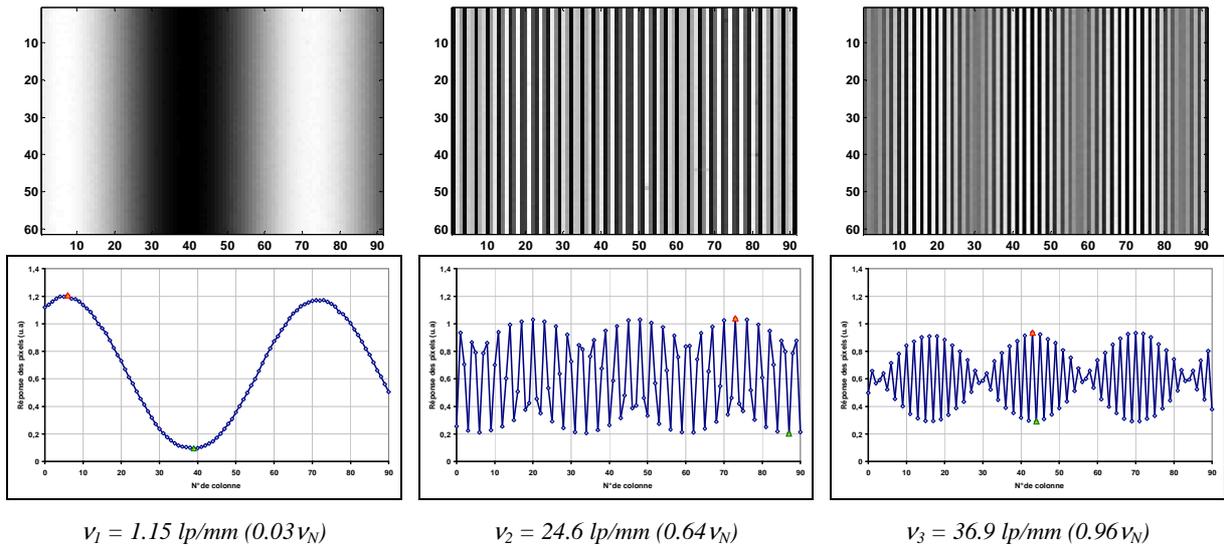


Figure 12 : Coupes lignes effectuées lors de la mesure sinus

Les échelles de ces figures sont identiques ce qui permet de se rendre compte de la perte en contraste avec l'augmentation de la fréquence spatiale. On peut voir aussi l'effet de battement, particulièrement sur la fréquence v_3 puisque celle-ci est proche de la fréquence de Nyquist du détecteur [19].

La figure 13 représente la FTM du système objectif + détecteur, la FTM de l'objectif seul (simulée sous Zemax) et celle du détecteur seul.

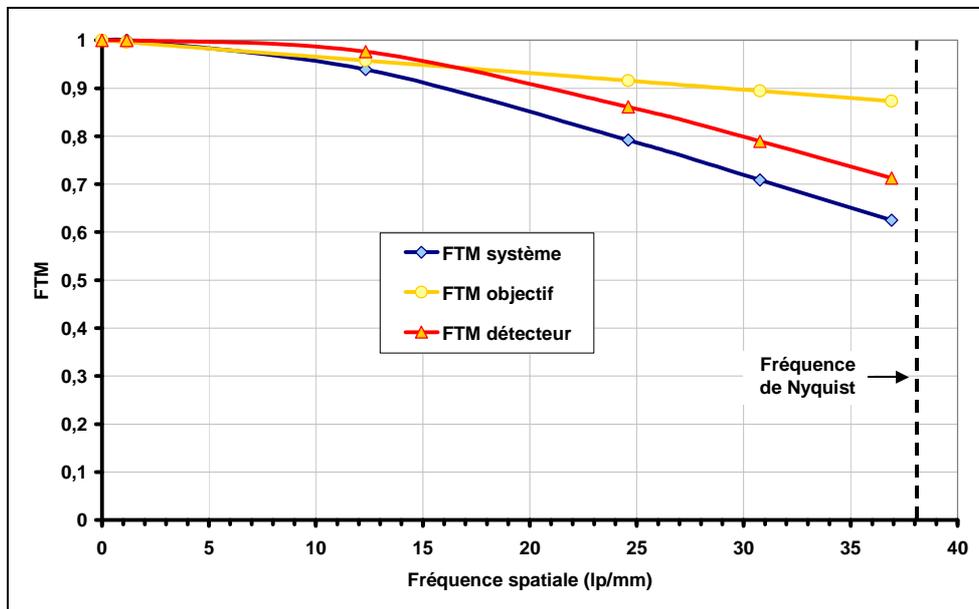


Figure 13 : Courbes de FTM obtenues par la mesure sinus

On voit l'importance de corriger de la FTM de l'objectif ; elle est bien meilleure que celle du détecteur mais elle dégrade quand même beaucoup la FTM du système.

Cette technique de mesure de la FTM est très avantageuse puisqu'elle donne des résultats directs de la modulation retransmise par le système. Cependant, elle reste sensible à la position relative de l'objet par rapport aux pixels [20].

4. Méthode de mesure normalisée : la mesure par slanted-edge.

La norme internationale ISO 12233 [21] spécifie des méthodes permettant de mesurer la résolution des caméras électroniques et définit une mire de test pour réaliser ces mesures (figure 14). Elle permet l'évaluation de la résolution visuelle, le quotient de recouvrement de spectre, la réponse fréquentielle,...

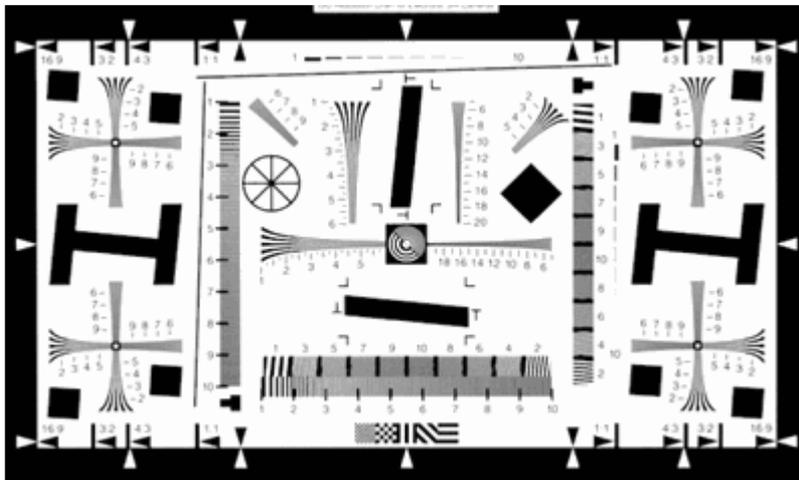


Figure 14 : Mire I3A/ISO 12233

Cette norme a été établie afin de permettre des mesures rapides de FTM à partir d'une seule image. Du fait de la standardisation du processus de mesure, il est ainsi possible de comparer facilement différents dispositifs en terme de qualité d'image.

4.1. Description de la méthode

La méthode du slanted-edge a été présentée par S.E.Reichenbach [22] et a fait l'objet d'un certain nombre de publications [23][24][25][26]. Elle s'apparente à celle du bord de plage dans le sens où elles consistent toutes les deux à réaliser l'image d'un front sur le détecteur. Dans le cas du bord de plage, le front est aligné avec les colonnes (ou les lignes) du détecteur et il est déplacé afin de mesurer l'ESF.

Pour le slanted-edge, le front est légèrement incliné et c'est cela qui permet d'obtenir l'ESF en une seule mesure. Un front orienté verticalement permet d'obtenir la réponse fréquentielle (Spatial Frequency Response – SFR) horizontale du système, et inversement. Dans ce cas, la réponse de

chaque ligne donne une ESF mais, à cause des différences de phase entre le front et les lignes, ces ESF sont toutes différentes. Elles sont sous-échantillonnées mais il est possible d'augmenter mathématiquement l'échantillonnage en projetant les valeurs de chaque pixel selon l'inclinaison du front.

La figure 15 représente la mire que nous utilisons pour appliquer la méthode du slanted-edge. C'est une mire prototype en transmission et elle est fabriquée sur un film Kodak 35 mm.

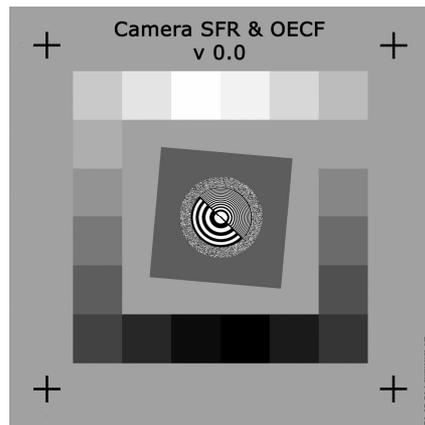


Figure 15 : Mire prototype du slanted-edge

A partir de l'image de cette mire restituée par le détecteur, un programme Matlab (fourni avec la mire) calcule la SFR. La région sur laquelle vont être effectués les calculs (ROI – Region Of Interest) est déterminée en sélectionnant une zone rectangulaire de l'image, tel que le montre la figure 16.

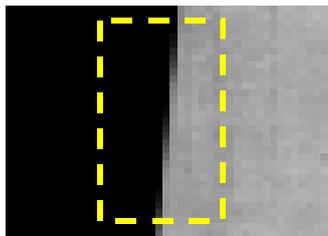


Figure 16 : Sélection de la ROI

La position du front est déterminée pour chaque ligne et la pente peut alors être calculée. On définit le facteur de sur-échantillonnage comme le rapport entre la distance séparant les points de l'ESF finale sur la distance séparant les points des ESF initiales (c'est à dire le pas des pixels). Ce facteur peut être changé par l'utilisateur mais est égal à 4 par défaut c'est à dire que, p étant le pas du pixel, les points de l'ESF finale seront séparés de $p/4$. La fréquence d'échantillonnage de l'ESF est donc multipliée par 4.

Les valeurs des pixels de chaque ligne sont projetées selon la pente (figure 17), accumulées dans des intervalles de largeur $p/4$ puis moyennées.

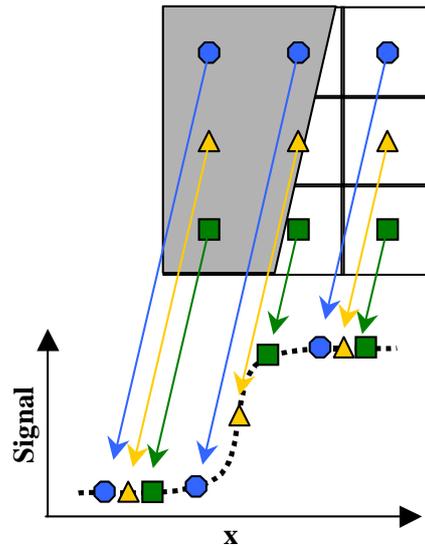


Figure 17 : Projection des données selon la pente

Ce procédé, en plus d'augmenter l'échantillonnage de l'ESF, réduit l'influence du recouvrement de spectre sur la réponse fréquentielle. L'ESF résultant de la projection est dérivée pour donner la LSF. Les figures 18 et 19 montrent l'ESF et la LSF horizontales calculées à partir d'une ROI de 15 colonnes par 25 lignes de pixels, avec un facteur de sur-échantillonnage de 4.

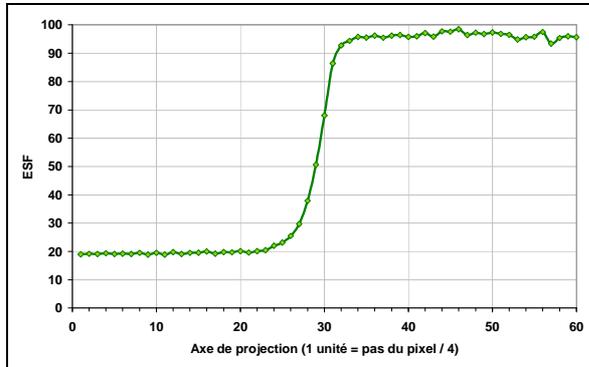


Figure 18 : ESF découlant de la projection

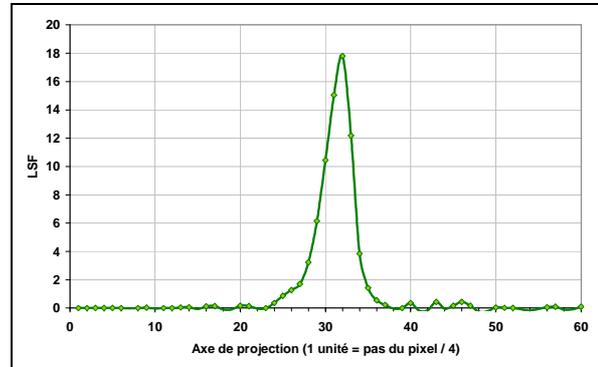


Figure 19 : LSF (dérivée de l'ESF)

Une fenêtre de Hamming est appliquée à la LSF afin de réduire les effets du phénomène de Gibbs qui résulte de la troncation d'une série infinie. La SFR du système peut alors être calculée par une transformée de Fourier Rapide. La FTM du système est déduite de la SFR par la relation :

$$FTM_{\text{système}}(v, \lambda) = \frac{SFR_{\text{système}}(v, \lambda)}{RF_{\text{mire}}(v) \times FTM_{\text{deriv}}(v)}$$

La réponse fréquentielle de la mire (RF_{mire}) doit être absolument prise en compte dans le calcul. Elle serait égale à 1 si le front représentait exactement un échelon de Heaviside ce qui n'est pas le cas. Elle peut être approximée par un polynôme donc il est possible de diviser facilement $SFR_{système}$ par RF_{mire} . De plus, il est nécessaire de corriger l'erreur due à la dérivation en 3 points réalisée pour calculer la LSF. Il faut donc diviser $FTM_{système}$ par un facteur correctif $FTM_{dériv}$ donné par (figure 20) :

$$FTM_{dériv}(v) = \frac{\sin(\pi\delta kv)}{(\pi\delta kv)} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \delta = \frac{\text{Pas du pixel}}{\text{facteur de sur-échantillonnage}} \\ k = 2 \text{ (pour la dérivation en 3 points)} \end{cases}$$

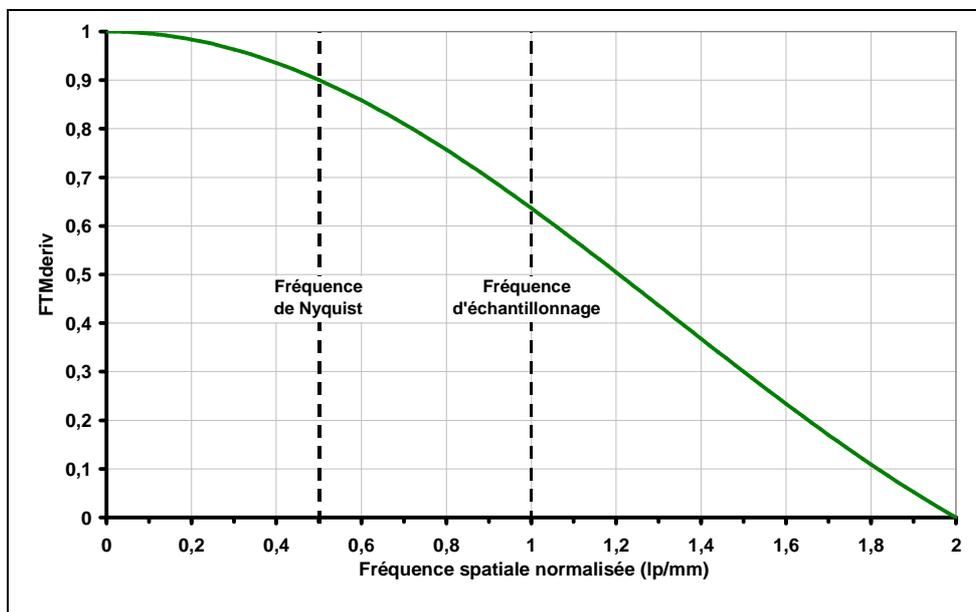


Figure 20 : Erreur due à la dérivation

On peut voir que la dérivation peut avoir un effet non négligeable sur la SFR mesurée et qu'elle doit être corrigée.

4.2. Simulations

Nous avons voulu vérifier l'influence de l'angle d'inclinaison sur les résultats de SFR. Pour cela, des simulations Matlab ont été réalisées.

Tout d'abord, la méthode du slanted-edge est simulée : un programme calcule la réponse théorique d'une structure de 100 x 100 pixels éclairée par un slanted-edge dont on a préalablement choisi l'angle d'inclinaison. L'image synthétique ainsi générée est utilisée comme une image réelle dans le programme de traitement. La FTM est obtenue par correction de la SFR de l'erreur due à la dérivation

(nous n'avons pas besoin de corriger les effets du front étant donné qu'il est généré mathématiquement donc quasi-parfait).

Les figures 21 et 22 représentent les FTM géométriques obtenues pour deux types de pixel :

- un pixel ayant un taux de remplissage de 100%, au pas de 10 μ m
- un pixel ayant une zone photosensible en forme de L, au pas de 10 μ m

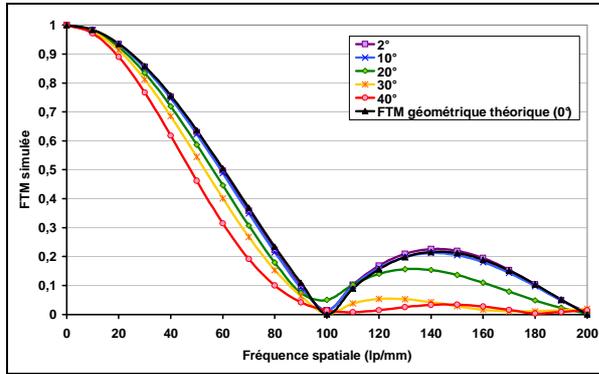


Figure 21 : FTM simulée pour le pixel rempli à 100%

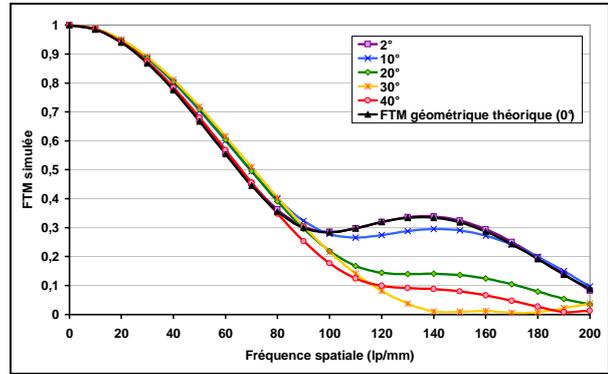


Figure 22 : FTM simulée pour le pixel en L

Ces résultats montrent que la FTM obtenue est dépendante de l'angle d'inclinaison du front. En effet, on retrouve pour chaque angle la FTM géométrique théorique du pixel selon la direction du front. Cependant, les FTM obtenues pour de petits angles (inférieurs à 10°) sont très proches de la FTM théorique (correspondant à un angle de 0°). On peut donc en conclure que la méthode du slanted-edge permet d'obtenir une bonne approximation de la FTM horizontale (ou verticale) du détecteur à la condition d'utiliser un petit angle d'inclinaison (la norme ISO 12233 [21] préconise un angle de 5°). La valeur exacte de l'angle n'ayant pas d'importance, les contraintes en terme d'alignement s'en trouvent considérablement réduites.

