



Nouveaux dispositifs intégrés pour l'analyse et le contrôle de lumière cohérente : conception conjointe de circuits opto-électroniques et systèmes optiques

Timothé Laforest

► To cite this version:

Timothé Laforest. Nouveaux dispositifs intégrés pour l'analyse et le contrôle de lumière cohérente : conception conjointe de circuits opto-électroniques et systèmes optiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENT113. tel-01660509v1

HAL Id: tel-01660509

<https://theses.hal.science/tel-01660509v1>

Submitted on 11 Dec 2017 (v1), last revised 8 Jan 2018 (v2)

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Nano Electronique et Nano Technologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Timothé Laforest

Thèse dirigée par **Antoine Dupret**
et codirigée par **François Ramaz**

préparée au sein du **Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information, CEA-LETI**
et de l'école doctorale **EEATS**

Nouveaux dispositifs intégrés pour l'analyse et le contrôle de lumière cohérente :

conception conjointe de circuits opto-électroniques et systèmes optiques

Thèse soutenue publiquement le **10 décembre 2014**,
devant le jury composé de :

M. Éric Lacot

Professeur des universités, Laboratoire interdisciplinaire de physique de Grenoble, CNRS, Université Grenoble Alpes, Président

M. Pierre Chavel

Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, Rapporteur

M. Guido Masera

Confirmed Associate Professor, Politecnico di Torino, Rapporteur

M. Wilfried Uhring

Professeur des universités, ICube UMR 7357 - Engineering science, computer science and imaging laboratory - SMH - Systèmes et Microsystèmes Hétérogènes, Examineur

M. Antoine Dupret

Senior expert, CEA Saclay NanoInnov, Institut Carnot CEA-LIST, Directeur de thèse

M. François Ramaz

Maitre de conférence, ESPCI ParisTech, PSL Research University, CNR, INSERM U979, Institut Langevin, Co-Directeur de thèse

M. Arnaud Verdant

Ingénieur de recherche, CEA LETI, Université Grenoble Alpes, Invité



Remerciements

Ces trois années ont été l'occasion de nombreuses rencontres et je tiens à remercier toutes les personnes qui les ont rendues agréables et productives. Je remercie Miceal Tchagaspanian pour m'avoir accueilli au sein du L3I d'abord en tant que stagiaire, puis doctorant. J'ai beaucoup apprécié l'ambiance de travail et la convivialité des membres du L3I, et je leur en suis extrêmement reconnaissant.

J'exprime toute ma gratitude à Messieurs Pierre Chavel et Guido Masera d'avoir bien voulu rapporter ce manuscrit. Je remercie également Messieurs Eric Lacot et Wilfried Uhring pour avoir accepté de juger ce travail et pour le temps qu'ils y ont passé.

Je remercie mon directeur de thèse, Antoine Dupret, pour m'avoir fait découvrir l'univers de la recherche en micro-électronique et des capteurs d'image. Je garde de ces trois années de collaboration un excellent souvenir scientifique et humain. Je tiens à remercier Arnaud Verdant, qui a encadré cette thèse avec passion. Je remercie François Ramaz pour sa pédagogie et son accueil à l'Institut Langevin, cela a été un plaisir de travailler avec François.

Merci également à Sylvain Dumas et Christian Chancelle pour leurs démarches administratives nécessaires pour les étapes de test. Je tiens à exprimer une reconnaissance toute particulière à Umberto Rossini, qui m'a fait partager son expérience des cristaux liquides, avec humilité et gentillesse. Umberto a toujours été disponible pour me conseiller, m'expliquer une idée. Je remercie également Bernard Aventurier qui a apporté son expérience à l'élaboration d'un démonstrateur.

J'ai eu la chance de collaborer avec Gilles Tessier et Sylvain Gigan. Ils m'ont permis de découvrir l'optique expérimentale. Je les remercie pour leur pédagogie et leur accueil à l'ESPCI en 2011. Je tiens à remercier également Émilie Benoit, Baptiste Jayet, Jean-Baptiste Laudereau, Kévin Contreras et Ori Katz pour leur accueil à l'Institut Langevin, et le temps qu'ils ont passé en salle de "manip" à me montrer et m'expliquer leurs expériences.

Je remercie Jean Louis de Bougrenet de la Tocnaye et Laurent Dupont, pour leur formidable accueil à Telecom Bretagne, en m'ayant permis de réaliser des étapes technologiques dans les salles blanches de l'espace Arago. Grâce à Kedar Sathaye, la semaine passée à Brest a été des plus enrichissantes.

Je remercie mes collègues du L3I avec qui j'ai eu la chance de travailler, qui m'ont parfois été d'un grand secours et avec qui j'ai passé de très bons moments : Arnaud P., Laurent, Fabrice, William, Josep, Michele, Laurent (le vrai), Rémi, Jean-Pierre, Jean-Alain, Gilles et Bertrand.

Enfin, je remercie ma famille, mes amis pour leur soutien.

Table des matières

Introduction	7
1 Imagerie des tissus biologiques - techniques et dispositifs	13
1.1 Propagation de la lumière dans les tissus	14
1.1.1 Absorption et diffusion	14
1.1.2 Speckle	15
1.1.3 Cohérence temporelle	16
1.1.4 Étendue géométrique d'un échantillon diffusant	17
1.2 Propagation des ultrasons dans les tissus	17
1.3 Techniques d'imagerie optique	18
1.3.1 Tomographie optique cohérente	18
1.3.2 Détection de la lumière diffuse	19
1.3.3 Imagerie photo-acoustique	20
1.3.4 Holographie acousto-optique	20
1.4 Dispositifs de détection	29
1.4.1 Approche standard	29
1.4.2 Capteurs d'image intégrant des fonctions de traitement	29
1.4.3 Sources de bruit électronique	33
1.5 Techniques de contrôle du front d'onde	34
1.5.1 Modèle d'un milieu diffusant	34
1.5.2 Algorithmes de focalisation	35
1.5.3 Conjugaison de phase	39
1.6 Dispositifs modulateurs de lumière	40
1.6.1 Modulateurs à cristaux liquides	40
1.6.2 Modulateurs à micro-miroirs déformables	44
1.6.3 Dispositifs hybrides	45
1.6.4 Synthèse	45
Conclusion	45
2 Propositions de systèmes de détection dédiés à l'analyse de lumière cohérente	47
Introduction	47
2.1 Caractéristiques du signal acousto-optique	48
2.2 Architecture analogique	50
2.2.1 Conversion photons-électrons	51

2.2.2	Spécifications	52
2.2.3	Implémentation	52
2.2.4	Analyse en bruit	56
2.2.5	Résultats de simulation	58
2.2.6	Architecture globale du capteur d'image	60
Conclusion		63
2.3	Pixel à conversion numérique	64
2.3.1	Utilisation du sur-échantillonnage	66
2.3.2	Implémentation	68
2.3.3	Bloc de filtrage passe haut en courant	70
2.3.4	Architecture complète du pixel	82
2.3.5	Modes de commande du pixel	85
2.3.6	Architecture globale du capteur d'image	92
Conclusion		95
3	Proposition d'un système pour le contrôle de front d'onde	99
Introduction		99
3.1	Principe	100
3.2	Modélisation optique	101
3.2.1	Flux réfléchi	101
3.2.2	Résultats expérimentaux	105
3.2.3	Comportement des cristaux liquides	106
3.2.4	Front d'onde réfléchi	107
3.2.5	Efficacité de diffraction	109
3.2.6	Procédé LCOS	111
3.2.7	Résultats expérimentaux	116
3.3	Commande électronique	121
3.3.1	Commande analogique	121
3.3.2	Commande numérique	121
Conclusion		123
4	Tests des circuits et résultats expérimentaux	125
Introduction		125
4.1	Holographie acousto-optique numérique	126
4.1.1	Montage expérimental	126
4.1.2	Mesures de SNR	127
4.1.3	Mesure de la sensibilité	128
4.2	Développement et conception des outils de test	132
4.2.1	Hardware	132
4.2.2	Software	133
4.2.3	Boucle de filtrage passe haut discrète	135
Conclusion		136
Conclusion et perspectives		137
Publications et Brevets		153
A Normes biomédicales		155

TABLE DES MATIÈRES

B Modèle du modulateur $\Delta\Sigma$

TABLE DES MATIÈRES

157

Introduction

L'imagerie médicale connaît depuis quelques dizaines d'années un fort développement permis par les avancées technologiques. Les investissements financiers pour ces développements technologiques et applications cliniques sont justifiés par le nombre croissant de pathologies où il est nécessaire d'imager le corps humain dans son intégralité. C'est en particulier le cas des cancers puisque les prévisions dans les prochaines décennies font état d'une croissance de 75% des cas d'ici à 2030 [1]. Les techniques d'imagerie médicales existantes dans les hôpitaux peuvent être qualifiées d'efficaces mais dans le cadre d'une imagerie plus routinière, chacune de ces techniques présente des inconvénients qui empêchent leur utilisation à grande échelle (par un médecin spécialiste ou généraliste).

On distingue en imagerie médicale, les examens apportant des informations sur l'anatomie du corps humain (le type de cellule, de structures anatomiques), de ceux permettant d'observer la fonctionnalité des organes. On les nomme effectivement imagerie anatomique ou structurale et imagerie fonctionnelle.

L'imagerie basée sur une source de rayons X est l'une des plus utilisée, particulièrement en traumatologie et oncologie. Elle fournit une information anatomique de la zone observée. Une radiographie donne typiquement une projection en deux dimensions de cette zone. Une information trois dimensions peut également être obtenue grâce à un traitement de plusieurs images deux dimensions obtenues dans différentes directions d'exposition. Cette technique est appelée tomographie par ordinateur à rayons X ("X rays computed tomography" en anglais). La résolution typique d'un instrument de tomographie à rayons X est de l'ordre du millimètre pour une profondeur de plusieurs dizaines de centimètres et de l'ordre de la centaine de microns pour une profondeur jusqu'à dix centimètres [2, 3, 4]. L'inconvénient majeur de la radiographie provient du rayonnement X utilisé, qui est nocif pour la santé [5, 6].

Les rayons X

La découverte des rayons X par l'allemand Wilhelm Röntgen date de 1895. Il reçut pour cela le prix Nobel de physique en 1901.

Les rayons X ont une longueur d'onde de 0,01 nanomètre à 10 nanomètres pour des fréquences allant de 30 pétaherz à 30 exahertz.

Le détecteur à photons X enregistre la contribution balistique du flux transmis à travers la partie du corps observée. Les coefficients d'absorption des photons X variant suivant la structure biologique, un contraste est ainsi visualisé entre ces structures. Par exemple pour le calcaire, principal constituant des os, l'absorption est plus élevée et ces zones sont plus sombres.



Figure 0.1 | Radiographie. L'un des premiers clichés obtenu par rayons X, pris par Wilhelm Röntgen.

L'imagerie nucléaire fournit une information fonctionnelle ou moléculaire grâce à la présence de traceurs injectés dans le corps [7]. Souvent couplée à un autre type d'imagerie, on l'appelle la tomographie à émission de positon ("PET" en anglais). La résolution atteignable est de 2 à 5 mm, pour un temps d'acquisition de 10 à 30 minutes. Les atomes traceurs ayant un temps de vie court, il est nécessaire de disposer d'un cyclotron (machine pour produire ces atomes) à proximité de l'appareil d'imagerie.

L'imagerie nucléaire

Grâce aux contributions scientifiques dans les domaines de la physique, de la chimie, de l'ingénierie et de la médecine, l'imagerie nucléaire a vu le jour dans la première moitié du 20^{ème} siècle [8, 9].

Les atomes radioactifs, dont le temps de vie est court (de 6h pour le Technétium 99mTc [10], à 127h pour le Xénon 133), sont injectés en très faible dose pour servir de traceurs. Une fois dans le corps du patient, les atomes radioactifs se fixent sur la structure ou la fonction à observer, et libèrent un positon (un électron positif), qui va parcourir quelques millimètres avant de rencontrer un électron. L'annihilation de ces deux particules produit alors deux photons gamma dans la même direction mais de sens opposé. Des détecteurs sensibles aux rayons gamma enregistrent ensuite ce flux (scintillateurs couplés à des détecteurs de lumière visible photo-multiplicateur, par exemple, des photodiodes à avalanche [11]).

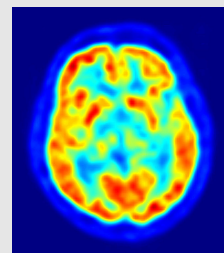


Figure 0.2 | Image du cerveau. Image du cerveau, où les zones rouges-oranger sont celles en activité.

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est sans doute la plus performante en termes de profondeur de pénétration et résolution. On atteint en effet une résolution de 1 mm dans le corps entier [12, 13]. Sa capacité à donner à la fois des informations anatomiques et fonction-

nelles lui confère des atouts indiscutables pour de nombreux secteurs de la médecine (oncologie, neurologie, ...). Son utilisation reste néanmoins cantonnée dans les grands centres hospitaliers en raison du coût d'un instrument d'IRM (plusieurs millions d'euros). Par ailleurs, le temps d'un examen par IRM peut durer jusqu'à une heure, ce qui est également un inconvénient. Récemment, la découverte de l'acquisition compressive permet d'entrevoir une réduction du temps d'examen [14].

L'imagerie par résonance magnétique

Le principe fondamental exploité en IRM est la résonance magnétique nucléaire (RMN). Les propriétés magnétiques des atomes sont étudiées à partir de 1924 par différents chercheurs. En 1946, les américains F. Bloch et E. Purcell décrivent indépendamment le phénomène de la résonance magnétique nucléaire sur des échantillons d'eau et de paraffine. Ils reçoivent le prix Nobel de physique en 1952.

Il faut attendre 1969 pour que l'américain Raymond Vahan Damadian propose son utilisation médicale dans le but de dissocier les tumeurs malignes des tumeurs bénignes [15]. Puis en 1973, l'américain Paul Christian Lauterbur est le premier à réaliser une imagerie médicale en s'inspirant des techniques de reconstruction d'image déjà utilisées en imagerie à rayons X [16].

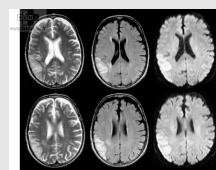


Figure 0.3 | Images du cerveau. Images obtenues par résonance magnétique, avec différentes stimulations magnétiques.

Largement présente chez les médecins libéraux et dans les hôpitaux, l'échographie se caractérise par un examen en temps réel. La résolution fixée par la fréquence ultrasonore et la taille du dispositif émetteur, est très bonne pour des profondeurs jusqu'à dix centimètres, de l'ordre de quelques centaines de microns [17]. Grâce à un coût des instruments relativement bas, cette technique d'imagerie est très efficace pour des examens en gynécologie, obstétrique ou cardiologie. Cependant, cette technique permet uniquement d'imager les contrastes acoustiques, en d'autres termes des différences d'impédances élastiques. Par conséquent, certaines caractéristiques des tissus sont complètement transparentes à cette modalité d'imagerie.

L'imagerie par ultrasons

En 1952, le Britannique J.J. Wild et l'Américain J.M. Reid présentent les premières images de sections deux dimensions d'un sein obtenues par échographie [18]. Un transducteur émet typiquement des impulsions ultrasonores de fréquences souvent comprises entre 3 MHz et 15 MHz. Les structures biologiques présentent des impédances acoustiques faibles mais différentes. Les impulsions de quelques microsecondes émises se réfléchissent aux différentes interfaces des structures. Le transducteur agit ensuite en récepteur pour enregistrer les ondes réfléchies.



Figure 0.4 | Echographie.

Historiquement la première technique existante, l'imagerie optique est cependant rarement

Introduction

utilisée dans les diagnostics. Cela s'explique en partie par les limites physiques que sont l'absorption et la diffusion de la lumière par les tissus biologiques.

Pourtant, imager optiquement présente d'abord les avantages de l'utilisation d'une source de rayonnement non ionisante et non invasive. De plus, en choisissant des sources de lumière dans la bande spectrale où les tissus sont le moins absorbants (la fenêtre thérapeutique optique), et avec des puissances compatibles avec les normes biomédicales, la lumière peut traverser jusqu'à 10 cm de tissus. Enfin, les détecteurs de lumière sont bons marché comparés à des instruments scanner ou IRM. Les détecteurs de lumière sont dans la majorité des cas des détecteurs dont le matériau photosensible est le silicium. Le premier type de capteurs utilisés historiquement était des imageurs CCD ("charge coupled device"). Depuis quelques années, les imageurs CMOS ("complementary metal oxyde semiconductor") se développent et ont tendance à remplacer les CCD. Des détecteurs plus sensibles basés sur le principe des CCD (EMCCD pour "electron multiplying CCD" [19, 20]) et basés sur des technologies CMOS (caméra scientifique CMOS) existent également. Cependant, même avec ces performances à la pointe, ces capteurs sont inadaptés à l'imagerie optique de tissus épais [21]. Le tableau 0.1 reprend les caractéristiques des modalités d'imagerie présentées jusqu'ici. Il apparaît en effet que les limitations majeures des systèmes existants sont soit le coût de l'instrument d'examen (pour l'IRM et les rayons X), soit le type de source (pour les rayons X et l'imagerie nucléaire), soit la résolution (pour la tomographie optique diffuse).

Les techniques d'imageries optiques les plus avancées à ce jour sont la tomographie optique diffuse (DOT), dont la résolution peut atteindre 5 mm [22], la tomographie optique cohérente (OCT), utilisée pour l'imagerie de la peau, ou bien sur des échantillons *ex-vivo* [23]. Enfin l'imagerie photo-acoustique permet d'obtenir un contraste optique avec une résolution spatiale fixée par les ultrasons [24, 25]. Les premières expériences cliniques d'imagerie photo-acoustique sont récentes [26].

Par ailleurs, depuis quelques dizaines d'années, de nouvelles techniques d'imagerie optiques ont vu le jour. En effet, des progrès récents dans le contrôle de la lumière, permis par l'utilisation de dispositifs modulateurs de lumière, peuvent compenser les effets de la diffusion grâce à des méthodes d'optique adaptative et améliorer l'information optique obtenue à travers un milieu biologique. De plus, une technique interférométrique d'imagerie couplant la résolution spatiale des ultrasons à un contraste optique a prouvé sa capacité à concurrencer tant en termes de résolution que de coût les techniques actuelles. L'Institut Langevin travaille depuis une quinzaine d'année sur l'holographie acousto-optique, qui a fait ses preuves sur des gels dont les propriétés d'absorption et de diffusion sont semblables à celles des tissus biologiques, mais également sur des échantillons *ex-vivo* sur le petit animal ou de biopsie de foie humain [27]. L'holographie acousto-optique pourrait donc être une alternative ou un complément aux techniques d'imagerie actuelles. Cependant ces techniques restent cantonnées à l'état d'expériences de laboratoires par manque de dispositifs adaptés. En effet, si la preuve de concept a été faite sur des tissus biologiques *ex-vivo*, la sensibilité du système de détection ne permet pas encore son application *in vivo*. Les dispositifs utilisés sont pourtant des capteurs hautes performances du commerce. Malgré cela, des progrès sont encore à faire pour atteindre des performances et une portabilité qui permettent leur utilisation à grande échelle [28]. Lorsque l'on souhaite imager optiquement *in-vivo*, le dispositif d'imagerie doit être compatible avec principalement trois contraintes fortes liées aux milieux biologiques. Tout d'abord, la diffusion est telle que la composante balistique

	Type de source	Profondeur de pénétration	Résolution	Coût de l'instrument d'imagerie	Information médicale
Imagerie par rayons X	Ionisante Non invasive	Corps entier	100 μm à 1 mm	1 M€	Anatomique
Imagerie nucléaire	Non ionisante Invasive	Corps entier	100 μm à 1 mm	1 M€	Fonctionnelle
Imagerie par résonance magnétique	Non ionisante Non invasive	Corps entier	1 mm	1.5 à 2 M€	Anatomique et Fonctionnelle
Échographie	Non ionisante Non invasive	10 cm	500 μm à 1 mm	40 k€ à 150 k€	Anatomique
Imagerie optique diffuse	Non ionisante Non invasive	10 cm	5 mm à 1 cm	$\approx$ 10 k€ à 150 k€	Anatomique
OCT	Non ionisante Non invasive	1 mm à 2 mm	1 μm à 10 μm	$\approx$ 10 k€ à 150 k€	Anatomique et Fonctionnelle
Imagerie photoacoustique	Non ionisante Non invasive	10 cm	500 μm à 1 mm	$\approx$ 10 k€ à 150 k€	Anatomique et Fonctionnelle

Tableau 0.1 | Comparatif des techniques d'imagerie existantes [30, 31, 32].

du signal lumineux transmis est extrêmement faible. L'absorption de la lumière dans les tissus diminue également l'intensité de cette composante balistique. La lumière transmise à travers une épaisseur de plusieurs centimètres est alors majoritairement constituée de photons ayant subi de multiples événements de diffusion, ce qui entraîne une perte d'information spatiale. Enfin, le champ lumineux diffusé puis transmis est dépendant des structures anatomiques qui ont provoqué ces événements de diffusion. L'activité biologique fait donc varier très rapidement ce champ lumineux transmis. Le temps caractéristique pendant lequel le champ transmis est stable - appelé temps de corrélation - est en effet de l'ordre d'une milliseconde [29]. Si les limites physiques que sont l'absorption, la diffusion et le temps de corrélation ne peuvent souvent pas être contournées, elles constituent des contraintes fortes pour le dispositif de détection associé. Or il n'existe pas, à ce jour, un système de détection performant adapté à la détection d'une lumière diffusée de faible amplitude, avec une bande passante compatible avec le temps de corrélation de tissus biologiques *in-vivo*.

Compte tenu du besoin croissant de systèmes d'imagerie médicale [33], et de la complémentarité d'information par rapport aux techniques existantes que pourrait apporter une imagerie optique, le développement de dispositifs dédiés à l'imagerie médicale optique devient légitime. Dans cette thèse, nous nous demandons donc comment le couplage de l'optique et de l'intégration de fonction de traitements du signal optique peut être avantageuse pour dépasser les limitations des dispositifs existants, et rendre possible des applications cliniques. C'est en effet en étudiant les montages optiques et les caractéristiques intrinsèques à la détection et vitales à la mesure d'un contraste que l'on peut imaginer et développer des dispositifs dédiés à l'imagerie optique. La conception dédiée peut ainsi rendre les dispositifs compatibles avec les contraintes de cette modalité d'imagerie.

Ce manuscrit s'organise de la façon suivante :

Le chapitre 1 présente dans un premier temps la physique sous-jacente à la propagation de

Introduction

la lumière dans les tissus biologiques. Les phénomènes d'absorption et de diffusion sont décrits et des valeurs physiques basées sur des mesures expérimentales de la littérature justifient les arguments développés dans l'introduction. Dans un second temps l'état de l'art des principales techniques d'imagerie optiques est détaillé. Ces techniques sont la tomographie optique diffuse, parfois utilisée pour les mammographies, puis la tomographie à cohérence optique dont les applications sont nombreuses en dermatologie, ophtalmologie ou encore gastroentérologie. Citons enfin les méthodes utilisant à la fois les ultrasons et la lumière, dont la tomographie basée sur la méthode d'holographie acousto-optique. Dans chacune de ces techniques, on expliquera la détection associée et le traitement du signal optique nécessaire. Dans un troisième temps, les systèmes de détection existants pour la détection d'information optique médicale seront présentés ; ceux disponibles dans le commerce ainsi que les capteurs d'images dédiés à ces applications qui ont été développés par différents laboratoires. Dans un quatrième temps les méthodes de l'état de l'art pour contrôler la lumière dans les milieux diffusants seront exposées ; des premiers algorithmes de focalisation mis au jour en 2008, jusqu'à la mesure de la matrice de transmission dont la preuve de concept a été faite en 2010. Enfin, en lien avec le contrôle de la lumière, les dispositifs modulateurs de lumière de l'état de l'art seront présentés.

A partir des constats et analyses émis dans le chapitre 1, nous exposerons le raisonnement qui nous a permis de définir des primitives de calcul pour la détection acousto-optique. Ces primitives nous ont conduit à proposer deux architectures de pixels différentes. L'une complètement analogique favorisant une faible surface de pixel, l'autre permettant un gain théorique de performances plus élevé, grâce à une conversion analogique numérique au plus près de la photo-détection. L'intégration de ces deux architectures sur silicium est ensuite détaillée avec les points critiques de la conception. La problématique introduite dans cette thèse nous a également conduit à proposer un dispositif opto-électronique combinant des fonctions de détection et de modulation de lumière. Les aspects de la conception électronique et optique de ce dispositif monolithique sont ainsi développés dans le chapitre 3, ainsi que les procédés de fabrication utilisés.

Le chapitre 4 présente le montage expérimental de l'holographie acousto-optique et des résultats de mesure de sensibilité de la détection. Ensuite, les outils conçus pour le test du premier circuit développé sont détaillés.

Imagerie des tissus biologiques - techniques et dispositifs

Sommaire

1.1	Propagation de la lumière dans les tissus	14
1.1.1	Absorption et diffusion	14
1.1.2	Speckle	15
1.1.3	Cohérence temporelle	16
1.1.4	Étendue géométrique d'un échantillon diffusant	17
1.2	Propagation des ultrasons dans les tissus	17
1.3	Techniques d'imagerie optique	18
1.3.1	Tomographie optique cohérente	18
1.3.2	Détection de la lumière diffuse	19
1.3.3	Imagerie photo-acoustique	20
1.3.4	Holographie acousto-optique	20
1.4	Dispositifs de détection	29
1.4.1	Approche standard	29
1.4.2	Capteurs d'image intégrant des fonctions de traitement	29
1.4.3	Sources de bruit électronique	33
1.5	Techniques de contrôle du front d'onde	34
1.5.1	Modèle d'un milieu diffusant	34
1.5.2	Algorithmes de focalisation	35
1.5.3	Conjugaison de phase	39
1.6	Dispositifs modulateurs de lumière	40
1.6.1	Modulateurs à cristaux liquides	40
1.6.2	Modulateurs à micro-miroirs déformables	44
1.6.3	Dispositifs hybrides	45
1.6.4	Synthèse	45
	Conclusion	45

1.1 Propagation de la lumière dans les tissus

1.1.1 Absorption et diffusion

La distribution de la lumière dans un milieu dépend de l'absorption et de la diffusion de ce milieu. A travers un milieu absorbant homogène de constante caractéristique μ_a , le flux lumineux transmis $I(L)$ est régi par la loi de Beer-Lambert telle que

$$I(L) = I_0 e^{-\mu_a L}, \quad (1.1)$$

où L est l'épaisseur traversée du milieu et I_0 le flux injecté dans le milieu. L'absorption dépend des éléments chimiques qui composent le milieu. Pour les tissus biologiques constitués principalement d'hémoglobine, la valeur du coefficient d'absorption est minimum pour des longueurs d'onde comprises entre 650 nm et 1400 nm. Cette fenêtre spectrale est appelée la fenêtre thérapeutique optique. La représentation spectrale de l'absorption des différents constituants chimiques du corps humain est donnée en figure 1.2.

n	indice de réfraction	1.33 à 1.45
μ_a	coefficient d'absorption	10^{-2} cm^{-1} à 10 cm^{-1}
μ_s	coefficient de diffusion	50 cm^{-1} à 200 cm^{-1}
$\mu_t = \mu_a + \mu_s$	coefficient d'atténuation total	50 cm^{-1} à 200 cm^{-1}
$g = \langle \cos(\theta) \rangle$	coefficient d'anisotropie	≈ 0.9
$\mu'_s = \mu_s(1 - g)$	coefficient de diffusion réduit	5 cm^{-1} à 20 cm^{-1}
$\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}$	coefficient d'extinction effectif	1.5 cm^{-1} à 60 cm^{-1}

Tableau 1.1 | Ordres de grandeur des propriétés optiques des tissus biologiques [34, 35, 36].

Pour un milieu également diffusant, les photons vont interagir avec des diffuseurs, correspondant physiquement à un changement de l'indice de réfraction et anatomiquement à une différence de structure. L'atténuation de la lumière dépend alors des constantes caractéristiques de diffusion et d'absorption.

- Le libre parcours moyen de diffusion caractérise la distance moyenne que parcourt un photon entre deux diffuseurs. On définit aussi le coefficient de diffusion μ_s . Dans le cas d'un milieu non absorbant, la part de l'énergie lumineuse transmise sans avoir subi d'évènement de diffusion, que l'on qualifie de balistique, suit également une loi exponentielle de longueur caractéristique $1/\mu_s$.
- L'anisotropie caractérise la dispersion de l'indice de réfraction dans un milieu diffusant. Lorsqu'un photon rencontre un diffuseur, celui-ci est dévié d'un angle θ par rapport à sa direction initiale, comme illustré en figure 1.1(b). On définit alors le coefficient d'anisotro-

pie g comme la moyenne de ces déviations, tel que $g = \langle \cos(\theta) \rangle$.

- Le coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = \mu_s(1 - g)$ permet ensuite de tenir compte de ce paramètre pour évaluer la lumière transmise. Son inverse, l^* est appelé le libre parcours moyen de transport et peut être interprété comme la distance moyenne parcourue par un photon avant de perdre la "mémoire" de sa direction initiale et de sa polarisation (cf figure 1.1(a)).
- Lorsque les phénomènes d'absorption et de diffusion entrent en jeu, on évalue le flux lumineux transmis de manière balistique par une loi exponentielle faisant intervenir le coefficient d'atténuation total $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ telle que

$$I(L) = I_0 e^{-\mu_t L}. \quad (1.2)$$

- Enfin, le flux lumineux total transmis est défini par l'intermédiaire du coefficient d'extinction effectif $\mu_{eff} = \sqrt{3\mu_a(\mu_a + \mu'_s)}$, par la loi

$$I(L) = I_0 e^{-\mu_{eff} L}. \quad (1.3)$$

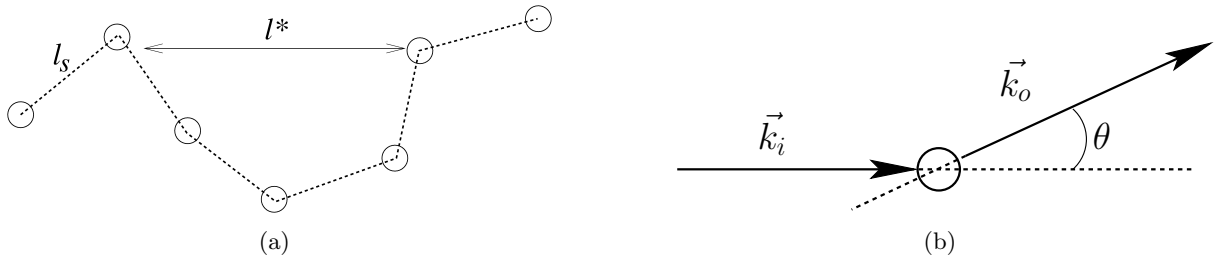


Figure 1.1 | Libre parcours de transport moyen (a) et anisotropie (b) d'un milieu diffusant. Représentation de plusieurs événements de diffusion symbolisés par les cercles.

Des valeurs typiques de milieux biologiques sont données dans le tableau 1.2. A titre d'exemple, à travers un échantillon de 8 cm ayant un coefficient de diffusion réduit de 12 cm^{-1} et un coefficient d'absorption de 0.05 cm^{-1} , le rapport du flux lumineux en entrée de l'échantillon sur celui transmis est de 2×10^{-5} .

1.1.2 Speckle

Lorsqu'un milieu diffusant est illuminé par une source de lumière cohérente, la figure d'intensité observée en sortie présente une répartition non uniforme (figure 1.3). Cette figure est appelée tavelure ou *speckle*. Chaque *speckle* correspond à une réalisation du milieu diffusant. Il est souvent impossible de connaître la position de chaque diffuseur, mais les propriétés statistiques de la figure de speckle sont bien connues. Une étude statistique a été proposée par Goodman [39]. Le champ optique en sortie résulte de la superposition d'un grand nombre d'ondes qui ont suivi chacune un chemin optique différent. Par conséquent, chaque onde en sortie, appelée aussi mode optique, présente une phase et une amplitude différente. Cette superposition peut donc s'écrire au point de coordonnées (x, y, z)

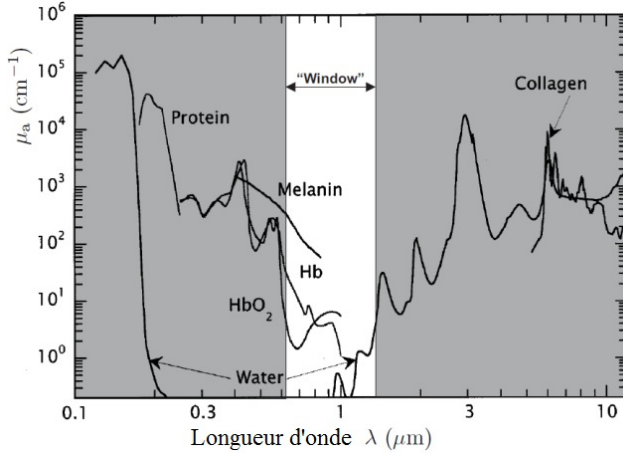


Figure 1.2 | Absorption des principaux constituants chimiques du corps humain. Le corps humain est constitué à 80% d'oxygène et hydrogène, 20% hémoglobine [34, 37, 38].