4.3. Résultats expérimentaux

Nous avons effectués les premières mesures utilisant cette méthode sur une matrice en technologie CMOS standard 0.25 μ m contenant plusieurs types de photodétecteurs. Le pas des pixels est de 10 μ m. Nous avons comparé les résultats de ces mesures à ceux obtenus avec la mire sinusoïdale dans la même direction (ligne) et pour la même longueur d'onde (500nm) (figure 23).

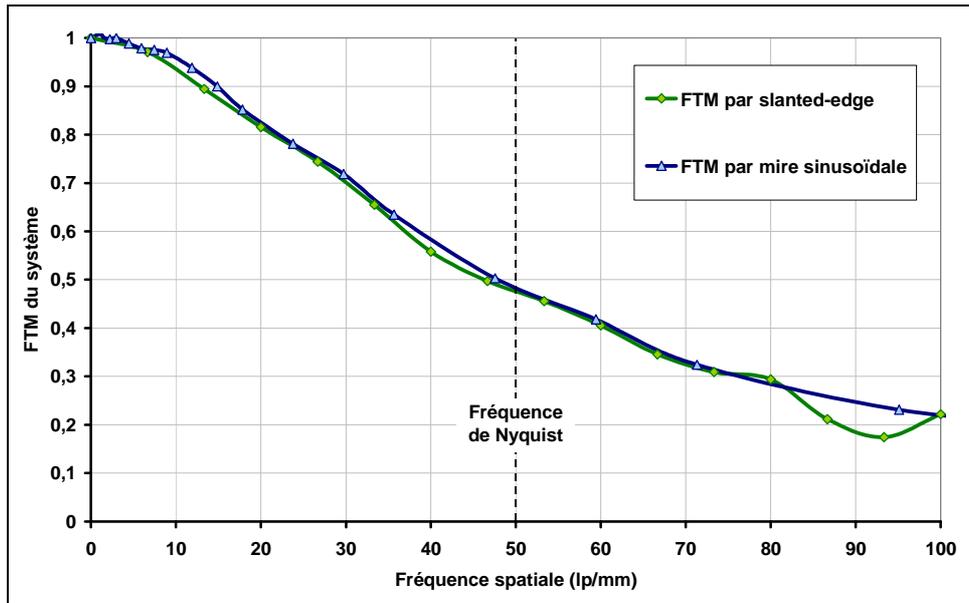


Figure 23 : Comparaison des FTM système mesurées avec la mire sinusoïdale et la mire slanted-edge à 500nm dans la direction des lignes

Ces mesures ont montré une bonne corrélation entre les résultats obtenus à l'aide des deux méthodes [27]. Nous avons fait une deuxième série de comparaisons sur le même détecteur que celui sur lequel ont été effectuées les mesures par mire sinusoïdale (cf. §3.2).

La figure 24 représente l'image de la mire restituée par le détecteur avec un rayonnement de 500nm.

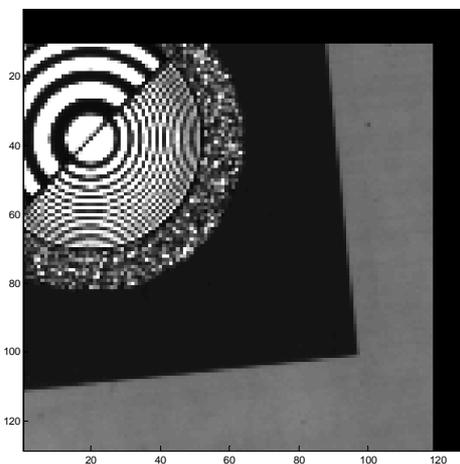


Figure 24 : Image de la mire slanted-edge restituée par le détecteur (matrice CIS)

Les fréquences spatiales des cercles concentriques situés au milieu du motif vont en augmentant lorsqu'on s'éloigne du centre. On voit apparaître d'autres cercles "parasites", témoins de l'effet de Moiré et du recouvrement de spectre.

Les mesures suivantes ont été réalisées à 500, 580, 650 et 800nm (figure 25).

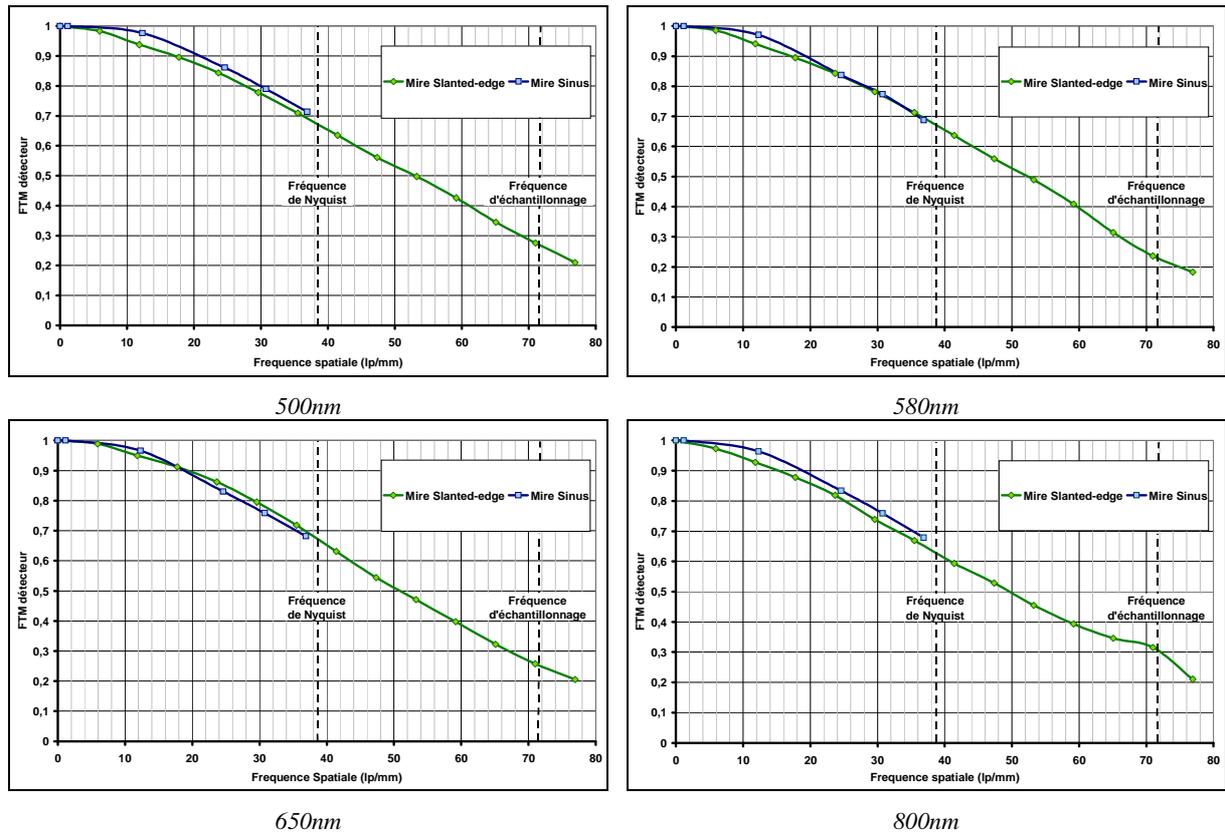


Figure 25 : Comparaison des résultats obtenus par mire slanted-edge et par mire sinus (matrice CIS)

Les FTM ainsi obtenues sont très proches. L'angle d'inclinaison du front pour la mesure par slanted-edge était d'approximativement 5° . On peut donc en conclure que cette méthode, utilisée avec le bon angle, fournit une très bonne approximation de la FTM du détecteur.

4.4. Avantages de la méthode du slanted-edge.

L'avantage principal de la méthode du slanted-edge par rapport aux méthodes classiquement employées est qu'elle ne nécessite qu'une seule image et permet de s'affranchir des erreurs dues à la position relative de l'objet par rapport aux pixels. La méthode de la mire sinusoïdale requiert au moins une image (selon le nombre de pixels utilisables) pour chaque fréquence spatiale et celle du bord de plage une image pour chaque position du front (le nombre d'image dépend alors de l'échantillonnage désiré). Etant donné que la focalisation doit être faite après chaque déplacement, l'utilisation de la méthode du slanted-edge réduit considérablement le temps de mesure (figure 26), ce qui permet également une meilleure stabilité thermique du début à la fin des mesures.

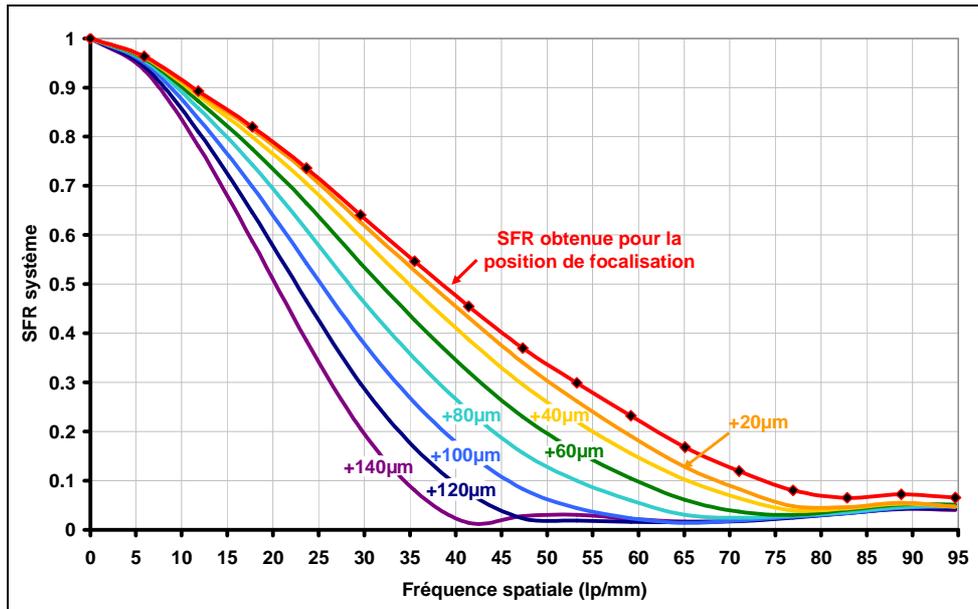


Figure 26 : Courbes de focalisation obtenues avec la méthode du slanted-edge

De plus, s'il est possible d'imager 2 cotés du carré sur le détecteur, une seule image peut alors donner les valeurs de FTM horizontales et verticales.

Les contraintes sur les alignements sont également réduites étant donné qu'il suffit que l'angle d'inclinaison du front soit assez petit pour fournir une bonne approximation de la FTM horizontale (ou verticale) du détecteur.

Un autre avantage non négligeable du slanted-edge est qu'elle ne nécessite pas un grand nombre de pixels. L'utilisation de la mire sinusoïdale implique qu'au moins une période du sinus soit imagée sur le détecteur afin de calculer le contraste restitué. Ceci peut nécessiter un nombre de pixels important, particulièrement pour les faibles fréquences spatiales. De ce fait, le slanted-edge requiert généralement moins de pixels s'il n'est pas utilisé avec un angle trop petit. Cette propriété est particulièrement intéressante dans le cas où il faudrait réaliser des mesures de FTM sur des structures de tests qui contiennent souvent un nombre réduit de pixels.

La méthode du slanted-edge, qui de surcroît est normalisée, semble donc être une alternative intéressante aux autres méthodes de mesure de FTM. Elle donne des résultats rapides ce qui permet de réaliser aisément des comparaisons entre différents détecteurs en terme de qualité d'image.

5. Développement de motifs de mesure de FTM on-chip

Toutes les techniques présentées précédemment nécessitent le montage d'un banc de mesure spécifique pour mesurer la FTM du détecteur. Bien que la méthode du slanted-edge réduise les contraintes en terme d'alignement, les ajustements optiques sont toujours indispensables ; le détecteur doit être strictement aligné avec l'objectif, l'objet et la source et les plans doivent être parallèles.

Concernant la focalisation, le contraste n'est que très peu dépendant de la distance pour les faibles fréquences spatiales. Cependant, une faible erreur de positionnement peut induire des erreurs importantes sur la mesure aux fréquences plus élevées.

Afin d'obtenir la FTM du détecteur, la FTM du système doit être divisée par celle de l'objectif. Cette dernière peut être simulée avec Zemax mais il est évident qu'elle ne sera pas exactement la FTM réelle de l'objectif, ce qui introduit une source d'erreur supplémentaire.

5.1. Description des motifs on-chip

Afin de simplifier les mesures de FTM, des motifs ont été implantés sur un détecteur similaire à celui sur lequel ont été réalisées les mesures par mires. Les motifs utilisent la couche de métal supérieure (M3), ils sont donc situés à quelques microns de la surface du silicium (figure 27).

Ils reproduisent les motifs utilisés pour les mesures en bord-de-plage et slanted-edge (figure 28) puisque ceux-ci sont simples à réaliser. On peut ainsi obtenir rapidement les données nécessaires au calcul de la FTM sans utiliser de banc spécifique et en réduisant les sources d'erreurs [27].

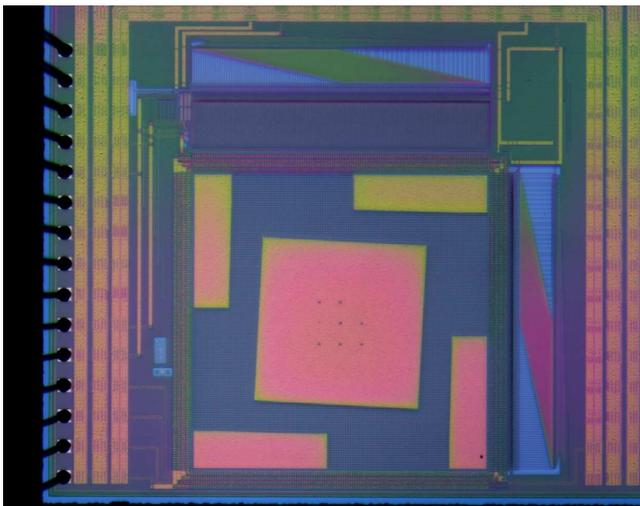


Figure 27 : Photographie du détecteur

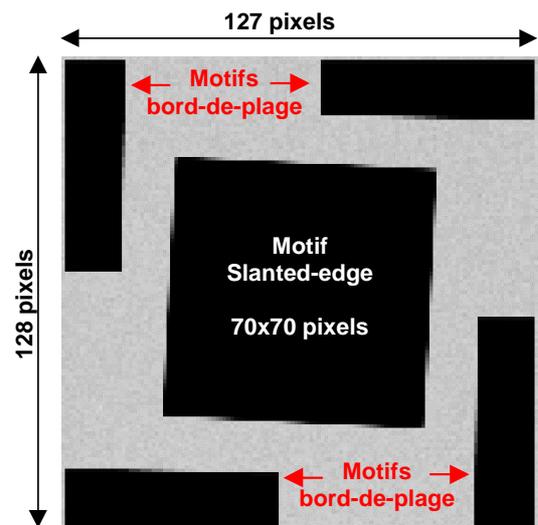


Figure 28 : Image donnée par le détecteur

Le motif slanted-edge est incliné d'un angle d'environ 3° pour obtenir la meilleure approximation possible des FTM horizontales et verticales du détecteur. La faible valeur de cet angle impose qu'on

utilise un grand nombre de pixels puisque le nombre de cycles doit être assez grand pour calculer une ESF correcte ; le masquage de 70 pixels fournit près de 4 cycles.

Le front est parfaitement aligné avec les lignes (ou les colonnes) du détecteur sur les motifs permettant de reproduire la mesure en bord de plage. Le front est décalé de $1\mu\text{m}$ tous les 3 pixels, afin de pouvoir moyenner ces 3 valeurs si nécessaire. Ceci équivaut à une mesure d'ESF réalisée avec un pas de déplacement de $1\mu\text{m}$.

Il faut prendre quelques précautions lors des mesures avec les motifs on-chip. Les pixels masqués ont des réponses très faibles, qui peuvent être en dehors du domaine de linéarité du détecteur si celui-ci présente une non-linéarité à bas niveau. Il faut alors augmenter le temps d'intégration de telle sorte que la réponse de ces pixels soit linéaire. En contrepartie, il faut ajuster la luminance de la sphère afin que les pixels non-masqués aient eux aussi des réponses comprises dans le domaine de linéarité. De plus, les pixels masqués peuvent avoir un facteur de conversion plus petit que celui des pixels non-métallisés. En effet, l'ajout d'une couche de métal augmente la capacité du pixel. Le détecteur doit donc préalablement aux mesures de FTM être complètement caractérisé en CVF, pixel par pixel. Si les CVF ainsi calculés sont très différents, il sera nécessaire de convertir les données numériques en nombre d'électrons, en corrigeant les valeurs données par chaque pixel par son propre CVF. Dans notre cas, les CVF sont tous du même ordre de grandeur, ce qui peut s'expliquer par le fait que nous avons utilisé une couche de métal 3, donc assez éloignée du silicium pour ne pas modifier sensiblement la capacité du pixel.

5.2. Comparaison des résultats obtenus avec les deux types de motifs

La figure 29 représente l'ESF calculée à partir du motif slanted-edge, dans la direction des lignes en utilisant un facteur de sur-échantillonnage de 4.

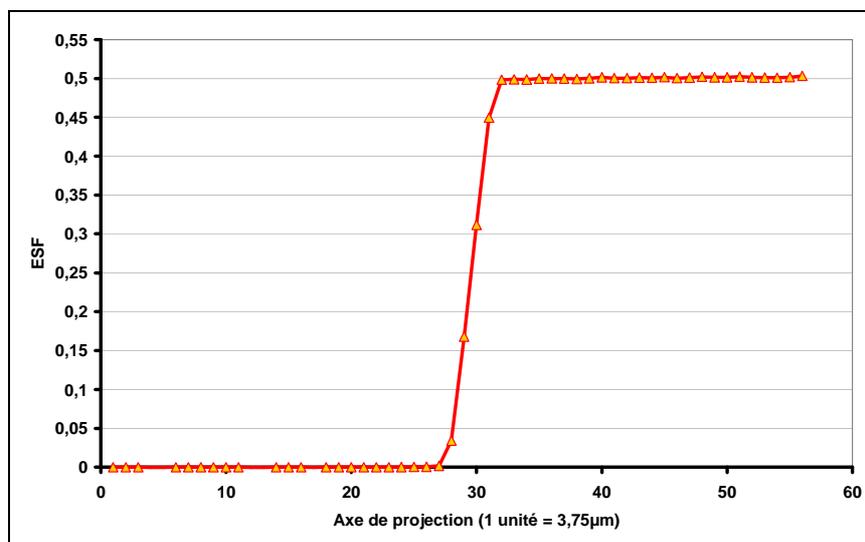


Figure 29 : ESF obtenue avec le motif slanted-edge

Pour le traitement des mesures avec le motif bord-de-plage, la méthodologie consiste également à classer les pixels par rapport à la distance qui les sépare du front. Les figures 30 et 31 représentent des coupes lignes effectuées sur un motif bord-de-plage ainsi que l'ESF qu'elles reconstruisent.

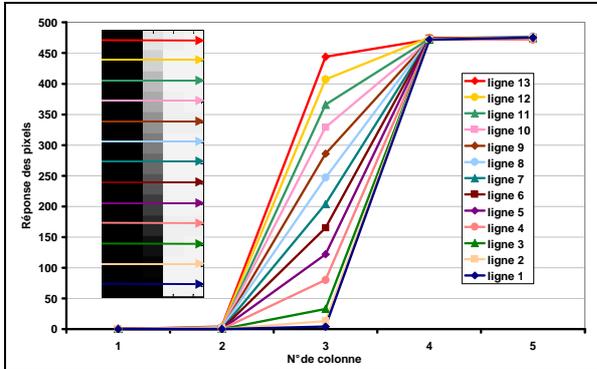


Figure 30 : Coupes lignes sur le motif bord-de-plage

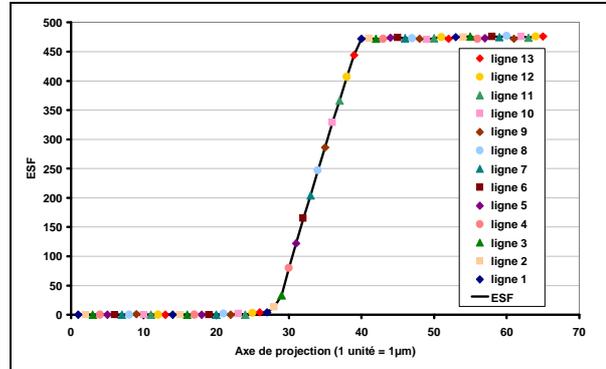


Figure 31 : Reconstruction de l'ESF

On peut alors comparer les ESF mesurées sur les deux motifs (figure 32).

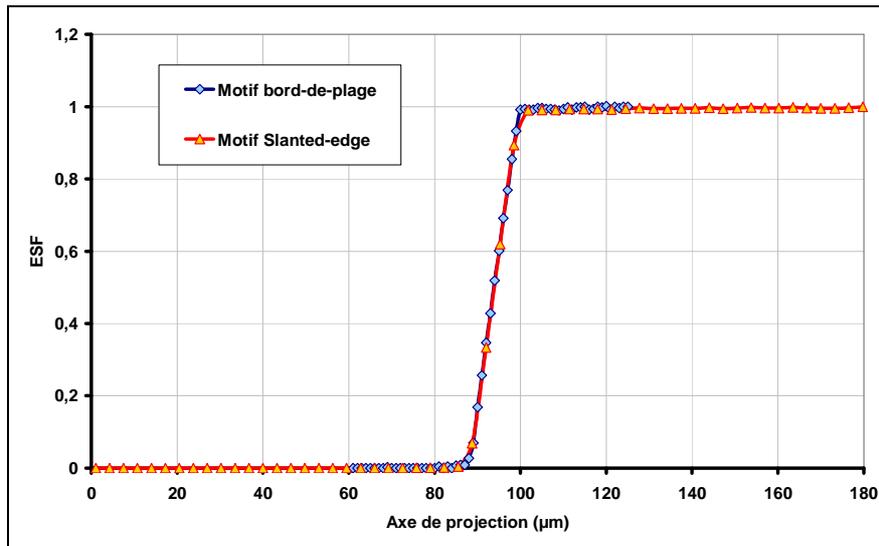


Figure 32 : Comparaison des ESF mesurées avec les motifs on-chip

Les deux ESF ainsi obtenues sont superposées ; il en sera donc de même pour les FTM qui en seraient déduites. Ceci tend à prouver que les mesures par bord-de-plage et par slanted-edge sont équivalentes.

5.3. Comparaison des mesures par motif slanted-edge et par mires

La figure 33 représente les résultats obtenus avec le motif slanted-edge superposés à ceux obtenus précédemment avec les mires sinus et slanted-edge.

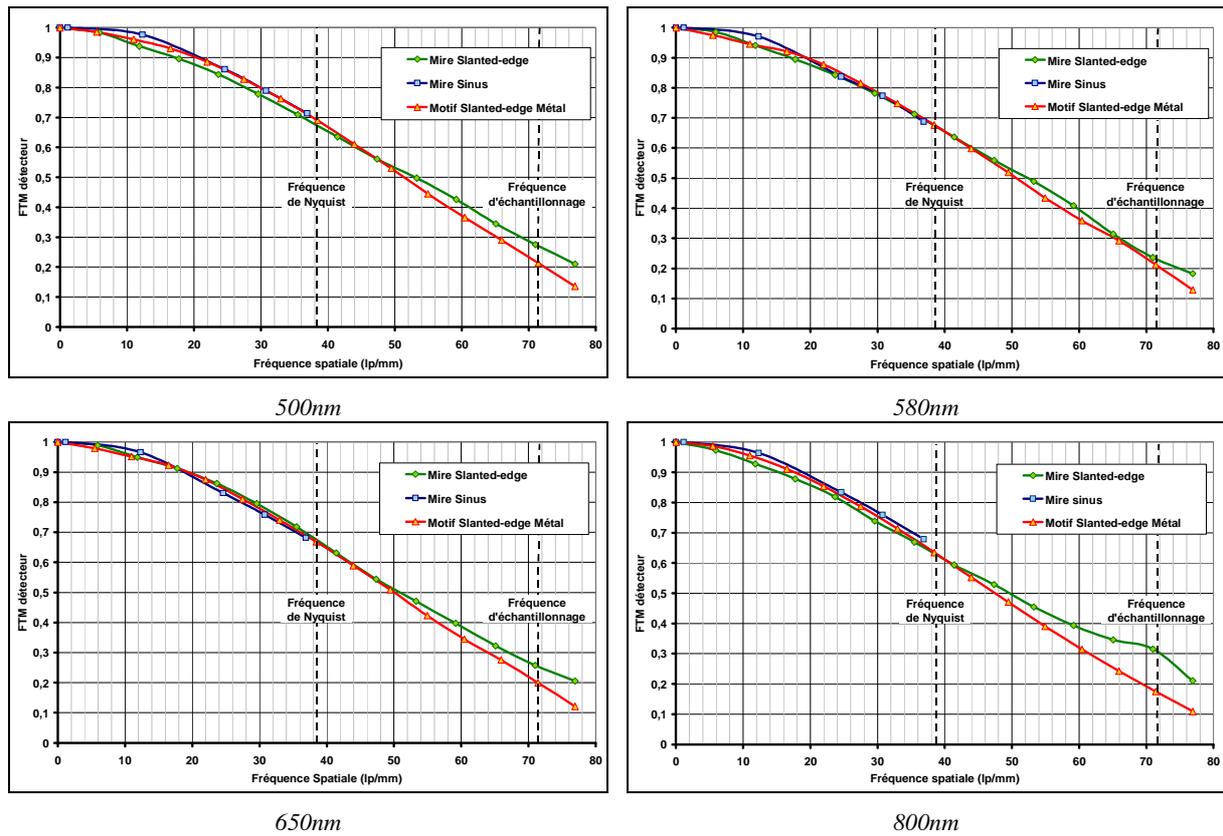


Figure 33 : Comparaison des résultats obtenus avec le motif slanted-edge et les mires

Les différentes FTM présentées, mesurées par le motif métal ou avec les mires sont très proches. Ces résultats tendent donc à valider l'utilisation de motifs on-chip pour mesurer rapidement la FTM des détecteurs.

Les valeurs de FTM obtenues pour la fréquence de Nyquist sont très proches des valeurs théoriques calculées à partir de l'expression simple de la FTM géométrique, en tenant compte que la zone photosensible est légèrement plus petite que le pixel dans la direction des lignes.

Théorique	500nm	580nm	650nm	800nm
70.3 %	69.0 %	67.6 %	66.8 %	63.5 %

Ces valeurs élevées peuvent s'expliquer par le fait que la technologie utilisée pour ce détecteur est une technologie dédiée aux capteurs d'images [28].

Les motifs on-chip permettent donc de réaliser les mesures de FTM sans utiliser d'optique donc de banc spécifique. Il n'y a plus de contraintes d'alignements et d'erreurs dues à l'estimation approximative de la FTM de l'objectif. De plus, le front peut être considéré très raide (mathématiquement équivalent à une fonction de Heaviside) donc sa réponse fréquentielle est égale à l'unité pour toutes les fréquences spatiales.

Le principal avantage apporté par l'utilisation de tels motifs est le gain de temps. Alors qu'une seule image suffit à calculer la FTM dans les deux directions avec les motifs on-chip, les mesures avec la mire slanted-edge ont nécessité 20 images pour trouver la position de focalisation. Quant aux mesures utilisant la mire sinus, il a fallu 80 images pour tracer la courbe de FTM avec seulement 5 fréquences spatiales. L'utilisation de ces motifs supprime donc le temps passé à mettre au point le banc optique, diminue le temps de traitement et de mesure puisque les données nécessaires peuvent être acquises dans le même temps qu'une autre mesure de caractérisation du détecteur (EDS par exemple).

On peut alors imaginer d'implanter systématiquement de tels motifs sur les futurs détecteurs. Le motif slanted-edge, situé au milieu du détecteur, ne conviendrait pas mais un front incliné peut être dessiné sur une couronne de pixels extérieurs (figure 34). Cependant, le motif bord-de-plage est nettement plus simple à dessiner, et donnant les mêmes résultats, serait plus intéressant.

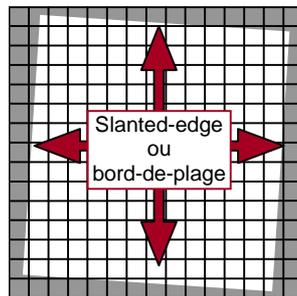


Figure 34 : Exemple d'implantation des motifs de mesure de FTM sur le détecteur

Nous avons vu qu'il existe de nombreuses méthodes de mesure de la FTM qui peuvent s'appliquer aux capteurs d'images. Sachant la mesurer, nous pouvons maintenant essayer de trouver les phénomènes qui conduisent à sa dégradation ; c'est l'objet du chapitre 5.

Bibliographie

- [1]. B.Tatian, "Method for Obtaining the Transfer Function from the Edge Response Function", Journal of the Optical Society of America, Vol.55, n°8, Août 1965, pp 1014-1019.
- [2]. A.D.Thompson, P.J.Kane, "Interlaboratory comparison of photographic modulation transfer function measurements", Optical Engineering, Vol.37, n°5, Mai 1998, pp 1627-1631
- [3]. J.W.Coltman, "The Specification of Imaging Properties by Response to a Sine Wave Input", Journal of the Optical Society of America, Vol.44, n°6, Juin 1954, pp 468-471.
- [4]. J.C.Feltz, "Development of the modulation transfer function and contrast transfer function for discrete systems, particularly charge-coupled devices", Optical Engineering, Vol.29, n°8, Août 1990, pp 893-904.
- [5]. H.Wei, E.Johnston, T.D.Binnie, "Experimental approach for measuring resolution of complementary metal oxide semiconductor imaging systems", Optical Engineering, Vol.37, n°9, Septembre 1998, pp 2565-2573
- [6]. G.D.Boreman, S.Yang, "Modulation Transfer Function Measurement Using Three-and-Four-bar Targets", Supplement to Applied Optics, 1 Décembre 1995, pp 8050-8052.
- [7]. www.sinepatterns.com
- [8]. N.Guéryneau, J.Primot, M.Tauvy, M.Caes, "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target", Applied Optics, Vol.38, n°4, Février 1999, pp 631-637.
- [9]. A.Daniels, G.D.Boreman, A.D.Ducharme, E.Sapir, "Random transparency targets for modulation transfer function measurement in the visible and infrared regions", Optical Engineering, Vol.34, n°3, Mars 1995, pp 860-868
- [10]. J.Hu, M.Song, Y.Sun, Y.Li, "Measurement of modulation transfer function of charge-coupled devices using frequency-variable sine grating patterns", Optical Engineering, Vol.38, n°7, Juillet 1999, pp 170-177
- [11]. M.Marchywka, D.G.Socker, "Modulation transfer function measurement technique for small-pixel detectors", Applied Optics, Vol.31, n°34, Décembre 1992, pp 7198-7212.
- [12]. M.Willemin, N.Blanc, G.K.Lang et al., "Optical characterization methods for solid-state image sensors", Optics and Lasers in Engineering, Vol.36, 2001, pp 185-194.
- [13]. T.Dutton, T.Lomheim, M.D.Nelson, "Survey and comparison of focal plane MTF measurement techniques", Proceeding of SPIE, Vol.4486, 2002, pp 219-246
- [14]. Norme ISO 9334:1995 (E/F/R), "Optique et instruments d'optique – Fonction de Transfert Optique – Définitions et relations mathématiques", Mars 1998.

- [15]. Norme ISO 9335:1995 (F), "Optique et instruments d'optique – Fonction de Transfert Optique – Principes et procédures de mesure", Mars 1998.
- [16]. Norme ISO 11421:1997 (F), "Optique et instruments d'optique – Exactitude du mesurage de la Fonction de Transfert Optique", Décembre 1999.
- [17]. Norme ISO 15529:1999(F), "Optique et instruments d'optique – Fonction de transfert optique – Principes de mesurage de la fonction de transfert de modulation (MTF) des systèmes de formation d'image échantillonnés", Août 1999.
- [18]. G.C.Holst, "Testing and Evaluating of Infrared Imaging Systems", JCD Publishing, ISBN 0-9640000-2-4, 1996
- [19]. G.C.Holst, "CCD Arrays, Cameras, and Displays", JCD Publishing, ISBN 0-8194-2941-4, 1998, pp 141-142.
- [20]. J.C.Feltz, M.A.Karim, "Modulation transfer function of charge-coupled devices", Applied Optics, Vol.29, n°5, Février 1990, pp 717-722.
- [21]. Norme ISO 12233:2000 (E), "Photography – Electronic still-picture cameras – Resolution measurements", 2000.
- [22]. S. E. Reichenbach, S. K. Park and R. Narayanswamy, "Characterizing digital image acquisition devices", Optical Engineering, Vol.30, n°2, Février 1991, pp. 170-177,.
- [23]. D. Williams, "Benchmarking of the ISO 12233 slanted-edge spatial frequency response plug-in", Proc. PICS Conference, IS&T, 1998, pp. 133-136.
- [24]. P. D.Burns, D. Williams, "Using slanted edge analysis for color registration measurement", Proc. PICS Conference, IS&T, 1999, pp 51-53.
- [25]. P. D. Burns, "Slanted-edge MTF for digital camera and scanner analysis", Proc. PICS Conference, IS&T, 2000, pp. 135-138.
- [26]. D. Williams and P. D. Burns, "Diagnostics for digital capture MTF",Proc. PICS Conference, IS&T, 2001, pp. 227-232.
- [27]. M.Estribeau, P.Magnan, "Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12233 slanted-edge methodology", SPIE Optical Systems Design 2003, Proceeding of SPIE, Vol.5251, Octobre 2003.
- [28]. O.Saint-Pé, M.Tulet, R.Davancens, et al., "Research-grade CMOS image sensors for remote sensing applications", 11th SPIE International Symposium on Remote Sensing 2004 - 13-17 September 2004, Canary Islands, Spain

CHAPITRE 5

VERS LA MODELISATION

IDENTIFICATION ET QUANTIFICATION DES PHENOMENES

La mesure de FTM permet de quantifier la qualité de l'image restituée par un détecteur mais la courbe de FTM seule ne permet pas d'identifier et de quantifier les phénomènes qui ont conduit à la dégradation de l'image.

Nous avons eu la possibilité de développer des détecteurs utilisant une technologie CMOS dédiée aux capteurs d'images (technologie UMC 0.35 μ m CIS) ce qui laissait présager de hautes performances électro-optiques y compris de bons résultats en terme de qualité d'image. Nous avons donc décidé d'utiliser cette technologie pour essayer d'obtenir des informations nous permettant de nous rapprocher d'un modèle de FTM, ce pour quoi des structures de test ont été implémentées sur ces détecteurs.

1. Description du détecteur et des structures de tests

Le détecteur développé a déjà été brièvement présenté dans le chapitre 4 au paragraphe 5.1. C'est une matrice de 128 x 127 pixels, au pas de 13 μ m. La zone photosensible est une photodiode, représentant approximativement 60% de la surface du pixel dans une topologie rectangulaire. La photographie ci-dessous représente un bloc de 2x2 pixels (figure 1).

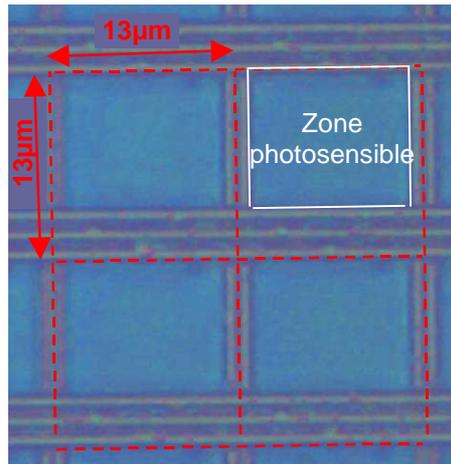


Figure 1 : Photographie d'un bloc de 2x2 pixels au pas de 13µm de la matrice CIS

Ce détecteur comporte des motifs permettant des mesures de FTM (figure 2) basées sur les méthodes du bord de plage et du slanted-edge, tel que présenté dans le chapitre 4 au paragraphe 4.1.

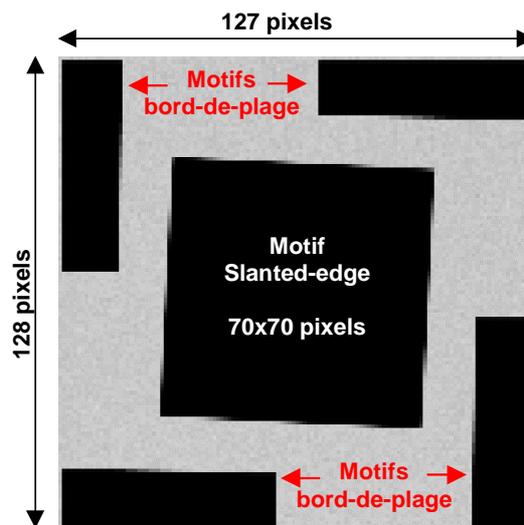


Figure 2 : Image restituée par la matrice CIS

Ces motifs vont également nous permettre d'évaluer la diaphonie. En effet, les motifs servant au bord de plage présentent des bords parfaitement rectilignes sur un nombre important de pixels. Deux de ses huit zones sont représentées sur la photographie suivante (figure 3).