Type de tissus	Coef. d'absorption (cm^{-1})	Coef. de diffusion réduit (cm^{-1})	LPTM (mm)
Sein	0.05	12	0.8
Poumon	0.10	30	0.3
Cerveau	0.25	16	0.6
Muscle	0.20	9	1.1

Tableau 1.2 | Absorption, Diffusion et Libre parcours de transport moyen (LPTM) par organe. Valeurs tirées de [34].

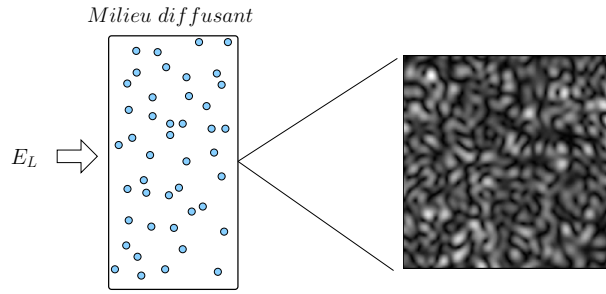


Figure 1.3 | Illumination d'un milieu diffusant par une lumière cohérente. La figure d'intensité transmise présente une distribution aléatoire de tâches sombres et lumineuses appelées grains de *speckle*.

$$E(x, y, z) = \sum_{n=1}^N a_n(x, y, z) e^{i\phi_n(x, y, z)}, \quad (1.4)$$

où N est le nombre de modes, a_n et ϕ_n respectivement l'amplitude et la phase résultantes du chemin optique emprunté par l'onde n .

1.1.3 Cohérence temporelle

Dans les tissus, en raison de l'activité biologique, les diffuseurs bougent. Par conséquent, le champ optique transmis à travers un milieu biologique a un temps de corrélation court. Ce temps de corrélation est critique puisque l'information utile doit être extraite pendant ce temps. Des mesures ont été effectuées sur le sein et des valeurs de l'ordre de la milliseconde ont été obtenues [29]. Dans cette étude, nous allons conserver cette valeur de la milliseconde comme valeur typique, sachant qu'elle peut être bien plus faible par exemple dans des zones très irriguées.

1.1.4 Étendue géométrique d'un échantillon diffusant

Lorsqu'un faisceau lumineux illumine un échantillon très diffusant, en considérant que la surface d'émission en sortie de cet échantillon est plane, la luminance est constante sur cette surface. On définit alors l'étendue géométrique d'émission $\Delta\Omega_E$ en fonction de la surface S d'émission de l'échantillon très diffusant telle que :

$$S\Delta\Omega_E = S\pi. \quad (1.5)$$

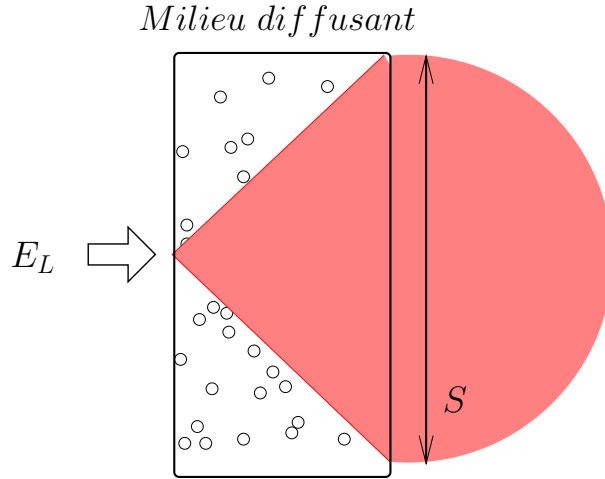


Figure 1.4 | Illustration de l'étendue géométrique d'émission. Dans le cas d'une diffusion multiple, l'angle d'émission vaut π .

1.2 Propagation des ultrasons dans les tissus

Les ultrasons sont soumis à la même loi d'absorption (de Beer-Lambert) dans les milieux biologiques que la lumière. Cependant, l'absorption et la diffusion sont plus faibles que pour la lumière. Les ondes acoustiques ont en effet un comportement balistique dans les tissus, pour des fréquences inférieures à 20 MHz . La profondeur de pénétration des ultrasons dépend de la fréquence et des constantes mécaniques des tissus. Ainsi, l'énergie acoustique de fréquence f , transmise à travers un milieu de constante d'absorption α en dB/cm/MHz et d'épaisseur L s'exprime par [40] :

$$S(L) = S_0 e^{-\alpha f L / 8.7}. \quad (1.6)$$

La résolution latérale, fixée par l'ouverture du transducteur a , sa distance focale R , et la longueur d'onde ultrasonore λ , est définie par :

$$\Delta x = \frac{\lambda R}{a}. \quad (1.7)$$

La résolution axiale est quant à elle beaucoup moins bonne, elle est en effet définie par la densité d'énergie dans la direction axiale au foyer ultrasonore et s'écrit :

$$\Delta y = 3\lambda \left(\frac{R}{a}\right)^2. \quad (1.8)$$

Une représentation graphique des ondes acoustiques focalisées est donnée en figure 1.5. Pour obtenir une résolution équivalente à la résolution latérale, plusieurs méthodes existent comme par exemple l'utilisation de burst ultrasonore (mesure d'un retard) [41, 42], celle d'un chirp fréquentiel [43] ou encore l'utilisation d'une modulation de sauts de phase aléatoires dans le cas de l'imagerie acousto-optique [44].

Ainsi, pour une fréquence de 1 MHz , la résolution latérale est de 1.5 mm . Avec une épaisseur de 10 cm ayant une constante élastique de l'ordre de grandeur de celle des tissus biologiques (proche de celle de l'eau), la fréquence maximum permettant de conserver la résolution spatiale est 10 MHz . Des paramètres de la propagation de ultrasons dans les tissus sont donnés dans le tableau 1.3.

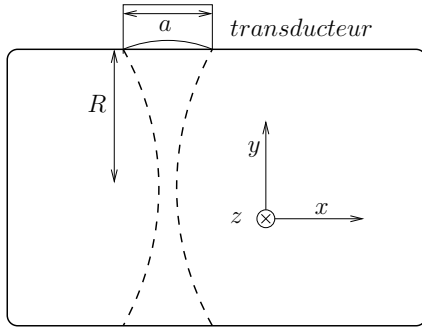


Figure 1.5 | Représentation géométrique des ondes acoustiques focalisées.

Type de tissu	Vitesse ($m.s^{-1}$)	Fréquence (MHz)	α ($dB.cm^{-1}.MHz^{-1}$)
Muscle	1540	5	1.5
Poumon	650	5	20
Cerveau	1555	5	0.3
Foie	1566	16	0.6
Graisse	1500	10	0.5

Tableau 1.3 | Valeurs de longueur d'onde, vitesse de propagation et coefficient d'absorption pour les ultrasons par organe. Valeurs tirées de [45].

1.3 Techniques d'imagerie optique

Dans cette partie une revue des principales techniques d'imagerie optiques est faite. Certaines sont déjà implantées en milieu clinique et d'autres sont encore prospectives, mais cette description est utile à la compréhension générale.

1.3.1 Tomographie optique cohérente

La tomographie optique cohérente (OCT en anglais) est apparue au début des années 1990 [23]. C'est une technique interférométrique basée sur la détection des photons balistiques. Par conséquent, elle est efficace pour l'imagerie de tissus peu épais (inférieur à 1 mm) avec une bonne résolution (inférieure à $10\text{ }\mu m$) [46]. On trouve des applications cliniques dans de nombreux domaines de la médecine : ophtalmologie, dermatologie, cardiologie,...[47, 48, 49]

L'idée maîtresse de l'OCT a été empruntée à l'imagerie ultrasonore où l'on mesure des intervalles de temps entre l'émission d'une impulsion ultrasonore et la réception de son écho. Cependant, la vitesse de la lumière est beaucoup plus élevée que celle des ultrasons, et les délais à mesurer, de l'ordre de la dizaine de femto secondes, seraient incompatibles avec n'importe quel détecteur. La détection interférométrique surmonte cet obstacle et des mesures avec une bonne sensibilité et une grande dynamique peuvent être obtenues. Cette technique interférométrique

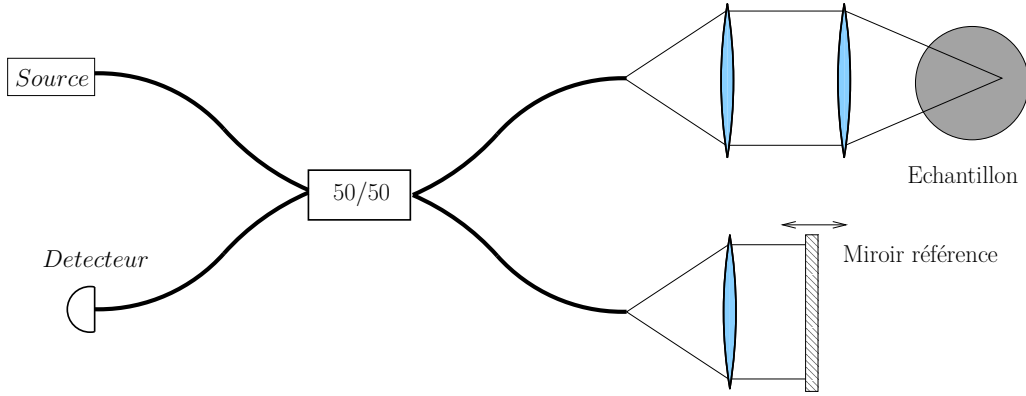


Figure 1.6 | Schéma de détection pour l'OCT. Le cube séparateur 50/50 sépare les faisceaux objet et référence.

a été introduite pour la première fois dans des dispositifs photoniques pour des applications de mesure de distance (range finding) [50, 51].

La figure 1.6 représente une vue schématique du montage optique. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson avec une source de faible longueur de cohérence. La source est séparée en un bras référence et un bras objet. Le miroir placé sur le chemin de la référence permet de sélectionner une zone spatiale d'observation. Du fait de la faible cohérence de la source, les deux champs, référence et objet vont interférer seulement si leur longueur est la même, à la longueur de cohérence près. Ainsi, les photons réfléchis provenant de cette zone vont interférer avec la référence, et on mesurera un signal. On peut préciser que cette technique permet de filtrer les photons diffusés puisque cette composante de la lumière perd sa cohérence spatiale - donc n'interfère pas avec la référence - et temporelle. Principalement deux variantes de ces techniques existent : l'OCT en domaine temporel [52, 53] et l'OCT fréquentiel [54]. On obtient typiquement des mesures résolues à 1 - 10 μm pour des profondeurs de 1 à 2 mm [46].

1.3.2 Détection de la lumière diffuse

En détectant la lumière diffuse, on peut imager plus profondément qu'en détectant simplement la composante balistique, mais au prix d'une résolution spatiale dégradée. Parmi ces techniques, on trouve des méthodes basées sur des mesures spectrales et d'autres sur des mesures temporelles.

La spectroscopie proche infrarouge (NIRS) : le principe de cette modalité est de mesurer la lumière diffusée transmise à travers une zone, par un détecteur ponctuel et en utilisant une source ponctuelle, à plusieurs longueurs d'onde dans la fenêtre thérapeutique. On trouve principalement 3 variantes de cette modalité, le NIRS continu [55], faisant référence à l'éclairement continu de la zone à imager, le NIRS temporel [56] et le NIRS fréquentiel [57, 58]. Dans la technique temporelle, une mesure de la fonction d'étalement temporel du point est faite. Des impulsions très courtes sont envoyées dans le milieu et une mesure de la fonction d'étalement temporel (TPSF) de la lumière fournit une meilleure résolution spatiale. La difficulté réside dans la détection qui doit être extrêmement rapide pour pouvoir échantillonner correctement la TPSF, qui dure quelques nanosecondes [59].

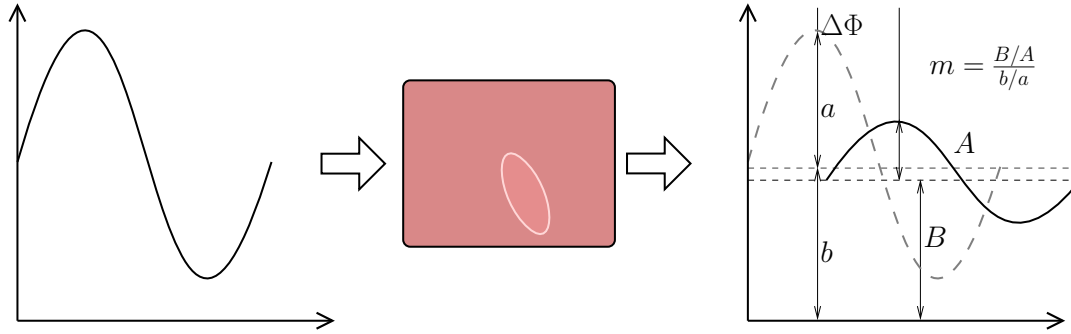


Figure 1.7 | Principe du NIRS fréquentiel. Un faisceau laser modulé en amplitude est injecté dans le tissu, puis on mesure en sortie le déphasage $\Delta\Phi$ de l'onde de sortie par rapport à l'entrée.

La tomographie optique diffuse : cette technique est utilisée en milieu clinique pour son apport d'un contraste optique à des profondeurs proches de 10 cm. La zone à imager, typiquement un sein, est illuminée par de multiples sources dans le rouge ou l'infrarouge [60, 61]. Ces sources sont modulées en amplitude à quelques centaines de MegaHertz pour détecter l'amplitude et la phase du champ diffusé. La détection est effectuée en parallèle sur plusieurs détecteurs. Ce type de détection permet d'obtenir une résolution de 5mm à 1 cm [62]. Une détection de tumeur du sein de taille d'1 cm a été démontrée avec une très bonne sensibilité. La spécificité de la détection diminue lorsque cette taille devient plus petite. Sur des fantômes, une détection de tumeurs de taille 4 à 7 mm a été démontrée [22]. Cette technique a l'avantage d'être insensible à la décorrélation (changement de la phase du champ optique transmis) puisque c'est un flux qui est mesuré.

1.3.3 Imagerie photo-acoustique

Depuis la découverte de l'effet photo-acoustique en 1880 par Alexander Graham Bell, de nombreux groupes travaillent sur cette thématique. L'utilisation de ce phénomène a été proposée pour la première fois dans les années 1970 [25]. Il fait référence à l'émission d'une onde acoustique par une substance illuminée par une onde électromagnétique d'une certaine puissance. L'effet photo-acoustique est le résultat d'un phénomène thermique suite à l'absorption d'une énergie lumineuse. Puisque l'absorption reflète des informations des tissus, certaines caractéristiques chimiques ou physiques peuvent être mesurées en étudiant le signal photo-acoustique. Comme pour l'holographie acousto-optique, le couplage de la lumière et des ultrasons permet d'obtenir une information optique à partir d'une détection acoustique, bénéficiant ainsi de la résolution spatiale [63]. Les premiers résultats cliniques sont récents [64, 65, 66].

1.3.4 Holographie acousto-optique

Cette modalité d'imagerie met en œuvre le phénomène acousto-optique, c'est-à-dire la diffraction de la lumière par une onde acoustique, qui a été découvert vers 1920 [67]. Cependant, son application aux milieux diffusants survient dans les années 1990 [68, 69, 70]. L'idée est de marquer une zone à imager par une onde ultrasonore focalisée. La lumière passant à travers le foyer ultrasonore sera alors décalée de la fréquence ultrasonore. Les photons ayant subi ce décalage en fréquence sont appelés "photons marqués" [71]. Ce sont ces photons dont on souhaite

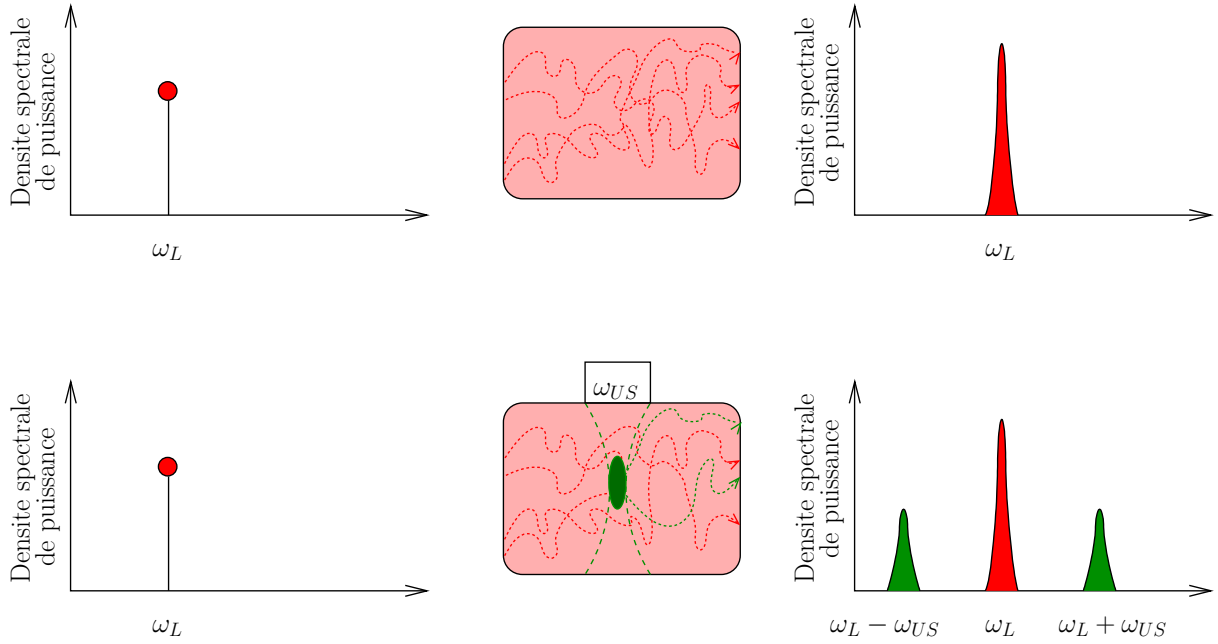


Figure 1.8 | Principe de l'effet acousto-optique dans les milieux biologiques. Lorsqu'une source laser monochromatique illumine un échantillon biologique, la densité spectrale de puissance se trouve légèrement étalée en sortie autour de ω_L . Lorsqu'une onde ultrasonore à ω_{US} est focalisée dans ce milieu, des composantes décalées spectralement de $\pm\omega_{US}$ par rapport à ω_L apparaissent par diffraction acousto-optique.

mesurer l'énergie. Dans le cas de l'holographie acousto-optique, on dispose donc d'un émetteur ultrasonore pour scanner la zone à imager, et la détection consiste à mesurer le champ optique diffusé. Une illustration d'un scan acousto-optique est présentée en figure 1.8. La quantité à acquérir pour une position du transducteur est donc un scalaire qui reflète l'énergie ou la puissance des photons marqués. La formation d'une image se fait par balayage du faisceau ultrasonore. Avant de détailler le montage optique et les particularités de cette technique, nous allons dans un premier temps expliquer le principe de l'holographie, nécessaire à la compréhension.

Principe de l'holographie

Dans les techniques classiques d'enregistrement de lumière, une scène en trois dimensions est enregistrée sur une surface photosensible. On fait ainsi une image deux dimensions d'une scène qui en comporte trois. En effet, l'information de la phase en chaque point de la scène, autrement dit, le chemin optique des différents objets de la scène est perdu. La caractéristique de l'holographie est d'enregistrer le champ lumineux complet, c'est-à-dire à la fois la phase et l'amplitude des ondes lumineuses diffusées par la scène. Comme tous les supports d'enregistrement de la lumière sont sensibles uniquement à un flux lumineux, il est nécessaire de convertir l'information de phase en une variation d'intensité. On réalise cela par un éclairage cohérent en superposant une onde référence plane ou sphérique, à l'onde diffusée par l'objet (cf figure 1.9(a)).

Notons l'onde objet E_O et l'onde référence E_R , A_O et A_R leurs amplitudes respectives. L'intensité I_H de l'hogramme est le module au carré de la somme des champs objet et référence, et s'écrit

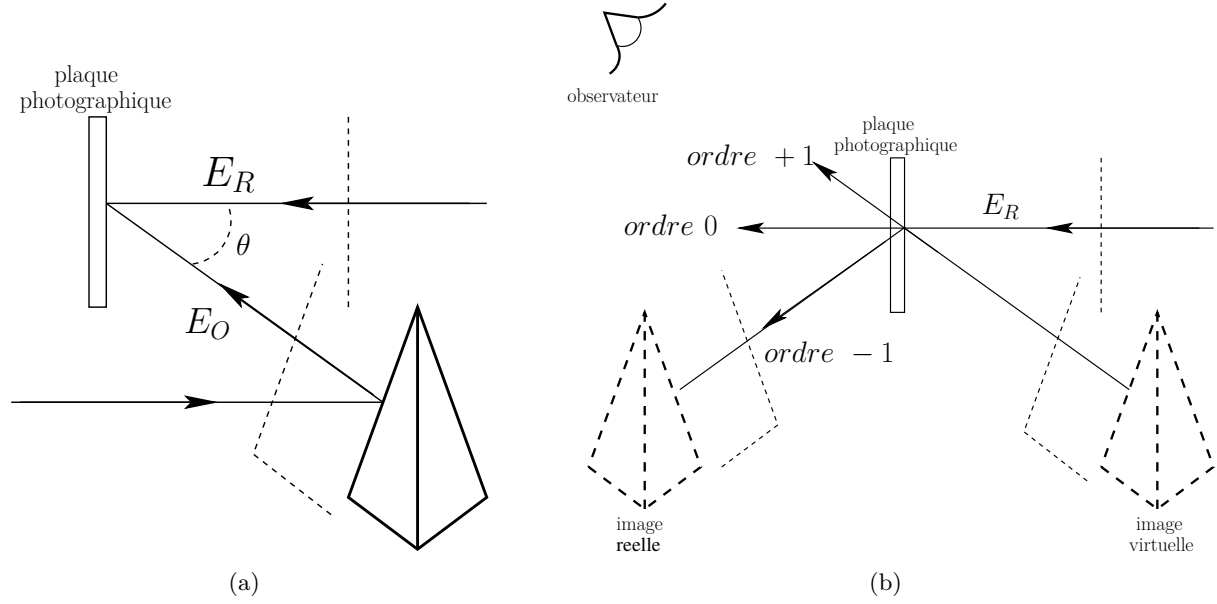


Figure 1.9 | Holographie analogique. Processus d'enregistrement et lecture d'un hologramme, en considérant une onde référence plane.

$$\begin{aligned}
 I_H(x, y) &= |E_R + E_O(x, y)|^2 \\
 &= |E_R|^2 + |E_O(x, y)|^2 + E_R^* E_O(x, y) + E_O^*(x, y) E_R \\
 &= A_R^2 + A_O^2(x, y) + E_R^* E_O(x, y) + E_O^*(x, y) E_R.
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

Si cet hologramme est enregistré sur une plaque photographique, une fois développée, cette dernière présente une transmission $t(x, y)$ proportionnelle à I_H . Après lecture de l'hologramme par l'onde référence, le champ transmis $U(x, y)$ s'écrit

$$\begin{aligned}
 U(x, y) &= t(x, y) E_R \\
 &= k I_H(x, y) E_R \\
 &= k (A_R^2 + A_O^2(x, y)) E_R + E_R E_R^* E_O(x, y) + E_R E_O^*(x, y) E_R,
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

où k est une constante de proportionnalité. Le premier terme de l'équation 1.10 est appelé ordre 0 ou encore composante continue. Le deuxième terme est l'ordre +1, et constitue l'image virtuelle, reconstruite à l'endroit où se trouvait l'objet. Le troisième terme est l'ordre -1 et constitue l'image réelle qui se trouve du côté de l'observateur. Les figures 1.9(a) et 1.9(b) illustrent les étapes d'enregistrement et de lecture d'un hologramme.

Dans le processus d'enregistrement, comme l'illustre la figure 1.9(a), les directions des ondes objet et référence sont décalées d'un petit angle θ . A l'origine, Denis Gabor avait proposé une méthode d'holographie où les bras objet et référence sont alignés [72]. Cette configuration a pour conséquence un recouvrement entre les ordres ± 1 et l'ordre 0. Leith et Upatneiks ont par la suite proposé cette configuration hors axe [73]. Elle permet de décaler les ordres ± 1 par rapport à l'ordre 0. En revanche, elle fait apparaître des franges d'interférences, qui doivent être échantillonnées par les pixels d'une caméra. Cela pose donc une contrainte supplémentaire en fonction de la taille des pixels [74]. En voulant contourner cette contrainte, Yamaguchi et al. ont proposé

une seconde méthode [75] pour filtrer l'ordre 0, que l'on appelle aussi composante continue, du fait des variations temporelles lentes et de faible amplitude de cette composante. Leur méthode consiste à effectuer un filtrage temporel en enregistrant plusieurs hologrammes décalés en phase [76]. Un calcul simple permet ensuite d'obtenir directement la phase et l'amplitude du champ objet complexe. Ce décalage de phase peut être réalisé soit grâce à un miroir monté sur un dispositif piézoélectrique, soit grâce à un montage hétérodyne de manière à avoir un décalage en fréquence à la place du décalage en phase. Ce dernier conduit à des mesures plus précises [77].

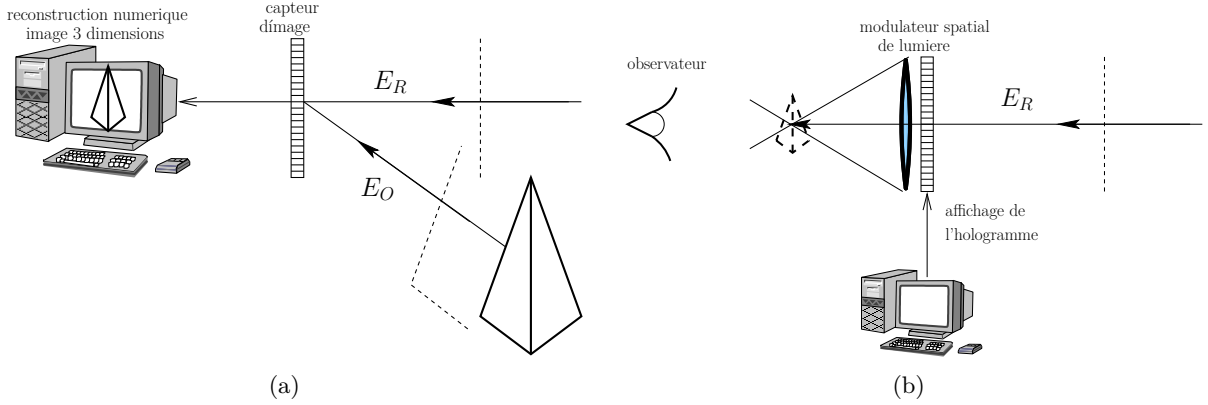


Figure 1.10 | Holographie numérique. Processus numérique d'enregistrement et lecture d'un hologramme. Avec une reconstruction numérique (a), et avec une reconstruction optique par l'intermédiaire d'un dispositif modulateur de lumière (b).

En holographie analogique, le support d'enregistrement est un matériau photosensible, tandis que pour l'holographie numérique, l'hologramme est enregistré sur un capteur d'image (figure 1.10(a)). Une fois que l'hologramme est enregistré numériquement, la reconstruction de l'image en trois dimensions peut se faire informatiquement par un filtrage de l'ordre +1 puis un calcul de propagation inverse de la lumière, typiquement la transformée de Fourier inverse, ou bien optiquement en affichant l'hologramme en phase ou en amplitude sur un dispositif modulateur de lumière (figure 1.10(b)).

Remarque : Par la suite, les principes du filtrage par décalage de phase, et du filtrage par configuration hors axe sont présentés dans le cas de l'application à l'holographie acousto-optique. Les principes et équations des cas plus généraux peuvent être obtenus en ne prenant pas en compte la modulation acousto-optique dans le milieu diffusant.

Filtrage temporel : holographie à décalage de phase

L'hétérodyne consiste à décaler en fréquence le bras objet et le bras référence de manière à créer un battement plus basse fréquence que celle de la lumière. On peut ainsi, par un calcul simple filtrer la composante continue, et mesurer le champ optique complexe. La pulsation hétérodyne ω_{het} , c'est-à-dire celle de battement de la figure d'interférence est fixée en fonction de la bande passante du dispositif de détection. L'onde objet E_O peut se décomposer en une composante correspondant aux photons simplement diffusés, d'amplitude A_D , puis deux autres composantes qui ont été décalées en fréquences suite au passage à travers le foyer ultrasonore. Ces deux composantes d'amplitudes A_{H1} et A_{H2} , sont décalées de la pulsation ultrasonore telles

que $\omega_{H1} = \omega_L + \omega_{US}$ et $\omega_{H2} = \omega_L - \omega_{US}$, où ω_{US} est la pulsation ultra-sonore des ondes acoustiques envoyées dans le milieu diffusant. On note l'onde référence E_R . Les champs objet et référence peuvent donc s'écrire :

$$\begin{aligned} E_R &= A_R e^{i\omega_R t} \\ E_O &= A_D e^{i\omega_L t} + A_{H1} e^{i\omega_{H1} t} + A_{H2} e^{i\omega_{H2} t}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

La figure 1.11 illustre le principe de détection hétérodyne.

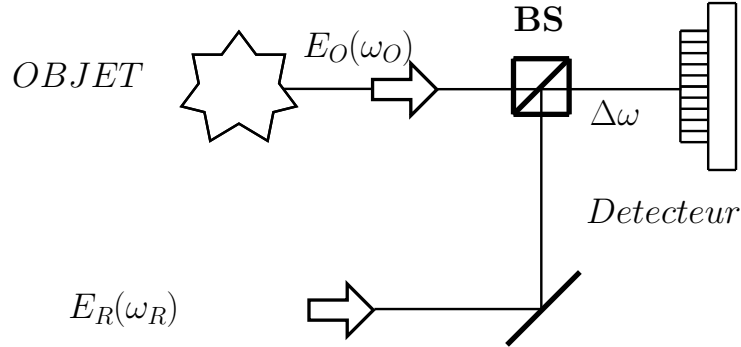


Figure 1.11 | Holographie hétérodyne numérique. Schéma de principe optique de la détection hétérodyne, où $\Delta\omega = \omega_{het}$.

Il n'est pas indispensable d'effectuer un décalage sur les deux bras, mais en pratique, pour obtenir un battement suffisamment basse fréquence, ces deux décalages sont nécessaires, pour obtenir une fréquence hétérodyne de l'ordre du kHz , compatible avec la bande passante d'un capteur d'image. Un décalage du bras référence permettra ainsi de fixer la pulsation hétérodyne avec

$$\omega_R = \omega_L + \omega_{US} + \omega_{het}. \quad (1.12)$$

L'intensité de l'hologramme s'écrit donc

$$\begin{aligned} I_H(t) &= |E_R(t) + E_O(t)|^2 \\ &= I_R + I_D + I_{H1} + I_{H2} + A_{H1}^* A_R e^{i\omega_{het} t} + A_{H1} A_R^* e^{-i\omega_{het} t}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

où I désigne les intensités telles que $I_R = A_R^2$, $I_D = A_D^2$, $I_{H1} = A_{H1}^2$ et $I_{H2} = A_{H2}^2$. Elles sont considérées continues du point de vue du détecteur, c'est-à-dire constantes ou trop rapides pour être enregistrées par le détecteur. La somme de ces intensités constitue la composante homodyne, tandis que les deux derniers termes de l'équation 1.13 représentent la composante hétérodyne. Un schéma de détection homodyne consiste à détecter une contribution interférométrique statique en faisant interférer deux faisceaux de même fréquence.

Intégration par un photo-détecteur : Lors de l'enregistrement d'une image I_k , un capteur d'image intègre le signal de l'hologramme suivant l'expression de l'équation 1.13 sur une période $T_C = \frac{2\pi}{\omega_C}$. Soit $\frac{\omega_C}{2\pi}$ la fréquence d'acquisition de cette caméra. La fréquence hétérodyne $\frac{\omega_{het}}{2\pi}$ doit alors être fixée telle que

$$\omega_{het} = \frac{\omega_C}{n}, \quad (1.14)$$

où n est entier. L'intensité intégrée I_k s'écrit alors, en reprenant l'équation 1.13

$$\begin{aligned}
 I_k &= \int_{t_k}^{t_k+T_C} I_H dt \\
 &= \int_{t_k}^{t_k+T_C} [I_R + I_D + I_{H1} + I_{H2} + \\
 &\quad A_{H1}^* A_R e^{i\omega_{het}t} + A_{H1} A_R^* e^{-i\omega_{het}t}] dt
 \end{aligned} \tag{1.15}$$

Avant d'écrire le résultat de l'équation 1.15, l'intégrale temporelle $\int_{t_k}^{t_k+T_C} e^{-i\omega_{het}t} dt$ donne

$$\begin{aligned}
 \int_{t_k}^{t_k+T_C} e^{-i\omega_{het}t} dt &= \frac{1}{i\omega_{het}} e^{-i\omega_{het}t_k} [1 - e^{-i\omega_{het}T_C}] \\
 &= T_C e^{-i\omega_{het}(t_k+T_C/2)} \text{sinc}(\omega_{het}T_C/2).
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

L'équation 1.14 permet ensuite de simplifier cette expression par

$$\int_{t_k}^{t_k+T_C} e^{-i\omega_{het}t} dt = T_C e^{-i(2k-1)\pi/n} \text{sinc}(\pi/n). \tag{1.17}$$

Démodulation n phases : Puisque la contribution interférométrique oscille à la fréquence hétérodyne ω_{het} , il est nécessaire d'enregistrer plusieurs hologrammes décalés en phase pour obtenir le signal complexe démodulé. Ce principe de détection par holographie en décalage de phase a été introduit par Yamaguichi et al. [75]. Ainsi, à partir de n acquisitions du signal correspondant à des intervalles d'intégration de $2\pi/n$, on peut reconstruire le signal complexe par une combinaison linéaire des n hologrammes acquis. D'après les calculs précédents, l'hologramme intégré à partir de l'instant t_k sur une période T_C s'écrit donc

$$\begin{aligned}
 I_k &= T_C [I_R + I_D + I_{H1} + I_{H2} + \\
 &= A_{H1}^* A_R e^{i(2k-1)\pi/n} \text{sinc}(\pi/n) + A_{H1} A_R^* e^{-i(2k-1)\pi/n} \text{sinc}(\pi/n)]
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

Le calcul de démodulation des n hologrammes acquis donne ainsi une intensité proportionnelle au champ objet en amplitude et/ou en phase avec

$$I_H = \sum_{k=0}^n I_k e^{(i2(k-1)\pi/n)}. \tag{1.19}$$

En pratique, l'acquisition de données acousto-optique est effectuée avec 2 ou 4 hologrammes.

- La démodulation 2 phases permet de multiplier le signal utile par un facteur 2. Quand la bande passante du détecteur n'est pas suffisante pour acquérir 4 hologrammes pendant le temps de corrélation du milieu, cette méthode est préférée [28]. Dans ce cas, l'amplitude de l'ordre 1 s'écrit

$$\begin{aligned}
 I_H &= I_1 - I_2 \\
 &= 2iT_C \text{sinc}(\pi/2) (A_{H1}^* A_R - A_{H1} A_R^*).
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

- La démodulation 4 phases permet d'obtenir le champ complexe objet. Cette méthode permet également de filtrer plus efficacement le bruit [36].

$$\begin{aligned} I_H &= (I_1 - I_3) + i(I_2 - I_4) \\ &= 4e^{-i\pi/4} T_C \text{sinc}(\pi/4) (A_{H1} A_R^*). \end{aligned} \quad (1.21)$$

Filtrage spatial : configuration hors axe

La configuration hors axe permet comme précédemment de filtrer la composante continue, mais dans ce cas spatialement. En introduisant un petit angle θ entre le bras référence et le bras objet, comme illustré en figure 1.12, une modulation spatiale sinusoïdale est observée sur le détecteur, permettant ainsi de décaler dans l'espace de Fourier les ordres ± 1 par rapport à l'ordre 0. Pour cette partie, les variations spatiales des champs objet et référence sont prises en compte, soit

$$\begin{aligned} E_R(x, y, z) &= A_R(x, y, z) e^{i\omega_R t} e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \text{ et} \\ E_O(x, y, z) &= A_O(x, y, z) e^{i\omega_O t}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

où k_x , k_y et k_z sont les composantes du vecteur d'onde de la référence tels que (le problème est limité à 2 dimensions)

$$\begin{aligned} k_x &= \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta), \\ k_y &= 0, \text{ et} \\ k_z &= \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\theta). \end{aligned} \quad (1.23)$$

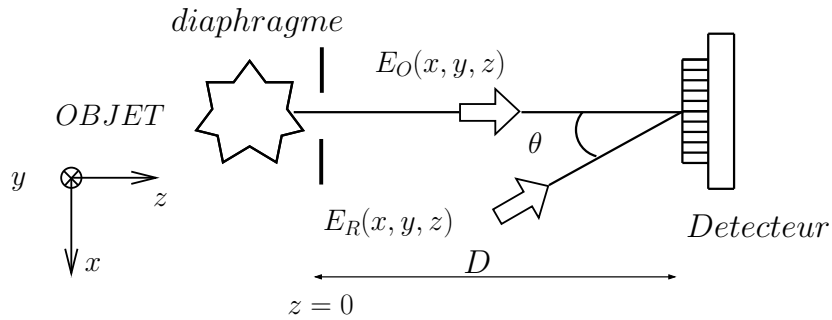


Figure 1.12 | Holographie hors axe. Un angle est introduit entre le bras référence et le bras objet.

De plus, on considère que l'onde référence produit un éclaircissement uniforme, c'est-à-dire que A_R est une constante. Le champ vu par le capteur est la somme des champs objet et référence, où les pulsations objet et référence ont été fixées à ω_L pour mettre en évidence l'intérêt de la configuration hors-axe. L'intensité intégrée par le capteur sur une période T_C va donc s'écrire

$$\begin{aligned} I_k(x, y, D) &= \int_{t_k}^{t_k+T_C} |E_R(x, y, D) + E_O(x, y, D)|^2 dt \\ &= \int_{t_k}^{t_k+T_C} [I_R + I_O(x, y, D) + \\ &\quad A_O^*(x, y, D) A_R e^{i(k_x x + k_y y + k_z D)} + A_O(x, y, D) A_R^* e^{-i(k_x x + k_y y + k_z D)}] dt \\ &= T_C [I_R + I_O(x, y, D) + \\ &\quad A_O^*(x, y, D) A_R e^{i(k_x x + k_y y + k_z D)} + A_O(x, y, D) A_R^* e^{-i(k_x x + k_y y + k_z D)}]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

En supposant que l'on se trouve dans les conditions de diffraction de Fraunhofer, on peut calculer le champ objet dans le plan du diaphragme par un calcul de transformée de Fourier.

Si cette condition n'est pas satisfaite, il faut ajouter les termes quadratiques dans l'intégrale, de manière à obtenir le champ objet par l'intégrale de Fresnel-Kirchoff. Soit $\widehat{E}(u_x, u_y, z)$ la transformée de Fourier spatiales deux dimensions (x et y) du champ complexe $E(x, y, z)$ dans le plan de cote z telle que

$$\widehat{E}(u_x, u_y, z) = \int_{\mathbf{R}^2} E(x, y, z) e^{-2i\pi(u_x x + u_y y)} dx dy. \quad (1.25)$$

Le résultat de la transformée de Fourier de l'intensité intégrée sur le capteur d'image (équation 1.24), correspondant au champ à $z = 0$, donne ensuite

$$\begin{aligned} \widehat{I}_k(u_x, u_y, D) &= T_C [I_R \delta(u_x, u_y) + \widehat{I}_O(u_x, u_y, D) + && \text{ordre } 0 \\ &= A_R \widehat{A}_O(u_x, u_y, D) \star \delta(u_x + u_{Rx}, u_y + u_{Ry}) + && \text{ordre } -1 \\ &= A_R \widehat{A}_O^*(u_x, u_y, D) \star \delta(u_x - u_{Rx}, u_y - u_{Ry})], && \text{ordre } +1 \end{aligned} \quad (1.26)$$

où $\star$ désigne le produit de convolution et $\delta(u_x, u_y)$ la fonction de Dirac à deux dimensions. Avec cet enregistrement, il est possible d'examiner l'objet numérique par un nouveau calcul intégral à différentes cotes z , comme cela est fait par exemple en microscopie interférométrique [73, 78]. Dans le cas particulier de l'holographie acousto-optique, seule la quantité d'énergie des photons marqués est exploitée, c'est-à-dire l'énergie contenue dans les ordres ± 1 , comme illustré dans la figure 1.13.

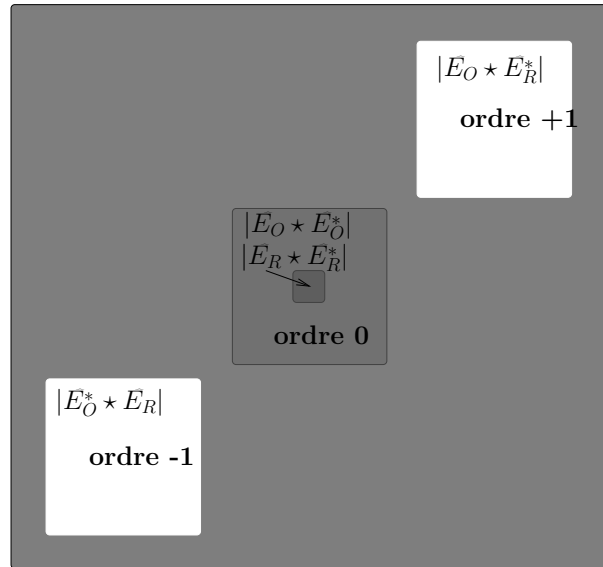


Figure 1.13 | Spectre de l'hologramme intégré. En pratique, les réglages du montage optique se font de manière à avoir un décalage seulement suivant u_x , pour étaler les ordres ± 1 sur toute la hauteur, et ainsi avoir d'avantage de signal.

Détection numérique des photons marqués

Aire de cohérence : La figure d'interférence obtenue sous illumination cohérente d'un diffuseur en régime de diffusion multiple présente une granularité aléatoire (on parle de tavelures ou *speckle*). Les différents modes optiques interfèrent constructivement ou destructivement pour donner des zones claires ou des zones sombres. La taille caractéristique d'un grain de speckle

l_C est dépendante des paramètres de la configuration de détection, et peut être approximée par [36] :

$$l_C = \frac{\lambda D}{a}, \quad (1.27)$$

où D est la distance séparant l'objet du plan de détection, a la largeur du diaphragme en sortie du milieu et λ la longueur d'onde.

Intérêt de la détection multiplexée : A l'origine, la détection acousto-optique dans une configuration d'holographie hétérodyne hors axe a été réalisée sur un détecteur mono-élément [68]. Cependant, du fait de la faible cohérence spatiale de la figure de speckle, il faut soit n'intégrer qu'une partie du champ diffusé correspondant à une seul grain de speckle, et perdre une grande partie de l'information, ou bien intégrer plusieurs grains de speckle sur ce mono-élément en diminuant le rapport signal à bruit. Wang et al. ont en effet démontré qu'en détectant N_g grains de speckle sur un photo-multiplicateur, le degré de modulation, c'est-à-dire l'amplitude de la composante hétérodyne, est divisé par $\sqrt{N_g}$ [68]. Par ailleurs, le bruit diminue également suivant la racine carrée du nombre de grains de speckle. Par conséquent, le rapport signal sur bruit est le même que l'on intègre un ou plusieurs grains de speckle sur le mono-détecteur. L'avantage d'utiliser ce type de détecteur est simplement la rapidité d'acquisition, qui peut être dans une approche classique plus rapide qu'un capteur d'image matricié.

Dans le cas de la détection numérique matriciée, où un grain de speckle est intégré par quelques pixels, on augmente ainsi le rapport signal à bruit d'un facteur $\sqrt{N_g}$ [79]. Le montage utilisé est un montage d'holographie hors axe. On combine de plus les deux filtrages temporel et spatial pour un filtrage efficace de la composante continue [74]. Les contraintes d'acquisition liées à une matrice de pixels sont l'optimisation de la taille d'un grain de speckle adaptée à quelques pixels (par l'ouverture du diaphragme) et l'échantillonnage des franges d'interférences, en réglant l'angle du bras référence [28].

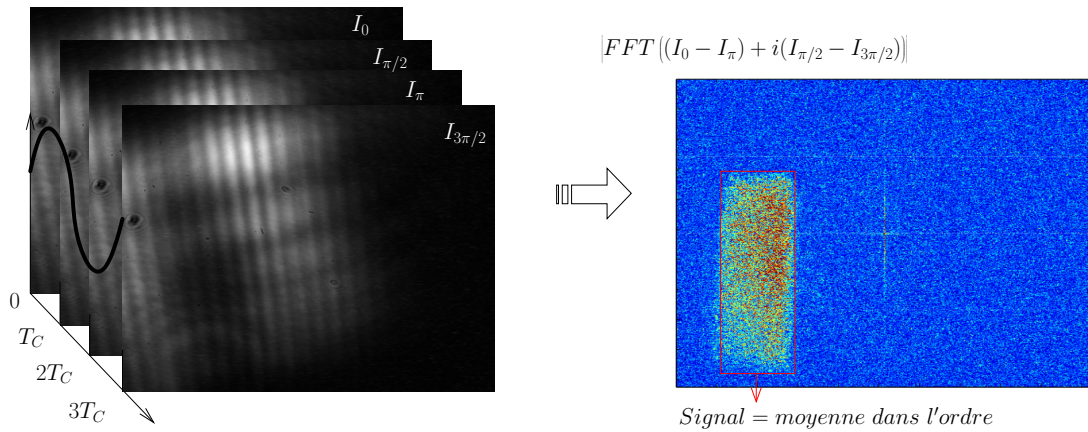


Figure 1.14 | Principe d'acquisition et de filtrage du signal acousto-optique.

Le signal est ensuite filtré dans le plan de Fourier, en calculant la moyenne des pixels contenus dans l'ordre, comme illustré en figure 1.14. La densité spectrale de puissance, c'est-à-dire le module de la transformée de Fourier au carré est calculée avant d'extraire le signal.

Détection par holographie photoréfractive

La détection par holographie photoréfractive utilise un cristal photoréfractif dans lequel on inscrit un hologramme [71, 80, 81]. Cet hologramme est ensuite relu par l'onde référence réalisant ainsi une adaptation du front d'onde. De cette manière les fronts d'onde objet et référence diffractés sont spatialement cohérents et on peut réaliser une détection sur un mono-élément [82, 83]. Comme les détecteurs mono-élément ont une bande passante plus élevée, en général, que celle d'un capteur d'image, la bande passante peut atteindre plusieurs dizaines de MHz et un suivi de l'onde acoustique dans l'échantillon peut être obtenu.

Détection par "Hole burning" spectral

Le "hole burning" spectral est une technique supplémentaire pour détecter les photons marqués. Un cristal placé en sortie du milieu diffusant présente un coefficient d'absorption supérieur pour une bande spectrale ultra-fine [84, 85]. En faisant concorder cette bande spectrale avec la fréquence des ultrasons à $\omega_L \pm \omega_{US}$, les photons marqués sont filtrés et la quantité de photons marqués est ensuite déduite de la mesure des photons non marqués. Cette technique a l'avantage de ne pas être interférométrique. En revanche, le cristal fonctionne à très basse température et un dispositif de refroidissement assez encombrant est nécessaire.

Dans les trois techniques de détection des photons marqués ci-dessus, la résolution spatiale est fixée par les ultrasons. Comme expliqué dans la partie 1.2, la résolution latérale des ultrasons est bonne, de l'ordre de quelques centaines de μm , en revanche sans utiliser de méthodes particulières, la résolution axiale est moins élevée. Plusieurs méthodes ont été développées pour confiner l'énergie acoustique dans la direction axiale, et obtenir une résolution équivalente dans les 3 directions de l'espace [86, 87].

1.4 Dispositifs de détection

1.4.1 Approche standard

L'approche standard définit ici une détection par un capteur d'image du commerce, puis un traitement des données déporté sur une unité de calcul. Cette approche est celle utilisée jusqu'à maintenant pour l'holographie acousto-optique numérique [87], et dans une majorité des cas, pour les mesures d'holographie numérique. Elle présente l'avantage d'être générique, mais elle permet rarement de tirer profit de toutes les spécificités de la détection associée.

Les capteurs d'image existants sont de deux types, CCD ou CMOS et l'unité de calcul peut se trouver sur un ordinateur, ou une carte électronique programmable.

1.4.2 Capteurs d'image intégrant des fonctions de traitement

La détection hétérodyne en optique s'est inspirée du principe déjà utilisé pour les transmissions radio dans les années 1940. Partant de ce constat, plusieurs groupes ont proposé un dispositif matricé où chaque élément est basé sur le principe de filtrage tel qu'il est utilisé pour les ondes radios. Le pixel présenté dans [88] comporte ainsi un bloc permettant de déphaser le

signal de $\pi/2$, et créer deux voies. Chacune des voies est ensuite multipliée par un signal de fréquence différente, qui constitue un oscillateur local.

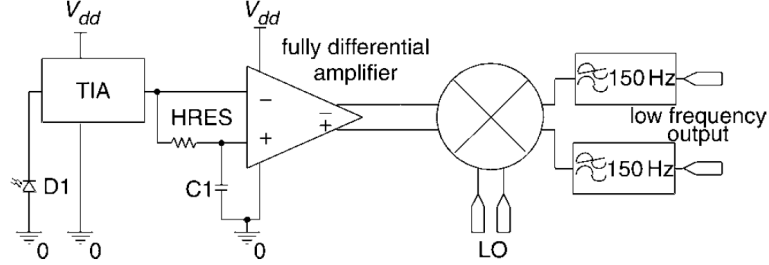


Figure 1.15 | Architecture de pixel à filtrage passe-bande. D'après [88].

Le signal est ainsi ramené en basse fréquence et devient plus facile à numériser. Ce type de pixel est cependant relativement étendu. Des pixels de $110 \mu m$ en technologie CMOS ont été conçus.

Pour des applications en OCT, Beer et al. [89] ont proposé un pixel effectuant la démodulation 4 phases avec une architecture complètement analogique. La différence de la démodulation est faite par un système de condensateur commutés. Cette approche présente cependant des pixels relativement étendus de $50 \mu m$ par $86.5 \mu m$.

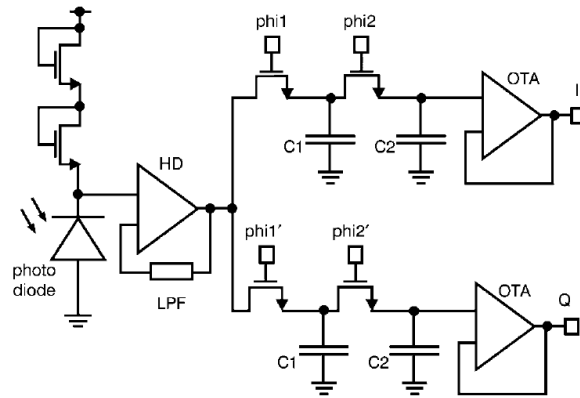


Figure 1.16 | Architecture de pixel à stockage. D'après [90].

Pitter et al. [91, 90, 92, 93, 94] ont proposé deux intégrations différentes. La première consiste simplement en 4 mémoires analogiques, permettant ainsi de stocker plusieurs images en un temps très court, seulement limité par l'énergie du flux lumineux disponible, et d'avoir une mesure du champ complexe grâce à une acquisition en décalage de phase. Cependant, dans cette implémentation, la composante DC de l'interférence est également intégrée, ce qui est par exemple pour l'holographie acousto-optique l'une des limitations principales.

Bourquin et al. [95, 96] ont proposé une architecture de correction automatique de cette composante continue. Cette implémentation permet de filtrer la composante continue et d'amplifier le signal pertinent dans une gamme de fréquence allant jusqu'à 1 MHz. Le filtrage se fait en courant, de telle sorte qu'une source de courant contrôlable en tension compense le courant

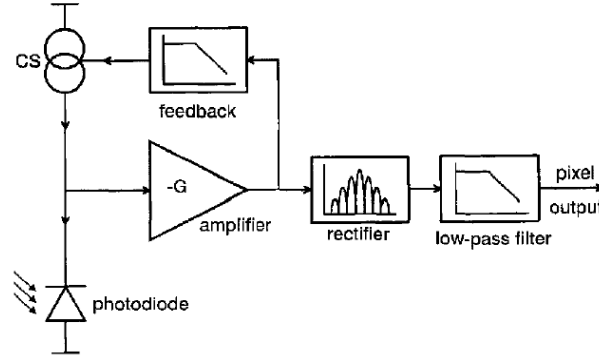


Figure 1.17 | Boucle de filtrage du courant photonique constant. D'après [95].

photonique correspondant au terme constant. Le courant photonique alternatif est ainsi amplifié. Ce type de montage a également déjà été utilisé par ailleurs pour filtrer la lumière ambiante dans d'autres applications d'imagerie.

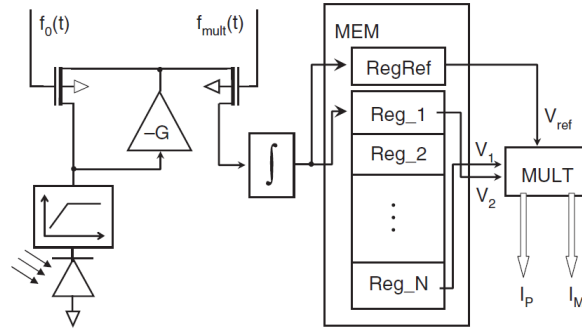


Figure 1.18 | Architecture pour l'analyse de lumière diffuse. Le signal photonique est d'abord filtré par un passe-haut puis le calcul de corrélation se fait à partir des N registre de mémoire dans lesquels sont enregistré les valeurs du signal à différents instants. D'après [97].

Sur ce même principe de boucle de correction automatique, Tualle et al. [97, 98] ont développé une architecture de pixel pour l'analyse de lumière diffusée et l'extraction d'une composante AC de très faible amplitude.

Light et al. ont développé une ligne de pixels pouvant détecter une lumière modulée autour de 500 kHz avec une composante continue jusqu'à 1.10^5 fois plus élevée. Leur approche consiste à intégrer des puits de charges suffisamment profonds pour avoir le SNR souhaité [99]. En d'autres termes, les condensateurs de stockage sont de l'ordre de plusieurs pF , ce qui rend impossible une implémentation matricielle de cette architecture.

Une approche équivalente matricielle a été proposée dans [100], impliquant donc des condensateurs de stockage plus petits, ce qui limite la dynamique allouée au signal utile. Dans toutes les architectures décrites ci-dessus, les applications visées sont souvent les mêmes : mesures de temps de vol ("Time of Flight (TOF)" en anglais), microscopie interférométrique, holographie hétérodyne. Une synthèse des architectures de capteurs d'image visant des applications de dé-

modulation est proposée dans le tableau 1.4.

	Ref [95, 96]	Ref [88]	Ref [101]	Ref [99, 102]	Ref [89]	Ref [103]	Ref [104, 105, 100]	Ref [97]
Dim. pixel	110 μm	86 μm	25 μm	714 $\mu m \times 25 \mu m$	86.5 μm	42 μm	62 μm	44 μm
Facteur de remplissage	10 %	NC	55%	88%	10 %	19.8%	NC	NC
Taille matrice	58 $\times$ 58	NC	64 $\times$ 64	1 $\times$ 256	160 $\times$ 30	64 $\times$ 64	100 $\times$ 100	24 $\times$ 24
Filtrage passe-haut pixel	oui	oui	oui	non	oui	non	oui	oui
Bande passante	1kHz – 1MHz	500kHz – 25MHz	1kHz – 1MHz	500kHz	10MHz	NC	720Hz	500kHz
PSNR	NC	NC	NC	NC	74 dB	45 dB	52 dB	NC
Dynamique d'entrée	57 dB	NC	NC	NC	NC	25 dB	NC	NC
Taux de modulation ¹	0.05	0.018	NC	1.10 ⁻⁵	0.02	0.33	0.025	0.01
Type architecture	PH en courant + PB	pixel log. + TIA + LO + Buffer	HDA + stockage pixel	Ligne de pixels + stockage analog.	DLO + PB	PG + stockage diffusion	3 stockages analog.	PH en courant + INT + calcul corrélation

Tableau 1.4 | Caractéristiques des circuits de l'état de l'art. LO oscillateur local, TIA amplificateur de transimpédance, PH filtre passe haut, PB filtre passe bas, HDA amplificateur différentiel à hystérésis, DLO oscillateur local à temps discret, PG photo-transistor, INT intégration, NC non communiqué.

Au regard des contraintes de l'imagerie acousto-optique, les architectures de l'état de l'art présentent des limitations soit en termes de pas pixel ce qui limite la résolution et donc le SNR, soit en termes de taux de modulation pour lequel un signal est détectable. En effet, en holographie acousto-optique, le rapport de la composante alternative sur la composante continue est inférieur à 0.01. Par conséquent cela limite aussi le rapport signal à bruit, et donc à puissance lumineuse égale, l'épaisseur de tissus à travers laquelle un signal acousto-optique peut être détecté.

1. Le taux de modulation est défini comme le rapport de l'amplitude de la composante alternative sur la composante continue.

1.4.3 Sources de bruit électronique

Le première source de bruit de la chaîne d'acquisition qui limite la sensibilité d'une détection optique est le bruit de photon. La conversion des photons en électrons, puis le traitement et la lecture de ces quantités de charges sont également entachés de bruit électroniques.

Le bruit de photon

L'arrivée des photons sur le capteur d'image est aléatoire et suit une loi de Poisson. Si N_{ph} est le nombre de photons moyen, l'écart type est de $\sqrt{N_{ph}}$.

Le bruit thermique

Il vient de l'agitation thermique dans les éléments électroniques (condensateur, résistance ou transistor). C'est un bruit de densité de puissance spectrale constante. Pour une résistance il s'écrit (en $V/\sqrt{Hz}$)

$$\nu_{Rth} = \sqrt{4kTR}, \quad (1.28)$$

où R est la valeur de la résistance, T la température en Kelvin et k la constante de Boltzmann. Lorsqu'un condensateur est placé en série avec une résistance, le bruit thermique est mis en forme par la réponse en fréquence du filtre passe-bas RC . Le bruit thermique en $V/\sqrt{Hz}$ mesuré aux bornes du condensateur est donc le résultat de l'intégration de l'amplitude de la fonction de transfert du filtre passe-bas, multiplié par la densité spectrale de puissance du bruit de la résistance. Il vaut ainsi

$$\nu_{Cth} = \sqrt{\int_0^\infty \frac{4kTR}{1 + (2\pi RCf)^2} df} = \sqrt{\frac{kT}{C}}, \quad (1.29)$$

avec C la capacité du condensateur.

Le bruit de flicker

Il est aussi appelé le bruit en $1/f$ car sa densité spectrale de puissance est proportionnelle à l'inverse de la fréquence. Il est généré dans un transistor et s'écrit

$$\nu_f = C_{ox} \frac{W}{L} \frac{1}{f}, \quad (1.30)$$

où W est la longueur du transistor, L sa largeur et C_{ox} la capacité du condensateur formé entre la grille et le substrat.

Ces différentes sources de bruit sont représentées spectralement en figure 1.19(b), dans le cas où le bruit de photon est dominant. Pour les applications en holographie, la puissance incidente sur le capteur d'image peut être ajustée pour être à la limite du niveau de saturation (cf histogramme typique d'une image d'holographie acousto-optique en figure 1.19(a)). Par conséquent, le bruit prédominant -donc limitant- dans ces applications est le bruit de photons.

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés aux dispositifs et aux modalités d'acquisitions d'images pour l'imagerie médicale. Ces techniques d'imagerie optique sont de plus en plus couplées à des techniques de correction du front d'onde. Cette possibilité de correction et

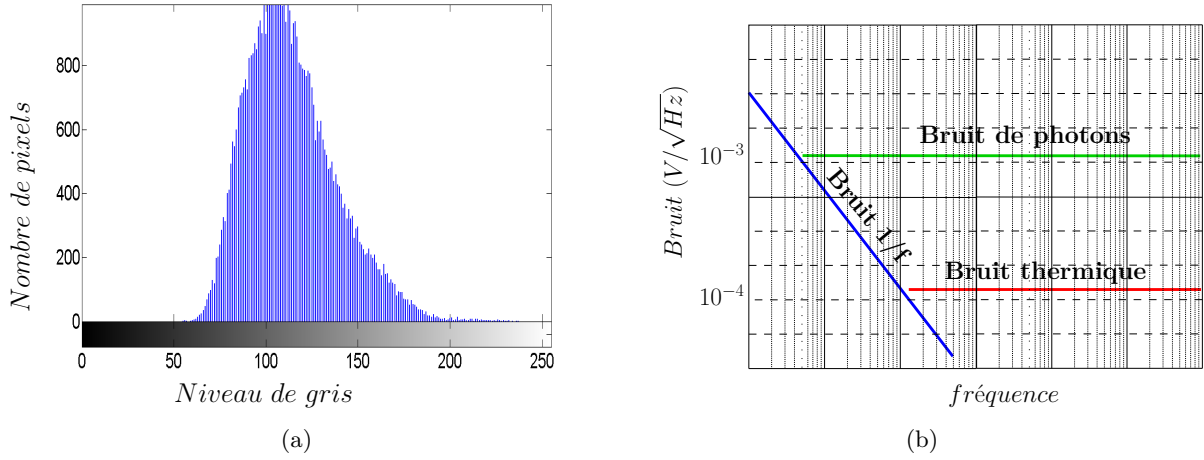


Figure 1.19 | Histogramme d'un profil d'interférence acquis avec un montage d'holographie acousto-optique. La puissance lumineuse incidente est adaptée de manière à se placer à la limite de la saturation. On se trouve donc dans la situation où le bruit de photon est dominant.

plus largement de contrôle du front d'onde peut améliorer de manière importante la qualité de l'information optique. Ces techniques ont dans un premier temps bénéficié au domaine de l'astronomie, où elles étaient utilisées dans l'observation d'étoiles pour compenser les aberrations du front d'onde introduites par les couches de l'atmosphère [106, 107]. Le dispositif inventé par Sharck et Hartmann [108, 109] pour réaliser cette tâche a par la suite été utilisé en médecine, en particulier en ophtalmologie pour mesurer les défauts de vision du patient. Plus récemment, les techniques de contrôle du front d'onde à travers les milieux diffusants ont connu un réel essor, et leurs applications potentielles dans le domaine médical sont nombreuses. Nous allons dans les deux parties suivantes exposer d'abord ces nouvelles techniques de contrôle de la lumière dans les milieux diffusants, puis des dispositifs qui ont permis cet essor.

1.5 Techniques de contrôle du front d'onde

Dans cette partie nous présentons les techniques permettant de focaliser la lumière "dans" ou "à travers" un milieu diffusant. Cette opération constitue une conjugaison de phase, c'est-à-dire que les différentes contributions du champ sont optimisées de manière à avoir un champ maximum sur un point focal. Le masque correspondant au conjugué de phase, si le point source était au point focal, est ainsi reconstruit. Plusieurs techniques permettent d'effectuer cette optimisation.

1.5.1 Modèle d'un milieu diffusant

Un milieu diffusant peut être modélisé de manière simple par sa matrice de transmission $\mathbf{T}$. Dans ces conditions, le champ optique en sortie du milieu diffusant sur un mode de sortie m , E_m , s'écrit comme la superposition des N contributions de tous les modes d'entrée tel que

$$E_m = \sum_{n=1}^N A_n e^{i\phi_n} t_{mn}, \quad (1.31)$$

où A_n est l'amplitude du mode d'entrée n , ϕ_n , sa phase et t_{mn} les éléments de la matrice de transmission. La matrice de transmission a donc une dimension de $N \times M$. M étant le nombre de modes de sortie. L'équation 1.31 peut encore s'écrire simplement sous forme matricielle

$$\mathbf{E}_{OUT} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{E}_{IN}, \quad (1.32)$$

avec E_{IN} le champ optique d'entrée et E_{OUT} le champ de sortie. Plus de détails sont disponibles dans la thèse de Sébastien Popoff [110] et dans celle de Ivo Micha Vellekoop [111]. Le processus de focalisation peut être effectué avec un montage en transmission, comme illustré sur le figure 1.20, où le modulateur spatial de lumière (SLM) et le capteur d'image sont de part et d'autre du milieu diffusant, ou bien en réflexion, où le SLM et le capteur d'image sont placés du même côté du milieu diffusant.

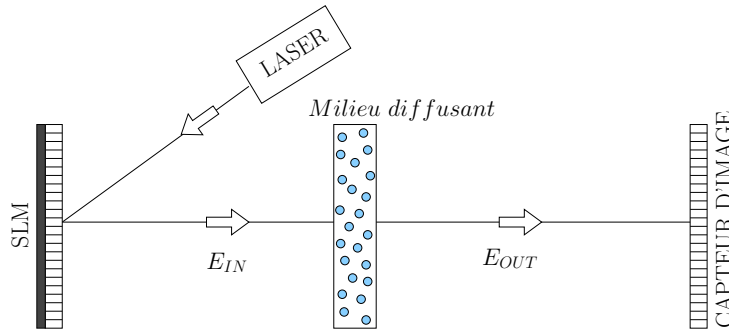


Figure 1.20 | Schéma de principe du montage pour focaliser en transmission. En pratique, on ajoute entre autres des objectifs pour zoomer sur le milieu afin de contrôler un nombre de modes qui correspondent au nombre de pixels du SLM.