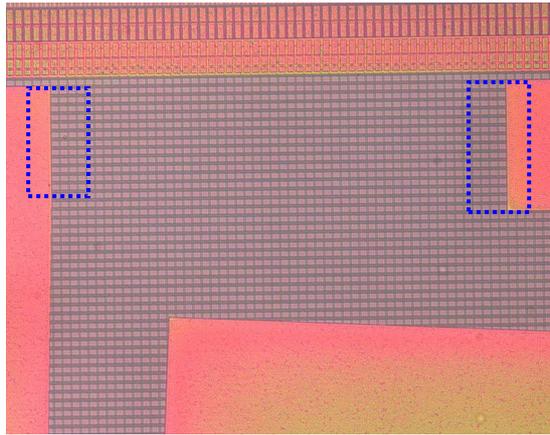
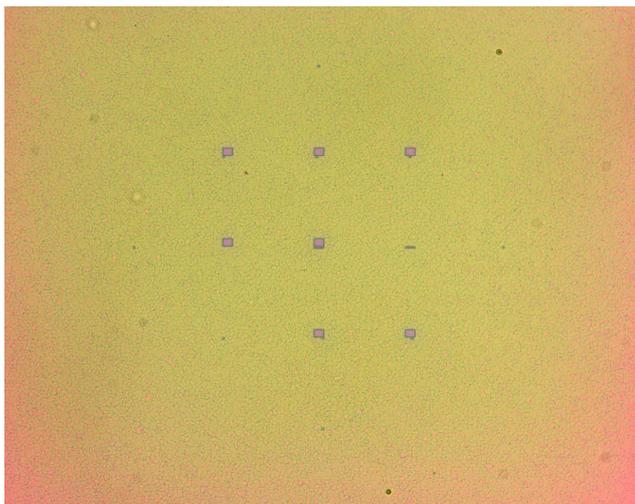
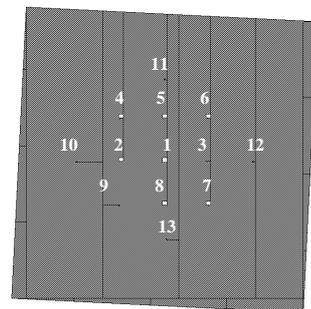


Figure 3 : Photographie de deux des huit zones utilisant les motifs bord de plage pour l'évaluation de la diaphonie sur la matrice CIS

Le motif central, permettant la mesure de FTM par la méthode du slanted-edge, n'est en fait pas entièrement recouvert de métal. En effet, ce type de mesure ne nécessite pour le calcul de l'ESF que des zones très limitées de pixels, centrées sur le bord du motif. Nous avons utilisé le centre de celui-ci pour créer des ouvertures dans le métal (figure 4).



Photographie des ouvertures dans le métal



Localisation des pixels tests

Figure 4 : Localisation des ouvertures dans le métal du motif slanted-edge sur la matrice CIS

Treize pixels ont donc été laissés totalement ou partiellement découverts (figure 5) :

- 1 pixel de référence totalement découvert (pixel 1)
- 1 pixel dont seule la zone active est couverte (pixel 2)
- 1 pixel dont seule la zone photosensible est couverte (pixel 3)
- 5 pixel dont la zone photosensible ainsi qu'une partie de la zone active est découverte (pixels 4 à 8)
- 5 pixels dont seule une partie de la zone active est découverte (pixel 9 à 13).

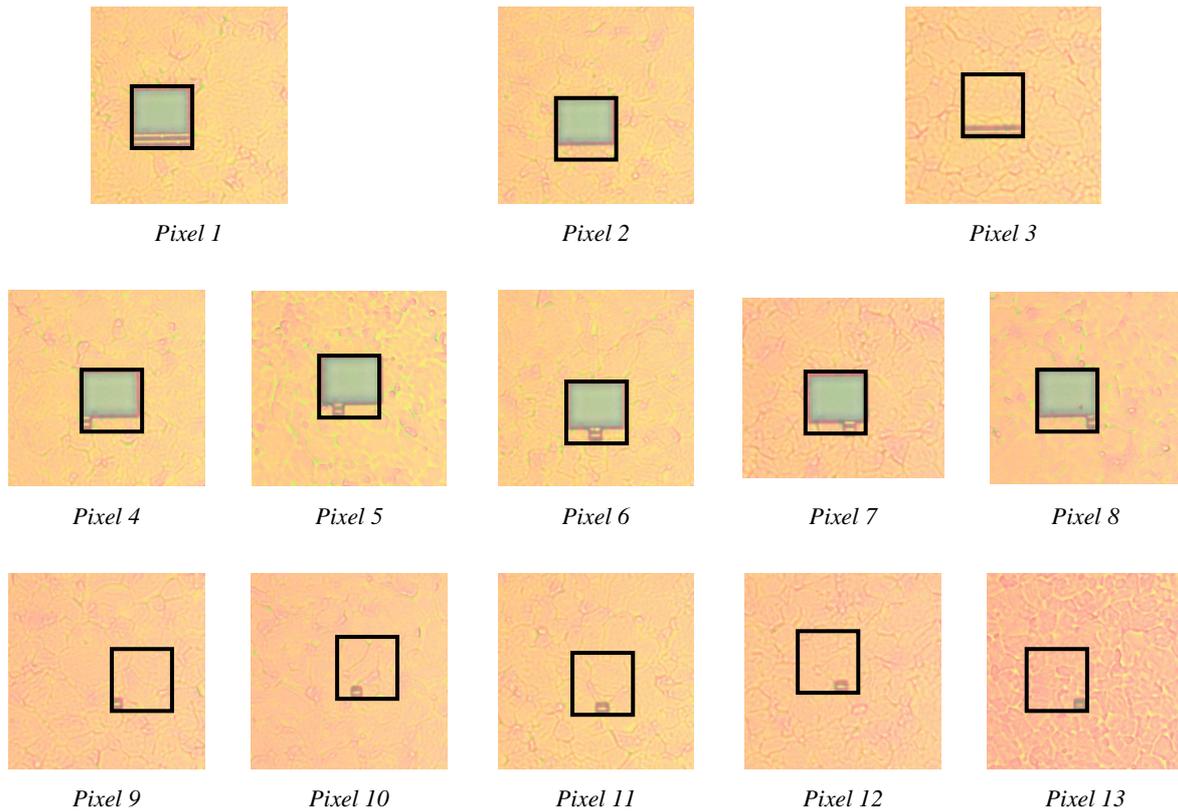


Figure 5 : Photographies des 13 pixels test de la matrice CIS

Ces pixels peuvent être répartis en deux groupes :

- groupe 1 : les pixels 1,2 et 4 à 8 dont la zone photosensible est laissée découverte
- groupe 2 : les pixels 3 et 9 à 13 dont la zone photosensible est couverte

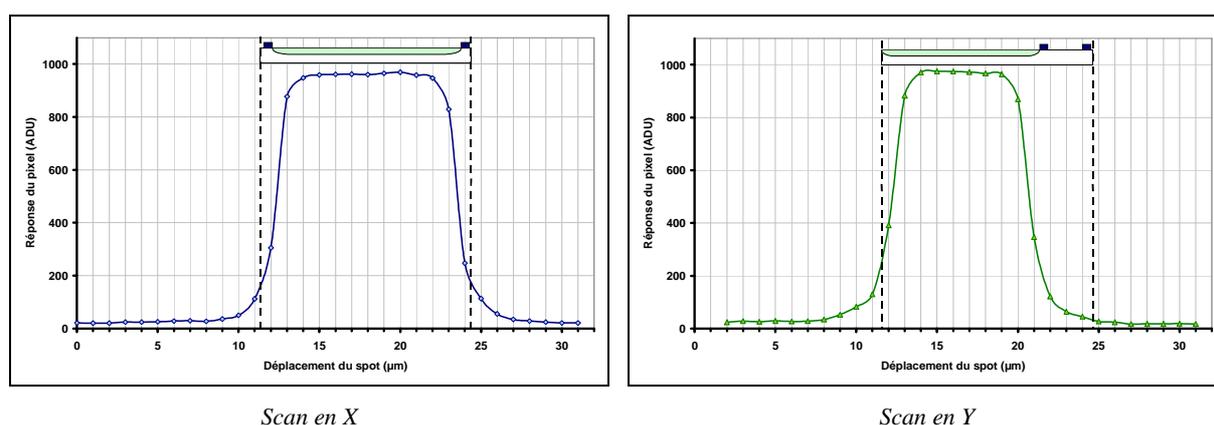
De part la métallisation complète ou partielle des pixels, ceux-ci peuvent avoir un facteur de conversion différents. L'utilisation de la couche de métal la plus haute n'entraîne cependant en théorie qu'une faible diminution de celui-ci. Les mesures effectuées sur tous les pixels ne montrent en effet pas de différence notable ; nous considèrerons donc que tous les pixels ont un facteur de conversion similaire, ce qui nous permet de réaliser les calculs directement à partir des valeurs numériques de réponse.

Nous avons également vérifié la transmission de la couche de métal. La réponse des pixels totalement métallisés ne présentait pas d'augmentation significative en fonction du flux ; nous en avons déduit que la transmission du métal pouvait être considérée comme négligeable, voire nulle.

L'étude de ces pixels, ainsi que des pixels les entourant, va donc nous permettre d'apprécier les contributions relatives de chaque partie de la zone active. On peut également étudier la répartition spatiale de la diaphonie en fonction de la longueur d'onde mais aussi l'impact de chaque sous-zone du pixel sur celle-ci.

2. Mesures de la réponse du pixel à l'aide d'un spot

Nous avons réalisé des scans unidirectionnels sur les pixels de ce détecteur. Un pinhole associé à un objectif de microscope permet de former l'image de la tâche d'Airy sur le détecteur. Etant donné la longueur d'onde du rayonnement (500nm), le diamètre de la tâche centrale, qui contient 84% de l'énergie, est théoriquement d'environ 1.1 μ m. Cette dimension, associée au pas de déplacement du spot de 1 μ m permet d'obtenir une résolution correcte. Il faut cependant être conscient que le diamètre ainsi que la forme de la tâche ont une influence sur la PSF mesurée et accepter une certaine erreur sur la mesure. Une connaissance parfaite des dimensions de la tache permettrait de remonter à la PRF réelle par déconvolution et de chiffrer l'erreur commise mais nous ne possédons pas les éléments nécessaires pour réaliser cette correction. La figure 6 représente les scans en X et en Y réalisés sur ce pixel.



Scan en X

Scan en Y

Figure 6 : Scans unidirectionnels sur un pixel de topologie rectangulaire à 500nm

On voit que la réponse du pixel lorsque le spot est situé sur la zone active ou sur un de ses voisins est non-nulle, preuve des phénomènes de diffusion. Ceux-ci sont quand même peu présents puisque la longueur d'onde du rayonnement est faible. En superposant ces deux scans, tel que présenté sur la figure 7, on se rend compte de la dissymétrie de la sensibilité intra-pixel due à la présence de la zone active.

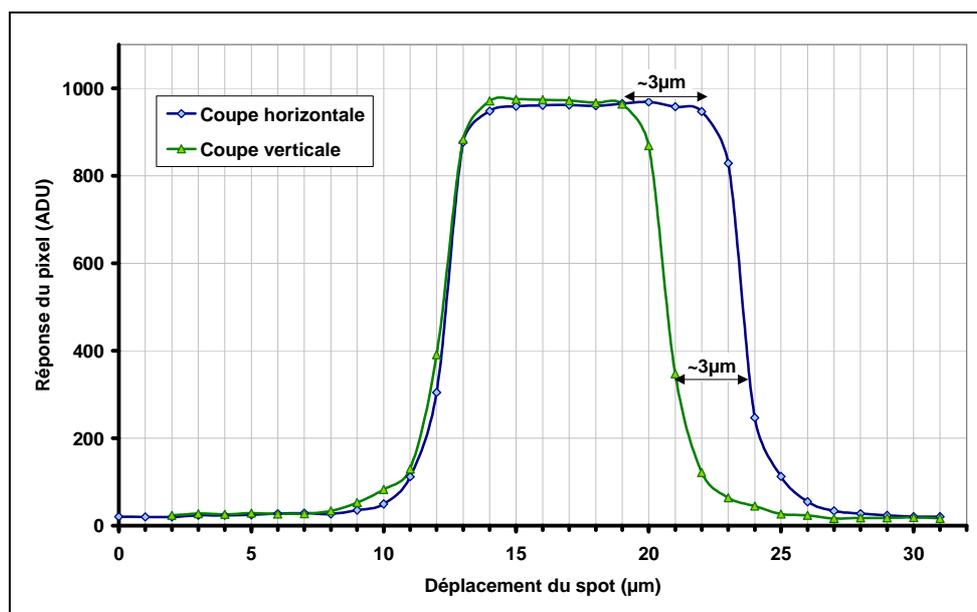


Figure 7 : Superposition des scans unidirectionnels à 500nm

Les 3 μm de décalage annotés sur la figure correspondent à peu près à la dimension de la zone active. Il est très difficile, en utilisant cette technique de mesure, de réaliser une cartographie bidimensionnelle complète d'un noyau de pixel. En effet, les résultats obtenus dépendent fortement de la taille du spot et il est nécessaire de conserver une bonne focalisation pour la garder constante. I.Scherback et O.Yadid-Pecht arrivent à trouver une valeur de longueur de diffusion effective des porteurs photogénérés à partir de ce type de coupe issue d'un scan en deux dimensions [1]. Ils utilisent cependant un spot de 0.5 μm avec une longueur d'onde de 600nm, ce qui leur permet d'obtenir une bonne résolution tout en se plaçant à une longueur d'onde telle que le phénomène de diffusion soit bien visible.

Nous ne pouvons pas actuellement atteindre ces niveaux de résolution puisque nous sommes limités par la diffraction de l'objectif. L'augmentation de la longueur d'onde implique donc une augmentation de la taille du spot. De plus, la réalisation d'un scan en deux dimensions implique une maîtrise parfaite de la focalisation en tout point et, afin de pouvoir faire une corrélation entre la topologie du pixel et ses niveaux de réponse, il est nécessaire de connaître avec précision les positions du spot à l'intérieur de celui-ci. Il faut donc employer un système permettant à la fois d'éclairer très ponctuellement et très précisément une zone du pixel et de relever sa réponse ; ceci est réalisable en utilisant l'optique en champ proche (qui n'est pas limitée par la diffraction) couplée à un système comme la microscopie à force atomique [2].

Nous ne possédons pas actuellement un tel système mais l'étude des pixels de test va tout de même pouvoir nous fournir des informations autant sur la sensibilité intra-pixel que sur les phénomènes de diffusion.

3. Etude de la sensibilité intra-pixel

3.1. Principe du calcul d'EDS

L'efficacité de détection spectrale (EDS) est définie comme le rapport du nombre d'électrons collectés sur le nombre de photons incidents. La mesure d'EDS consiste à éclairer uniformément le détecteur avec un rayonnement de longueur d'onde connue. Un radiomètre calibré nous permet de mesurer le nombre de photons par seconde atteignant la surface du détecteur. Connaissant le facteur de conversion des pixels, mesuré séparément, on peut calculer le nombre d'électrons qui ont été collectés.

Afin d'évaluer la part relative de chaque zone du pixel dans sa réponse, nous considérons que tous les pixels ont reçu le même nombre de photons. On calcule ainsi l'EDS sur la surface entière du pixel quelle que soit la superficie recouverte de métal.

3.2. Résultats des mesures d'EDS sur les pixels tests

3.2.1. EDS des pixels dont la zone photosensible n'est pas métallisée

Les pixels du groupe 1 ne sont métallisés que sur leur zone active. La figure 8 représente la réponse relative des pixels 2 à 8 en fonction de celle du pixel de référence (pixel 1, entièrement découvert).

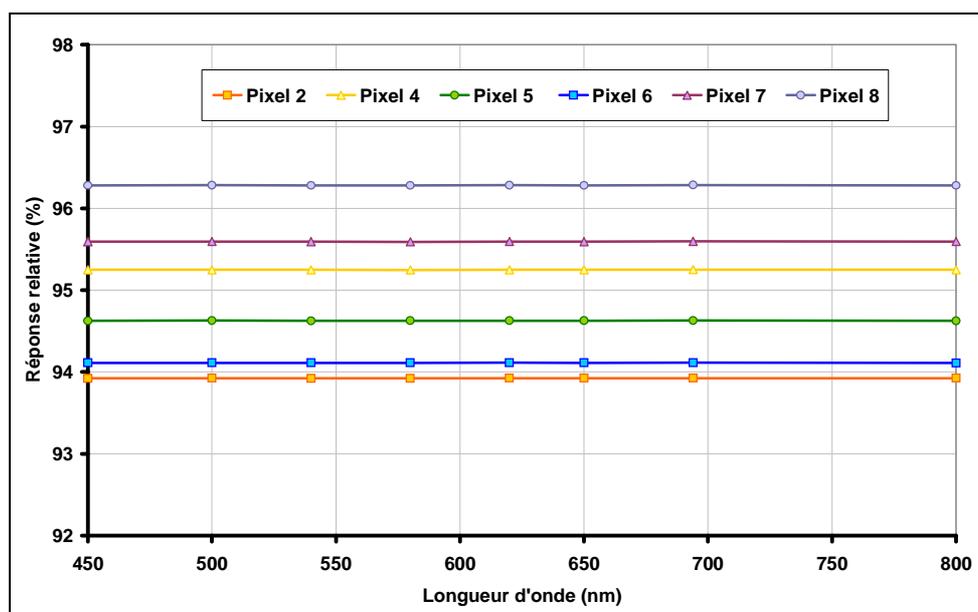


Figure 8 : Réponse relative des pixels tests dont la zone photosensible est laissée découverte (matrice CIS puce n°1) par rapport à celle du pixel 1 de référence (qui représente 100%)

La réponse relative du pixel 2, qu'on s'attend à voir plus basse étant donné que la superficie réellement éclairée de ce pixel est la plus faible (sa zone active est entièrement couverte), est très proche de celle du pixel 6. On remarque toutefois que toutes ces courbes ont la même allure ; la longueur d'onde du rayonnement incident ne semble pas avoir d'influence sur la réponse relative des pixels.

Pour mieux évaluer la participation de chaque zone contenue dans la zone active, nous nous intéressons maintenant aux réponses des pixels dont la zone photosensible est entièrement recouverte (pixels du groupe 2).

3.2.2. EDS des pixels dont la zone photosensible est métallisée

La zone active du pixel 3 est laissée complètement découverte ; nous calculons donc la réponse relative des pixels 9 à 13 par rapport à celle du pixel 3 (figure 9).