1.5.2 Algorithmes de focalisation

Optimisation séquentielle

Les premiers à avoir réalisé cette opération optique sont I. M. Vellekoop et A. Mosk [112]. Avec un montage en transmission, comme présenté sur la figure 1.20, l'idée est de contrôler N portions de l'onde d'entrée, où N est le nombre de pixels du SLM. L'intensité sur chaque pixel du capteur d'image placé en sortie du milieu diffusant est le résultat de la superposition des N contributions des portions de l'onde d'entrée contrôlées. L'expérience réalisée est basée sur cette idée. Si M est le nombre de pixel du capteur d'image, on peut en effet écrire le champ en sortie du milieu diffusant comme la superposition linéaire des contributions des N pixels du SLM. Le nombre de phases testées pour chaque pixel peut être relativement faible : à partir d'une résolution de 4 bits sur la phase, 90 % de l'efficacité maximum de focalisation est atteinte [113].

Dans cet algorithme comme dans ceux qui seront présentés par la suite, on définit un critère d'optimisation η tel que

$$\eta = \frac{I_m}{\langle I_0 \rangle}, \quad (1.33)$$

où I_m est l'intensité du mode de sortie où la lumière doit être focalisée, $\langle I_0 \rangle$ l'intensité moyenne à l'état initial. Dans cette optimisation, un seul pixel du SLM est testé à chaque

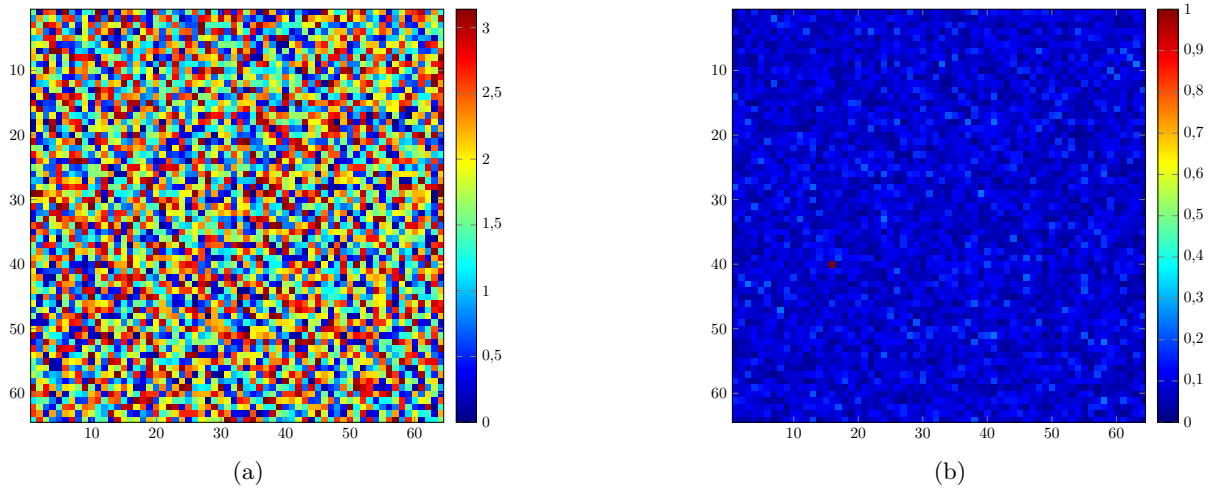


Figure 1.21 | Simulation d'une expérience de focalisation. Phase (a) et amplitude (b) du champ transmis optimisé pour maximiser l'intensité sur le mode de sortie de coordonnées (16,40).

itération, par conséquent, l'augmentation potentielle de l'intensité du mode de sortie à optimiser est faible et ce processus est donc sensible au bruit. En revanche, puisque tous les modes d'entrée sont optimisés, la focalisation théorique est plus élevée que dans les autres solutions.

Optimisation avec partitionnement

Une optimisation où une partition de la matrice de SLM est réalisée a ensuite été proposée. En divisant la matrice de SLM aléatoirement en 2, et en optimisant l'une des deux moitiés, de la même manière que pour l'algorithme séquentiel, l'augmentation de l'intensité du mode de sortie est potentiellement plus élevée. On observe en effet une convergence plus rapide qu'avec l'algorithme séquentiel.

Optimisation par algorithme génétique

L'optimisation par algorithme génétique a également prouvé son efficacité, car un grand nombre de combinaisons de modes optiques existent. B. Conkey et al. [114] ont proposé un algorithme génétique qui affiche de meilleures performances en termes de bruit et de vitesse de convergence. L'application de processus génétique est particulièrement efficace ici car le nombre de combinaisons possibles est important, puisque le modulateur spatial de lumière permet de contrôler typiquement 1.10^6 modes. Le principe de l'algorithme génétique est de renouveler potentiellement à chaque itération une grande partie du masque de phase, si elle améliore la focalisation. Le critère de coût utilisé est également le facteur d'amélioration η défini par l'équation 1.33. Le processus de l'algorithme est exposé ci-dessous.

- *Initialisation* : Une population de masques de phase est générée aléatoirement. N_{POP} désigne la taille de cette population. Les masques de cette population sont évalués avec le critère η , puis classés.
- *Sélection* : Deux masques $P1$ et $P2$ sont sélectionnés dans la population aléatoirement. Les masques ayant une valeur de η plus élevée ont plus de chance d'être sélectionnés.

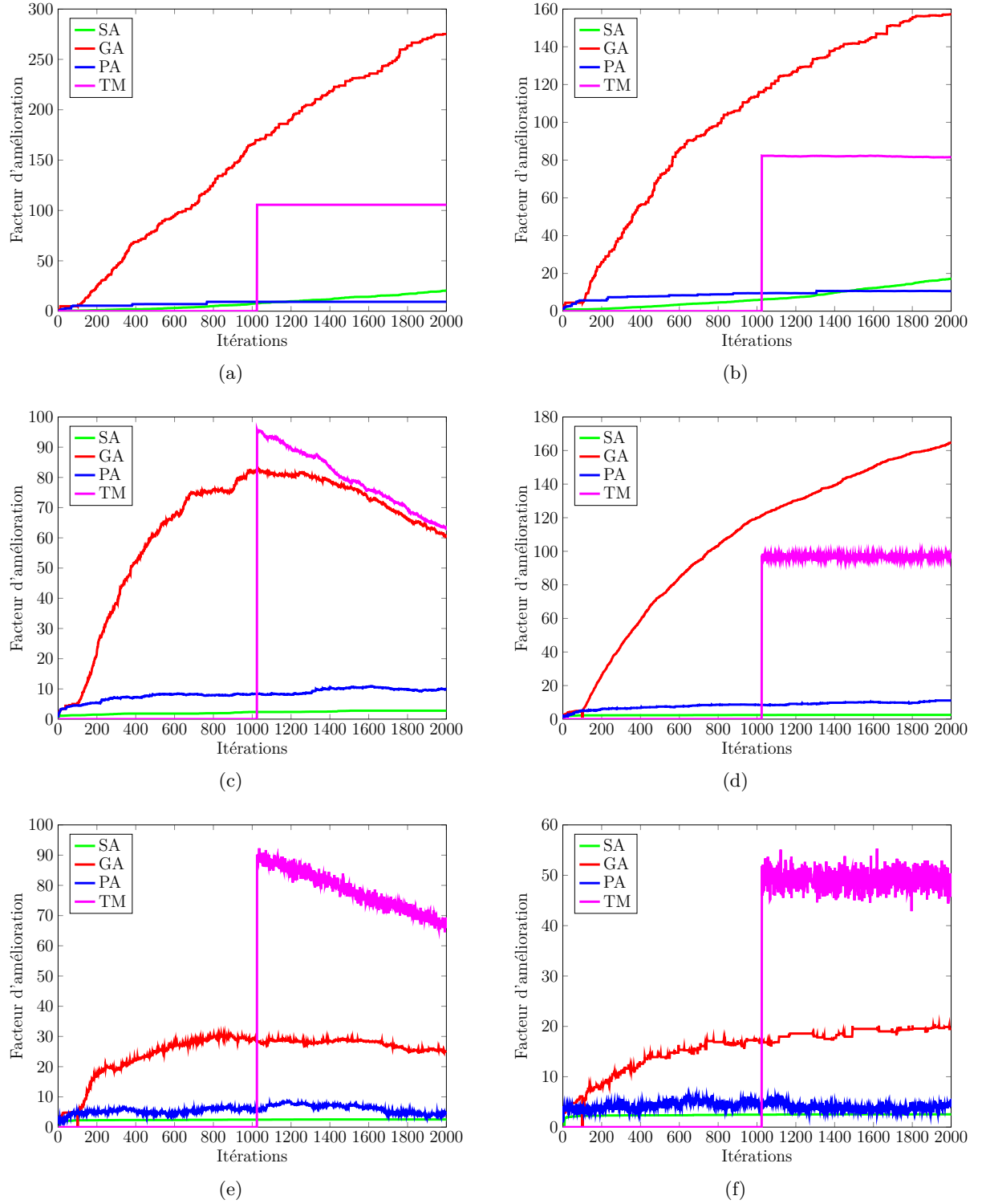


Figure 1.22 | Evolution de l'intensité du point focal pour les différents algorithmes. Simulations faites pour 64×64 pixels sur le capteur d'image et sur le SLM. Le résultat avec la mesure de matrice de transmission est obtenu pour 16×16 pixels sur le SLM pour avoir une focalisation après 1024 mesures. (a) et résultats sans bruit ni décorrélation. (b) et (c) : résultats sans bruit avec décorrélation ($T_p/T_i = 1000$ et $T_p/T_i = 100$). (d) et (e) : résultats avec bruit de mesure et de commande sans décorrélation. (f) : résultats avec bruit de mesure et de commande et décorrélation ($T_p/T_i = 100$). SA algorithme séquentiel, PA algorithme avec partitionnement, GA algorithme génétique, TM mesure de la matrice de transmission.

- *Génération d'un nouveau masque* : Un masque binaire O est généré aléatoirement. Il est utilisé pour générer un nouveau masque E à partir des deux sélectionnés tel que $E = P1 \times O + P2 \times (1 - O)$.
- *Mutation* : Sur le nouveau masque généré E une zone de N_{MUT} pixels du SLM est sélectionnée aléatoirement puis une nouvelle valeur de phase est affectée à celle ci.
- *Évaluation* : Le masque E obtenu est évalué avec la fonction η , et si cette dernière est plus élevée que la plus faible valeur dans la population, le masque E remplace le masque qui avait la plus faible valeur. Sinon le masque courant est conservé. Puis le processus revient à l'étape *Sélection*.

Suivant les contraintes expérimentales (temps de corrélation du milieu, nombre de pixels du SLM,...) la loi de sélection et le taux de mutation peuvent être adaptés pour obtenir une convergence plus ou moins rapide. Cependant, plus l'algorithme est rapide, moins le nombre de modes contrôlés est élevé, et donc le facteur d'amélioration η est également moins élevé.

Mesure de la matrice de transmission

Une expérience de mesure de la matrice de transmission d'un milieu diffusant a été proposée par l'équipe de Sylvain Gigan en 2010 [115, 116, 117]. Cette expérience a été réalisée dans un montage en transmission. Le processus de mesure consiste à enregistrer la réponse d'un pixel du modulateur en phase et en amplitude, ou l'équivalent d'un pixel dans une autre base [110], sur le capteur d'image. Lorsque cette mesure est réalisée par une méthode de décalage de phase, 4 images sont nécessaires pour obtenir une valeur du champ complet. Une mesure du champ complexe, correspondant à la réponse d'un pixel du SLM constitue une colonne de la matrice de transmission. Il faut donc autant de mesures qu'il y a de pixels sur le modulateur pour construire la matrice de transmission complète, c'est-à-dire $4N$ mesures, où N est le nombre de pixels du SLM. Ainsi, à la suite de $4N$ mesures, la commande à donner au SLM pourra être calculée pour focaliser sur un point souhaité.

Simulation des algorithmes

Les algorithmes peuvent être simulés en utilisant le modèle simple de la matrice de transmission de l'équation 1.32. La décorrélation du milieu diffusant est également simulée en ajoutant une matrice de perturbation à la matrice de transmission à chaque itération. Le temps de corrélation T_p est défini par rapport au temps d'une itération T_i . Le rapport T_p/T_i définit ensuite l'amplitude de la matrice de perturbation ajoutée à chaque itération [118]. Enfin, l'influence du bruit est simulée en ajoutant à chaque itération un bruit blanc à l'intensité transmise qui constitue la mesure. De la même manière, un bruit sur la phase peut être simulé en ajoutant une perturbation à la commande du SLM. La figure 1.22 compile les résultats de simulations avec les différentes techniques de focalisation.

Sans décorrélation ni bruit, les simulations montrent que l'algorithme génétique focalise mieux et plus rapidement, tandis que la méthode par mesure de la matrice de transmission focalise mieux, mais après 1024 itérations. L'influence de la décorrélation seule (figures 1.22(b) et 1.22(c)) montre qu'avec une forte décorrélation, la mesure de la matrice de transmission

et l'algorithme génétique sont plus efficaces. Ensuite, en présence de bruit (figures 1.22(d) et 1.22(e)), et en prenant en compte la décorrélation et le bruit (figure 1.22(f)), les tendances sont les mêmes.

1.5.3 Conjugaison de phase

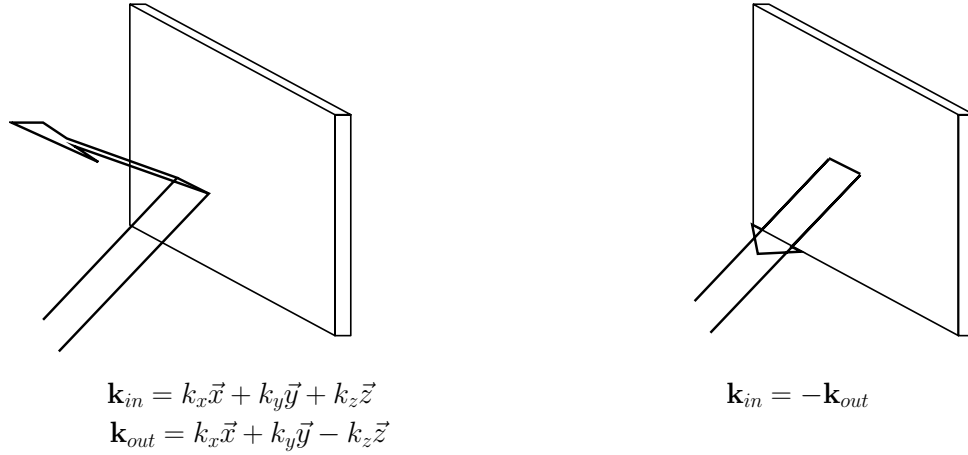


Figure 1.23 | Représentation de la conjugaison de phase. Réflexion par un miroir (gauche), réflexion par conjugaison de phase (droite).

L'opération de conjugaison de phase existe depuis 1972 [119]. Cette opération optique consiste à appliquer un retard opposé, de même valeur que la phase spatiale. De cette manière, les chemins optiques vont se propager dans le sens opposé au sens initial, et dans la même direction. On appelle aussi cette opération "retournement temporel de la lumière" en référence au comportement des rayons lumineux. Une représentation de la conjugaison de phase en réflexion est illustrée en figure 1.23, par rapport à une réflexion sur un miroir.

Historiquement, les expériences de conjugaison de phase ont d'abord été effectuées par des mélanges à 4 ondes [120, 121]. C'est seulement depuis une quinzaine d'années, et l'apparition des modulateurs spatiaux de lumière, que des expériences de conjugaison de phase numériques ont été réalisées. La qualification de "numérique" fait référence ici à l'utilisation de dispositifs électroniques matricés; un capteur d'image et un modulateur spatial de lumière. Le principe est illustré en figure 1.24. On mesure dans un premier temps le profil de phase sur un capteur d'image par une interférence entre le bras objet et le bras référence, puis l'opposé de ce masque de phase est écrit sur le SLM. Puisque la référence illumine encore le SLM, celle-ci va diffracter le conjugué en phase dans la direction opposée.

Pour cette opération de conjugaison de phase numérique, ces deux dispositifs doivent être alignés pixel à pixel. Cette étape de calibration est longue et encombrante [113, 122]. Le montage optique utilisé est illustré en figure 1.24. L'inconvénient majeur de ce montage est son temps de réponse, en effet pour effectuer la conjugaison de phase, le profil de phase doit être dans un premier temps enregistré, puis lu sur le capteur d'image pour être ensuite transféré sur une unité de calcul. Enfin, le masque de phase à écrire sur le SLM est simplement l'opposé de celui qui a été lu. L'écriture de ce masque constitue la dernière étape de la boucle de conjugaison de phase. Ce temps de boucle peut être évalué à 100 ms, même en considérant une électronique haute

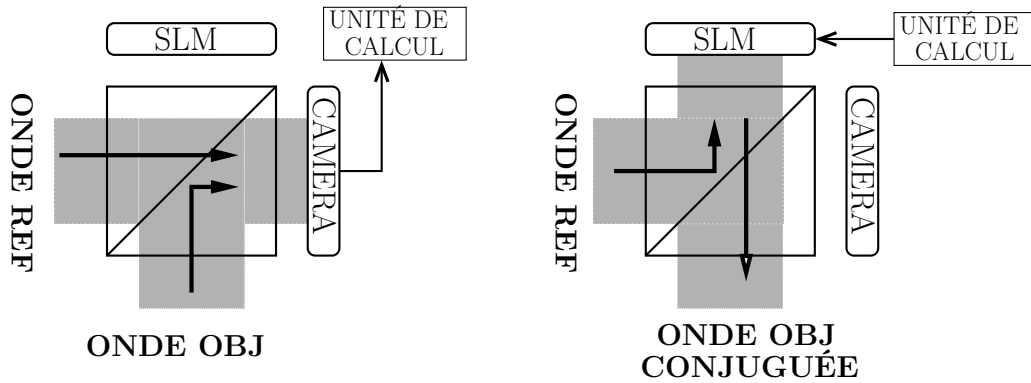


Figure 1.24 | Schéma de principe pour la conjugaison de phase numérique. La première étape consiste à enregistrer le profil de phase (gauche), puis dans un second temps, on écrit l'opposé de ce masque sur le SLM (droite).

vitesse. Le temps de réponse de ce montage est donc principalement limité par l'électronique, c'est-à-dire les temps de transfert entre le capteur d'image et l'unité de calcul, puis entre l'unité de calcul et le SLM.

Des expériences de focalisation par conjugaison de phase combinées à une détection acousto-optique ont été réalisées par le groupe de C. Yang [123, 124, 125, 126]. Cependant, en focalisant la lumière par conjugaison de phase, la taille du point focal dépend de la source. Par exemple, pour le cas de la refocalisation des photons marqués, la taille du point focal est la taille du foyer ultrasonore - de l'ordre du millimètre - donc bien supérieur au pouvoir de focalisation des ondes lumineuses. Par ailleurs, le groupe de M. Cui a utilisé deux montages à conjugaison de phase [127], et réussi à améliorer la taille du point focal par une méthode itérative. Enfin, des expériences de conjugaison de phase à travers une fibre optique multi-modes a été réalisée [128, 129] pour des applications d'endoscopie. Dans ce cas, l'objectif est de focaliser la lumière à l'extrémité de la fibre.

1.6 Dispositifs modulateurs de lumière

1.6.1 Modulateurs à cristaux liquides

Les modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides sont apparus en même temps que les téléviseurs fonctionnant sur le même principe. On trouve des dispositifs modulateurs de phase seule, ou d'amplitude.

Les cristaux liquides sont un matériau présentant des propriétés intermédiaires entre la phase liquide et solide. La caractéristique principale des cristaux liquides est l'anisotropie des propriétés tensorielles (optiques, diélectriques, magnétiques, mécaniques,...). Les cristaux liquides ont ainsi une biréfringence plus élevée que dans les cristaux, de l'ordre de 0.1 à 0.2. Le caractère liquide garantit par ailleurs une rotation possible des axes optiques, en faisant varier les forces appliquées sur les molécules de cristaux liquides, par l'intermédiaire d'un champ électrique. Cette propriété, la biréfringence électriquement contrôlée [130], est essentielle pour l'utilisation de cristaux liquides dans les dispositifs électro-optiques. Au sein des cristaux liquides, on distingue plusieurs ordres de molécules (nématique, smectique, cholestérique). Nous allons décrire

seulement la phase nématique.

La phase nématique

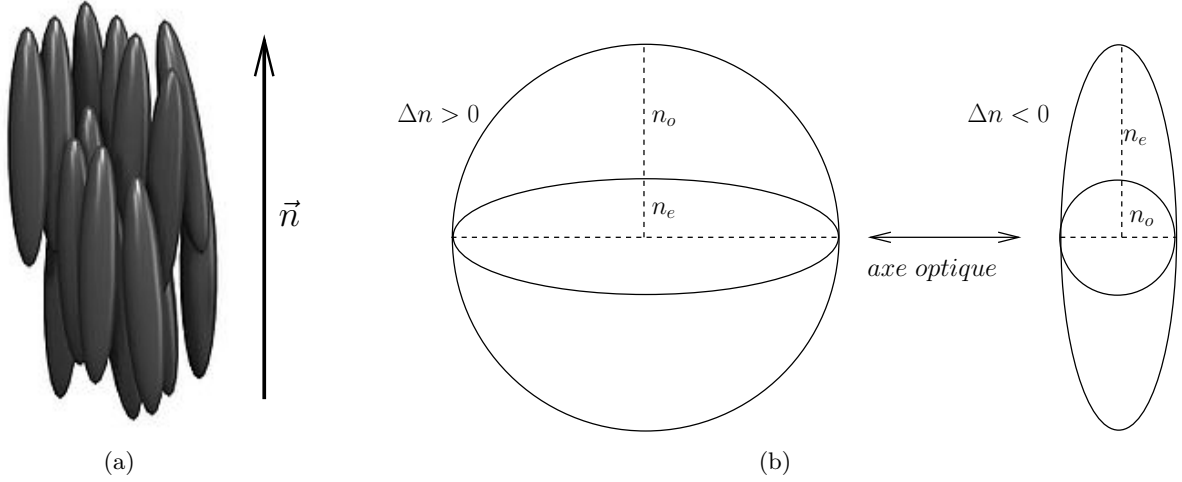


Figure 1.25 | Cristaux liquides dans la phase nématique. Représentation des molécules par des ellipsoïdes (a), avec $\vec{n}$, les vecteurs directeurs des molécules. Représentation de l'ellipsoïde des indices pour un milieu uniaxe à biréfringence positive et négative (b).

Dans la phase nématique des cristaux liquides, les molécules ne possèdent pas d'ordre positionnel, c'est-à-dire que les centres de gravité des molécules ont une position aléatoire dans l'espace, et peuvent ainsi glisser les unes sur les autres. Elles possèdent en revanche une orientation privilégiée de leur grand axe, qui peut varier en fonction du champ électrique appliqué sur la couche de cristal liquide. Cette direction moyenne locale des axes des molécules est alors représentée par un vecteur unitaire $\vec{n}$, le vecteur directeur de la phase nématique. Une représentation des molécules de cristaux liquides dans une phase nématique est donnée en figure 1.25(a). Chaque molécule est symbolisée par une ellipse. La phase nématique est un milieu uniaxe ou biréfringent, c'est-à-dire qu'elle présente deux indices de réfraction, un indice ordinaire n_o et un indice extra-ordinaire n_e . L'indice de réfraction est donc différent selon la direction de propagation de la lumière, sa polarisation et l'orientation des molécules.

Les indices de réfractons ordinaires et extraordinaires sont définis de la manière suivante :

$$n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}} \qquad n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}} \qquad (1.34)$$

La biréfringence du cristal liquide est donc définie par $\Delta n = n_o - n_e$. Il existe des cristaux liquides à biréfringence positive ($\Delta n > 0$) et d'autres à biréfringence négative ($\Delta n < 0$). La figure 1.25(b) représente l'ellipsoïde des indices pour ces deux configurations. Lorsque la lumière incidente est non polarisée, l'indice de réfraction est fonction de l'orientation des molécules, où θ est l'angle entre la direction moyenne de l'axe des molécules et la normale au plan d'incidence.

On note ainsi $n(\theta)$ l'indice suivant la direction de polarisation de l'indice n_e . Il est défini par la relation

$$n(\theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta) + n_o^2 \sin^2(\theta)}} \quad (1.35)$$

Le déphasage $\Delta\Phi$ correspondant s'écrit alors :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d (n(\theta) - n_0) dy \quad (1.36)$$

Énergie de surface

Lors de la fabrication il est nécessaire d'effectuer une étape qui permette de donner une orientation privilégiée aux molécules de cristaux liquides. Cet alignement fixe l'orientation des molécules à l'état initial. Cette étape consiste à déposer une couche de polyimide de chaque coté de la cellule à cristaux liquides. Une étape de frottage de ces couches de polyimide va orienter le polyimide suivant une direction privilégiée sur laquelle les molécules de CL vont s'orienter. La force qui oriente les molécules est appelée force d'ancrage. Pour réaliser une couche de CL qui agisse comme un modulateur de phase seule, le frottage se fait dans la même direction sur les deux cotés, mais de sens opposé. Pour cette raison, cette configuration de CL est appelée anti-parallèle.

Cet ancrage crée une force de rappel, qui oblige les molécules à revenir à cette orientation initiale dans une phase de relaxation élastique. Le temps de relaxation t_r dépend des paramètres du cristal liquide, mais aussi de l'épaisseur de la cellule d tel que [131] :

$$t_r = \frac{2\eta d^2}{K\pi}, \quad (1.37)$$

où η est la viscosité en *Pa.s* et K la constante élastique du cristal liquide en *N*. Le temps de réponse à un champ électrique est un ou deux ordres de grandeur plus faible que le temps de relaxation élastique.

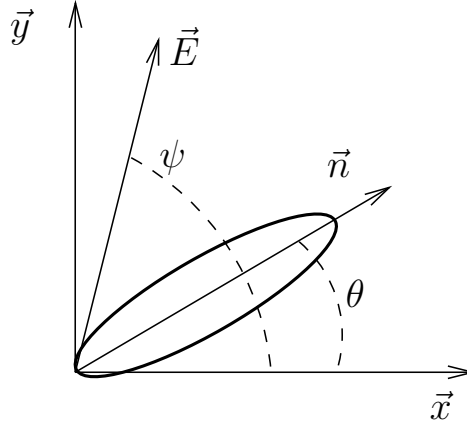
Dans une cellule nématique anti-parallèle, l'énergie élastique s'exprime en fonction de trois constantes élastiques K_1 , K_2 et K_3 correspondant respectivement aux déformations de type "éventail", "torsion" et "flexion" [131], telle que

$$W_K = \frac{1}{2}K_1 (\text{div}(\vec{n}))^2 + \frac{1}{2}K_2 (\vec{n} \cdot \text{rot}(\vec{n}))^2 + \frac{1}{2}K_3 (\vec{n} \wedge \text{rot}(\vec{n}))^2, \quad (1.38)$$

où $\vec{n}$ est le vecteur directeur des molécules. Pour des cellules où les molécules sont alignées verticalement [132], on considère $K = K_1 = K_2 = K_3$. De plus, dans ce cas on peut supposer que la rotation des molécules s'effectue dans un plan et par conséquent, le troisième terme de l'équation 1.38 est nul.

Énergie Électrique

Elle s'écrit suivant la relation 1.39 et est fonction du champ électrique $\vec{E}$ et du déplacement électrique $\vec{D}$. Or le déplacement électrique $\vec{D}$ peut s'écrire en fonction de $\vec{E}$ et de la polarisation $\vec{P}$ tel que défini en 1.40. θ représente l'angle formé par l'axe $\vec{x}$ et la direction principale des molécules, Ψ caractérise la direction du champ électrique.


 Figure 1.26 | Rotation d'une molécule autour de l'axe z ..

$$W_E = -\frac{1}{2}\vec{D}\vec{E} \quad (1.39)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (1.40)$$

Ainsi en exprimant la polarisation dans le repère (O, x, y) de la figure 1.26, on a

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \Delta\epsilon \cos^2 \theta & \frac{\Delta\epsilon}{2} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta\epsilon}{2} \sin 2\theta & \Delta\epsilon \sin^2 \theta \end{pmatrix} \vec{E} \quad (1.41)$$

Soit lorsque l'on applique une tension aux électrodes, le champ obtenu est orienté suivant y , et la polarisation devient :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \begin{pmatrix} \Delta\epsilon \cos^2 \theta & \frac{\Delta\epsilon}{2} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta\epsilon}{2} \sin 2\theta & \Delta\epsilon \sin^2 \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ E \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\Delta\epsilon}{2} \sin 2\theta \\ \Delta\epsilon \sin^2 \theta \end{pmatrix} E \end{aligned} \quad (1.42)$$

On en déduit l'énergie électrique due au champ $\vec{E}$:

$$W_E = -\frac{1}{2}\epsilon_e E^2 \left(1 - \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_e} \sin^2(\theta - \Psi)\right) \quad (1.43)$$

En prenant le cas particulier $\theta = \psi$, c'est-à-dire quand $\vec{n}$ est colinéaire à $\vec{E}$, on obtient $W_E = -\frac{1}{2}\epsilon_e E^2$, l'énergie minimale. De même pour $\theta = \psi \pm \frac{\pi}{2}$, $\vec{n}$ est orthogonal à $\vec{E}$ et on a l'énergie maximale $W_E = -\frac{1}{2}\epsilon_0 E^2$. Or les molécules cherchent à minimiser cette énergie. C'est donc grâce à celle-ci que les molécules tendent à s'aligner sur le champ électrique.

Les molécules de cristaux liquides soumises à un champ électrique vont donc s'orienter sous l'effet des énergies électriques et élastiques mises en concurrence [133].

Fabrication

Le procédé de fabrication de SLM à cristaux liquides est semblable à celui utilisé pour les afficheurs à cristaux liquides [134, 135]. La couche de cristal liquide (CL) est intercalée entre deux couches d'alignement réalisées, en général, avec un polyimide frotté. L'orientation de ce frottement permet de fixer l'orientation initiale des molécules. Cet ensemble de 3 couches est lui-même intercalé entre deux couches de matériau conducteur. Sur l'un des côtés, ce matériau est continu et constitue l'électrode commune. Sur l'autre côté, ce matériau est déposé sur chaque pixel indépendamment, pour constituer la contre électrode des pixels. Au moins l'un de ces deux côtés est fait en Indium Thin Oxide (ITO), qui est un matériau transparent (indice de réfraction d'environ 1,6) généralement l'électrode commune. La contre électrode peut également être en ITO, ou bien pour les dispositifs utilisés en réflexion, en aluminium ou autre alliage.

1.6.2 Modulateurs à micro-miroirs déformables

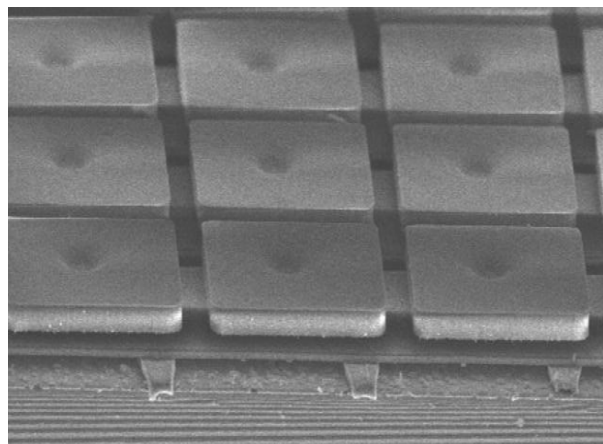


Figure 1.27 | Photographie au microscope d'un modulateur MEMS à micro-miroirs [136].

Des dispositifs à micro-miroirs déformables permettent également une modulation de phase. Ces dispositifs sont plus rapides que les CL ($< 500\mu s$). C'est pourquoi lorsque le temps de réponse de l'opération de phase est critique pour l'application, ce type de dispositif est préféré aux cristaux liquides. Ils sont apparus avec le développement des MEMS ("Microelectromechanical systems"). Plusieurs types de systèmes existent. Par exemple, les pixels sont constitués d'une membrane déformable, où chaque élément est actionné par des pistons, on trouve également des systèmes commandés par un champ électrique qui permet d'appliquer des contraintes mécaniques sur un micro miroir et modifier son inclinaison.

Pour des dispositifs avec peu de pixels (< 1000), l'adressage peut se faire de manière parallèle mais lorsque la résolution augmente, il est nécessaire d'effectuer un adressage ligne par ligne. Par conséquent, même si les micro miroirs présentent un temps de réponse extrêmement rapide, le temps nécessaire à l'écriture d'un masque de phase sera toujours limité par l'électronique de commande.

1.6.3 Dispositifs hybrides

On trouve également des dispositifs hybrides qui couplent les fonctions de détection et de modulation de lumière. Le circuit développé par Johnson et al. et Wilkinson et al. [137, 138, 139, 140, 141] permet de mesurer une intensité et de rétro-agir sur un modulateur de lumière à cristaux liquides ferro-électriques. Le dispositif proposé comporte donc une photodiode et une partie réfléchive, qui sert également d'électrode de commande pour les cristaux liquides. La même idée de pixel monolithique comporte une partie modulateur et une partie détecteur a été proposée avec une technologie MEMS [142]. Des dispositifs pour l'affichage ont été proposés, notamment le système proposé dans [143]. Des systèmes monolithiques ont été proposés dans les brevets [144, 145], où l'enregistrement se fait sur une face, pour rétro-agir sur le modulateur sur l'autre face.