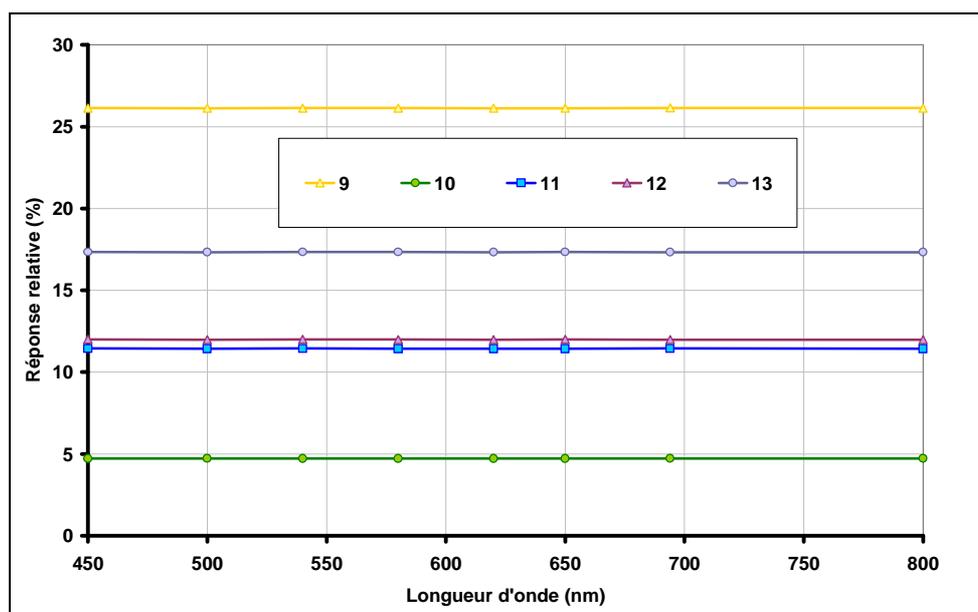


Figure 9 : Réponse relative des pixels tests dont la zone photosensible est partiellement couverte (matrice CIS puce n°1) par rapport à celle du pixel 3 de référence (qui représente 100%)

La surface non couverte par la couche de métal de ces pixels est à peu près équivalente (entre $6.3\mu\text{m}^2$ et $7.6\mu\text{m}^2$) pourtant il existe des différences notables dans leur niveau d'EDS.

Les pixels 9 et 13 présentent les réponses les plus élevées. Les parties de la zone active de ces deux pixels qui n'ont pas été couvertes ne contiennent pas de transistors donc pas de jonctions et de

polysilicium. Les couches superficielles ne contiennent donc que de l'oxyde épais (Fox) et par endroit du métal (passage des rails de polarisation), tel que présenté sur la figure 10.

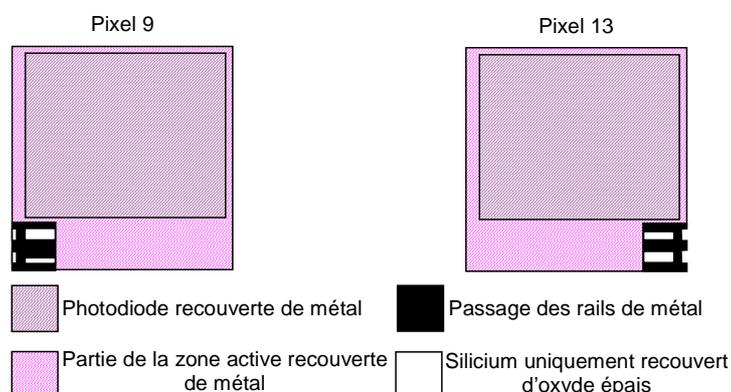


Figure 10 : Illustration des zones uniquement recouvertes d'oxyde épais sur les pixels 9 et 13 de la matrice CIS

On remarque dans le pixel 9 une surface de silicium uniquement recouvert d'oxyde épais proche de la photodiode, donc de la zone de collection du pixel. Dans le pixel 13, cette même zone a une superficie moins importante, ce qui peut expliquer que sa réponse soit plus basse.

Dans les pixels 10, 11 et 12 ce sont respectivement les parties contenant les transistors de reset, suiveur et de sélection qui peuvent recevoir le rayonnement incident. Leur réponse plus faible peut s'expliquer par la présence de couches de siliciures sur les grilles et jonctions. Ces matériaux étant quasiment opaques aux longueurs d'onde du visible, seule une faible superficie de silicium est sensible au rayonnement. De plus, de par la présence des jonctions près des lieux de création potentielle de charges photogénérées, celles-ci peuvent être collectées dans la zone active (par les jonctions) et non dans la photodiode.

On retrouve sur tous les pixels du groupe 2 la même forme de réponse relative que pour les pixels du groupe 1, à savoir que la longueur d'onde ne semble pas avoir d'influence sur le mécanisme de collection latérale. J.Soo.Lee a réalisé une étude expérimentale de cette réponse périphérique [3]. Des structures de tests avaient été spécifiquement dédiées à cette mesure : elles consistaient en un ensemble de photodiodes $N^+/Pepi$ mises en parallèle et dont la distance entre elles variait d'une structure à l'autre. Il remarquait une augmentation du photocourant avec la distance séparant les photosites, ce qui traduit la présence de collection latérale. Cependant, il n'apparaissait pas de différence notable entre les résultats obtenus à 440nm, 540nm et 640nm ; la réponse périphérique ne semblait donc pas dépendre de la longueur d'onde.

4. Quantification de la diaphonie

4.1. Principe de la mesure de diaphonie

Afin d'évaluer la quantité de charges susceptibles de diffuser vers un pixel voisin de celui dans lequel elles ont été créées, nous utilisons les motifs métalliques initialement conçus pour la mesure de FTM par bord de plage ainsi que les pixels tests situés au centre du motif slanted-edge.

La figure 11 représente les localisations des pixels utilisés sur les motifs métalliques ainsi que la nomenclature utilisée pour décrire les directions de diffusion (utilisée également pour décrire les directions de diffusion dans l'étude portant sur les pixels tests).

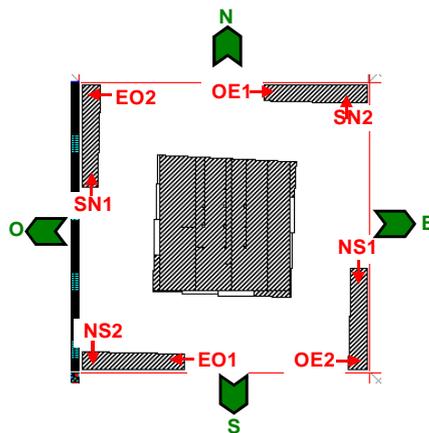


Figure 11 : Localisation des motifs utilisés pour la mesure de diaphonie sur la matrice CIS

Des mesures de réponse en fonction du flux sont réalisées pour chaque longueur d'onde. Le gain de la chaîne de lecture est choisi de telle sorte que le convertisseur analogique-numérique sature avant que le détecteur n'atteigne des tensions situées en dehors de sa zone de linéarité, domaine de validité de la FTM. Nous cherchons à comparer les réponses relatives des pixels métallisés collectant des charges par diffusion par rapport aux pixels non-métallisés dans lesquels elles ont été créées. La figure 12 représente les réponses des pixels utilisés pour la quantification de la diffusion NS1.

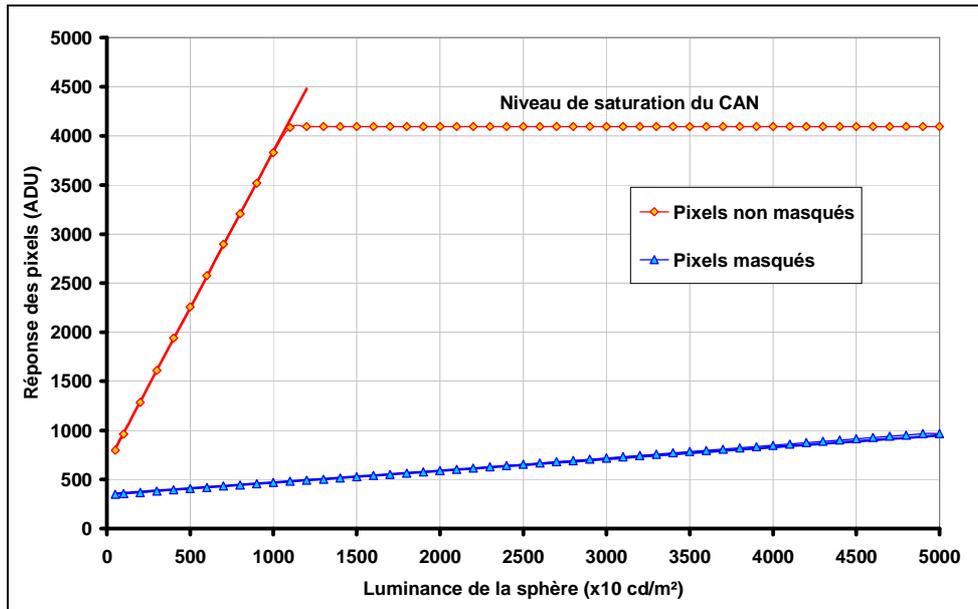


Figure 12 : Réponses moyennes des pixels métallisés et non-métallisés en fonction du flux ($\lambda=540\text{nm}$)

Un fit polynomial d'ordre 1 réalisé avec Matlab permet de calculer les pentes de réponse. En divisant la pente des pixels métallisés par celle des pixels non-métallisés on obtient la proportion de charges qui ont diffusé vers les pixels métallisés, c'est à dire la diaphonie.

4.2. Evaluation de la diaphonie sur les motifs bord de plage

Les motifs bord de plage contiennent des fronts parfaitement rectilignes sur plusieurs pixels adjacents (figure 13). Afin de faire une meilleure évaluation de la diaphonie, on moyenne les réponses de 7 pixels adjacents en ligne (pour les diffusions verticales) ou en colonne (pour les diffusions horizontales).

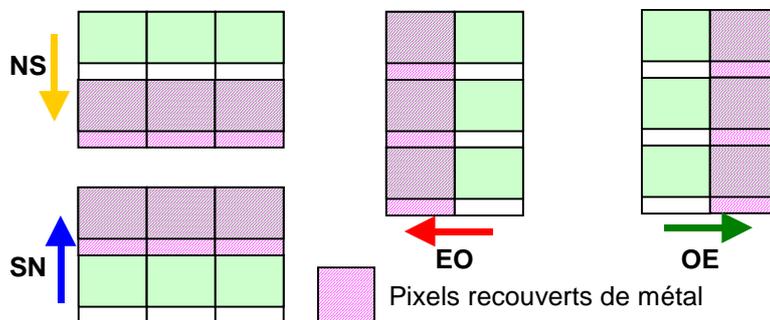


Figure 13 : Nomenclature utilisée pour l'évaluation de la diaphonie sur les motifs bord-de-plage

Cette évaluation a été réalisée pour sept longueurs d'onde, variant de 500 à 800nm. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 14.

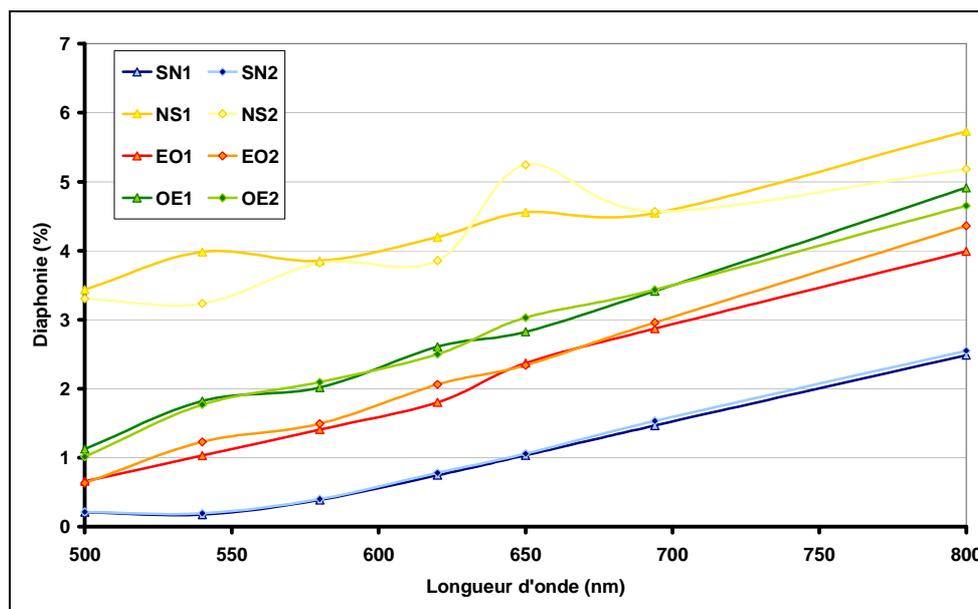


Figure 14 : Evaluation de la diaphonie sur les motifs bord de plage de la matrice CIS (puce n°1)

Mis à part la diffusion NS où les deux zones étudiées peuvent donner des résultats très différents, les courbes obtenues pour chaque direction de diffusion sont très proches sur chacune des zones.

Les directions de diaphonie horizontales (EO et OE) ont une tendance rectiligne sur toute l'étendue spectrale considérée. On remarque également une légère dissymétrie, les courbes obtenues dans la direction OE étant légèrement supérieures à celles dans la direction EO.

La courbe de réponse dans la direction SN est plus basse que les deux directions horizontales. De plus, elle montre également une tendance rectiligne mais uniquement à partir de 540nm.

La diaphonie la plus importante est obtenue dans la direction NS, ce qui laisse penser que les charges créées dans la zone active ont tendance à diffuser vers la photodiode située en dessous, appartenant donc à un autre pixel.

Pour valider ces résultats, nous avons réalisé les mêmes séries de mesure sur une autre puce de la même matrice. Ils sont présentés sur la figure 15.

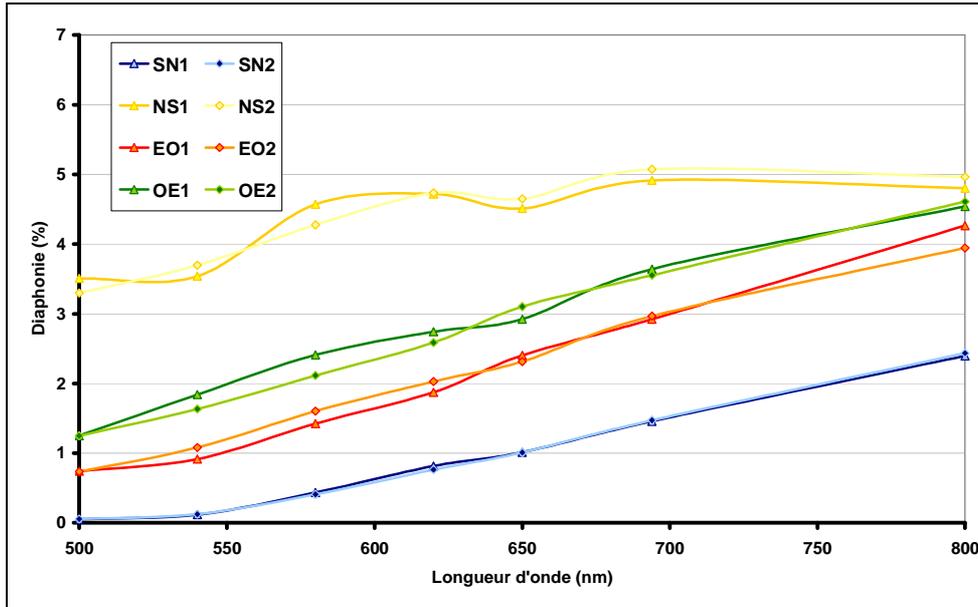


Figure 15 : Evaluation de la diaphonie sur les motifs bord de plage de la matrice CIS (puce n°2)

Les tendances et les niveaux de signal sont très proches de ceux obtenus sur la puce n°1, confirmant les premiers résultats.

Afin de mieux visualiser les tendances de chaque diffusion, les valeurs obtenues pour chaque couple de direction (OE1 et OE2, EO1 et EO2,...) sur la puce n°1 sont moyennées (figure 16).

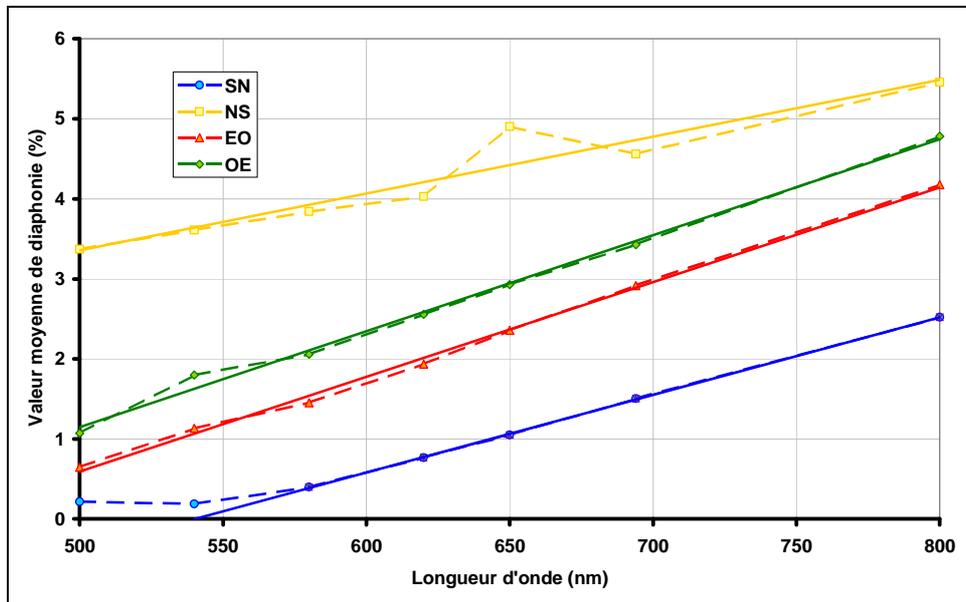


Figure 16 : Valeurs moyennes des diaphonies mesurées et fittées sur les motifs bord de plage de la matrice CIS (puce n°1)

Chacune de ces courbes peut être fittée par un polynôme d'ordre 1 ; le tableau suivant donne les valeurs des pentes de ces droites.

Horizontal (%/nm de longueur d'onde)		Vertical (%/nm de longueur d'onde)	
OE	EO	NS	SN
0.0120	0.0118	0.0071	0.0097

Les diffusions horizontales présentent des pentes en fonction de la longueur d'onde équivalentes, malgré qu'elles n'aient pas le même niveau (moins de 1% d'écart). Il n'en est pas de même pour les deux diffusions verticales où l'écart entre les pentes est dix fois plus important qu'en horizontal et où on note 3% d'écart entre les valeurs.

Afin d'affiner ces premiers résultats, nous nous intéressons maintenant aux réponses des pixels entourant les pixels tests.

4.3. Evaluation de la diaphonie sur les pixels tests

Les pixels tests sont, sauf pour le pixel 1 qui sert de référence, partiellement recouverts de métal. Par contre, les pixels qui les entourent sont entièrement masqués. On peut ainsi étudier la réponse d'un noyau de pixels dont seul un d'entre eux (le pixel central) est soumis à l'éclairement (figure 17).

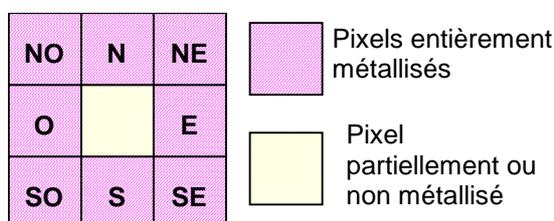


Figure 17 : Nomenclature des pixels dans les noyaux utilisés pour l'évaluation de la diaphonie

Les pixels non adjacents au pixel central ne montrant pas d'augmentation de réponse en fonction du flux, nous réalisons l'étude sur un noyau de 3x3 pixels. Nous appelons noyau Ni le noyau dont le pixel central est le pixel test i. Les pixels du noyau sont désignés par leur orientation relative au pixel central. Le principe d'évaluation de la diaphonie est le même que lors de l'étude réalisée sur les motifs bord de plage, à savoir que l'on calcule le rapport entre les pentes de réponse des pixels métallisés et du pixel central. Tous les calculs sont effectués sur la puce n°1.

4.3.1. Etude de la diffusion sur un noyau dont le pixel central est entièrement découvert

Le pixel central du noyau N1 est entièrement découvert. Les résultats de diaphonie sur ce noyau doivent donc être à peu près semblables à ceux obtenus sur les motifs bord de plage. Ils sont présentés sur la figure 18.

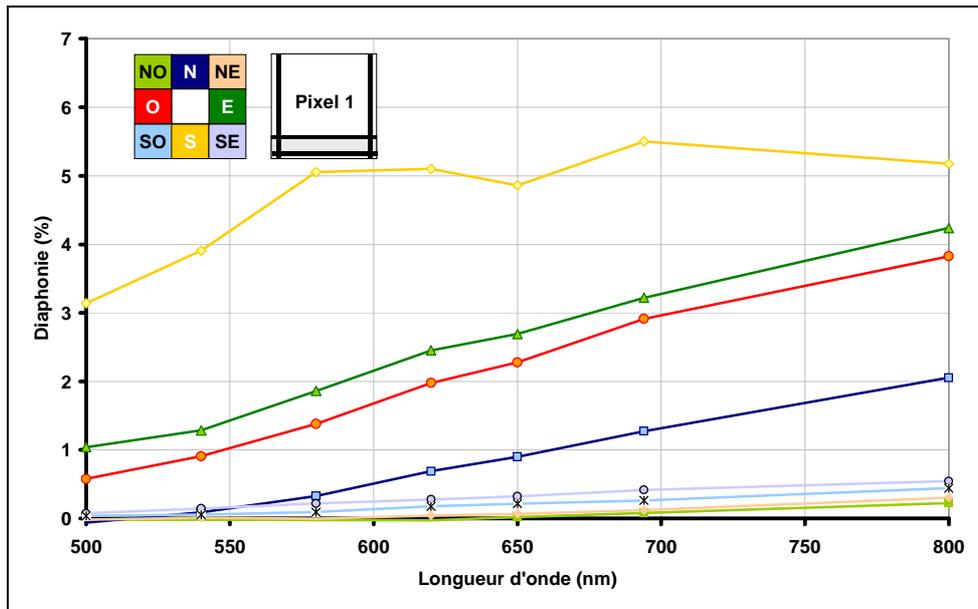


Figure 18 : Evaluation de la diaphonie sur le noyau N1 de la matrice CIS (puce n°1)

On retrouve les mêmes tendances que lors de l'étude sur les motifs bord de plage. La diffusion NS est la plus importante puisque le pixel S présente le plus fort taux de diaphonie. La faible dissymétrie entre les deux directions de diffusion horizontales est toujours présente et le pixel N ne reçoit qu'une faible proportion de charges.

Les pixels situés en diagonale par rapport au pixel central ne montrent qu'une faible réponse (<1%). Il semble que les pixels SO et SE reçoivent plus de charges que les pixels NO et NE.

Afin de vérifier que les dissymétries remarquées ne venaient pas d'un effet de diaphonie optique liée à une inclinaison du détecteur par rapport à la direction du rayonnement, nous avons tourné celui-ci d'un angle de 180° et refait les mesures à 580 et 694nm (figure 19).

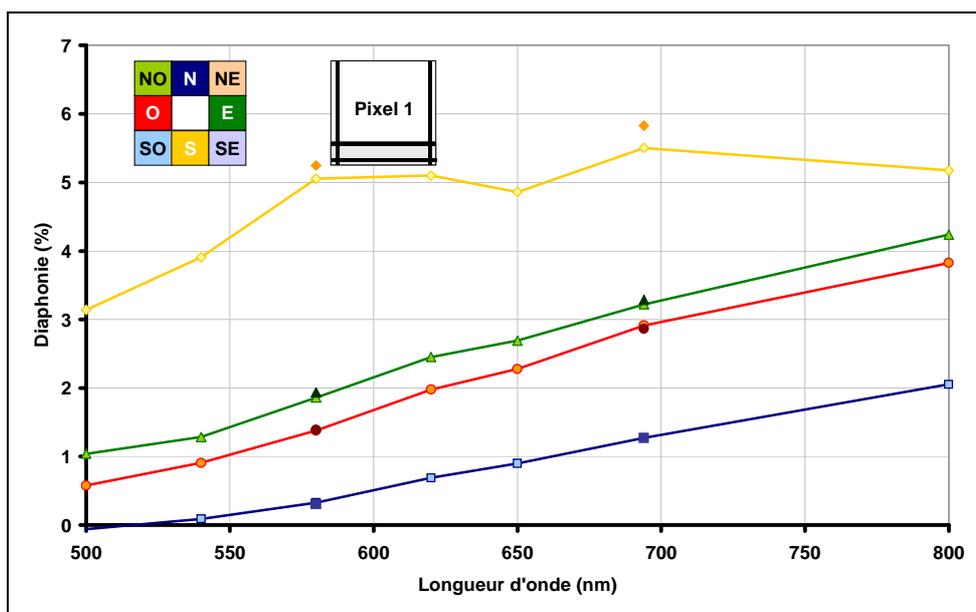


Figure 19 : Vérification des valeurs de diaphonie obtenues sur le noyau N1 en tournant le détecteur d'un angle de 180° par rapport à sa position initiale (matrice CIS puce n°1)

Les valeurs de diaphonie supplémentaire obtenues après avoir tourné le détecteur de 180° sont quasiment confondues avec les valeurs initiales, sauf dans la direction NS où elles sont légèrement supérieures. Les dissymétries ne sont donc pas dues à la diaphonie optique. Des mesures effectuées par J.S Lee sur des détecteurs CMOS du commerce, utilisant un spot dont la dimension était équivalente à celle des pixels étudiés montraient également une dissymétrie de réponse des pixels voisins [4].

La répartition des charges sur le noyau N1 laisse supposer que la zone active a une part importante dans le mécanisme de diffusion. L'étude des noyaux N2 et N3 doit nous permettre de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse.

4.3.2. Etude de la participation de la zone active à la diffusion

Les pixels 2 et 3 ont pour le premier la zone active métallisée et pour le second la zone photosensible métallisée. Ils permettent ainsi d'évaluer la participation de la zone active au mécanisme de diffusion.

La réponse des pixels du noyau N2 est représentée sur la figure 20.

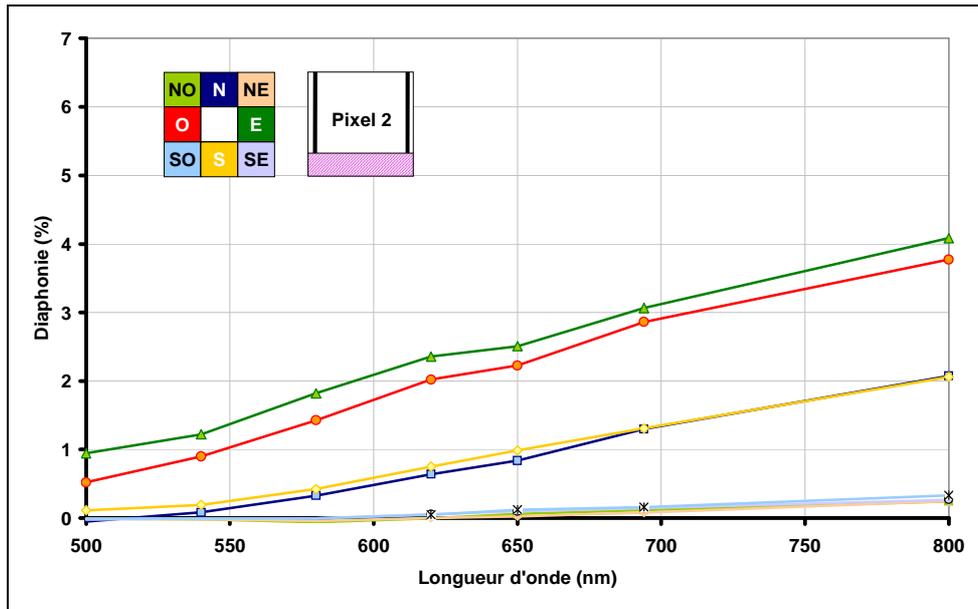


Figure 20 : Evaluation de la diaphonie sur le noyau N2 de la matrice CIS (puce n°1)

En comparant ces résultats à ceux obtenus sur le noyau N1, on voit que les deux diffusions horizontales conservent la même tendance et leur niveau n'est que très légèrement atténué. La différence sur les diffusions verticales est très prononcée. Alors que la réponse du pixel N n'est pas modifiée par la métallisation de la zone active, celle du pixel S est diminuée de plus d'un facteur 2. Les deux directions de diffusion se retrouvent quasiment confondues. En effet, de part la métallisation de la zone active, la création de charges n'a lieu que dans la partie photosensible du pixel (figure 21).

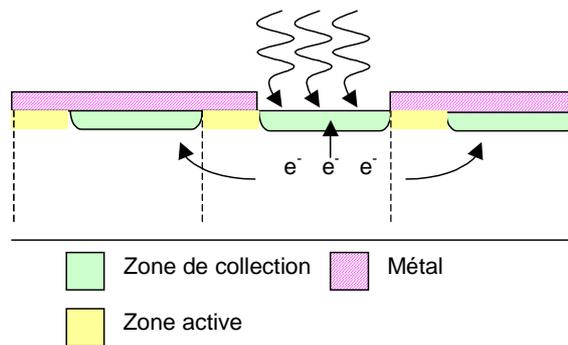


Figure 21 : Création de charges dans un pixel dont la zone active est métallisée

La distance séparant le lieu de création des électrons des zones photosensibles des pixels voisins est la même dans les deux directions. La probabilité de collection par les deux pixels adjacents est donc équivalente.

L'étude du noyau N3 sur lequel seule la zone active du pixel central peut recevoir le rayonnement doit nous permettre d'évaluer la participation de cette zone dans le mécanisme de diffusion. Les résultats sont présentés sur la figure 22.

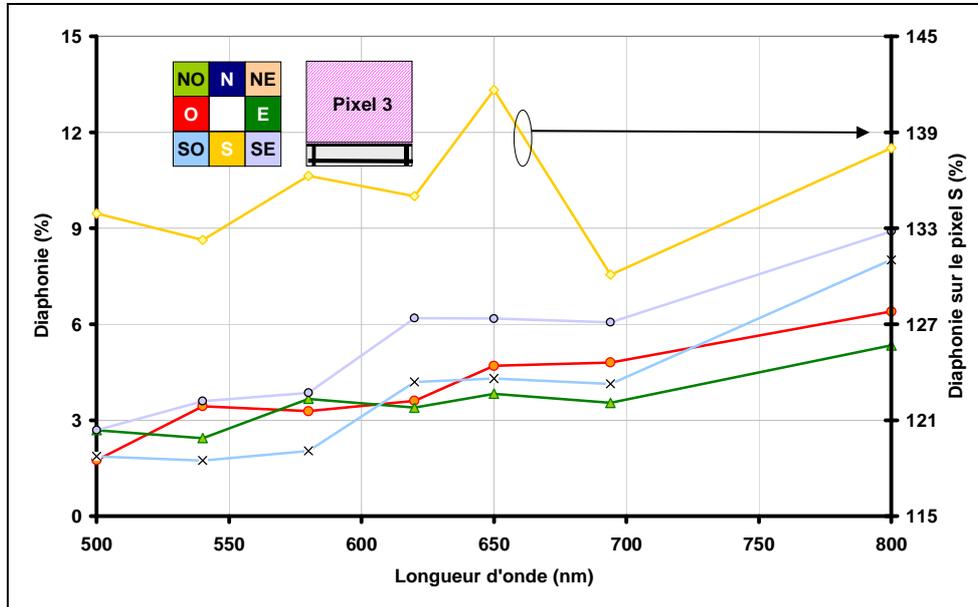


Figure 22 : Evaluation de la diaphonie sur le noyau N3 de la matrice CIS (puce n°1)

La réponse du pixel O est globalement plus importante que celle du pixel E, ce qui est contraire à ce que l'on avait trouvé jusqu'alors. De plus, on ne peut plus facilement assimiler ces courbes à des droites. On peut donc penser que le mécanisme de diffusion n'est pas le même dans la zone active que dans la zone photosensible.

On remarque que la réponse du pixel S est plus importante que celle du pixel central, le rapport des pentes étant supérieur à 100%. On voit également apparaître un terme de diffusion non-négligeable sur les pixels SO et SE. Il serait donc intéressant d'évaluer la diffusion issue de différentes parties de la zone active, ce pour quoi nous réalisons la même étude sur les pixels des noyaux N9 à N13.

4.3.3. Etude de l'influence de chaque partie de la zone active sur la diffusion

L'étude des noyaux N9 à N13 sur lesquels seule une partie de la zone active est soumise au rayonnement doit nous permettre de localiser d'où proviennent les charges qui sont collectées par le pixel situé en dessous du pixel central (pixel S). La figure 23 représente la proportion de charges reçues par ce pixel pour les cinq noyaux.

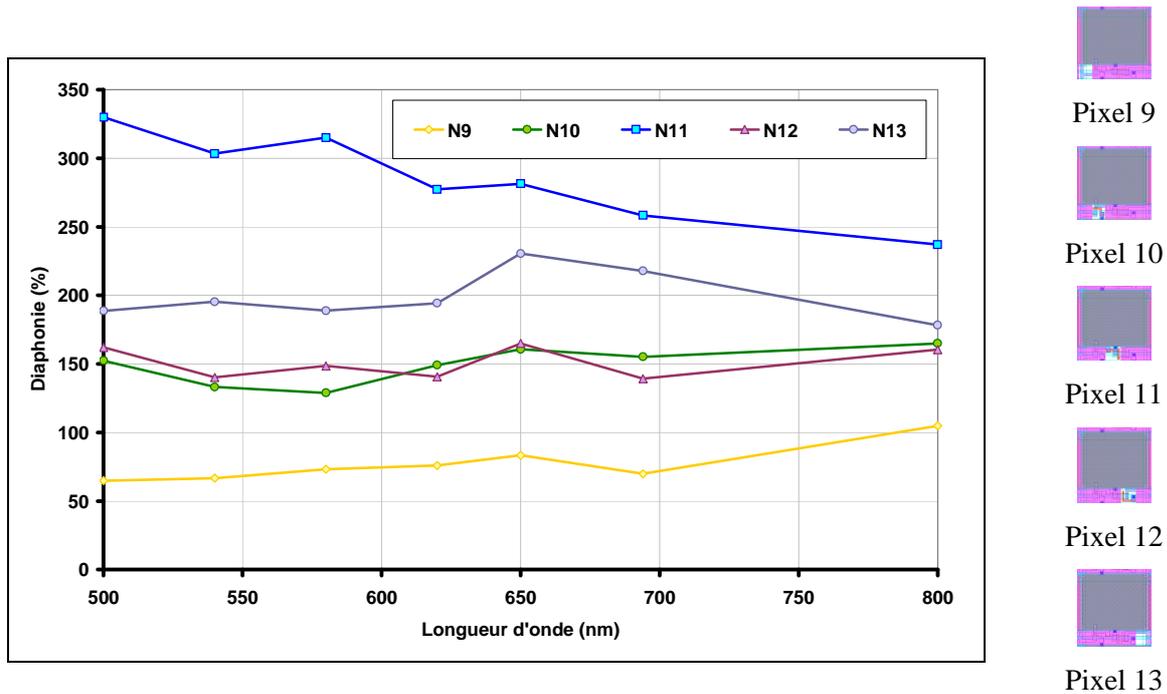


Figure 23 : Réponse relative du pixel situé en dessous du pixel central lorsque différentes parties de la zone active de ce dernier sont soumises au rayonnement (matrice CIS puce n°1)

Sur le noyau N11, la partie de la zone active qui reçoit le rayonnement contient le transistor suiveur donc une jonction polarisée à V_{DD} et une grille en polysilicium (ainsi que des rails et des contacts métalliques). On voit sur la courbe que l'éclairage de cette zone crée une réponse importante du pixel situé en dessous. La topologie de cette partie de la zone photosensible est semblable à celle laissée découverte sur le pixel test 13, à savoir qu'une partie importante de silicium uniquement recouvert d'oxyde épais est proche du pixel situé en-dessous (figure 10). Ceci peut expliquer la forte proportion de charges recueillies par ce pixel. Il faut également souligner que la réponse relative de ce pixel par rapport au pixel central décroît avec la longueur d'onde.

Sur les noyaux N10 et N12, sur lesquels la partie éclairée de la zone active contient également des transistors, le pixel situé en dessous reçoit aussi plus de charges que le pixel central, mais beaucoup moins que pour le noyau 11.

Les parties de la zone active éclairée pour les pixels centraux des noyaux N9 et N13 ne contiennent pas de transistors. On rappelle qu'en terme d'EDS calculée sur la réponse du pixel central, le noyau N9 apportait plus de charges que le noyau N13, contrairement à ce que l'on peut voir sur le pixel S.

Sur les noyaux N10 à N12, seule la réponse du pixel situé en-dessous du pixel central variait en fonction du flux. Par contre, sur les noyaux N9 et N13, on voit une répartition des charges sur les pixels adjacents. Leurs réponses relatives à celle du pixel central sont représentées sur la figure 24.