1.6.4 Synthèse

En guise de synthèse, le tableau 1.5 résume les caractéristiques des dispositifs modulateurs de lumière présentés dans cette partie.

	CL nématiques [146, 134]	CL ferro- électrique [147, 148]	MEMS [149, 150, 151]	Ref [137, 138, 139] (CL sur CMOS)
Dim. pixel	$5\mu m$	$5\mu m$	$20\mu m$	$34\mu m$
Facteur de rem- plissage	90 %	90 %	80%	NC
Taille matrice	$\approx 8\text{ Mpix}$	$\approx 8\text{ Mpix}$	$\approx 1\text{ Mpix}$	256×256
Temps de réponse pixel	1 ms	$100\mu s$	$10\mu s$	$120\mu s$
Cadence image	$\approx 60\text{ Hz}$	$\approx 2\text{ kHz}$	$\approx 20\text{ kHz}$	8.3 kHz
Résolution	8 bits	1 bit	8 bits	1 bit
Dynamique de dé- phasage	$0 - 2\pi$	π	$0 - 2\pi$ et plus	π

Tableau 1.5 | Caractéristiques des dispositifs modulateurs ou technologies de modulateurs de lumière de l'état de l'art. Les valeurs données qui ne correspondent pas à des références précises sont des ordres de grandeurs. NC, non communiqué.

Conclusion

Dans un premier temps, nous avons présenté les techniques d'imagerie médicales optiques. En dépit des avancées dans les différentes techniques, il y a une réelle demande de la part des médecins pour disposer d'appareils de diagnostic fournissant d'autres informations sur les tissus avec toujours moins de contraintes, notamment sur l'innocuité [33]. Ainsi, depuis plusieurs dizaines d'années les techniques d'imagerie optiques ont fait l'objet de plusieurs recherches car celles-ci donnent accès à un contraste différent de celui obtenu par les méthodes d'imagerie existantes. Dans ce cadre, une technique interférométrique qui couple la résolution spatiale des ultrasons à une lumière cohérente afin d'accéder à un contraste optique en profondeur a récemment été développée : l'imagerie acousto-optique. Cette méthode d'imagerie optique permet donc d'apporter

des informations complémentaires ou mieux résolues par rapport à l'échographie ou la tomographie optique diffuse. Par rapport à la tomographie à rayon X, l'holographie acousto-optique présente l'avantage d'utiliser des sources (ultrasons et lumière rouge – proche infrarouge) non ionisantes. Elle est cependant limitée d'une part par la diffusion et l'absorption de la lumière, avec pour conséquence un champ objet de très faible puissance (de l'ordre de 10 nW dans des conditions optimales), par conséquent, le système de détection associé doit être suffisamment sensible. Dans ce cadre de l'holographie acousto-optique numérique, le système d'acquisition doit donc acquérir 4 images en moins d'une milliseconde, c'est-à-dire avoir un temps d'intégration inférieur à 250 microsecondes. Ensuite, ce système doit être capable de calculer la transformée de Fourier du champ complexe obtenu à partir des 4 images. Par ailleurs, plusieurs acquisitions sont souvent nécessaires avec un capteur d'image à fonctionnement classique, c'est-à-dire l'intégration du photo-courant sur une certaine période de temps. Une première approche pour améliorer la détection serait de disposer de matériaux plus performants. Une seconde approche est d'intégrer des opérations de traitement, filtrage, amplifications au sein de chaque élément matriciel du détecteur.

Dans un second temps, nous présentons les techniques de contrôle de la lumière dans les milieux diffusants. Les récentes avancées dans ce domaine permettent d'entrevoir de nouvelles applications médicales, entre autres. Cependant avec une contrainte de temps de réponse forte, comme c'est le cas dans les applications médicales, les transferts de ces concepts sont limités par la technologie du dispositif modulateur et les temps de calcul. Une intégration des fonctions optiques et des fonctions de calcul pour le contrôle de lumière cohérente peut donc constituer un enjeu majeur pour les applications dont la preuve de concept a été faite. D'une part pour rendre les dispositifs compatibles avec les contraintes temporelles des applications biomédicales, d'autre part pour en réduire l'encombrement.

Nous allons d'abord nous intéresser à l'acquisition de la lumière pour des applications d'holographie acousto-optique dans le prochain chapitre. Nous verrons ainsi comment l'intégration de fonctions de traitement optiques et électroniques dans le plan focal peut améliorer les performances de détection. Nous nous pencherons dans un second temps sur la problématique des dispositifs de contrôle du front d'onde. Nous proposerons ainsi un dispositif de contrôle du front d'onde intégrant à la fois les fonctions d'acquisition et de contrôle de la lumière.

Propositions de systèmes de détection dédiés à l'analyse de lumière cohérente

Sommaire

Introduction	47
2.1 Caractéristiques du signal acousto-optique	48
2.2 Architecture analogique	50
2.2.1 Conversion photons-électrons	51
2.2.2 Spécifications	52
2.2.3 Implémentation	52
2.2.4 Analyse en bruit	56
2.2.5 Résultats de simulation	58
2.2.6 Architecture globale du capteur d'image	60
Conclusion	63
2.3 Pixel à conversion numérique	64
2.3.1 Utilisation du sur-échantillonnage	66
2.3.2 Implémentation	68
2.3.3 Bloc de filtrage passe haut en courant	70
2.3.4 Architecture complète du pixel	82
2.3.5 Modes de commande du pixel	85
2.3.6 Architecture globale du capteur d'image	92
Conclusion	95

Introduction

Nous avons vu que l'analyse d'hologrammes afin d'en extraire une composante interférométrique oscillante induit de fortes contraintes sur les dispositifs d'acquisition d'images. L'analyse des systèmes de l'état de l'art et des spécificités des techniques d'acquisition nous conduit à développer des circuits électroniques combinant l'acquisition et le pré-traitement des images holographiques. Nous avons exploré deux approches complémentaires. Tout d'abord, nous rappelons les spécificités de l'acquisition d'images par holographie acousto-optique. Puis nous présentons le premier circuit conçu. La première approche choisie est celle d'une architecture totalement

analogique, ce choix sera justifié dans la partie 2.2. Cette approche permet l'implémentation de fonctions exploitant les caractéristiques du flux lumineux avec un coût matériel relativement bas. Enfin, nous présentons un deuxième circuit dont la conception est basée sur une approche mixte analogique et numérique. Dans ce circuit nous tirons profit des performances et du mode de fonctionnement d'un convertisseur analogique numérique Delta-Sigma associé à une détection synchrone du signal acousto-optique pour extraire de manière plus efficace le signal utile. Les atouts de ce type de convertisseur sont en effet une fréquence de fonctionnement compatible avec la gamme de fréquences ultra-sonores utilisées dans les applications médicales, un filtrage du bruit de quantification plus efficace que dans les autres types de convertisseurs de l'état de l'art, et un coût matériel qui peut être compatible avec une implémentation dans le plan focal. Enfin, la démodulation à la fréquence ultra-sonore permet de filtrer le bruit basse fréquence de la structure analogique placée en amont du convertisseur.

2.1 Caractéristiques du signal acousto-optique

Nous avons vu que la détection d'un signal acousto-optique permet d'obtenir des informations médicales plus précises ou complémentaires par rapport aux techniques d'imagerie existantes. Néanmoins, cette détection induit des contraintes fortes sur le dispositif détecteur. Ces contraintes sont de plusieurs natures, tout d'abord temporelle, à cause de l'activité biologique, mais aussi physiques. Il en résulte un signal utile dont la stabilité temporelle ne dépasse pas quelques millisecondes et de très faible amplitude devant le signal total reçu par le détecteur. Un rappel des caractéristiques du signal acousto-optique est fait dans le tableau 2.1.

Puissance laser incidente	500 <i>mW</i>
Puissance totale en sortie du milieu	100 <i>nW</i>
Puissance des photons marqués en sortie du milieu	1 <i>nW</i>
Puissance des photons marqués sur le capteur	1 <i>pW/mm</i> ²
Puissance maximum sur la référence	500 <i>mW</i>
Puissance continue maximum pour 1 ms d'éclairement selon la norme	200 <i>W/cm</i> ²
Temps de corrélation	1 <i>ms</i>

Tableau 2.1 | Ordres de grandeur des puissances lumineuses pour un tissu de 5 *cm* d'épaisseur.

La conception d'un imageur répondant aux contraintes de l'imagerie acousto-optique *in-vivo* doit donc satisfaire les exigences suivantes listées formellement :

- L'acquisition de 4 images pendant le temps de corrélation, typiquement 1 *ms*. Chacune de ces images doit par ailleurs être acquise sur une période équivalente au quart d'une

période de battement du signal hétérodyne.

- Conserver une cohérence temporelle entre tous les pixels d'une image.
- Un signal utile d'une fraction d'au plus $1/100^{\text{ème}}$ du flux total.
- L'échantillonnage des franges d'interférences est conditionné par le pas des pixels.
- Le rapport signal à bruit de la détection augmente suivant la racine carrée du nombre de pixels dans la mesure où le bruit est décorrélié d'un pixel à l'autre, ce qui est vrai ici : idéalement 1 grain de speckle correspond à 1 pixel. Par conséquent, le nombre de pixels doit être le plus grand possible.

A contrario, le flux disponible pouvant être reçu par le capteur est 5 à 6 ordres de grandeurs au dessus du seuil de saturation d'une caméra haute vitesse, de type Proton fastcam [87], et 8 ordres de grandeurs en dessous du seuil de puissance des normes médicales. A 800 nm , la sensibilité des imageurs CMOS avec des photodiodes Silicium disponibles est limitée par les réflexions multiples et l'absorption le long du chemin optique, mais également par le facteur de remplissage (Fill-Factor (FF)), c'est-à-dire le rapport de la surface sensible sur la surface totale du pixel. Les 2 premiers facteurs font chuter le rendement quantique typiquement au voisinage de 10 % à 800 nm [152]. Malgré cela, le facteur de remplissage du pixel n'est pas critique.

En considérant une chaîne d'acquisition classique, l'acquisition, la lecture et la conversion analogique - numérique sont réalisées séquentiellement, le plus souvent ligne par ligne. Or ce mode type de chaîne de lecture est incompatible avec les contraintes temporelles citées précédemment, ce qui impliquent une lecture type "global shutter".

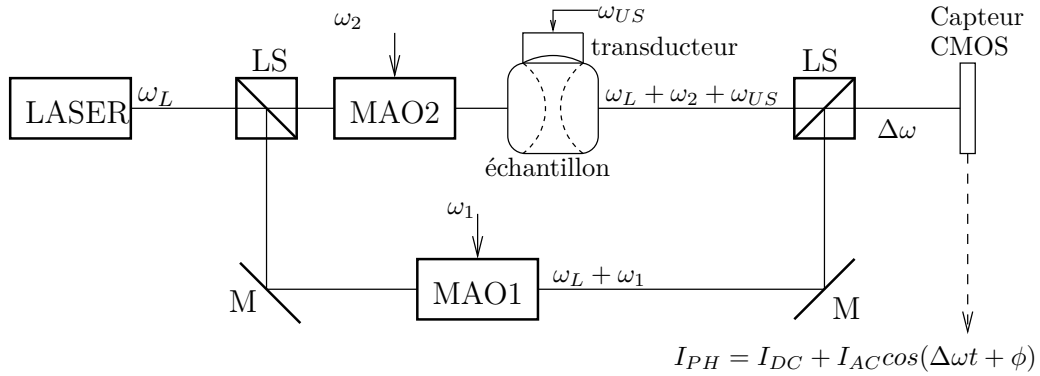


Figure 2.1 | Montage de principe de la détection hétérodyne. M miroir, LS lame semi-réfléchissante, MAO modulateur acousto-optique.

Pour rappel, la figure 2.1 présente un schéma de principe du montage d'holographie acousto-optique. Le faisceau laser est séparé en un bras objet et un bras référence. Ces deux faisceaux sont décalés en fréquence, au moyen de modulateurs acousto-optiques et du transducteur ultrasonore, de manière à sélectionner le champ optique des photons marqués sur le capteur, par une détection synchrone à $4\Delta\omega$.

2.2 Architecture analogique

Afin de conserver une taille de pixel inférieure à $20\ \mu m$ (ordre de grandeur des pixels des caméras du commerce utilisées actuellement [87]), une architecture totalement analogique a été développée. Premièrement, la faible cohérence temporelle du signal ne permet pas de faire une acquisition et une lecture ligne par ligne. En effet, ce mode d'acquisition, appelé "rolling shutter", introduit un décalage temporel entre les lignes de la matrice de pixels. Une acquisition synchrone sur tous les pixels est donc nécessaire. Ensuite, si une lecture des données de l'image était faite image par image, le temps de transfert des données serait trop faible. Par exemple, dans un schéma classique d'acquisition-lecture en série, pour respecter le temps de corrélation d'un milieu biologique ($1\ ms$), le temps de lecture d'une ligne de pixels serait de l'ordre de $500\ ns$ tandis qu'un imageur standard présente un temps ligne de plusieurs μs [153].

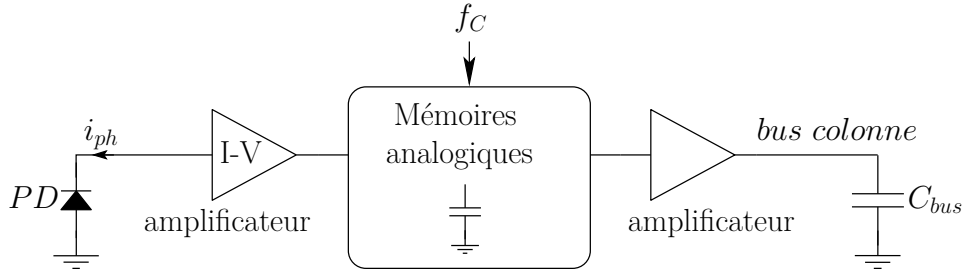


Figure 2.2 | Architecture du pixel proposé, sous forme de blocs. Le courant photonique i_{ph} est converti en tension par un amplificateur $I - V$, puis la tension de sortie de cet amplificateur est stockée sur des mémoires analogiques. Un second étage amplificateur permet ensuite de lire les données stockées sur les mémoires analogiques.

Dans le cas de l'imagerie médicale, une acquisition par lumière pulsée présente l'avantage d'avoir un signal plus fort, en concentrant l'énergie sur des temps de l'ordre de la milliseconde. Par ailleurs, cela relâche les contraintes de conception de l'imageur puisque les phases d'acquisition et de lecture peuvent être dissociées. Une architecture permettant le stockage dans le pixel de 4 images a dans un premier temps été choisie. Ce type d'architecture, où le stockage de l'information est fait dans le plan focal permet en effet de relâcher les contraintes de lecture des données. De plus, des cadences d'acquisition très élevées peuvent être atteintes [154, 155]. Cette architecture est présentée en figure 2.2 sous forme de schéma blocs. Celle-ci est composée d'un premier étage de bufferisation du signal photonique utilisé pour charger l'une des 4 mémoires analogiques qui sont connectées à ce premier étage. Ensuite, un second étage permet de charger un bus analogique partagé par toute une colonne. La lecture peut ainsi être faite à une cadence beaucoup plus faible, de l'ordre de quelques dizaine de Hz , que la cadence d'acquisition. Par ailleurs, la vitesse d'acquisition est limitée seulement par la bande passante du buffer d'acquisition.

Ce dispositif a été conçu en technologie CMOS $0.13\ \mu m$, dont les transistors fonctionnant sous $3.3\ V$ (analogiques) ont une taille minimum de $0.42\ \mu m \times 0.35\ \mu m$ et les transistors fonctionnant sous $1.2\ V$ (numériques) une taille minimum de $0.18\ \mu m \times 0.13\ \mu m$.

Afin de pouvoir exploiter le signal lumineux, ce dernier doit être converti en signal électrique.

Dans la partie suivante, la conversion photo-électrique est décrite.

2.2.1 Conversion photons-électrons

Lorsqu'un circuit CMOS est exposé à la lumière, une partie de la lumière est réfléchiée sur les interfaces oxyde de silicium-métal ou oxyde de silicium-niture de silicium. La portion de la lumière qui atteint le substrat de silicium est absorbée et génère un courant photonique. L'intensité d'une lumière monochromatique absorbée à une profondeur x est donnée par

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.1)$$

où I_0 est la lumière absorbée à la surface du substrat et α le coefficient d'absorption. Le coefficient d'absorption dépend du matériau et de la longueur d'onde de la lumière. Pour le silicium, il varie entre 1.10^5 cm^{-1} à une longueur d'onde de 400 nm à 1.10^3 cm^{-1} à 700 nm . Un photon est absorbé s'il délivre l'énergie suffisante à un électron pour atteindre la bande de conduction et générer une paire électron-trou. Un photon qui a plus d'énergie, correspondant à une plus petite longueur d'onde pourra donc interagir avec plus d'électrons, ce qui augmente la probabilité qu'il soit absorbé. De même, les photons de plus grande énergie seront absorbés plutôt en surface, tandis que les photons moins énergiques vont pénétrer plus profondément dans le substrat avant d'être absorbés. La longueur moyenne d'absorption est en effet définie comme l'inverse du coefficient d'absorption $L_{abs} = 1/\alpha$. Pour générer un photo-courant les paires électrons-trous doivent être ensuite accélérées par un champ électrique et collectées dans un puit de potentiel. Ce champ électrique est généré au sein d'une jonction N - P (zone de charge d'espace). Si une paire électron-trou est générée dans la zone de charge d'espace ou proche de cette zone, sous l'action du champ électrique le trou sera accéléré vers la zone P et l'électron vers la zone N. Il en résulte une séparation de la paire électron-trou et un courant dans le sens N vers P, c'est-à-dire une augmentation du courant inverse dans la photo-diode. La photodiode est caractérisée par le rendement η_t , rapport du nombre de photo-électrons générés N_e sur le nombres de photons incidents sur la surface totale du pixel N_{ph} . Il dépend donc du rendement quantique du silicium η_{Si} et de son taux de remplissage FF par [152] :

$$\eta_t = \frac{N_e}{N_{ph}} = \eta_{Si} FF. \quad (2.2)$$

Pour le silicium, le rendement quantique η_{Si} est de l'ordre de 0.5 à 0.7. Le courant photonique généré en fonction du nombre d'électrons s'exprime par :

$$i_{ph} = \frac{N_e}{q \Delta t}, \quad (2.3)$$

où Δt est l'intervalle de temps pendant lequel les photo-électrons ont été générés, et q la charge unitaire d'un électron. Pour être exploitable, ce courant photonique doit être soit amplifié, soit converti en tension par l'intermédiaire d'une résistance ou intégré sur un condensateur. Sur les architectures où une lecture en tension est effectuée directement sur le nœud de la photodiode (pixel 3T [156]), la différence de tension mesurée s'exprime en fonction du condensateur équivalent de la photodiode C_{PD} par :

$$\Delta V = \frac{i_{ph} \Delta t}{C_{PD}}. \quad (2.4)$$

2.2.2 Spécifications

Performances :

En holographie acousto-optique hétérodyne, nous avons vu que le signal utile ne représente qu'une fraction du signal total reçu sur le détecteur. Cette fraction est au plus de $1/100^e$. Par conséquent, pour mesurer un signal utile avec une précision suffisante (au moins 3 bits), il faut que le système de détection ait un rapport signal sur bruit équivalent à une résolution supérieure ou égale à 10 bits, en d'autres termes, si la dynamique analogique en sortie du pixel est de 2 V , 1 LSB vaut $1,95\text{ mV}$. Le niveau de bruit doit donc être inférieur à cette valeur.

Consommation :

Afin d'évaluer une borne haute de consommation pour le circuit, le dimensionnement peut être effectué par plusieurs méthodes. La première consiste en un calcul thermique en prenant une valeur de résistance thermique typique entre la puce et le dissipateur. Une seconde méthode de dimensionnement consiste à calculer le courant maximum qu'un fil de métal d'une largeur compatible avec l'implémentation pixel, peut conduire. Enfin, une troisième méthode consiste à évaluer la différence de tension maximum qui peut être tolérée entre la tension d'alimentation et le pixel le plus éloigné de l'entrée d'alimentation du circuit. En effet, dans le contexte particulier d'un capteur d'image, la consommation par pixel doit être faible puisque le système est matricé. Les fils d'alimentation sont dessinés typiquement en ligne ou en colonne, si bien qu'un fil alimente toute une colonne ou ligne de pixels. Ce troisième calcul est le plus contraignant et celui qui tient compte des spécificités électroniques du circuit. Nous allons donc utiliser celui-ci.

Considérons une différence de tension maximum de 10 mV . Avec un fil d'une largeur de $1\text{ }\mu\text{m}$ de largeur, et une matrice de 4 mm de côté, ce fil a une résistance de $R = R_S(L/W)$, où R_S est la résistance de ligne du métal en $\Omega/\text{carré}$. L est la longueur du fil et W la largeur. Avec une valeur typique de $R_S = 0,02\text{ }\Omega/\text{carré}$ [157], on obtient ainsi $R = 0,02 \times 4000/1 = 80\text{ }\Omega$. Par suite, le courant maximum qui peut circuler dans ce fil pour une différence de tension maximum de 10 mV entre les deux extrémités vaut $i = 0,125\text{ mA}$. Sous $3,3\text{ V}$, en considérant 200 lignes ou colonnes de pixels, la puissance correspondante est **$P = 82,5\text{ mW}$** .

2.2.3 Implémentation

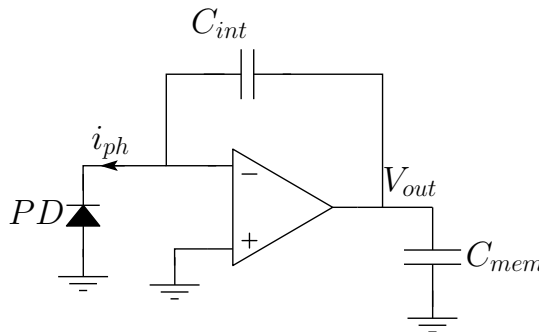


Figure 2.3 | Schéma de l'étage intégrateur connecté à la photodiode. PD , photodiode, C_{int} condensateur d'intégration et C_{mem} condensateur de stockage.

Dans le cas de l'implémentation proposée, la conversion courant-tension est réalisée par

un condensateur en contre-réaction sur un amplificateur (CTIA en anglais pour "capacitive transimpedance amplifier"), comme illustré en figure 2.3. Un CTIA confère à la conversion une meilleure linéarité qu'une intégration directe sur le condensateur équivalent de la photodiode (la capacité de la jonction PN varie en fonction de la tension à ses bornes) [158, 159]. En effet, dans le cas du CTIA, la photodiode est polarisée à la tension d'auto-polarisation de l'amplificateur. Cette option permet, de plus, de fixer un gain qui dépend uniquement de la capacité du condensateur de contre-réaction [160, 161]. Au nœud d'entrée de l'amplificateur, on peut écrire :

$$i_{ph}(s) + \left(\frac{V_{out}(s)}{A} - V_{out}(s) \right) sC_{int} + \frac{V_{out}(s)}{A} sC_{pd} = 0, \quad (2.5)$$

où C_{pd} est le condensateur équivalent de la photodiode et A le gain de l'amplificateur. L'équation 2.5 se simplifie ensuite par

$$V_{out}(s) = \frac{i_{ph}(s)}{sC_{int} \left(1 - \left(1 + \frac{C_{pd}}{C_{int}} \right) \frac{1}{A} \right)}. \quad (2.6)$$

	<table> <tr> <th>Caractéristique</th><th>Valeur</th></tr> <tr> <td>Produit gain bande</td><td>125 MHz</td></tr> <tr> <td>Gain statique</td><td>80 dB</td></tr> <tr> <td>Slew rate</td><td>50 V/μs</td></tr> <tr> <td>Conso. statique</td><td>500 nA</td></tr> <tr> <td>VB1</td><td>1 V</td></tr> <tr> <td>VB2</td><td>2.3 V</td></tr> <tr> <td>Condensateur contre-réaction</td><td>5 fF</td></tr> <tr> <td>Gain de conversion</td><td>8 V/nA</td></tr> </table>	Caractéristique	Valeur	Produit gain bande	125 MHz	Gain statique	80 dB	Slew rate	50 V/μs	Conso. statique	500 nA	VB1	1 V	VB2	2.3 V	Condensateur contre-réaction	5 fF	Gain de conversion	8 V/nA
Caractéristique	Valeur																		
Produit gain bande	125 MHz																		
Gain statique	80 dB																		
Slew rate	50 V/μs																		
Conso. statique	500 nA																		
VB1	1 V																		
VB2	2.3 V																		
Condensateur contre-réaction	5 fF																		
Gain de conversion	8 V/nA																		

Figure 2.4 | Schéma électrique de l'amplificateur de lecture. $VDD = 3.3 V$.

Tableau 2.2 | Caractéristiques de l'amplificateur de lecture.

De cette manière, une intégration du photocourant pendant un temps T_C donne une tension en sortie de l'intégrateur V_{out} qui s'exprime par

$$V_{out} = \frac{1}{C_{int}} \int_{t=0}^{t=T_C} i_{ph}(t) \frac{A}{A-1} dt + V_{off}, \quad (2.7)$$

où V_{off} est la tension de reset de l'intégrateur, A le gain statique de l'amplificateur, C_{int} le condensateur en contre réaction. L'amplificateur doit donc être conçu de façon à permettre l'acquisition d'un signal modulé à la fréquence hétérodyne. Pour l'extraction du signal pertinent, 4 images doivent être acquises pendant le temps de corrélation. La fréquence hétérodyne sera donc au minimum de 1 kHz, et plus celle-ci sera élevée, plus la puissance de la référence pourra être augmentée, c'est-à-dire que le gain hétérodyne sera plus fort. L'amplificateur de ce premier étage est un inverseur cascodé. Le choix d'un amplificateur inverseur plutôt qu'un amplificateur différentiel est justifié par les contraintes d'implémentation dans le pixel. A gain équivalent,

la surface et la consommation doivent être les plus faible possible. L'ajout de transistor de cascode permet d'avoir un gain statique plus fort et de limiter l'effet Miller [162]. Afin d'avoir un comportement intégrateur pur, le gain statique A doit être typiquement supérieur à 1000. Il s'écrit

$$A = -gm_0 r_{out} = -gm_0 ([gm_1 r d s_0 r d s_1] / [gm_2 r d s_2 r d s_3]), \quad (2.8)$$

où gm et rds sont les paramètres des transistors de la figure 2.4.

Par ailleurs, le slew rate qui s'écrit $i_{statique}/C_L$ (avec C_L le condensateur de charge de l'amplificateur et $i_{statique}$ le courant de polarisation de l'amplificateur) doit être supérieur à $200\text{mV}/\mu\text{s}$ pour atteindre des fréquences jusqu'à 100kHz . Pour cet étage ce paramètre n'est pas critique, dans la mesure où la charge est de 10fF . Cet amplificateur est donc constitué de 4 transistors. L'intégration des photo-électrons s'effectue sur le condensateur $C_{int} = 5\text{fF}$. La capacité de stockage C_{mem} vaut 10fF (cf partie 2.2.4, *Analyse en bruit*). Les diagrammes temporels d'écriture sur le condensateur C_{mem} sont donnés en figures 2.6(a) et 2.6(b).

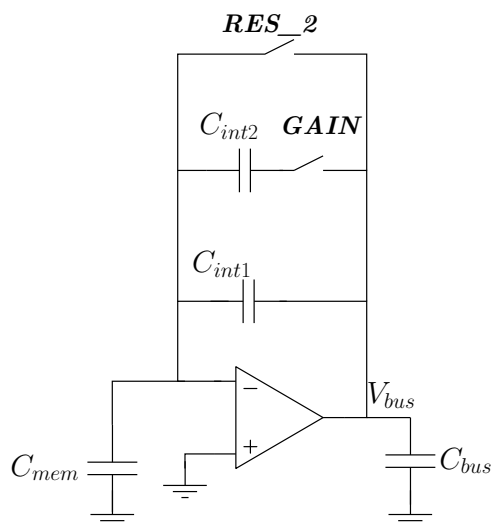


Figure 2.5 | Schéma électrique de l'amplificateur de colonne.

Caractéristique	Valeur
Produit gain bande	540 kHz
Gain statique	80 dB
Slew rate	1 $V/\mu s$
Conso. statique	1 μA
VB1	1 V
VB2	2.3 V
Condensateur contre-réaction	6.5 fF ou 12 fF

Tableau 2.3 | Caractéristiques de l'amplificateur de lecture.

Le second étage amplificateur présente la même structure que le premier. En revanche, les contraintes de conception sont plus fortes dans le sens où cet amplificateur doit pouvoir charger le condensateur équivalent du bus analogique de la colonne. La capacité de ce condensateur est de l'ordre de 1 pF . Cet amplificateur est également un intégrateur. Un gain ajustable a été implémenté, de manière à pouvoir choisir deux plages de dynamique du signal. Le schéma de cet étage est représenté en figure 2.5, et les caractéristiques correspondantes dans le tableau 2.3.

Dans la phase initiale **RES_2**, l'amplificateur est mis mode auto-zéro (contre-réaction de gain unitaire), de telle sorte que les tensions d'entrée et de sortie soient initialisées à la tension d'inversion de l'amplificateur V_{ref} , typiquement 700 mV . Dans cette phase, le condensateur mémoire C_{mem} est en haute impédance (**TR1** ouvert). La tension V_{out} est écrite sur ce condensateur, par conséquent la quantité de charges stockées sur ce dernier est $Q_0 = V_{out}C_{mem}$. Dans une seconde phase, **TR1** est fermé et le condensateur C_{mem} est connecté à l'entrée de l'amplifi-

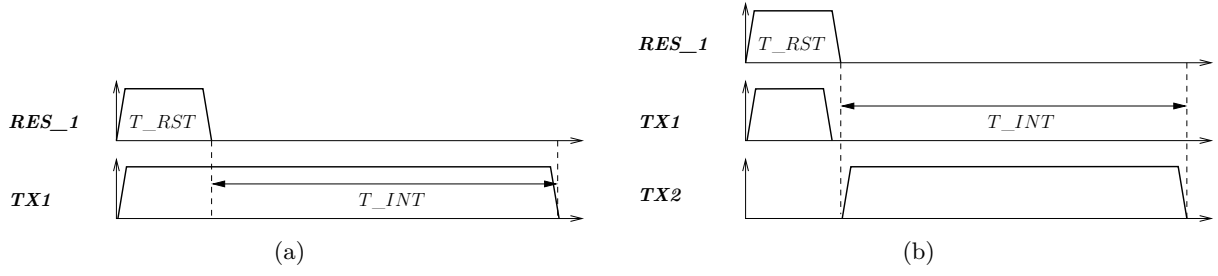


Figure 2.6 | Diagrammes temporels de l'acquisition. Acquisition standard (a), acquisition avec mémorisation de la tension de reset (b).

cteur, et l'interrupteur RES_2 est ouvert. Le diagramme des phases temporelles de la lecture est donné en figure 2.7. La quantité de charges présentes sur le nœud d'entrée de l'amplificateur est alors $Q_0^+ = V_{ref}C_{mem} + (V_{bus} - V_{ref})C_{int2}$. La conservation des charges sur le nœud d'entrée de l'amplificateur permet ensuite d'écrire

$$Q_0 = Q_0^+ \iff V_{out}C_{mem} = -V_{ref}C_{mem} + (V_{bus} - V_{ref})C_{int2}. \quad (2.9)$$

Ce qui se simplifie par

$$V_{bus} = V_{out} \frac{C_{mem}}{C_{int2}} + \left(1 + \frac{C_{mem}}{C_{int2}} V_{ref}\right). \quad (2.10)$$

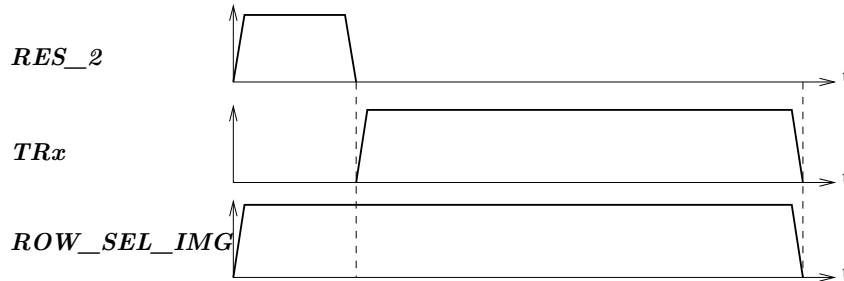


Figure 2.7 | Diagramme temporel de fonctionnement pour la lecture de l'image.

L'équation 2.10 indique que la tension V_{bus} en sortie du second étage est au maximum égale à la tension d'auto-polarisation de l'amplificateur V_{off1} . La dynamique de tension en sortie de cet étage est donc V_{off1} . Afin d'augmenter cette dynamique, on peut soustraire une quantité de charge par l'intermédiaire d'un condensateur C_{DC} . Si la tension V_{DC} varie pendant une phase d'intégration d'une valeur ΔV_{DC} , la tension en sortie de l'amplificateur s'écrit

$$V_{bus} = V_{out} \frac{C_{mem}}{C_{int2}} - \left(1 + \frac{C_{mem}}{C_{int2}} V_{ref}\right) + \Delta V_{DC} \frac{C_{DC}}{C_{int2}}. \quad (2.11)$$

Adaptation de la dynamique d'intégration

Si ce condensateur C_{DC} est également partagé avec le premier étage, des quantités de charges peuvent être soustraites de la même manière pendant l'intégration. Ainsi, on pourra soustraire

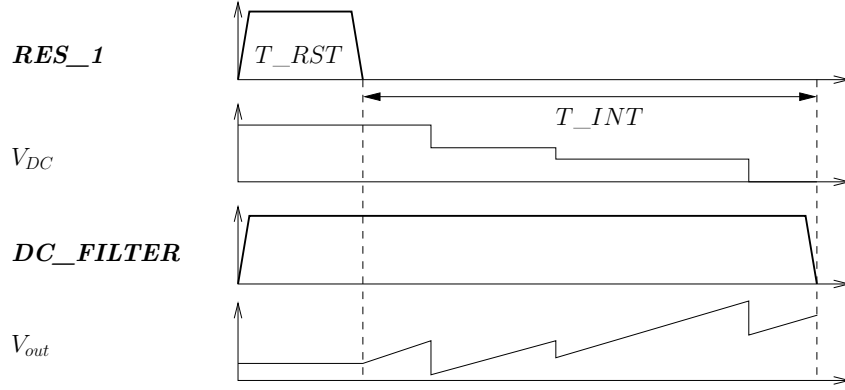


Figure 2.8 | Diagramme temporel illustrant la soustraction de charges. Les signaux de reset et d'écriture sur le condensateur sont les mêmes que dans la figure 2.6.

une quantité de charges $C_{DC}\Delta V_{DC}$ aux charges intégrées, pour augmenter la puissance lumineuse de la référence. La tension en sortie de l'amplificateur de lecture s'écrit alors

$$V_{out} = \frac{1}{C_{int}} \int_{t_k}^{t_k+T_C} i_{ph}(t) \frac{A}{A-1} dt + V_{off} + \frac{C_{DC}}{C_{int}} \Delta V_{DC}. \quad (2.12)$$

Pour soustraire une quantité de charges, la différence ΔV_{DC} doit être négative, c'est-à-dire avoir un pas décroissant. La figure 2.8 illustre ce principe de soustraction de charges par l'intermédiaire de la capacité C_{DC} . Puisque la soustraction est effectuée sur tous les pixels, il est nécessaire d'avoir une composante continue égale sur tous les pixels. Dans le cas contraire, les données des pixels ayant une valeur de tension inférieure à la composante soustraite, seront perdues.

2.2.4 Analyse en bruit

Le bruit thermique :

Pour l'architecture proposée, le bruit thermique dépend essentiellement des capacités des condensateurs. Le bruit de reset associé au deuxième étage amplificateur est corrigé par le double échantillonnage effectué en pied de colonne. En revanche, celui associé au premier étage ne peut pas être négligé. Il peut également être corrigé en stockant les valeurs de reset correspondantes aux valeurs de signal. Ce bruit, que l'on appelle bruit de reset, dépend du condensateur d'intégration C_{int} et s'écrit

$$\nu_{res} = \sqrt{\frac{kT}{C_{int}}}, \quad (2.13)$$

où k est la constante de Boltzmann ($k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$), et K la température en Kelvin. Ce qui donne, à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$), $\nu_{res} = 909 \text{ } \mu\text{V}$.

Le bruit de photon :

Avec l'architecture implémentée, le courant photonique maximum avant saturation, sans adaptation de la dynamique, peut être calculé par l'intégrale suivante

$$V_{max_{out}} = \frac{1}{C_{int}} \int_{t_k}^{t_k+T_C} i_{max_{ph}}(t) dt. \quad (2.14)$$

Pour ce calcul, on considère que le courant photonique est constant car la composante alternative ne représente que 1% de la composante continue. L'équation 2.14 peut donc se simplifier par [163]

$$I_{max_{ph}} = \frac{2C_{int}V_{max_{out}}}{T_C}, \quad (2.15)$$

ce qui donne, en prenant $V_{max_{out}} = 3 \text{ V}$, $C_{int} = 5 \text{ fF}$ et $T_C = 250 \text{ } \mu\text{s}$, $I_{max_{ph}} = 60 \text{ pA}$. Or le bruit de photon équivalent en tension à la sortie de l'amplificateur de lecture s'exprime par

$$\nu_{ph} = \frac{\sqrt{qI_{max_{ph}}T_C}}{C_{int}}, \quad (2.16)$$

où q est la charge en Coulomb d'un électron ($q = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$), ce qui donne $\nu_{ph} = 9.8 \text{ mV}$.

Architecture complète du pixel

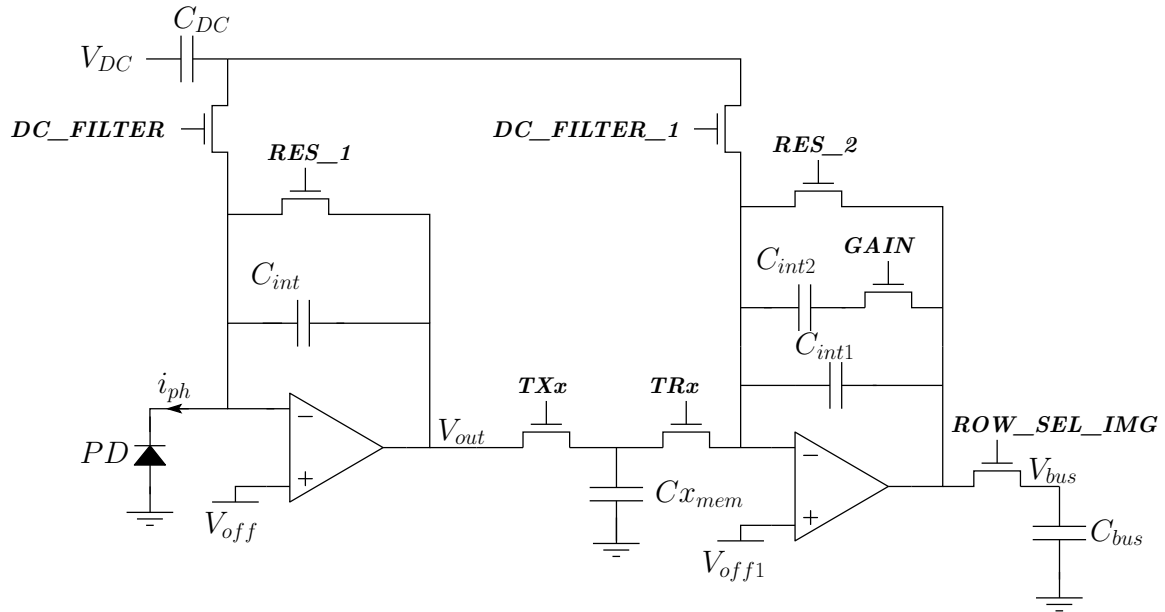


Figure 2.9 | Schéma de l'architecture du pixel. *PD*, photodiode, C_{int} condensateur d'intégration et C_{mem} condensateur de stockage. x désigne le numéro (de 1 à 4) du condensateur de stockage associé aux transistors d'écriture **TX** et de lecture **TR**. V_{off} et V_{off1} sont les tensions d'inversion des amplificateurs. Architecture publiée dans [207] et [206].

L'architecture complète dont le schéma est donné en figure 2.9 est donc constituée de deux étages amplificateurs. Le premier étage fonctionne de manière globale tandis que le second est utilisé lors de la lecture ligne par ligne des données.

2.2.5 Résultats de simulation

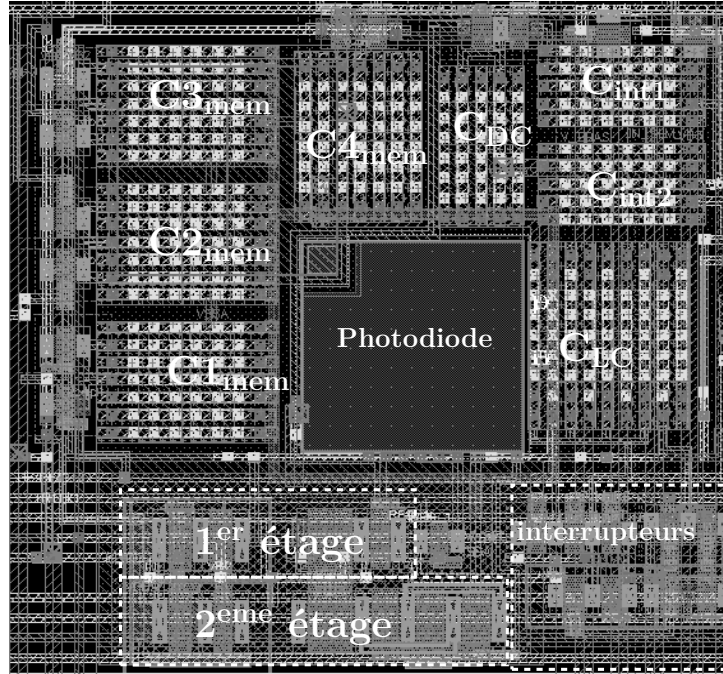


Figure 2.10 | Dessin des masques du pixel. Le facteur de remplissage est de 10 % pour un pas pixel de $16 \mu m$.

Lors de la conception, les caractéristiques étudiées sont la linéarité, le bruit et l'erreur de dispersion (mismatch). Les erreurs dues au mismatch peuvent en partie être corrigées après conversion des données, hors du circuit. Les résultats en linéarité sont tracés en figure 2.11. Sur le graphique 2.11(a) la sortie du pixel est connectée au bus colonne pour lire l'image. Dans ce cas, l'interrupteur **GAIN** est connecté; c'est le cas du gain faible. La dynamique de sortie est de $1.8 V$. Cette valeur est en accord avec les spécifications en bruit. L'erreur de linéarité est inférieure à 0.6 % sur la dynamique d'entrée complète.

Sur le graphique 2.11(b), la sortie du pixel est également connectée au bus colonne pour lire l'image, mais l'interrupteur **GAIN** est déconnecté, de manière à avoir un gain maximum. La dynamique de sortie approche ainsi $3 V$. La linéarité est moins bonne que dans le cas du faible gain : l'erreur est de 2 % sur 90 % de la dynamique d'entrée et inférieure à 5 % sur la dynamique complète.

La figure 2.10 montre le dessin des masques du pixel de $16 \mu m$ de côté. Le facteur de remplissage de la photodiode est de 10 %. 60 % de la surface autour du pixel est occupée par les condensateurs de l'architecture.

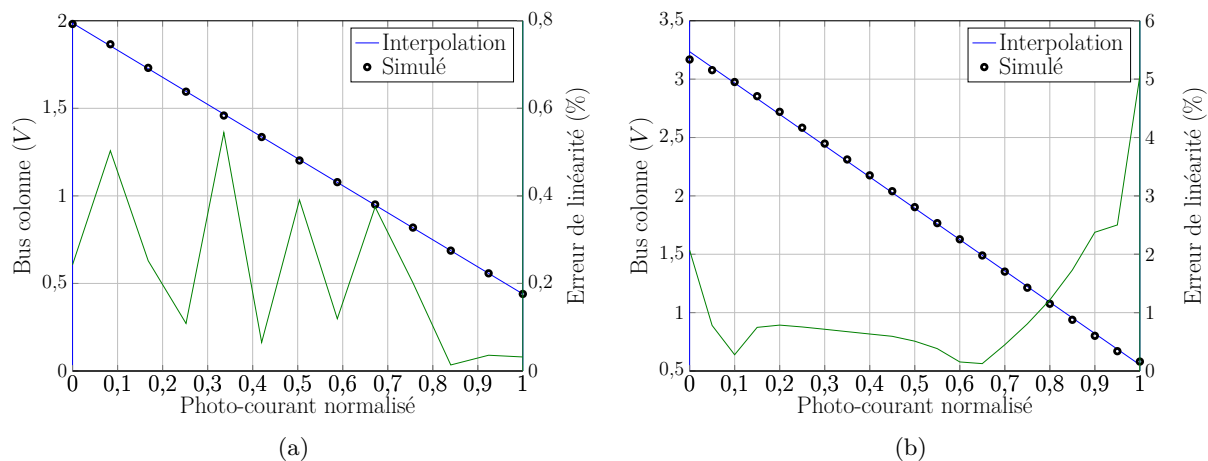


Figure 2.11 | Sorties analogiques du pixel. Cas d'un gain faible (a), cas d'un gain fort (b) en connectant la sortie au bus colonne. Les simulations ont été effectuées avec le modèle incluant les éléments parasites du schéma électrique.

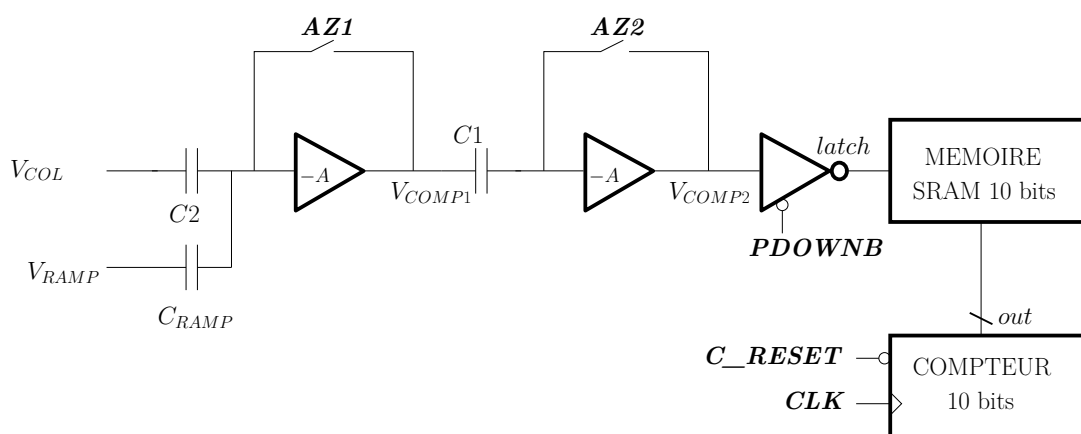


Figure 2.12 | Schéma du convertisseur analogique - numérique simple rampe. Les courants de polarisation ne sont pas représentés.

2.2.6 Architecture globale du capteur d'image

Le convertisseur analogique numérique

Le capteur d'image proposé présente une matrice de 200x300 pixels. Chaque colonne de pixels est connectée à un convertisseur analogique numérique simple rampe. Ce convertisseur est relativement compact et permet d'effectuer une correction de l'offset de l'amplificateur de sortie par soustraction analogique. Il est constitué de 2 comparateurs et 3 condensateurs. Dans un premier temps, la tension la plus haute est échantillonnée (dans le cas d'un reset à VDD, il s'agit de la tension de reset), c'est-à-dire dans notre cas le signal, puis dans un second temps, la tension la plus basse est échantillonnée à son tour. Une rampe est ensuite envoyée sur le condensateur C_{ramp} . Lorsque cette rampe dépasse la différence des deux tensions échantillonnées, les comparateurs basculent. Un compteur compte 2^N fois pendant la période de la rampe. Lorsque les comparateurs de l'ADC basculent, la valeur du compteur est mémorisée. Cette valeur est ainsi proportionnelle à la différence des tensions échantillonnées, c'est-à-dire au signal.

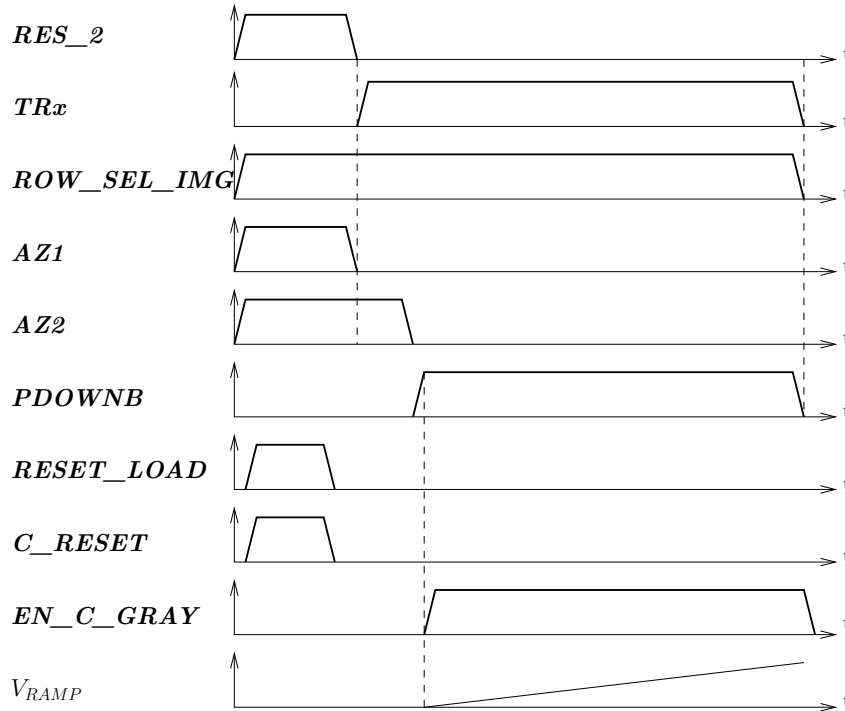


Figure 2.13 | Diagramme temporel de fonctionnement de l'ADC. .

Dans notre cas, on réalise une conversion 10 bits. La valeur du compteur est stockée dans une mémoire. Il y a donc une mémoire par colonne. Il faut ensuite lire cette mémoire pour extraire les données numérisées. Chaque mémoire colonne est connectée à ses voisines pour former un registre à décalage. Ainsi, 300 coups d'horloge sont nécessaires pour lire les données correspondantes à une ligne complète. Pour convertir les données de la ligne de pixels suivante, avec un seul registre à décalage, il faut attendre que les données de la ligne courante soient extraites. Ainsi, pour effectuer la lecture des données d'une ligne en parallèle de la conversion de la ligne suivante, 2 registres à décalage ont été implémentés.

Le schéma électrique de l'ADC simple rampe utilisé est donné en figure 2.12. La conception a été reprise d'un circuit précédant réalisé dans le laboratoire avec la même technologie. Les performances du convertisseur ne seront donc pas détaillées. Le diagramme des phases temporelles est illustré en figure 2.13. Avant de commencer la conversion proprement dite, il faut initialiser les comparateurs au moyen des interrupteurs d'auto-zéro **AZ1** et **AZ2**. Dans la première phase de cette initialisation, les deux interrupteurs sont fermés et le bus colonne est chargé avec le niveau de tension le plus élevé, dans notre cas le signal. À l'ouverture de **AZ1**, l'amplification de l'effet de l'injection de charge en entrée est stockée sur V_{COMP1} , puis **AZ2** est ouvert (l'injection de **AZ2** est masquée par le gain du premier étage) [164]. Le signal **C_RESET** met le compteur gray 10 bits à zéro et le signal **EN_C_GRAY** active le compteur. La conversion proprement dite débute donc lorsque **EN_C_GRAY** passe à l'état haut. La rampe commence également à ce moment. Le signal **RESET_LOAD** met le signal d'échantillonnage de la valeur du compteur à zéro. Lorsque la rampe est inactive, le signal **PDOWNB** est actif (état bas), pour limiter la consommation de l'inverseur en bout de chaîne de l'ADC.

L'adressage des lignes de la matrice

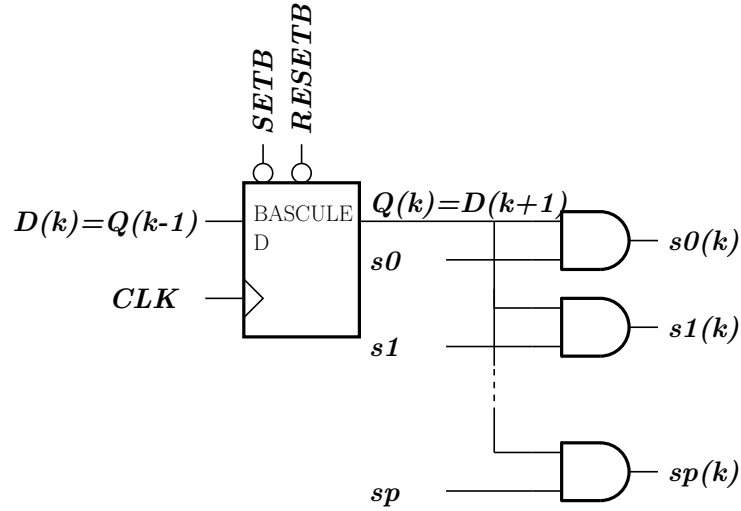


Figure 2.14 | Blocs d'adressage pour une ligne de pixels. Pour $k = 1$ à 200 lignes, ce blocs est répété 200 fois. **D(1)** est le *jeton*.

Les données analogiques contenues dans chacun des pixels sont lues ligne par ligne. Pour effectuer cette lecture, il faut donc pouvoir adresser les lignes une par une. Un registre à décalage permet cette lecture en activant la ligne suivante à chaque front d'horloge. Pour commander ensuite les différents signaux de contrôle du pixel, un *ET* logique est implémenté entre la commande en question et le signal d'activation de la ligne, aussi appelé *jeton*.

Le schéma du bloc élémentaire d'adressage pour un pixel est donné en figure 2.14. Les 200 bascules D sont chaînées pour former le registre à décalage et la sortie de chaque bascule constituent le jeton, c'est-à-dire le signal d'activation de la ligne k pour les signaux $s0(k)$ à $sp(k)$. Les signaux $s0$ à sp sont partagés par tous les blocs élémentaires. Si le signal **SETB**

est à l'état bas, toutes les lignes sont activées, et si le signal **RESETB** est à l'état bas, aucune ligne n'est activée.

Architecture globale

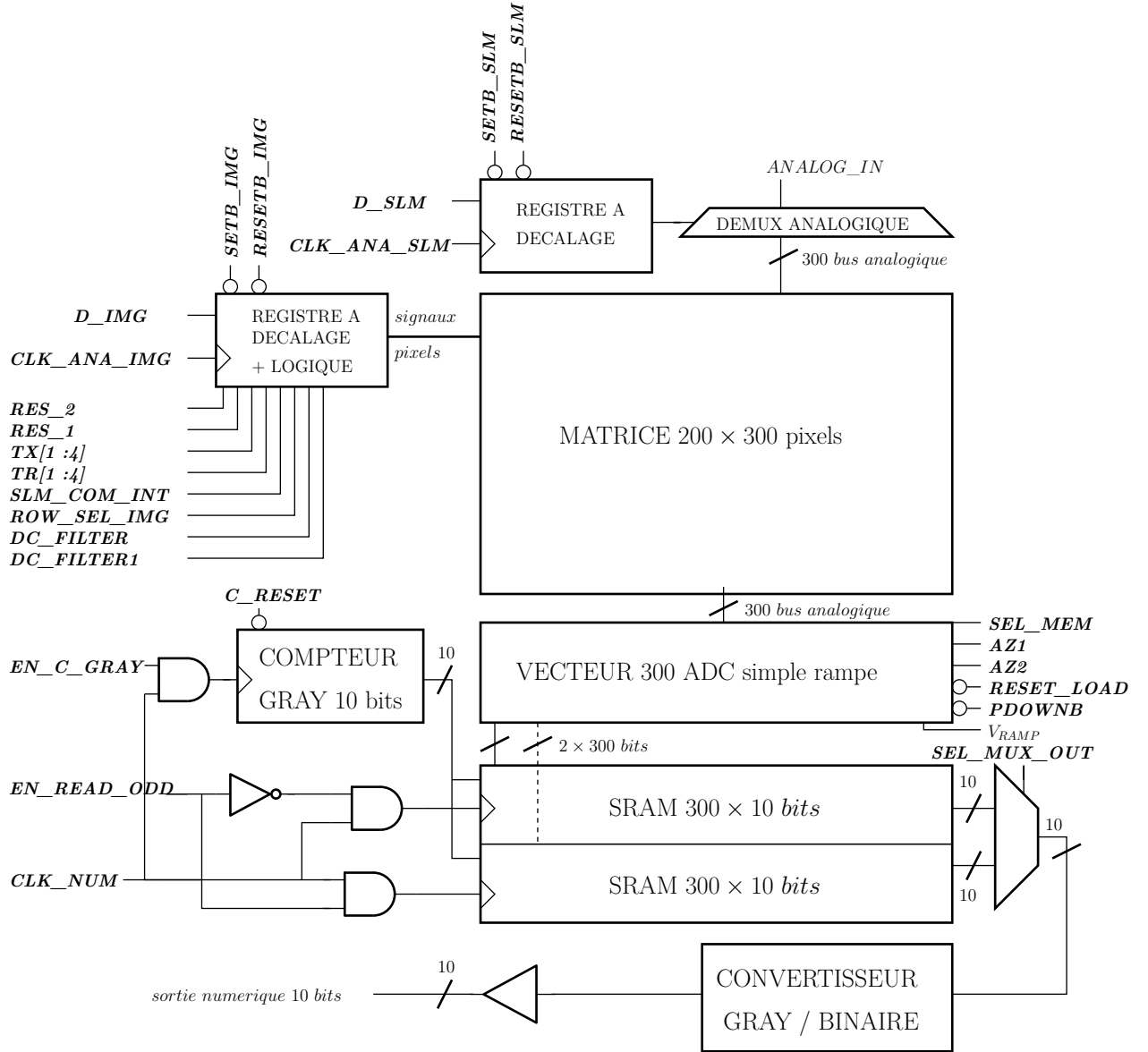


Figure 2.15 | Architecture globale du premier circuit proposé. Les tensions et les courants de polarisation du pixels et de l'ADC ne sont pas représentés.

Le schéma de l'architecture globale est donné en figure 2.15. La surface totale du capteur d'image est de $4.1\text{ mm} \times 5,2\text{ mm}$, où la matrice de pixels occupe environ 80%. La figure 2.16(a) présente le dessin des masques, et la figure 2.16(b) une photo du circuit fabriqué.

L'architecture globale est constituée de la matrice de pixels. Un registre à décalage compor-

tant autant de bascules que de lignes est implémenté pour lire les données analogiques stockées dans les pixels. L'utilité du registre à décalage en colonne sera évoquée dans le chapitre suivant. Le vecteur d'ADC fonctionne à la cadence ligne et le signal **SEL_MEM** permet de sélectionner la mémoire dans laquelle écrire les données numériques, c'est-à-dire pour quelle mémoire le signal de *latch* doit être activé. Le signal de *latch* est remis à 0 par le signal **RESET_LOAD** actif à l'état bas. L'horloge servant à la lecture des données numériques **CLK_NUM** fonctionne à 50 MHz, ce qui donne un temps image de 1.2 ms. Une valeur du champ complexe (c'est-à-dire 4 images) est ainsi obtenue à une cadence maximum de 166 Hz, en considérant l'acquisition de 4 images sur 1 ms. Le signal **SEL_MUX_OUT** est utilisé pour connecter la sortie numérique sur 10 bits à la sortie d'une des deux mémoires.

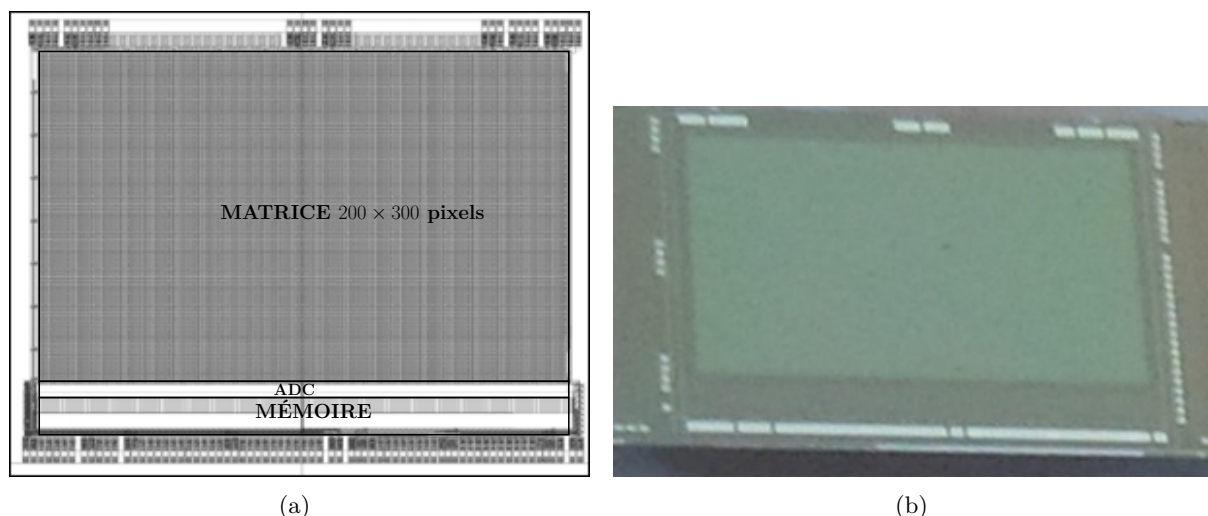


Figure 2.16 | Dessin des masques (a) et circuit fabriqué (b) de la première version de capteur proposée. La matrice de 200×300 pixels au pas de $16 \mu m$ occupe la plus grande partie de la surface totale de $4.2 mm \times 5.2 mm$.

Conclusion

L'architecture présentée permet d'effectuer l'acquisition de 4 trames à une cadence maximum de 100 kHz, avec la possibilité de soustraire une composante continue globale sur toute l'image. Cela permet ainsi d'augmenter la dynamique allouée au signal utile, et donc le rapport signal à bruit. Les données de ces 4 trames peuvent ensuite être lues à une cadence vidéo de quelques dizaines de Hz. Le circuit a été conçu et envoyé en fonderie (cf figure 2.16). Par rapport à l'état de l'art des circuits électroniques, le pas du pixel est plus petit permettant ainsi l'implémentation d'une matrice plus grande et l'obtention d'un meilleur SNR. Ce pixel intègre également une fonction de filtrage d'une composante continue commune à toute l'image, augmentant ainsi la dynamique du signal utile. Enfin, bien que la cadence d'acquisition soit inférieure à la plupart des systèmes de l'état de l'art, ce paramètre n'est pas critique dans le sens où l'essentiel est la compatibilité avec un système optique de détection hétérodyne. Pour résumer, nous présentons les principales caractéristiques dans le tableau 2.4. Des mesures devront être effectuées sur ce circuit afin de confirmer les résultats de simulation.

Dim. pixel	16 μm
Facteur de remplissage	10 %
Taille matrice	200 $\times$ 300
PSNR	61 dB
Filtrage passe haut	oui (global)
Bande passante	100 kHz
Taux de modulation	0.01
Consommation/pixel	1.65 μW
Technologie	CMOS 0.13 μm 2P 6M

Tableau 2.4 | Caractéristiques du circuit proposé.

Cependant, ce circuit présente encore des limitations dans le sens où le filtrage global de la composante continue permet d'augmenter la dynamique allouée au signal pertinent de 20 % car l'onde référence n'est pas homogène sur toute l'image. Le rapport signal à bruit peut donc être augmenté de 4.5 dB. Cependant, en pratique plusieurs acquisitions de séquences d'images pour effectuer un moyennage et augmenter le SNR sont encore nécessaires.

2.3 Pixel à conversion numérique

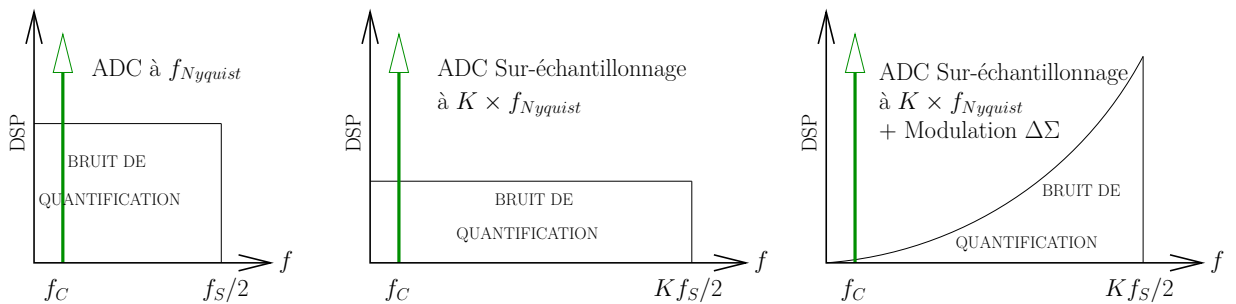


Figure 2.17 | Représentation fréquentielle de différents types de conversions analogiques-numériques. ADC standard avec $f_S \geq 2f_C$ où le critère de Shanon est respecté (gauche), ADC avec sur-échantillonnage à $K \times f_S/2$ (centre), ADC avec sur-échantillonnage à $K \times f_S/2$ et modulation $\Delta\Sigma$ montrant la mise en forme du bruit (droite).