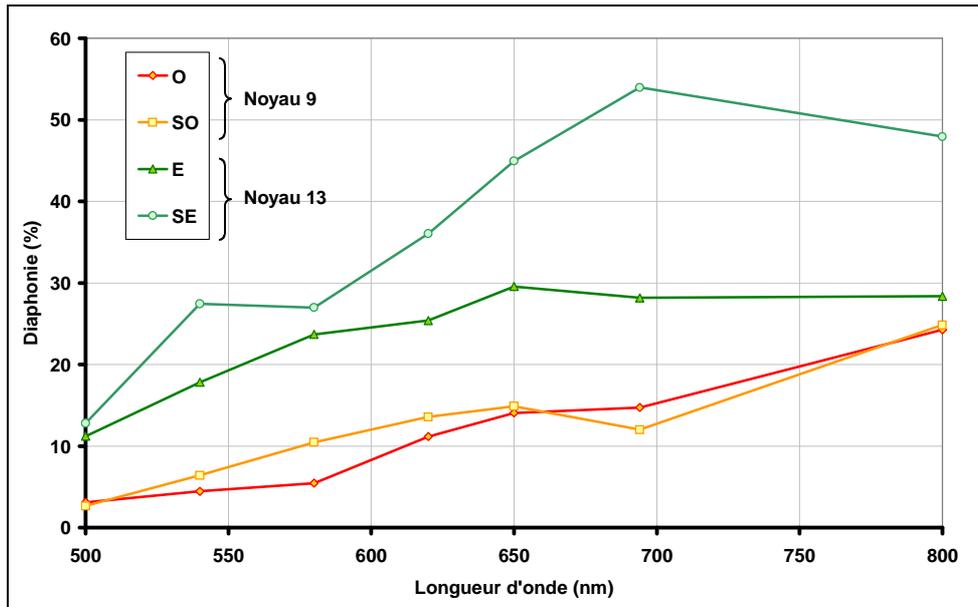


Figure 24 : Réponse relative des pixels adjacents au pixel central sur les noyaux N9 et N13 (matrice CIS puce n°1)

On retrouve ici la dissymétrie remarquée sur les diffusions horizontales lors de l'étude de noyau N1 mais aussi l'augmentation de la réponse relative avec la longueur d'onde.

Pour mieux comparer la participation de chaque partie de la zone active à la réponse du pixel et de ses voisins, nous ajoutons toutes les contributions obtenues sur les pixels du noyau c'est à dire :

- pixel central + pixel S pour les noyaux N10 à N12
- pixel central + pixels S, O et SO pour le noyau N9
- pixel central + pixels S, E et SE pour le noyau N13

Les résultats sont présentés sur la figure 25 en terme réponse relative de chacun des noyaux 9 à 13, calculée par rapport à la réponse du noyau N3.

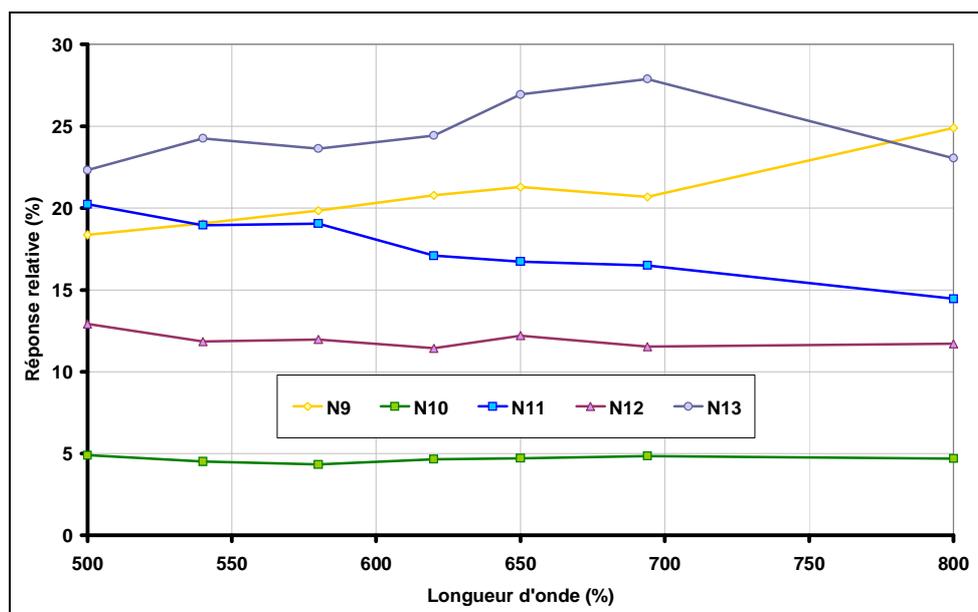


Figure 25 : Somme des réponses des pixels des noyaux N9 à N13 exprimée en terme d'EDS ramenée à la surface non recouverte de métal de masquage (matrice CIS puce n°1)

Les noyaux ayant les réponses les plus hautes sont les noyaux N9 et N13, sur lesquels les parties de la zone active éclairées ne contiennent pas de transistors. La surface de silicium uniquement recouverte d'oxyde épais est donc importante. En faisant l'hypothèse que les niveaux de métal M1 et M2 sont totalement opaques ainsi que les jonctions et grilles (à cause des siliciures), les pixels centraux des noyaux N9 et N13 sont bien ceux susceptibles de recevoir le plus de photons en surface du silicium. Les pixels centraux des noyaux N10 et N12 contenant grille, jonction, rails et contacts présentent une très faible surface capable de transmettre le flux. Il est donc logique que leur réponse relative soit plus basse. La topologie de la zone non recouverte de métal de masquage sur la pixel central du noyau 11 fait qu'une surface non-négligeable de silicium n'est recouverte que d'oxyde épais ; ceci peut expliquer la réponse élevée de ce noyau. Cependant, cette zone contenant également une jonction polarisée en permanence à V_{DD} , on aurait pu penser que les charges générées pouvaient y être collectées, ce qui se serait traduit par un écart important entre le noyau N13 et le noyau N11. Même s'il existe un écart, il peut aussi s'expliquer par la différence de surface réellement transmissive.

4.4. Conclusions sur l'étude de la diaphonie

Les études réalisées sur les motifs bord de plage et sur les noyaux ont permis de quantifier la participation de la zone active à la réponse du pixel et à celle de ses voisins. L'éclairage de cette zone amène une forte dissymétrie dans les valeurs de diaphonie obtenues dans les deux directions verticales. Par contre, dès que celle-ci est masquée, les courbes obtenues dans les quatre directions montrent une tendance linéaire, c'est-à-dire que les valeurs de diaphonie sont proportionnelles à la

longueur d'onde du rayonnement incident. Des tendances similaires ont déjà été obtenues en simulation et mesures sur des structures de test CCD [5] et en simulations de pixels CMOS sur substrat P par calcul de photocourant [6]. Ces dernières étaient réalisées sur une structure de 2x2 pixels de topologie rectangulaire, donc équivalente à celle des pixels de la matrice CIS (figure 26).

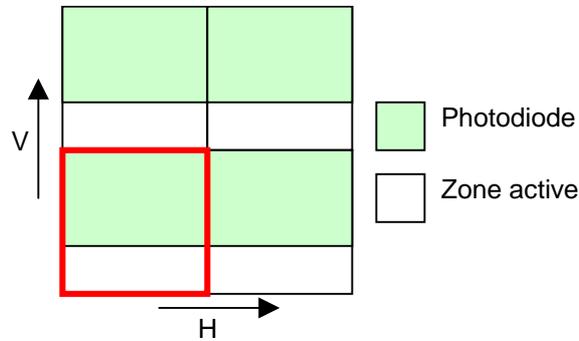


Figure 26 : Illustration de la structure utilisée pour simulation du crosstalk par H.Mutoh [6]

Les résultats de simulation montraient, outre une tendance linéaire, une différence notable entre les valeurs de diaphonie horizontale, verticale et diagonale. Les plus fortes valeurs étaient obtenues dans la direction horizontale, ce qui correspond à ce que nous avons trouvé dans notamment dans l'étude du noyau 1 en comparant les valeurs obtenues en horizontal à celle trouvées sur le pixel situé au-dessus du pixel central.

Les niveaux de diaphonie atteints sont très faibles, même à 800nm, ce qui peut s'expliquer par le fait que nous avons utilisé un détecteur employant une technologie dédiée aux capteurs d'images.

5. Comparaison entre les mesures de diaphonie et de FTM

Nous utilisons pour cette comparaison les FTM mesurées à l'aide du motif on-chip permettant la mesure par la méthode du slanted-edge. Nous rappelons que ces résultats ont été validés par des mesures réalisées avec les mire sinusoidales et slanted-edge (cf. Chapitre 4, §5.3).

La figure 27 représente la FTM obtenue dans la direction horizontales pour des longueurs d'onde comprises entre 500 et 800nm, à quoi nous avons superposé la FTM d'intégration théorique, calculée uniquement à partir des dimensions de la zone photosensible non recouvertes par les rails de métal.

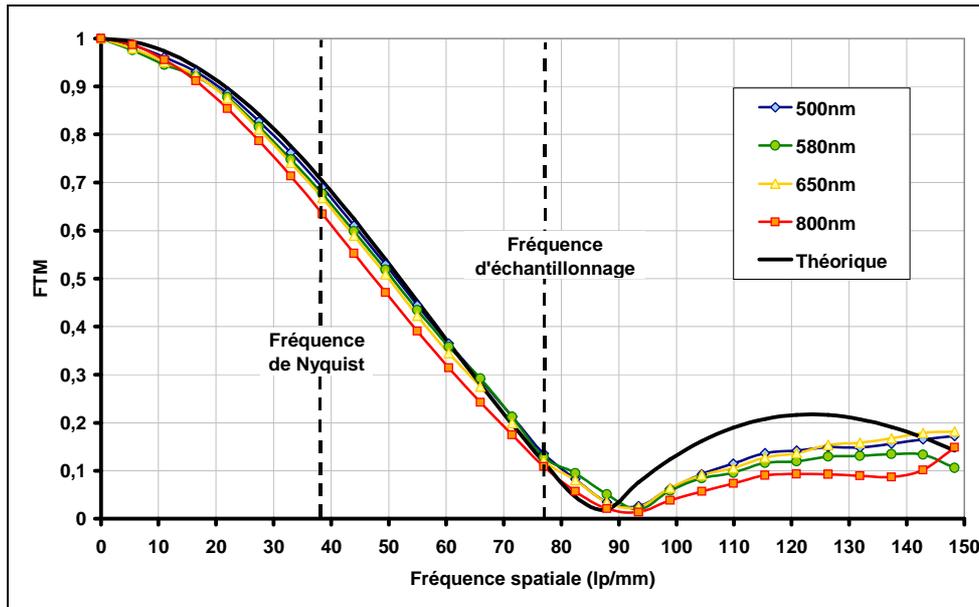


Figure 27 : Comparaison des FTM horizontales mesurées sur la matrice CIS pour quatre longueurs d'onde avec la FTM d'intégration théorique

Les courbes de FTM obtenues à 500nm, 580nm et 650nm sont très proches des valeurs théoriques de la FTM d'intégration. Seule la FTM à 800nm est nettement plus basse. L'écart est plus marqué sur la comparaison des FTM verticales avec la FTM d'intégration théorique selon cette direction (figure 28).

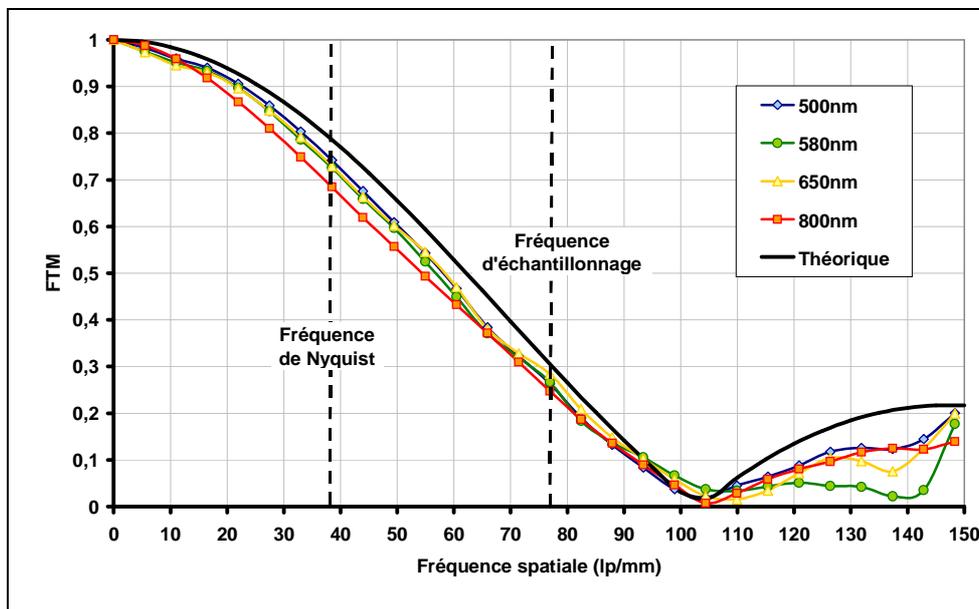


Figure 28 : Comparaison des FTM verticales mesurées sur la matrice CIS pour quatre longueurs d'onde avec la FTM d'intégration théorique

Nous avons vu lors de l'étude de la diaphonie que les deux directions de diffusion verticales avaient des niveaux de diffusion très différents avec une diaphonie maximale atteinte dans la direction NS. Ceci peut expliquer que les FTM mesurées se démarquent très nettement de la FTM d'intégration théorique, même à 500nm.

Les figures 29 et 30 représentent les valeurs de FTM mesurées à la fréquence de Nyquist en fonction de la longueur d'onde et en fonction des valeurs de diaphonie mesurées dans les directions OE et NS.

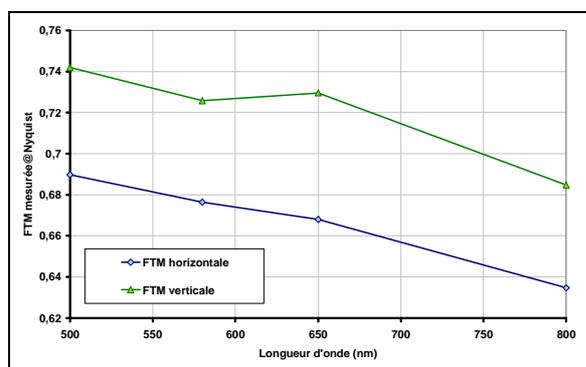


Figure 29 : FTM mesurée à la fréquence de Nyquist en horizontal et en vertical en fonction de la longueur d'onde (matrice CIS puce n°1)

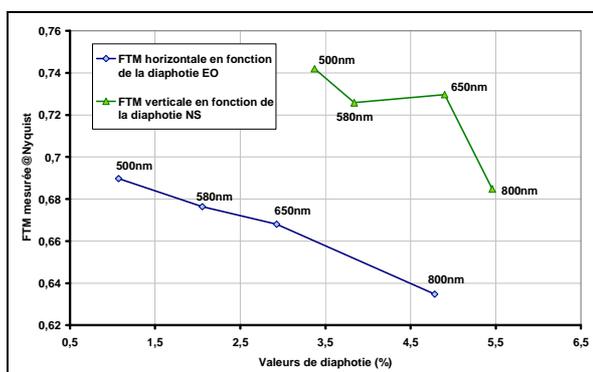


Figure 30 : FTM mesurée à la fréquence de Nyquist en horizontal et en vertical en fonction des valeurs de diaphonie (matrice CIS puce n°1)

Sur les mesures effectuées dans la direction horizontale, on trouve une tendance quasi linéaire des valeurs de FTM mesurées à la fréquence de Nyquist en fonction de la longueur d'onde ainsi qu'en fonction de la diaphonie. Par contre, les courbes en vertical ne montrent pas de tendance particulière.

6. Conclusion

L'étude de la sensibilité intra-pixel ainsi que de la diaphonie ont montré une forte participation de la zone active, particulièrement dans les phénomènes de diffusion. Les valeurs de FTM mesurées sur ce détecteur sont très proches des valeurs théoriques de la FTM d'intégration ce qui n'est pas étonnant étant donné le faible niveau de diaphonie mesuré, même à 800nm. On rappelle que ce détecteur emploie une technologie dédiée aux capteurs d'images pour laquelle la collection des photocharges est optimisée, ce qui peut expliquer ses fortes performances en terme de FTM.

On peut toutefois trouver des solutions afin d'approcher les limites théoriques de la FTM d'intégration de ce détecteur. On a vu que le masquage de la zone active améliorerait significativement la diffusion en vertical, tout en ne diminuant que faiblement l'efficacité de détection spectrale du pixel. Celle-ci étant elle aussi élevée, on peut envisager, dans un but d'amélioration de la qualité de l'image, de masquer les zones actives de tous les pixels du détecteur. C'est une technique déjà employée dans ce but autant sur des pixels CCD [7] que sur des pixels CMOS. Cependant, la hauteur de ce masquage peut influencer sur la diaphonie optique et il est préférable de masquer au plus près du silicium pour s'en prévenir [6] [8]. Il peut aussi amener à une réduction de l'efficacité de détection, particulièrement pour les angles d'incidence élevés, à cause du phénomène de vignettage [9]. Etant donné que nous avons employé le niveau de métal le plus haut pour réaliser le masquage des pixels, il est très probable qu'il y ait une

contribution de diaphonie optique dans les valeurs de diffusion mesurée. Nous avons tout de même vérifié que l'angle d'incidence du flux ne modifiait pas les valeurs obtenues sur les quatre directions de diffusion principale en tournant le détecteur de 180°. Il serait intéressant d'effectuer une étude similaire sur un détecteur où on emploierait un niveau de masquage beaucoup plus bas. L'utilisation d'une technologie standard nous permettrait aussi de quantifier les phénomènes de diffusion dans un détecteur non optimisé pour l'imagerie.

L'utilisation de micro-lentilles permet aussi de diminuer fortement la diaphonie [6] en focalisant le flux au centre de la zone photosensible des pixels [10] ce qui améliore considérablement les performances des détecteurs tant en efficacité de collection qu'en FTM [11]. Une autre technique consiste à employer des matériaux différents dans les couches d'oxyde pour créer un guide permettant d'empêcher les photons incidents d'atteindre un pixel voisin de celui dans lequel ils doivent être absorbés [12] mais elle nécessite l'utilisation d'une technologie spécifique.