Le pixel proposé précédemment peut présenter des limitations liées à la dynamique allouée au signal utile qui reste faible par rapport à une composante continue qui n'est pas totalement

filtrée. Afin de pallier à ces limitations et générer des signaux numériques de façon à assurer une portabilité vers des procédés CMOS de nœuds technologiques plus avancés, nous avons choisi d'explorer les possibilités offertes par la conversion Delta-Sigma ($\Delta\Sigma$) dans le pixel. Cette approche assure une conversion numérique du signal utile extrêmement proche spatialement et temporellement de la conversion photo-électrique. Elle consiste, en effet, à exploiter à la fois la possibilité d'effectuer une différence analogique de manière très compacte [165, 166], et les performances bas bruit d'un modulateur delta sigma pour finalement réaliser une démodulation et un moyennage du signal utile dans le pixel. La modulation delta-sigma est utilisée pour les convertisseurs analogiques-numériques ou numériques-analogique. Le principe d'un tel modulateur est d'échantillonner le signal à une fréquence beaucoup plus élevée que la fréquence de Nyquist. Ce sur-échantillonnage a pour conséquence un étalement du bruit de quantification sur la bande de fréquence concernée.

La figure 2.17 illustre cette caractéristique d'étalement du bruit de quantification. La modulation $\Delta\Sigma$ présente en plus la capacité à rejeter d'avantage qu'un simple sur-échantillonnage les bruits en haute fréquence. Par conséquent, en appliquant à la sortie d'un modulateur $\Delta\Sigma$ un filtre numérique passe bas, une grande partie du bruit de quantification peut être éliminée.

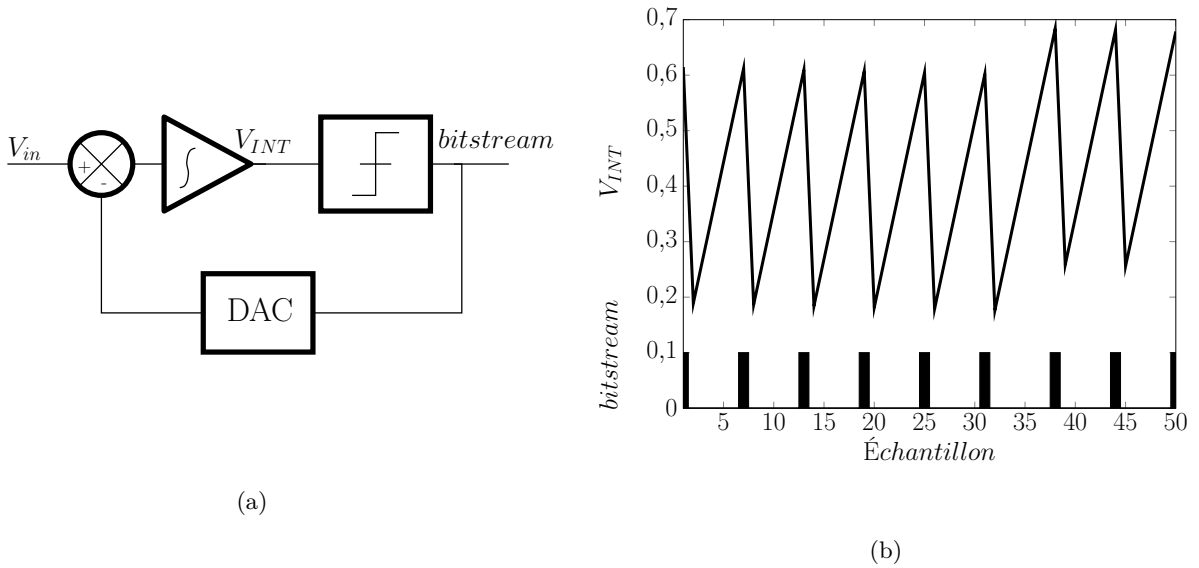


Figure 2.18 | Modulateur $\Delta\Sigma$ d'ordre 1. Schéma du modulateur (a) et principe de fonctionnement sur 50 échantillons de V_{in} (b). La sortie de l'intégrateur V_{INT} est tracée pour un seuil de 0.6 et une entrée $V_{in} = 0.167$. Le bitstream est représenté sous forme de barres (unités non significatives).

Une bibliographie abondante existe sur les convertisseurs Delta-Sigma [167]. Retenons que par rapport aux autres architectures de convertisseurs, les convertisseurs analogiques-numériques (CAN) Delta-Sigma présentent la meilleure efficacité énergétique (figure de mérite exprimée en joule par pas de quantification : $FOM = J/\text{step}$) pour des couples de fréquences d'échantillonnages $f_S = [1 \text{ MHz}, 10 \text{ MHz}]$ et de résolution [8 bits, 11 bits]. La FOM est alors de l'ordre de 100 fJ/step (Murmman [168]). Par ailleurs, la structure de rétro-action permet un fonctionne-

ment autour d'une valeur moyenne, ou autrement dit, de supprimer cette valeur moyenne.

Il est possible de réaliser des modulations Delta-Sigma d'ordre supérieur à 1. En particulier, pour les CAN fortement résolus, les modulations Delta-Sigma d'ordre supérieur à 1 permettent de lever les limitations de résolution des modulations Delta-Sigma d'ordre 1 [167]. Toutefois, cela nécessite des architectures dont la complexité augmente la surface de façon rédhibitoire pour une intégration dans un pixel [169, 170]. Seul le principe de la modulation Delta-Sigma d'ordre 1 est donc détaillé. Un modulateur Sigma - Delta incrémental d'ordre 1 est représenté sous forme de schéma blocs en figure 2.18(a). Un modulateur incrémental d'ordre 1 réalise typiquement un filtrage passe-bas, et est donc utilisé pour convertir une donnée analogique constante. De plus, la sortie est remise à 0 au début de chaque conversion, afin de convertir des données analogiques décorréliées les unes des autres. Le schéma bloc du modulateur incrémental d'ordre 1 comporte 4 éléments (figure 2.18(a)). L'entrée analogique V_{IN} est intégrée, puis le résultat de cette intégration V_{INT} est comparé à un seuil. En fonction du résultat de cette comparaison, on soustrait, ou non, une certaine quantité à l'entrée. Cette soustraction est donc réalisée à l'aide d'un convertisseur numérique-analogique (DAC), commandé par la sortie du comparateur. La sortie de ce comparateur est un train de bit (*bitstream*) à la fréquence de sur-échantillonnage. La figure 2.18(b) montre l'évolution de ces grandeurs pour une entrée de 0.167 (valeurs normalisées).

Un modulateur $\Delta\Sigma$ peut être implémenté à temps continu, au moyen de composants passifs, ou à temps discret. Cependant, même pour les systèmes à temps continu, l'étude à temps discret constitue une première étape de la conception. Ainsi, la fonction de transfert de l'intégrateur à temps discret d'ordre 1 s'écrit simplement

$$H(z) = \frac{z^{-1}}{1 - z^{-1}}. \quad (2.17)$$

Afin de prendre en compte le bruit de quantification introduit par le comparateur qui a un comportement non-linéaire par définition, et définir un modèle linéaire du modulateur, les notions de fonction de transfert du signal (*STF*) et de fonction de transfert en bruit (*NTF*) peuvent être introduites [171]. Le comparateur est alors remplacé par un additionneur avec un bruit de quantification additif, $Q(z)$ [172]. Les fonctions $STF(z)$ et $NTF(z)$ sont ainsi définies par :

$$STF(z) = \frac{H(z)}{1 + H(z)} = z^{-1} \quad (2.18)$$

et

$$NTF(z) = \frac{1}{1 + H(z)} = 1 - z^{-1}. \quad (2.19)$$

La sortie du modulateur $bitstream(z)$ est donc une fonction de l'entrée $Vin(z)$ et du bruit de quantification $Q(z)$ et écrit :

$$bitstream(z) = STF(z).Vin(z) + NTF(z).Q(z). \quad (2.20)$$

Lorsque le système est à temps discret, celui-ci est implémenté à l'aide de condensateurs commutés.

2.3.1 Utilisation du sur-échantillonnage

Dans le cas de l'holographie hétérodyne, ce mode d'acquisition s'avère particulièrement efficace. En effet, la connaissance de la fréquence hétérodyne permet d'effectuer un échantillonnage

synchrone du signal. Ensuite, cet échantillonnage peut être réalisé de manière positive ou négative par un système à condensateurs commutés. Un tel système a l'avantage de consommer peu par rapport à un filtrage à temps continu [173]. Un échantillonnage synchrone de la fréquence hétérodyne et adapté à réaliser une soustraction en charges à des fréquences de plusieurs MHz sur un système matricé a ainsi été développé. En fixant la fréquence de sur-échantillonnage à $4\omega_{het}/2\pi$, on peut effectuer une acquisition 4 phases, à haute fréquence, et ainsi obtenir un rapport signal à bruit élevé par la caractéristique passe-bas du modulateur $\Delta\Sigma$. La figure 2.19 illustre ce principe de sur-échantillonnage 4 phases. Les 4 échantillons sont pris par période du signal hétérodyne, OSR fois. Sur cette figure, 1,75 périodes sont représentées. Les zones hachurées correspondent aux quantités intégrées par l'intégrateur du modulateur, pour obtenir la partie réelle du champ interférométrique. Ces quantités sont ainsi intégrées à la pulsation $4\omega_{het}$, c'est-à-dire sur un quart de période du signal interférométrique, une fois positivement, une fois négativement. Les notations sont les mêmes que pour la figure 1.14.

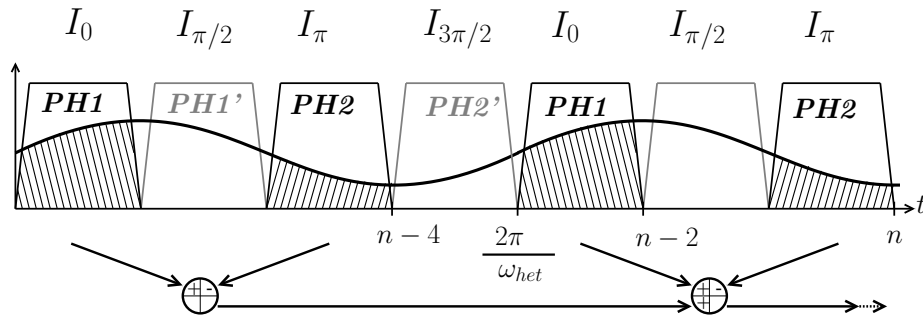


Figure 2.19 | Chronogramme d'échantillonnage et d'acquisition du pixel numérique. Le diagramme illustre l'acquisition pour la partie réelle de la contribution interférométrique. Le schéma de la partie imaginaire est le même, décalé d'un quart de période du signal hétérodyne.

Afin d'obtenir la partie imaginaire, le même principe est implémenté, avec un décalage d'un quart de période par rapport aux phases de la partie réelle. Dans le cas du sur-échantillonnage, la fréquence hétérodyne pourra ainsi être plus élevée que dans la détection actuelle. En effet, même avec une caméra du commerce dite rapide, les caractéristiques de cette dernière ne permet pas d'avoir une fréquence hétérodyne supérieure à quelques kHz [87]. La différence entre deux échantillons déphasés de π est effectuée analogiquement en même temps que la seconde phase. De cette manière, l'entrée du modulateur est constante et correspond à la différence des deux phases échantillonnées. De plus, seul le signal utile est numérisé et la fréquence hétérodyne peut ainsi être de l'ordre de plusieurs MHz .

Dans ces conditions, un montage typique d'acquisition holographique hétérodyne peut éventuellement être simplifié en utilisant un modulateur acousto-optique au lieu de deux. Dans le cas particulier de l'holographie acousto-optique, le mode d'acquisition proposé permet de se passer des deux modulateurs acousto-optiques (MAO) puisque le battement hétérodyne est créé par la source ultra-sonore focalisée dans le milieu diffusant. Le schéma de principe du montage optique ainsi simplifié est donné en figure 2.20. La fréquence hétérodyne devient alors la fréquence ultra-sonore, $\omega_{US}/2\pi$. Cet allègement matériel du montage optique permet par ailleurs de réduire le coût de ce dernier dans la perspective d'une commercialisation. Un modulateur acousto-optique avec un amplificateur de commande coûte en effet près de 2000 euros. Enfin, en enlevant un ou

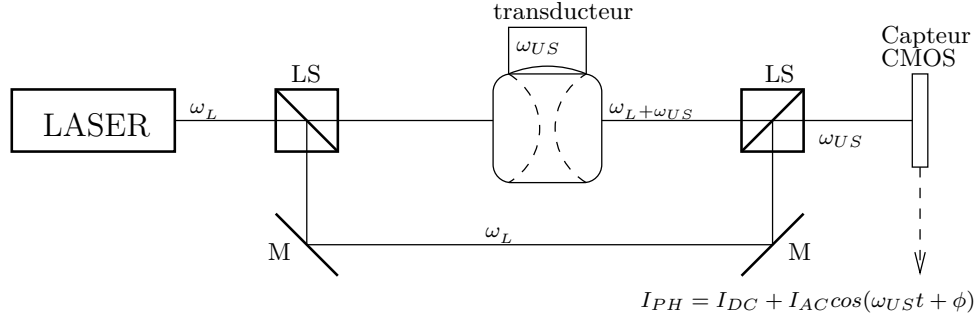


Figure 2.20 | Montage de principe de la détection acousto-optique adaptée au mode d'acquisition proposé. M miroir, LS lame semi-réfléchissante.

deux MAO, la puissance disponible arrivant sur le capteur est plus élevée (avec une puissance à la source équivalente), puisque en sortie d'un MAO, l'ordre plus ou moins 1 est filtré, et approximativement 50 % de la puissance d'entrée du modulateur est perdue.

2.3.2 Implémentation

Afin de convertir en parallèle les parties réelle et imaginaire du champ, deux voies de conversion ont été implémentées, c'est-à-dire deux ADC $\Sigma\Delta$ accompagnés de leur filtre numérique et d'une mémoire chacun. La figure 2.21 présente l'architecture globale du pixel à conversion numérique. Une conversion 10 bits a été implémentée afin de mesurer un signal avec une bonne précision tout en gardant une architecture compatible avec les contraintes de surface d'une intégration dans le pixel. Comme l'illustre la figure 2.21 sur chacune des voies, la sortie du modulateur - le bitstream - est filtré par un filtre numérique passe bas, qui est simplement un compteur 10 bits. Une architecture asynchrone a été choisie car celle-ci est plus compacte que sa version synchrone. Une mémoire SRAM 10 bits a également été conçue pour les deux voies, leur intérêt sera évoqué par la suite. À la suite des 1024 échantillonnages des parties réelle et imaginaire, un code de ces deux grandeurs sur 10 bits est ainsi obtenu et stocké dans la mémoire.

La photodiode est connectée à un bloc passe haut qui permet de filtrer le courant photonique basse fréquence et d'amplifier le courant alternatif jusqu'à 10 MHz. La conception de ce bloc est détaillée dans la partie 2.3.3. L'entrée des deux modulateurs $\Sigma\Delta$ est ainsi une tension oscillante à quelques MHz avec une amplitude de quelques centaines de mV.

En suivant le mode d'acquisition présenté en figure 2.19, la sortie de l'intégrateur peut ainsi s'écrire

$$Vo(n) = Vo(n-4) + \frac{C_S}{C_{INT}} [Vin(n) - Vin(n-2) + VDAC(n-4) - VREF], \quad (2.21)$$

où n est l'indice de l'échantillon, et avec $VDAC$ qui vaut VH si le bitstream est à 1 et VL si le bitstream est à 0. C_S et C_{INT} sont respectivement les condensateurs de stockage et d'intégration. De cette manière, en fixant $VREF$ à la moyenne de VH et VL , la différence $Vin(n) - Vin(n-2)$ est convertie sur 10 bits signés. Le principe de fonctionnement est le suivant : la première phase

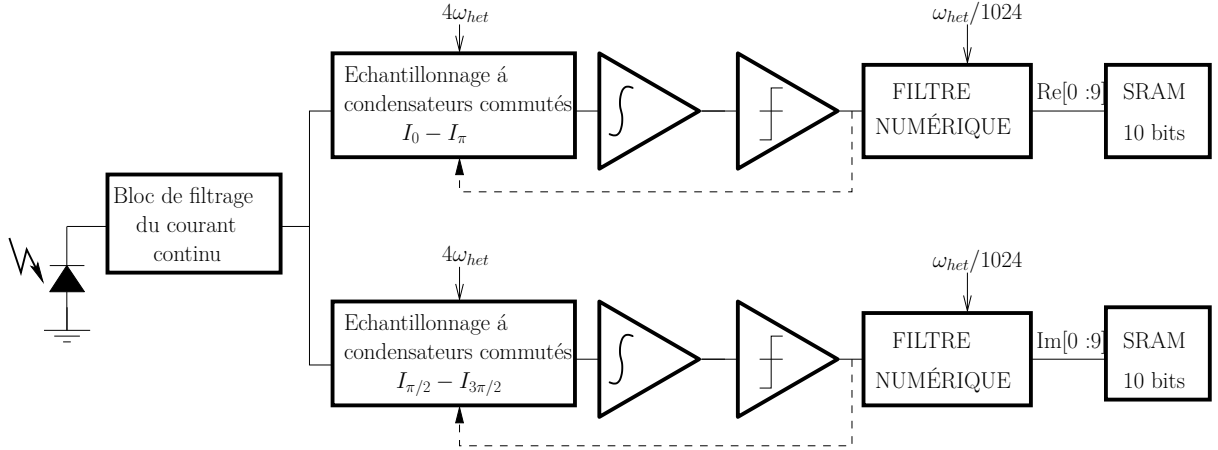


Figure 2.21 | Architecture du pixel à conversion numérique par modulation $\Sigma\Delta$. La conversion 10 bits des parties réelle et imaginaire de la contribution interférométrique est effectuée en parallèle par les deux ADC. Les filtres numériques sont des compteurs 10 bits. Cette architecture publiée dans [209] et qui a fait l'objet d'une demande de brevet [212].

est l'échantillonnage, réalisé en activant l'interrupteur **PH1**. La seconde phase est l'intégration, décalée de π ou une demi-période du signal par rapport à **PH1**. Cette intégration s'effectue en activant l'interrupteur **PH2**. Pendant cette phase, la différence de tension $V_{in}(n) - V_{in}(n-2)$ est intégrée sur le condensateur C_{INT} et la tension d'offset de l'amplificateur (VOFF) est annulée [174]. Enfin, le comparateur échantillonne le signal d'entrée par le signal **LATCH** et mémorise la sortie jusqu'à ce que **LATCH** revienne à l'état bas. Cet échantillonnage est effectué à la fin de la phase **PH2**. Les formes d'ondes des signaux de commande sont tracées sur la figure 2.37.

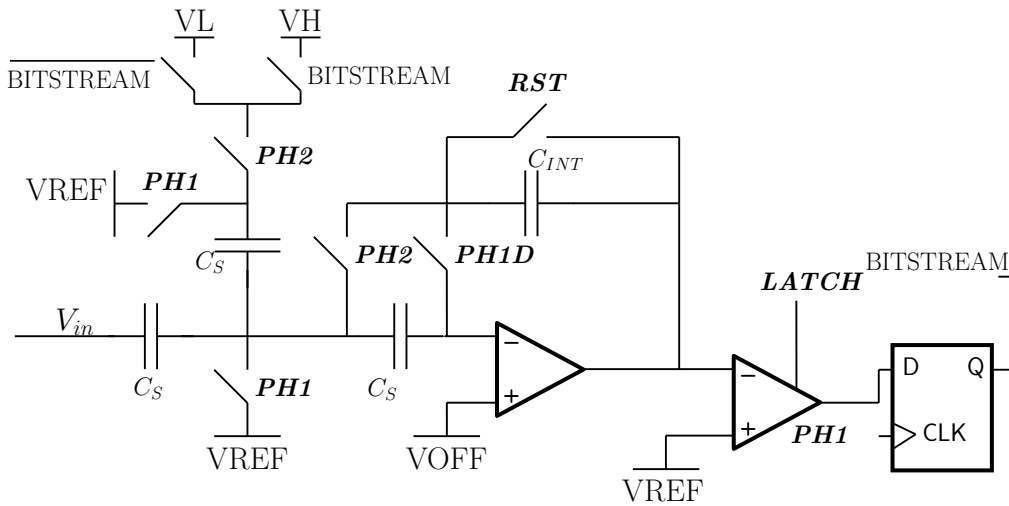


Figure 2.22 | Architecture du modulateur incrémental $\Delta\Sigma$ d'ordre 1. Les tensions et les courants de polarisation ne sont pas représentés.

L'implémentation d'un modulateur $\Delta\Sigma$ passe bas d'ordre 1 a été choisie pour sa compacité,

mais avec un échantillonnage spécifique, comme illustré en figure 2.19. Elle permet de réaliser un filtrage passe bande, et est plus compacte qu'une architecture de modulateur passe-bande classique qui demande un ordre supérieur ou égal à deux [175]. Ainsi, la fonction de transfert en z de ce système à condensateurs commutés, d'après l'équation 2.21 s'écrit :

$$TF(z) = \frac{C_S}{C_{INT}} \frac{(1 - z^{-2})}{(1 - z^{-4})}, \quad (2.22)$$

L'amplitude de cette fonction de transfert est tracée en figure 2.23 pour un rapport $\frac{C_S}{C_{INT}}$ de 0.5 et une fréquence de sur-échantillonnage de $F_s = 32 \text{ MHz}$, c'est-à-dire une fréquence hétérodyne de 8 MHz .

Le système à condensateurs commutés laisse passer aussi les harmoniques en $((2k+1)F_s)/4$. Cependant le bloc de filtrage du courant continu présente une fréquence de coupure autour de 15 MHz . Par ailleurs, l'implémentation du modulateur $\Delta\Sigma$ par échantillonnage et soustraction en charge permet de filtrer le bruit basse fréquence, à la manière d'un double échantillonnage corrélé, comme cela est réalisé dans certains capteurs d'image [176, 177]. Dans la partie suivante, nous allons présenter la conception de ce bloc de filtrage du courant continu.

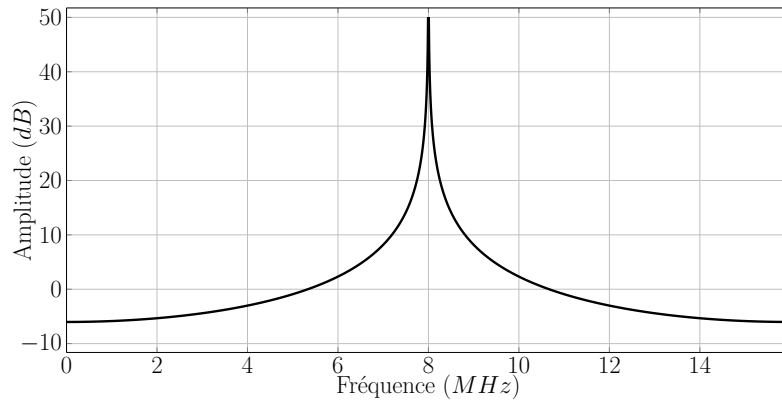


Figure 2.23 | Réponse en amplitude de la fonction de transfert du système proposé. La fréquence d'échantillonnage est de 32 MHz .

2.3.3 Bloc de filtrage passe haut en courant

La soustraction en charge proposée dans la partie 2.2.3 permet, en théorie, de soustraire la composante continue sur tous les pixels, dans la mesure où la dynamique de tension est suffisamment étendue. Cependant, en pratique l'onde référence qui est à l'origine de la quasi-totalité de la composante continue, n'est pas uniforme sur toute l'image (cf par exemple les images de la figure 1.14). C'est pourquoi, un filtrage de cette composante au niveau du pixel est plus efficace qu'un filtrage global.

Dans cette partie, on propose une architecture de filtrage passe-haut en courant pouvant être implémentée au niveau du pixel. L'architecture est présentée sous forme de schéma blocs en figure 2.24. Celle-ci comporte un chemin où le courant alternatif est amplifié, et un chemin de contre-réaction servant à commander une source de courant en tension. Sur cette contre-réaction

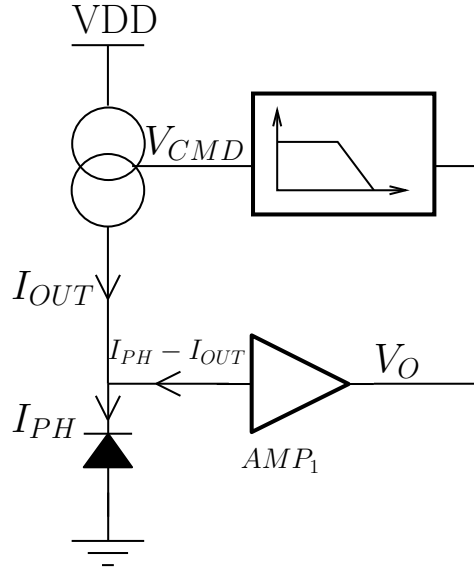


Figure 2.24 | Schéma bloc de la boucle de filtrage passe-haut.

un filtre passe-bas en tension permet ainsi d'extraire une image du courant continu en tension. Cette tension est ainsi la commande de la source de courant, qui va compenser la courant photonique continu.

En première approximation, les filtres de la boucle sont étudiés comme des filtres d'ordre 1. Soit I_{PH} le courant photonique généré par la photodiode tel que

$$I_{PH} = i_{DC} + i_{AC} \sin(\omega_{het}t), \quad (2.23)$$

où i_{DC} et i_{AC} désignent respectivement les composantes continue et alternative du courant photonique. Le bloc amplificateur $AMP1$ du chemin direct intègre le courant photonique. Il est utilisé en boucle ouverte afin de maximiser le gain. Le courant photonique est ainsi multiplié par le gain en transimpédance de l'amplificateur A . La fonction de transfert de ce bloc s'écrit donc simplement

$$\frac{V_O}{I_{PH}} = \frac{A}{1 + \tau_1 s}, \quad (2.24)$$

où s désigne la variable de Laplace et $1/\tau_1$ la fréquence de coupure de l'amplificateur. Le bloc en contre-réaction de la boucle est utilisé pour commander la source de courant, et réalise un filtrage passe-bas de la tension de sortie de l'amplificateur $AMP1$. Sa fonction de transfert à temps continu est donc de la forme

$$\frac{V_{CMD}}{V_O} = \frac{1}{1 + \tau_2 s}, \quad (2.25)$$

où $f_C = 1/\tau_2$ est la fréquence de coupure de ce filtre passe bas. V_{CMD} est la tension en sortie du filtre.

La source de courant est ensuite une fonction de V_{CMD} telle que

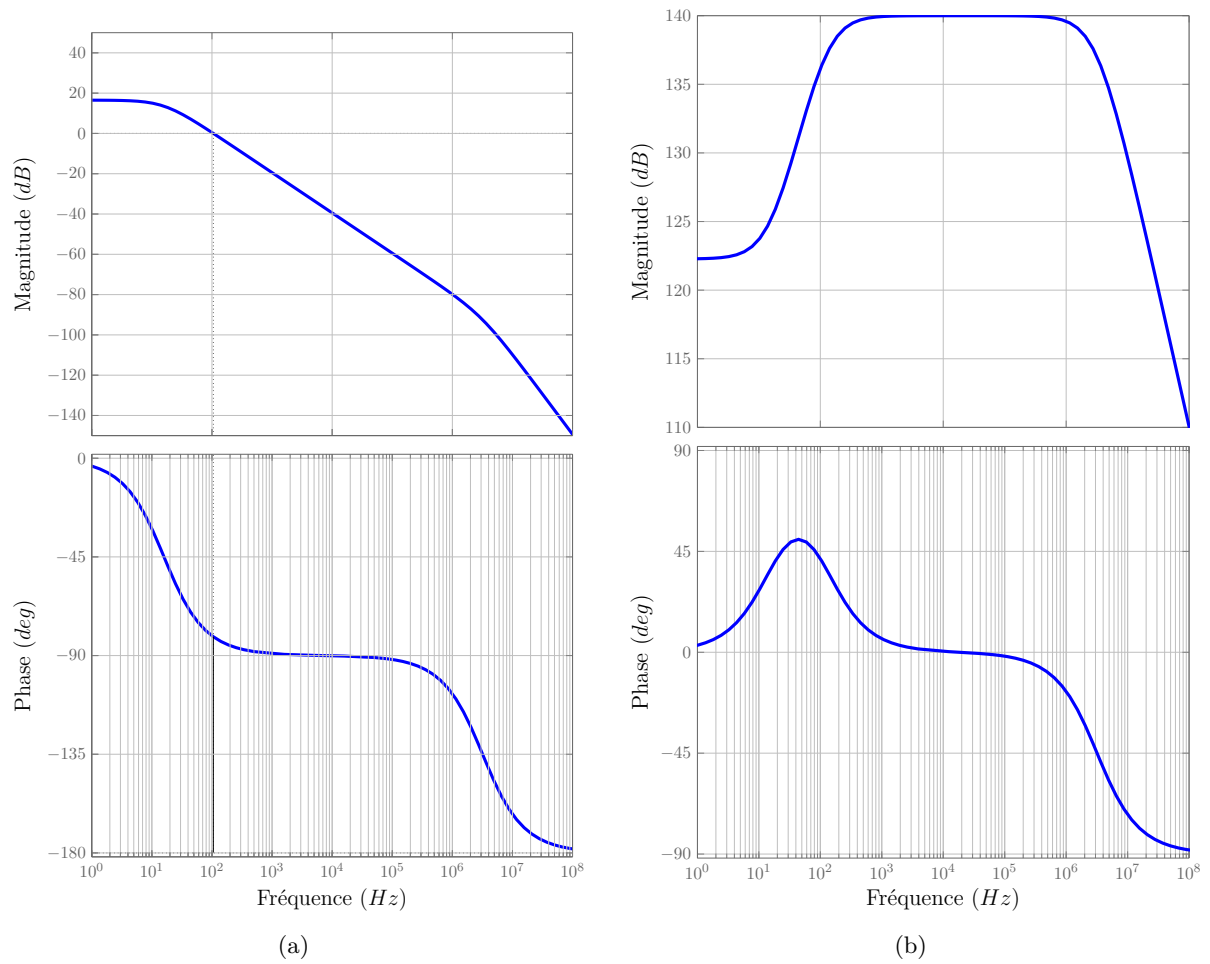


Figure 2.25 | Réponses en fréquence en boucle ouverte (a) et boucle fermée (b).

$$\frac{I_{OUT}}{V_{CMD}} = g_m, \quad (2.26)$$

où $g_m = 1/R_s$ est la transimpédance de la source de courant qui produit un courant I_{OUT} . On peut donc écrire en première approximation la fonction de transfert en boucle ouverte de la boucle illustrée en figure 2.24.

$$\frac{I_{OUT}}{I_{PH}} = \frac{Ag_m}{s(1 + \tau s)}. \quad (2.27)$$

La fonction de transfert en boucle ouverte est donc un filtre passe du second ordre. La figure 2.25 montre les réponses fréquentielles en boucle ouverte (figure 2.25(a)) et en boucle fermée (figure 2.25(b)). La marge de gain est infinie et la marge de phase vaut $98,6^\circ$ à 105 Hz pour $A = 1 \times 10^7$, $g_m = 670 \times 10^{-9}$, $1/\tau_1 = 20 \text{ MHz}$ et $1/\tau_2 = 100 \text{ Hz}$.

Spécifications

Performances :

Le modulateur $\Delta\Sigma$ d'ordre 1 aboutit à une donnée sur 10 *bits* pour un *OSR* de 1024, correspond à une moyenne de 1024 mesures de la tension en entrée. L'*OSR* est limité dans notre cas par la dynamique du compteur (10 bits). Ici, la valeur échantillonnée est l'amplitude d'un signal oscillant à quelques *MHz*. Par conséquent, le bruit en valeur *rms* en tension en sortie de la boucle de filtrage doit respecter la contrainte suivante

$$\frac{\nu_{rms}}{\sqrt{OSR}} \leq 1 \text{ LSB}, \quad (2.28)$$

où 1 *LSB* est égal à la tension crête à crête maximum du signal en sortie du filtre divisée par l'*OSR*. Dans le but de dimensionner l'architecture dans le pire cas, considérons un éclairage d'un échantillon de 4 *W*. A travers 5 *cm* de tissu biologique de coefficient de diffusion réduit 12 cm^{-1} et de coefficient d'absorption 0.05 cm^{-1} , la puissance transmise sera de l'ordre de 240 *mW*. La quantité de lumière qui subit la marquage acoustique peut ensuite être estimée à 240 μW . La portion de lumière modulée en amplitude à la fréquence ultrasonore qui atteint la matrice de pixel est encore réduite par rapport à cette valeur en raison du cône de diffusion et de la taille des grains de speckle qui doit être adaptée à la taille des pixels. A partir de valeurs empiriques (cf chapitre 4), nous prendrons 1/20 de la puissance en sortie de l'échantillon qui arrive sur la matrice de pixels, soit 12 μW . La puissance surfacique correspondante, en considérant une matrice de $5 \times 5 \text{ mm}^2$, de 480 nW/mm^2 . Sur des pixels de 25 μm de côté, la puissance reçue par pixel est de 300 *pW*. L'expression qui lie cette valeur de puissance incidente P_{inc} en courant photonique I_{ph} est ensuite nécessaire pour obtenir une valeur de courant :

$$I_{ph} = \frac{P_{inc}\eta\lambda e}{hc}, \quad (2.29)$$

où λ est la longueur d'onde lumineuse, η le rendement du pixel, e la charge d'un électron, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide. Avec un rendement quantique de 0.3 à une longueur d'onde de 700 *nm*, on obtient un courant photonique $I_{ph} = 50 \text{ pA}$. Ce courant correspond donc à la composante du signal utile. À cette composante, se superpose le signal lumineux référence qui introduit une composante continue et amplifie la composante utile.