Bibliographie

- [1]. I.Scherback, O.Yadid-Pecht, "CMOS APS MTF Modeling", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.48, n°12, Décembre 2001, pp 2710-2715.
- [2]. I.Scherback, O.Yadid-Pecht, "A Unique Sub-micron Scanning System use for CMOS APS crosstalk characterization", Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Digital Photography Applications IV, Proceedings of SPIE-IS&T Electronic Imaging, SPIE Vol.5017, 2003, pp 136-147.
- [3]. J.S.Lee, R.Hornsey, "Analysis of CMOS Photodiode – Part II : Lateral Photoresponse", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.50, n°5, Mai 2003, pp 1239-1245.
- [4]. J.S.Lee, M.E.Jernigan, R.I.Hornsey, "Empirical Characterization of Lateral Crosstalk for CMOS Image Sensors and Deblurring Operations", IEEE workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors, Elmau, Allemagne, 15-17 Mai 2003.
- [5]. J.P.Lavine, W-C.Chang, C.N.Agnastopoulos et al., "Monte Carlo Simulation of the Photoelectron Crosstalk in Silicon Imaging Devices", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.32, n°10, Octobre 1985, pp 2087-2091.
- [6]. H.Mutoh, "3-D Optical and Electrical Simulation for CMOS Image Sensor", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.50, n°1, Janvier 2003, pp 19-25.
- [7]. A.Toyoda, Y.Suzuki, K.Orihara, Y.Hokari, "A Novel Tungsten Light-Shield Structure for High-Density CCD Image Sensors", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.38, n°5, Mai 1991, pp 965-968.
- [8]. M.Furumiya, H.Ohkubo, Y.Muramatsu et al., "High-Sensitivity and No-Crosstalk Pixel Technology for Embedded CMOS Image Sensor", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.48, n°10, Octobre 2001, pp 2221-2227.
- [9]. P.B.Catrysse, X.Liu, A.El Gamal, "QE reduction due to pixel Vignetting in CMOS Image Sensors", Proceedings of SPIE-, SPIE Vol.3965, 2000, pp 420-430.
- [10]. G.Agranov, V.Berezin, R.H.Tsai, "Crosstalk and Microlens Study in a Color CMOS Image Sensor", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.50, n°1, Janvier 2003, pp 4-11.
- [11]. C-S.S.Lin, B.P.Mathur, M-C.F.Chang, "Analytical Charge Collection and MTF Model for Photodiode-Based CMOS Imagers", IEEE transactions on Electron Devices, Vol.49, n°5, Mai 2002, pp 754-761.
- [12]. T.H.Hsu, Y.K.Fang, S.F.Chen, et al., "Light Guide for Pixel Crosstalk Improvement in Deep Submicron CMOS Image Sensor", IEEE Device Letters, Vol.25, n°1, Janvier 2004, pp 22-24.

Conclusion

L'avènement des capteurs d'images matriciels APS réalisés en technologie CMOS a considérablement bouleversé le monde de l'imagerie. Les progrès réalisés depuis le début de leur développement en font aujourd'hui le candidat privilégié pour remplacer le CCD dans de nombreuses applications.

La Fonction de Transfert de Modulation est un critère de qualité de l'image qui s'applique aux systèmes optiques et électro-optiques. Toutefois, de par leur architecture et leur fonctionnement, les capteurs d'images ne remplissent pas pleinement les conditions nécessaires à l'application du concept de FTM. Celle-ci ne doit donc leur être appliquée que dans un domaine limité d'éclairement correspondant au domaine de linéarité du détecteur. La limitation la plus sévère à ce concept est le problème d'isoplanétisme, lié à l'échantillonnage bidimensionnel de la scène. Il n'existe donc pas de FTM unique mais plusieurs FTM, chacune dépendant de la position relative de l'objet par rapport aux pixels. Toutefois, il est possible de découpler les contributions dues au pixel et à l'échantillonnage, ce qui permet d'appliquer la notion de FTM aux pixels.

Les techniques de mesure de la FTM, développées pour les systèmes optiques, doivent tenir compte de ce problème d'isoplanétisme. Les valeurs mesurées peuvent, selon la technique employée, dépendre de la position relative de l'objet. La mise en place d'un banc de mesure a permis d'effectuer les caractérisations de plusieurs détecteurs et de comparer différentes techniques. La procédure de mesure utilisant la méthode normalisée du slanted-edge (norme ISO 12233) permet de s'affranchir des effets de phasage et de donner des résultats rapides. Elle a pu être implémentée directement sur le détecteur et la comparaison des résultats ainsi obtenus avec ceux utilisant des mires en projection montrent une bonne corrélation. Il est donc tout à fait envisageable d'implémenter systématiquement de tels motifs sur les bords des futurs détecteurs pour obtenir quasi-instantanément les valeurs de FTM.

La topologie des pixels joue un rôle très important dans la dégradation de l'image. La FTM va dépendre de la taille et de la forme de la zone photosensible. Sur des topologies simples (carrées ou rectangulaires) la FTM bidirectionnelle peut être écrite comme le produit de deux FTM unidirectionnelles. L'étude de topologies plus complexes a montré que dans ce cas les variables ne peuvent être séparées ce qui conduit ainsi à la non-séparabilité des FTM unidirectionnelles. En d'autres termes, la FTM selon les lignes va dépendre de la FTM selon les colonnes et inversement. Ceci implique qu'une modélisation de la FTM ne peut être réalisée qu'en trois dimensions.

Le modèle de FTM des capteurs d'images, issu de travaux sur les capteurs CCD ne peut être appliqué directement aux capteurs APS. La présence de zones quasi-neutres autour des zones de collection des charges rend les mécanismes de diffusion complexes. Il faut non seulement tenir compte de la diaphonie de diffusion mais aussi de la réponse périphérique des photosites, toutes deux dépendant de la topologie de la zone photosensible.

L'utilisation de procédés CMOS standard dans le développement de capteurs APS amène des performances peu adaptées à des applications en imagerie. Celles-ci peuvent être améliorées de manière considérable par l'utilisation de technologies optimisées, autant du point de vue de la détection photonique que de la qualité de l'image. En effet, la participation de la zone active au signal du pixel ainsi que la diffusion des porteurs sont toutes deux réduites. De ce fait, la contribution majoritaire à la FTM des pixels est donnée par leur topologie.

L'étude de cette technologie a tout de même montré que, même ayant une participation faible au signal du pixel, l'éclairement de la zone active crée une forte dissymétrie dans les valeurs de diaphonie associées. Les charges créées dans cette zone viennent majoritairement des parties où le silicium est uniquement recouvert d'oxyde épais et ont tendance à diffuser vers le pixel voisin. De ce fait, on remarque, dans cette direction, un écart plus important entre la FTM d'intégration théorique et les valeurs mesurées.

Partant de ce constat, on peut imaginer des solutions qui permettraient d'améliorer la FTM de ces pixels. L'application d'un masquage optique, utilisant un niveau de métal disponible dans la technologie, réduirait la diaphonie. Toutefois, ce niveau doit être judicieusement choisi afin de ne pas augmenter la contribution de la diaphonie optique. Il serait donc préférable d'employer le niveau le plus bas, ce qui peut complexifier le design des pixels pour l'acheminement des signaux de commande (polarisations et tension de sortie). Une autre solution serait de déposer des micro-lentilles qui, convergeant le flux de photons sur la zone photosensible, permettraient d'annuler les réponses périphériques et de diminuer la diaphonie.

Il serait tout de même intéressant, pour avoir une connaissance fine de la contribution de chaque zone du pixel aux mécanismes de diffusion, de pouvoir effectuer des cartographies de PRF précises. Ceci implique l'utilisation d'un spot de très petite dimension (moins de $0.5\mu\text{m}$) que l'on pourrait déplacer d'un pas faible (inférieur au micron) dans les deux directions en gardant une bonne focalisation. Nous avons donc décidé d'acquérir un système de microscopie en champ proche (SNOM – Scanning Near-field Optical Microscope) ; il utilise une fibre taillée en pointe qui permet d'injecter la lumière sur le détecteur. La distance entre la fibre et le détecteur est asservie par mesure des forces de cisaillement ;

la dimension du spot est conservée tout le long de la mesure. La mise en place de ce système ainsi que l'acquisition de nombreux résultats, sur des technologies CMOS standards et optimisées pour l'imagerie, permettra la continuation de ce travail de thèse dans l'établissement et la validation de modèles de calcul.

ANNEXE 1

**EXPRESSION DES CONSTANTES DANS LE CALCUL DE LA FTM
D'UNE PHOTODIODE SUR SUBSTRAT UNIFORMEMENT DOPE**

Ces constantes se rapportent aux calculs de la page 59

$$A = \exp(-\alpha z) + \frac{L_p(\alpha D_p + S) \sinh\left(\frac{z - z_n}{L_p}\right) - \exp(-\alpha z_n) \left[D_p \cosh\left(\frac{z}{L_p}\right) + SL_p \sinh\left(\frac{z}{L_p}\right) \right]}{D_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_p}\right) + SL_p \sinh\left(\frac{z_n}{L_p}\right)}$$

$$A_k = \exp(-\alpha z) + \frac{L_{kp}(\alpha D_p + S) \sinh\left(\frac{z - z_n}{L_{kp}}\right) - \exp(-\alpha z_n) \left[D_p \cosh\left(\frac{z}{L_{kp}}\right) + SL_p \sinh\left(\frac{z}{L_{kp}}\right) \right]}{D_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right) + SL_{kp} \sinh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right)}$$

$$C = \alpha \exp(-\alpha z_n) - \frac{(\alpha D_p + S) - \frac{\exp(-\alpha z_n)}{L_p} \left[D_p \sinh\left(\frac{z_n}{L_p}\right) + SL_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_p}\right) \right]}{D_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_p}\right) + SL_p \sinh\left(\frac{z_n}{L_p}\right)}$$

$$C_k = \alpha \exp(-\alpha z_n) - \frac{(\alpha D_p + S) - \frac{\exp(-\alpha z_n)}{L_{kp}} \left[D_p \sinh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right) + SL_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right) \right]}{D_p \cosh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right) + SL_p \sinh\left(\frac{z_n}{L_{kp}}\right)}$$

ANNEXE 2

CALCUL DE LA TRANSMISSION DES COUCHES SUPERFICIELLES

Avant d'atteindre la surface du silicium, les photons traversent un certain nombre de couches superficielles : tout d'abord les couches de passivation puis les couches de métal et d'isolation (diélectrique inter-métal). On comprend donc que pour un type de pixel donné, la transmission n'est pas identique sur toute sa surface : elle va dépendre de la nature de l'empilement des couches en chaque point ainsi que des épaisseurs de celles-ci. De ce fait, la FTM du pixel due à la géométrie dépend fortement de cette répartition en transmission.

Un matériau est caractérisé par son indice de réfraction complexe :

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - jk(\lambda)$$

où :

λ : longueur d'onde du rayonnement incident

$n(\lambda)$: coefficient de réflexion du matériau

$k(\lambda)$: coefficient d'extinction du matériau (k est nul si le matériau est transparent)

Pour une incidence normale, les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface de 2 matériaux s'écrivent :

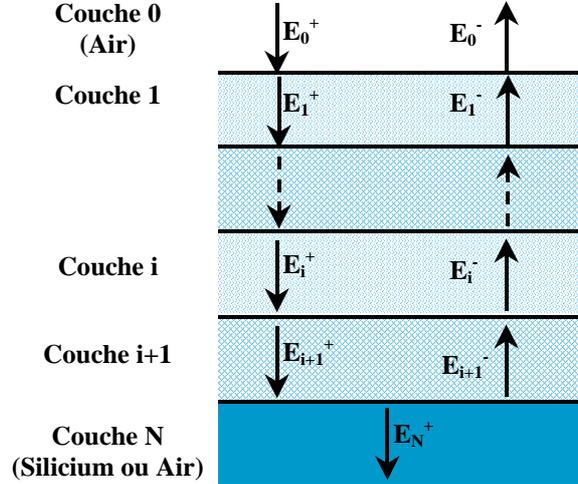
$$r_{i \rightarrow i+1} = \frac{\tilde{n}_i - \tilde{n}_{i+1}}{\tilde{n}_i + \tilde{n}_{i+1}}$$
$$t_{i \rightarrow i+1} = \frac{2\tilde{n}_i}{\tilde{n}_i + \tilde{n}_{i+1}}$$

Le déphasage s'écrit :

$$\delta = \frac{2\pi \cdot \tilde{n} \cdot D}{\lambda}$$

où D est l'épaisseur de la couche.

Une des méthodes de calcul de la transmission d'un empilement de couches est la méthode matricielle. Pour cela, le champ est décomposé en un champ incident (E_i^+) et un champ réfléchi (E_i^-).



On obtient pour la couche $i+1$:

$$\begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{i \rightarrow i+1}} \cdot [M_{i+1}] \cdot \begin{bmatrix} E_{i+1}^+ \\ E_{i+1}^- \end{bmatrix}$$

avec M_{i+1} , matrice de propagation de la couche $i+1$:

$$[M_{i+1}] = \begin{bmatrix} \exp(j\delta_{i+1}) & r_{i \rightarrow i+1} \exp(-j\delta_{i+1}) \\ r_{i \rightarrow i+1} \exp(j\delta_{i+1}) & \exp(-j\delta_{i+1}) \end{bmatrix}$$

Pour la couche N, on considère qu'il n'y a pas de réflexion ($E_N^- = 0$) et la matrice de propagation s'écrit :

$$[M_{i+1}] = \begin{bmatrix} 1 & r_{i \rightarrow i+1} \\ r_{i \rightarrow i+1} & 1 \end{bmatrix}$$

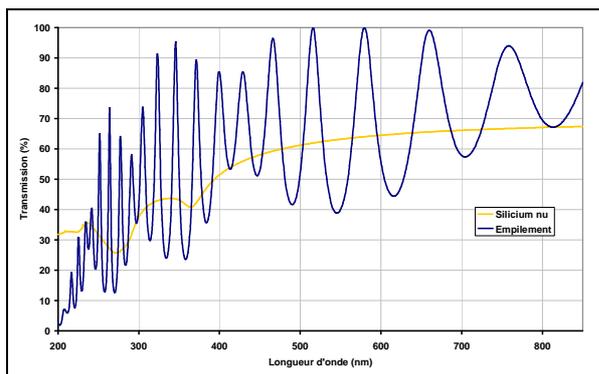
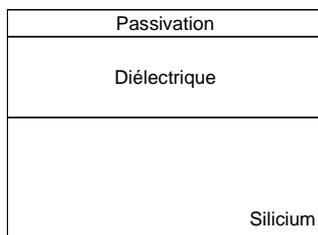
On obtient donc l'équation représentant le système global :

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \prod_1^N \frac{1}{t_{i-1 \rightarrow i}} \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \prod_1^N M_i \\ 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_N^+ \\ 0 \end{bmatrix}$$

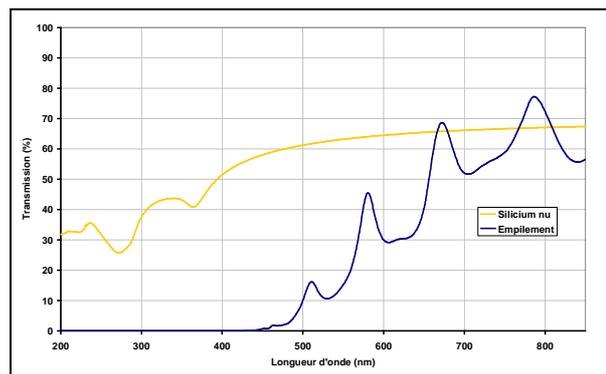
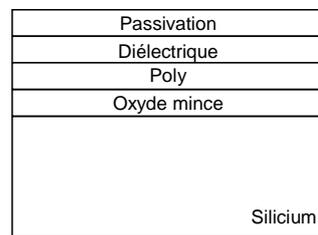
On peut ainsi déterminer la réflexion et la transmission des couches :

$$R = \left| \frac{E_0^-}{E_0^+} \right|^2 \quad T = \frac{n_N}{n_0} \cdot \left| \frac{E_N^+}{E_0^+} \right|^2$$

Nous pouvons, à l'aide de cette méthode, calculer la transmission de deux empilements simples, correspondant à ceux que l'on peut trouver au-dessus de la zone photosensible dans le cas d'une photodiode ou d'un photoMOS.



Transmission d'une structure photodiode



Transmission d'une structure photoMOS

Les importantes modulations de la transmission, particulièrement prononcées ici dans le cas de la photodiode, sont dues aux interférences créées par l'empilement de couches d'indices de réfraction différents. Dans le cas du photoMOS, la présence du polysilicium amène une faible transmission à basse longueur d'onde.

ANALYSE ET MODELISATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT DE MODULATION DES CAPTEURS D'IMAGES A PIXELS ACTIFS CMOS

Cette thèse est consacrée à l'analyse et à la modélisation de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) des capteurs d'images à pixels actifs (APS) CMOS. La FTM, indicateur de la qualité de l'image fournie par le système optique ou électro-optique, représente le contraste restitué par le système à une résolution donnée. Après avoir vérifié les conditions d'applicabilité de cette notion aux capteurs d'images, nous nous intéressons au modèle analytique de FTM issu du monde des CCD. Il tient compte, de façon simplifiée, de la géométrie des pixels et des mécanismes de diffusion des charges photogénérées. Ce modèle n'est pas suffisamment représentatif des pixels CMOS dont la topologie et, par conséquent, les phénomènes de diffusion sont beaucoup plus complexes. La FTM de tels pixels ne peut donc être facilement modélisée ce qui rend nécessaire de pouvoir la mesurer et de mener des investigations afin d'identifier les facteurs qui l'influencent. Plusieurs méthodes de mesure de la FTM sont étudiées et comparées grâce à la mise en place d'un banc de caractérisation dédié. Les nombreux avantages liés à l'utilisation de la méthode normalisée ISO 12233 sont ainsi démontrés. Dans un but de modélisation de la FTM, deux détecteurs matriciels spécifiques ont été développés. Ils permettent ainsi d'identifier et de quantifier les phénomènes entrant en jeu dans la dégradation de l'image : la participation de la zone active au signal, la dissymétrie de la diaphonie... Ces résultats, dont la pertinence est confrontée aux mesures de FTM, permettent d'identifier des solutions tendant à améliorer la FTM des pixels des capteurs CMOS : masquage optique, utilisation de micro-lentilles...

Mots clés : Capteurs CMOS – Fonction de transfert de modulation – Diaphonie de diffusion – Caractérisation optique

ANALYSIS AND MODELING OF MODULATION TRANSFER FUNCTION OF CMOS-APS IMAGE SENSORS

This work is dedicated to the analysis and the modeling of the Modulation Transfer Function (MTF) of CMOS-APS (Active Pixel Sensor) image sensors. MTF, which is a common metric used to quantify image quality, defines the ability of an optical or an electro-optical system to resolve a contrast at a given resolution.

At first we verify the applicability of the MTF notion to image sensors, then we focus on the analytical model usually used for CCD imagers. It takes into account the pixel geometry and the diffusion mechanisms but is not really suitable for CMOS pixels, which topology and so diffusion phenomenon are more complex. Due to this fact, modeling MTF is very difficult. Hence measurements and investigations at different wavelengths are required in order to get a better knowledge of pixel organization import.

The development of a dedicated test bench has allowed the study and the comparison of various MTF measurement methods. ISO 12233 normalized measurement technique has shown numerous advantages. In order to model MTF, two dedicated test chip have been developed allowing to identify and quantify the phenomenon responsible for image degradation : active area participation to pixel response, crosstalk dissymmetry... These results are correlated to MTF measurement results and give some ways to enhance the sensor MTF performance : active area proper masking, micro-lenses...

Keywords : CMOS Sensors – Modulation Transfer Function – Crosstalk – Optical Characterization