En prenant un rapport $I_{DC}/I_{AC} = 2000$, on obtient un courant correspond à la composante interférométrique (alternative) de 3 nA d'amplitude.

La dynamique d'amplitude minimum du signal en tension en entrée du modulateur $\Delta\Sigma$ peut être fixée à 150 mV . Cela signifie que le bloc d'amplification connecté à la photodiode doit présenter un gain de transimpédance de $150 \text{ dB}\Omega$. De même, dans ce cas, 1 LSB vaut $150 \text{ }\mu\text{W}$, ce qui signifie que le bruit en tension *rms* en entrée du modulateur doit être inférieur à 5 mV ($150 \text{ }\mu\text{V} \times \sqrt{OSR}$).

Notons cependant que ce calcul de spécification dépend de la puissance d'éclairement de l'échantillon (4 W pour ce calcul), et peut être augmenté d'au moins un ordre de grandeur par rapport aux normes biomédicales (cf annexe A), ce qui relâcherait les contraintes de SNR.

Consommation :

Le calcul effectué pour l'estimation de la consommation du premier circuit présenté précédemment peut être réutilisé. La valeur de la puissance maximum de $P_{max} = 80 \text{ mW}$ sera donc prise en référence pour la conception de ce circuit également.

Implémentation de la boucle

Un transistor peut fonctionner en source de courant commandé en tension, la source de courant de la boucle est donc constituée d'un transistor. L'amplificateur intégrateur du photocourant est un inverseur simple cascode à 2 transistors. Son schéma électrique est donné en figure 2.26. Afin de pouvoir concevoir ce bloc avec le plus fort gain possible, il est nécessaire d'atténuer le signal sur la contre-réaction. Le bloc passe-bas a donc été intégré au moyen d'un transistor N monté en suiveur.

L'amplificateur :

C'est cet amplificateur source commune qui va fixer la dynamique du signal à convertir, et les performances en bruit, en grande partie. Il a été conçu avec un condensateur de charge de 40 fF , ce qui correspond à la charge qu'il voit lorsqu'il est connecté au modulateur $\Delta\Sigma$. La structure choisie permet de combiner un gain en transimpédance élevé et une surface assez restreinte. Quelle que soit la structure de l'amplificateur, l'impédance d'entrée de l'amplificateur varie en fonction du niveau de courant continu. L'impédance d'entrée est en effet la résistance équivalente de la photodiode, en parallèle de la résistance équivalente de la source de courant. Par définition, la résistance de la source de courant varie, et donc l'impédance d'entrée varie. Pour calculer le gain de transimpédance, posons R_{PD} et C_{PD} respectivement la résistance équivalente et le condensateur équivalent de la photodiode et R_{DC} la résistance équivalente de la source de courant. L'impédance d'entrée de l'amplificateur s'écrit alors

$$Z_{IN} = R_{DC} // R_{PD} // C_{PD}. \quad (2.30)$$

Pour calculer formellement le gain en transimpédance, considérons le modèle petit signal de l'amplificateur de la figure 2.27 à partir du schéma électrique de la figure 2.26. Le gain statique en tension s'écrit $-g_{m0}R_{out}$, avec $R_{out} = 1/(r_{ds1} + r_{ds0})$.

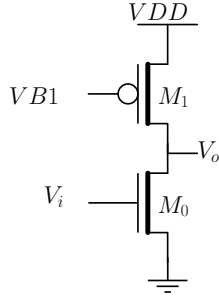


Figure 2.26 | Schéma électrique de l'amplificateur.

Caractéristique	Valeur
Produit gain bande	200 MHz
Transimpédance	à 140 dBΩ
2 MHz	
Slew rate	50 V/μs
Conso. statique	2 μA

Tableau 2.5 | Caractéristiques de l'amplificateur du chemin principal.

A partir de ce schéma petit signal, la loi des noeuds donne les équations suivantes :

$$[G1 + s(C1 + C2)]V_1 - C2V_{OUT} = I_{IN} \quad (2.31)$$

$$(g_{m1} - sC2)V_1 + [G3 + s(C2 + C3)]V_{OUT} = 0 \quad (2.32)$$

avec $G1 = 1/Z_{IN}$, $G3 = g_{ds1} + g_{ds2}$, $C1 = C_{gs1}$, $C2 = C_{gd1}$ et $C3 = C_{bd1} + C_{bd2} + C_{gd2} + C_L$.

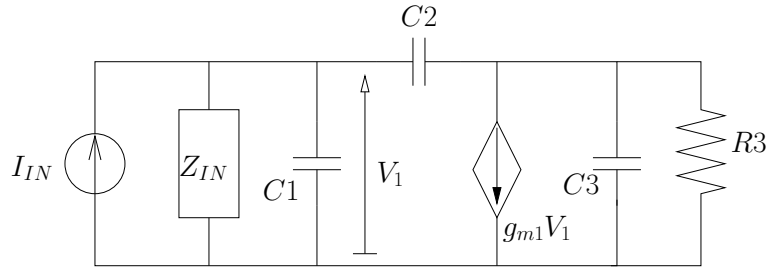


Figure 2.27 | Schéma petit signal de l'amplificateur.

La solution de ce système d'équation (eq. 2.31 et 2.32) pour $V_{OUT}(s)/I_{IN}(s)$ s'écrit ensuite

$$\frac{V_{OUT}(s)}{I_{IN}(s)} = \frac{g_{m1} - sC2}{-[G1 + s(C1 + C2)][G3 + s(C2 + C3)] - sC2(g_{m1} - sC2)}. \quad (2.33)$$

Le gain statique est donc fonction de Z_{IN} et s'écrit

$$\frac{V_{OUT}(0)}{I_{IN}(0)} = \frac{g_{m1}}{-G1G3}. \quad (2.34)$$

Par conséquent, lorsque R_{DC} diminue, c'est-à-dire lorsque le courant continu augmente, le gain diminue.

Le suiveur :

Le suiveur a la fonction de filtre passe-bas en courant et d'atténuateur. La tension de polarisation $VB1$ est utilisée pour ajuster la fréquence de coupure du montage. Elle est de l'ordre de

quelques centaines de mV pour avoir une fréquence de coupure inférieure à 1 kHz . Le transistor M_0 de la figure 2.28 est équivalent à une résistance de charge r_{ds0} . Le gain statique d'un tel montage, dans le cas où r_{ds0} est très grande, s'exprime par

$$A_{v0} = \frac{r_{ds0} || r_{ds1}}{r_{ds0} || r_{ds1} + 1/g_{m1}}, \quad (2.35)$$

Le gain minimum est donc atteint pour W et L minimum. La fréquence de coupure peut être approximée par

$$f_C = \frac{1}{r_{ds0} C_L}, \quad (2.36)$$

où C_L est le condensateur de charge de l'amplificateur suiveur. Ici, aucun élément n'est ajouté pour charger la sortie, par conséquent, C_L est la somme des condensateurs *drain – bulk* du transistor M_1 et *grille – source* du transistor utilisé en source de courant. C_L ne peut donc pas être beaucoup modifiée et sera de l'ordre de quelques dizaines de fF . En revanche la résistance équivalente du transistor M_0 , r_{ds0} peut être déterminée par la tension de polarisation $VB1$. Ce bloc de contre-réaction doit faire office de filtre passe-bas en tension, avec une fréquence de coupure inférieure à 1 kHz . Pour cela, r_{ds0} doit être de l'ordre de $1.10^{11}\ \Omega$. Pour atteindre cette valeur, les simulations donnent une tension de polarisation du transistor M_0 autour de 100 mV .

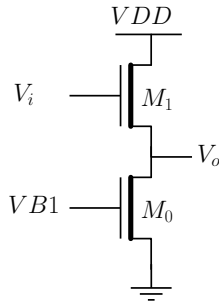


Figure 2.28 | Schéma électrique de l'amplificateur suiveur.

Caractéristique	Valeur
Gain statique	-18 dB
Fréquence de coupure	200 Hz
Gain pour $f \gg f_C$	-49 dB
VB1	$\approx 100\text{ mV}$

Tableau 2.6 | Caractéristiques de l'amplificateur suiveur.

La source de courant :

La source de courant est un transistor N afin que le courant augmente lorsque la tension de commande augmente (contrairement à un transistor P où le courant serait inversement proportionnel à la tension de commande). De plus, le courant continu que l'on souhaite compenser est relativement faible (de l'ordre de 1 ou $2\ \mu A$), par conséquent la transimpédance g_m doit être faible. La dynamique de la tension de commande de la source de courant est de 3 V environ. La transimpédance de la source de courant doit être de l'ordre de $2\ \mu A / 3\text{ V} \approx 670\text{ nS}$. Dans un transistor $NMOS$, le courant drain-source I_{ds} s'exprime en fonction de la tension grille-source V_{gs} par

$$I_{ds} = \frac{1}{2} \mu_n C_{ox} \frac{W}{L} (V_{gs} - V_{Tn})^2, \quad (2.37)$$

où μ_n est la mobilité des électrons dans un transistor N , C_{ox} le condensateur grille-bulk et V_{Tn} la tension de seuil du transistor N . Le courant est donc une relation quadratique de la

tension de grille. La tension de la source du transistor V_s est maintenue par l'amplificateur à la tension d'inversion de ce dernier. Avec la technologie choisie, pour une transimpédance de l'ordre de 670 nS , il faut un rapport W/L de l'ordre de $1/20$. La source de courant a été implémentée avec $W = 0.4 \text{ }\mu\text{m}$ et $L = 7 \text{ }\mu\text{m}$.

La marge de phase de la fonction de transfert en boucle ouverte théorique est de 90° , et de 72° en simulation, ce qui confère à la boucle une bonne stabilité. Les marges de gain sont supérieures à 50 dB dans les deux cas.

Performances en simulation

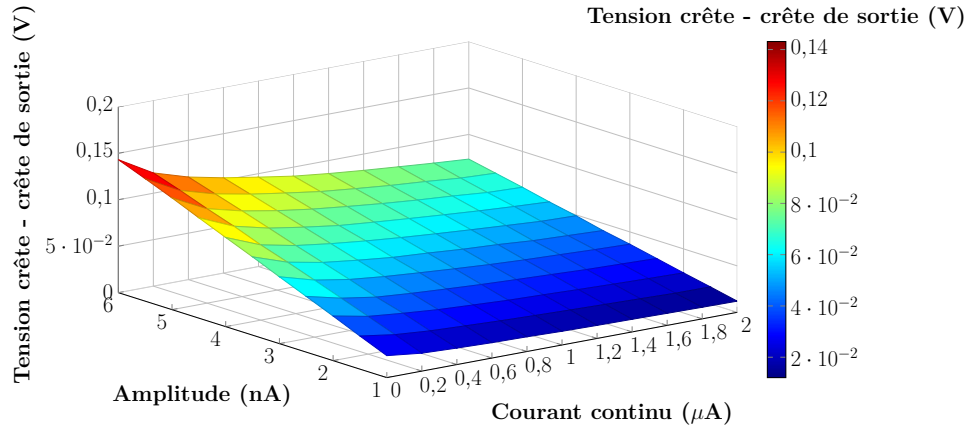


Figure 2.29 | Évolution de l'amplitude de sortie du filtre passe-haut en courant. Simulation effectuée avec les paramètres nominaux, pour une fréquence de courant alternatif de 4 MHz , une amplitude variant de 1 nA à 6 nA . La composante continue du courant varie de 20 nA à $2 \text{ }\mu\text{A}$.

La figure 2.29 illustre la réponse temporelle de la boucle de filtrage, pour des courants continus allant de 20 nA à $2 \text{ }\mu\text{A}$, une amplitude de 2 nA pour une fréquence d'entrée de 4 MHz . Les simulations ont permis d'observer, comme attendu (cf eq. 2.34) une variation du gain en fonction du niveau de courant continu. Ce phénomène est illustré en figures 2.29 et 2.30.

Ces figures montrent, par ailleurs, que la variation est plus élevée pour les valeurs de courant continu les plus faibles. En effet à partir de $i_{DC} = 200 \text{ nA}$, cette variation est linéaire. Ces résultats sont cohérents avec la théorie puisque le gain varie proportionnellement à la résistance équivalente de la source de courant qui elle-même varie de manière quadratique par rapport au niveau de courant continu. Ces variations ne sont pas gênantes dans la mesure où les variations spatiales de la référence (venant des bruits d'interférences du montage) sont plus lentes que les celles des franges de l'interférence entre la figure de speckle et l'onde référence. Ce bruit basse fréquence pourra donc être filtré dans l'espace de Fourier.

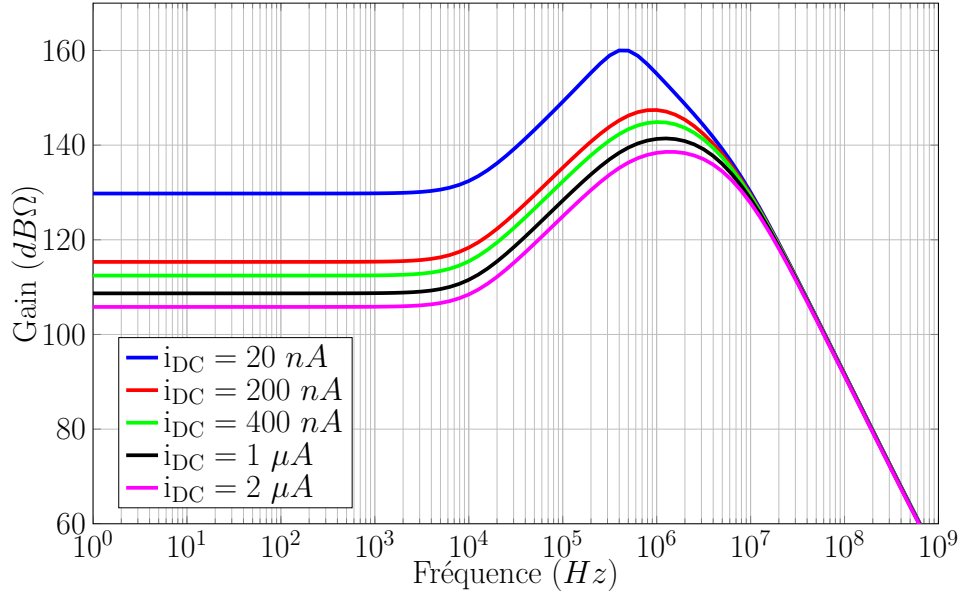


Figure 2.30 | Réponse en fréquence du filtre. Simulation effectuée avec les paramètres nominaux, en faisant varier la composante continue du courant de 20 nA à 2 μA.

La figure 2.31 compile les résultats de simulation en bruit. Ces résultats montrent un bruit *rms* en simulation transitoire autour de 6 mVrms. Le bruit est plus élevé pendant la phase transitoire de stabilisation de la boucle. Par conséquent sur 1024 échantillonnages du modulateur, le bruit sera équivalent à $6 \text{ mVrms} / \sqrt{1024} = 188 \text{ μVrms}$. La figure 2.31(c) montre une simulation AC du bruit du filtre en courant. L'intégrale de ce bruit en valeur *rms* sur la bande extraite par le modulateur $\Delta\Sigma$ donne environ 4 mV, par double échantillonnage corrélé ("correlated double sampling" en anglais), correspondant à la densité spectrale de puissance du bruit vue par le modulateur.

Enfin, des simulations dans les pires cas (analyses corner, cf figure 2.32), et en tenant compte de la dispersion des tailles des transistors ont été effectuées. Les résultats de dispersion montrent une variation inférieure à 1 % sur l'amplitude de sortie de la boucle dans tous les cas. Les variations de la valeur moyenne sont plus importantes (entre 2 et 4 mV), mais ces variations ne sont pas gênantes puisque la valeur moyenne est soustraite en entrée du modulateur $\Delta\Sigma$. Les simulations en pires cas montrent également une variation de la composante moyenne de près de 1V. Ces variations n'ont pas d'influence sur les performances du convertisseur $\Delta\Sigma$ (cf analyse corner de la figure 2.38).

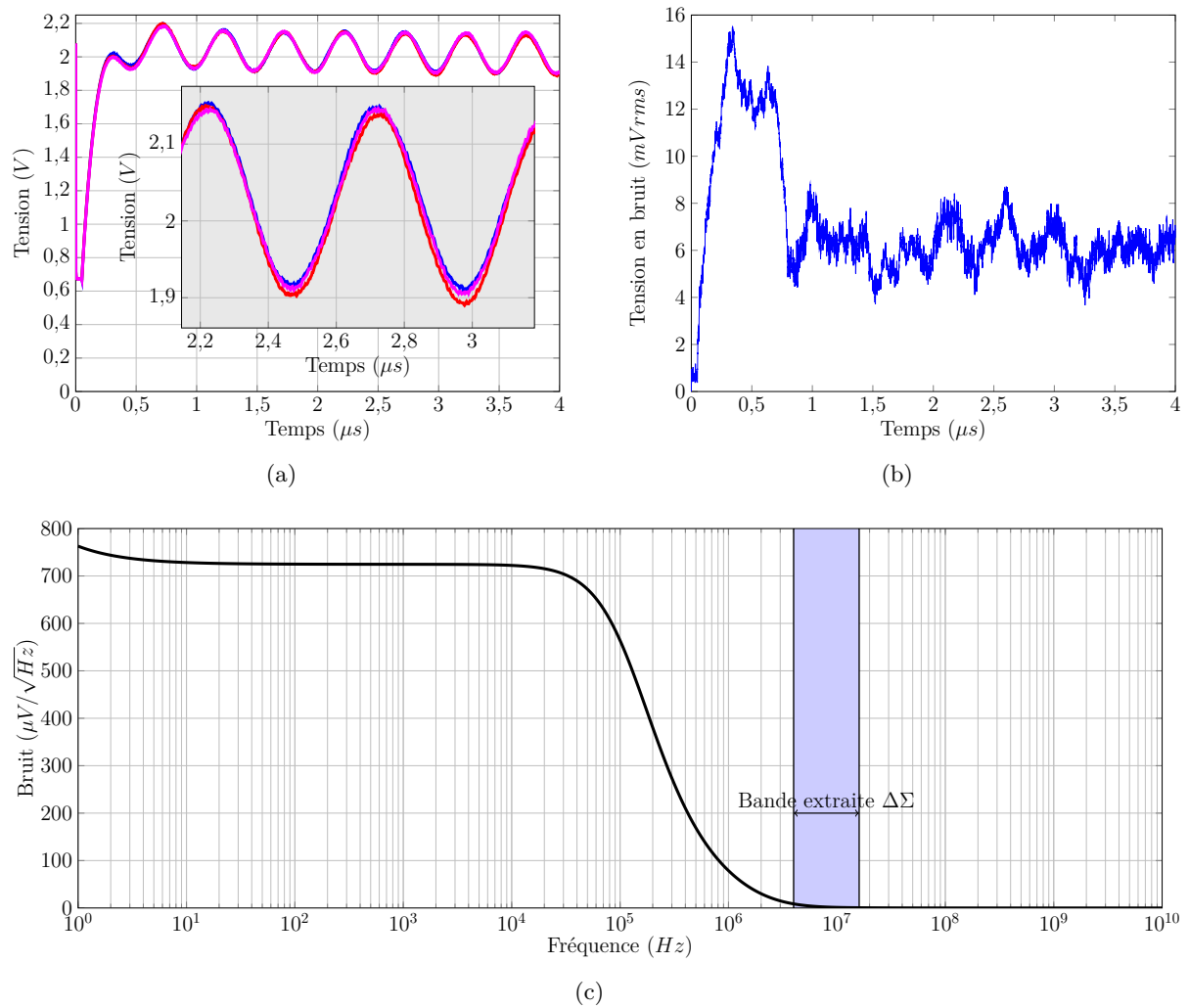


Figure 2.31 | Résultats de simulation en bruit. Simulations transitoires : 3 réalisations du bruit sont affichées sur la figure (a), la valeur *rms* du bruit en sortie de la boucle de filtrage est tracé en figure (b) à partir de 12 simulations. Simulation AC du bruit (c). Le modulateur réalise un filtrage passe-bande de la bande dont la fréquence centrale varie sur la bande indiquée.

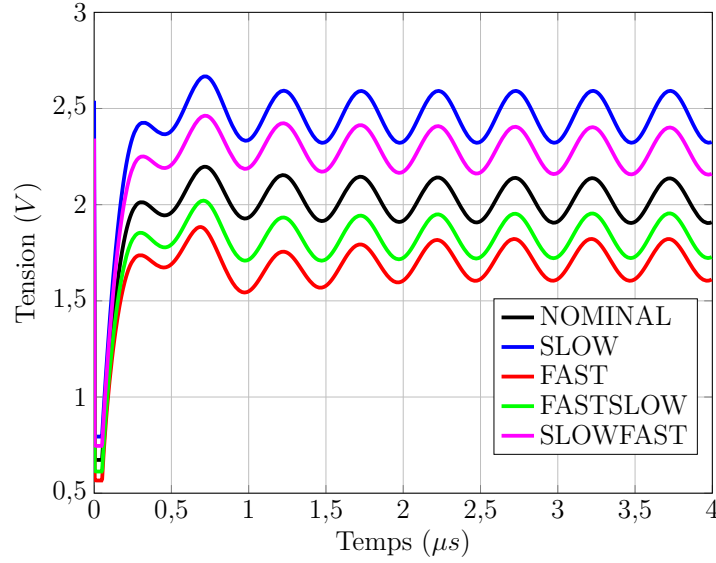


Figure 2.32 | Simulation du filtre en pires cas. La composante continue du courant vaut 200 nA et l'amplitude de la composante alternative à 2 MHz vaut 5 nA .

Réalisation de la boucle avec composants discrets

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.3.4, la détection acousto-optique peut être effectuée sur un détecteur mono-élément, en utilisant un montage d'holographie photoréfractive [83]. Avec un tel montage, la problématique liée à la détection d'un courant alternatif à une fréquence de quelques MHz additionné à un courant continu d'au moins deux ordres de grandeurs plus important, reste la même. Dans le but de valider le principe de filtrage du courant continu, et d'utiliser ce principe pour la détection acousto-optique en holographie photo-réfractive, la boucle de filtrage du courant continu présentée précédemment a été réalisée avec un montage à composants électroniques discrets. Ce montage est donné en figure 2.33.

La photodiode *Hamamatsu S1223* a été choisie pour sa bande passante de 30 MHz compatible avec les fréquences ultrasonores et à la fois pour sa surface (13 mm^2). L'amplificateur est un amplificateur à large bande passante. Le filtre passe-bas sur la boucle de retour est réalisé avec un condensateur de 100 nF et un potentiomètre de $10 \text{ k}\Omega$.

Ce montage a d'abord été caractérisé électroniquement. Afin d'obtenir un courant équivalent au courant photonique, l'entrée est constituée d'une source de tension en série avec une résistance de $1 \text{ M}\Omega$. On obtient par exemple en entrée de l'amplificateur un courant de $1 \mu\text{A}$ pour une tension de 1 V . Pour la caractérisation, la tension continue a été fixée à -1 V pour une tension alternative d'amplitude 100 mV . La tension de polarisation VB est fixée à 800 mV . La valeur du potentiomètre R_0 est réglée expérimentalement pour maximiser le gain à 2 MHz . Le résultat de la caractérisation est tracé en figure 2.34(a). A partir du modèle exposé précédemment et avec les valeurs des composants utilisés, la réponse théorique a été également tracée. L'allure de la réponse est semblable à la réponse de la solution qui doit être intégrée. La photo 2.34(b) est le montage test réalisé. Le filtre se trouve sur la partie gauche de la carte d'essai. Un montage avec la même photodiode, le même amplificateur et une résistance de $1 \text{ M}\Omega$ en contre réaction

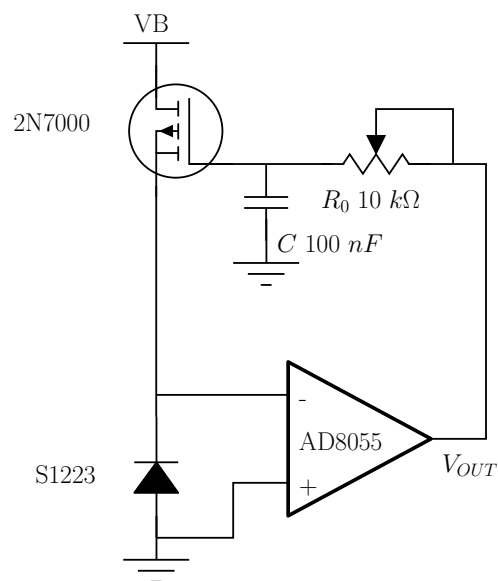
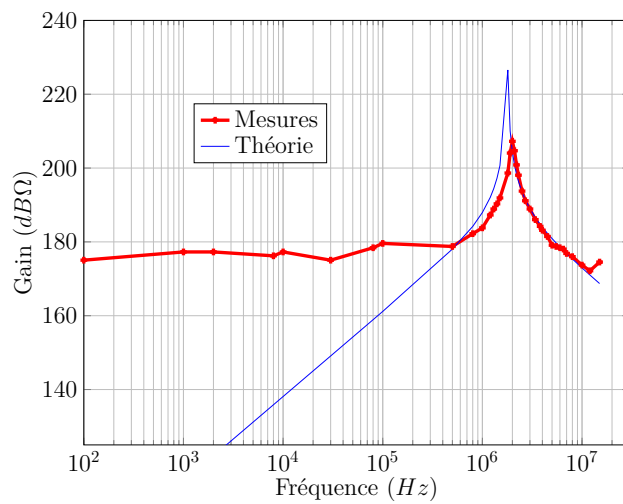
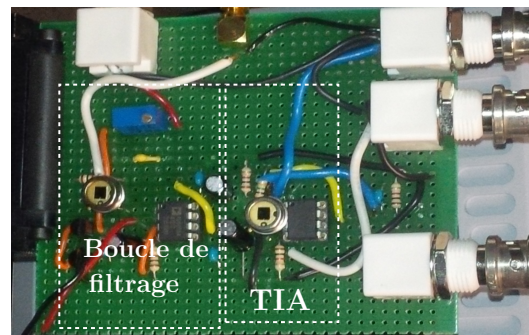


Figure 2.33 | Schéma électrique du filtre à composants discrets.



(a)



(b)

Figure 2.34 | Réponse en fréquence du filtre à composants discrets (a) et photo du montage (b). (Réponse mesurée électroniquement.)

sur l'amplificateur a été également réalisé dans le but de comparer les sorties des deux montages électronique lors d'un test optique. Les résultats de mesures optiques seront présentés dans le chapitre 4.

2.3.4 Architecture complète du pixel

L'architecture complète contenant l'ADC $\Delta\Sigma$ est partagée sur 4 photodiodes afin d'optimiser la surface du pixel. La surface d'un pixel peut ainsi être réduite d'un facteur 2 environ. Cette surface peut être réduite d'avantage en théorie. Cependant, d'une part la contrainte du temps de corrélation ne sera plus respectée si plus de 4 données doivent être converties. D'autre part, en élargissant la taille du macro-pixel, l'environnement des photodiodes ne sera pas identique. Certaines photodiodes peuvent donc être perturbées différemment. Par ailleurs, en prenant 1024 échantillons pour obtenir une donnée, le temps de conversion séquentielle des 4 pixels du macro-pixel ainsi réalisé reste inférieur au temps de corrélation (1 ms) à partir d'une fréquence hétérodyne de 4 MHz. D'une manière générale le temps de *conversion + lecture* des données s'écrit

$$T_{CONV+LECT} = 4 \times 2^N \times \frac{2\pi}{\omega_{het}}, \quad (2.38)$$

où N est le nombre de bits sur lequel la conversion est faite et ω_{het} la pulsation du signal hétérodyne.

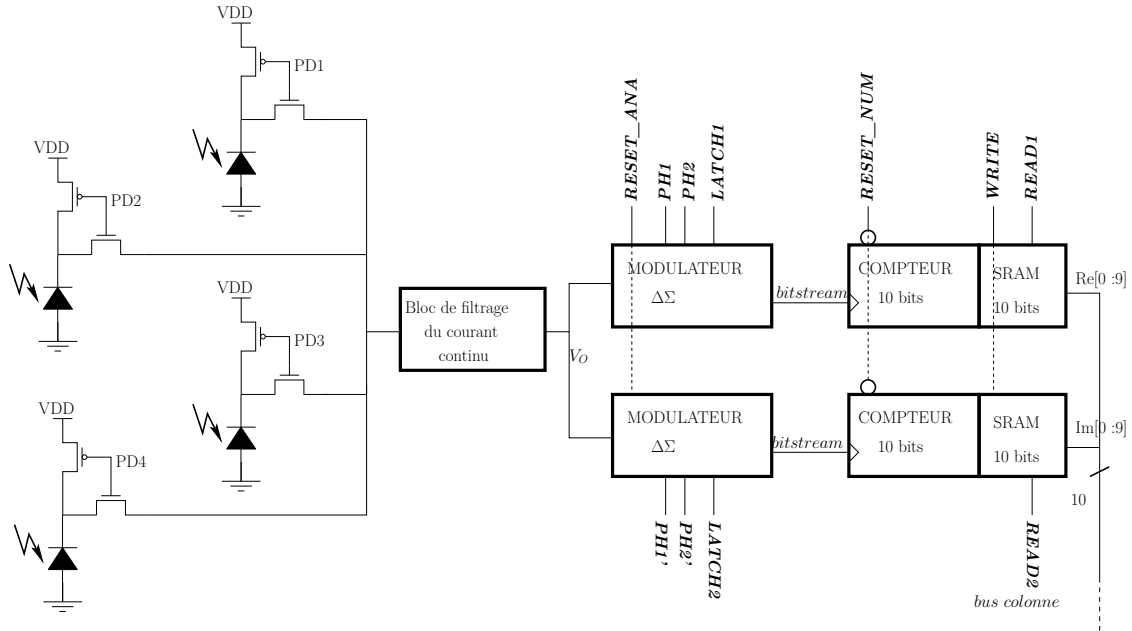


Figure 2.35 | Architecture du macro-pixel. 4 photodiodes se partagent le double convertisseur $\Delta\Sigma$. Les signaux **READ1** ou **READ2** permettent de charger le bus colonne de 10 bits avec les données de la partie réelle (*Re*) ou avec celles de la partie imaginaire (*Im*).

Performances en simulation

La dispersion des dimensions des transistors induit principalement une erreur d'offset sur la caractéristique de sortie du pixel. Lors du test, une étape de calibration sera donc nécessaire.

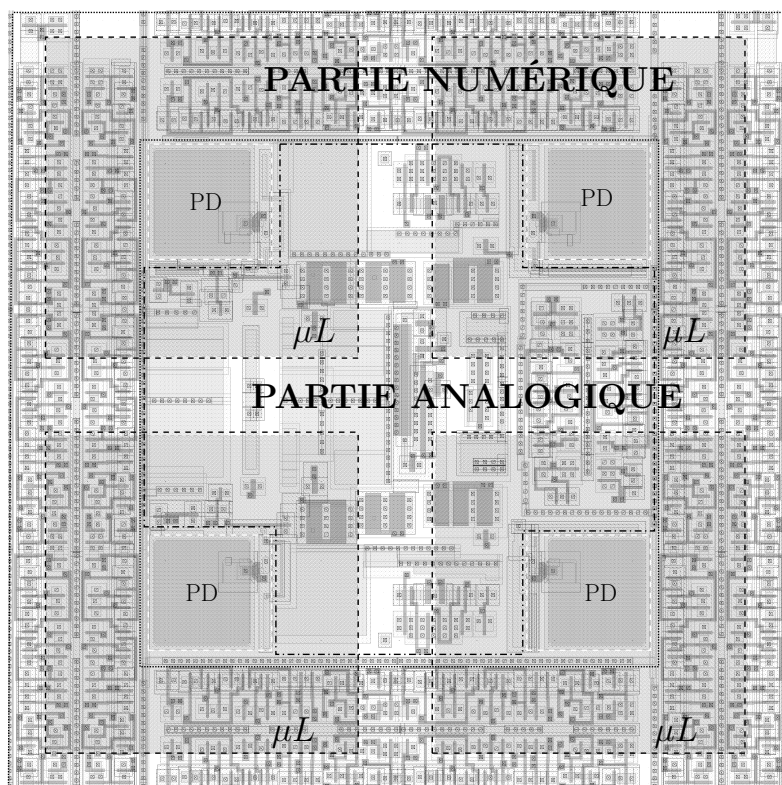


Figure 2.36 | Dessin des masques du macro-pixel de 2×2 pixels. La partie analogique - le modulateur $\Delta\Sigma$ et la boucle de filtrage passe-haut - est au centre des 4 photodiodes, et la partie numérique se trouve à la périphérie des photodiodes, si bien qu'elles ont un environnement presque identique. *PD*, photodiode, μL , micro-lentille.

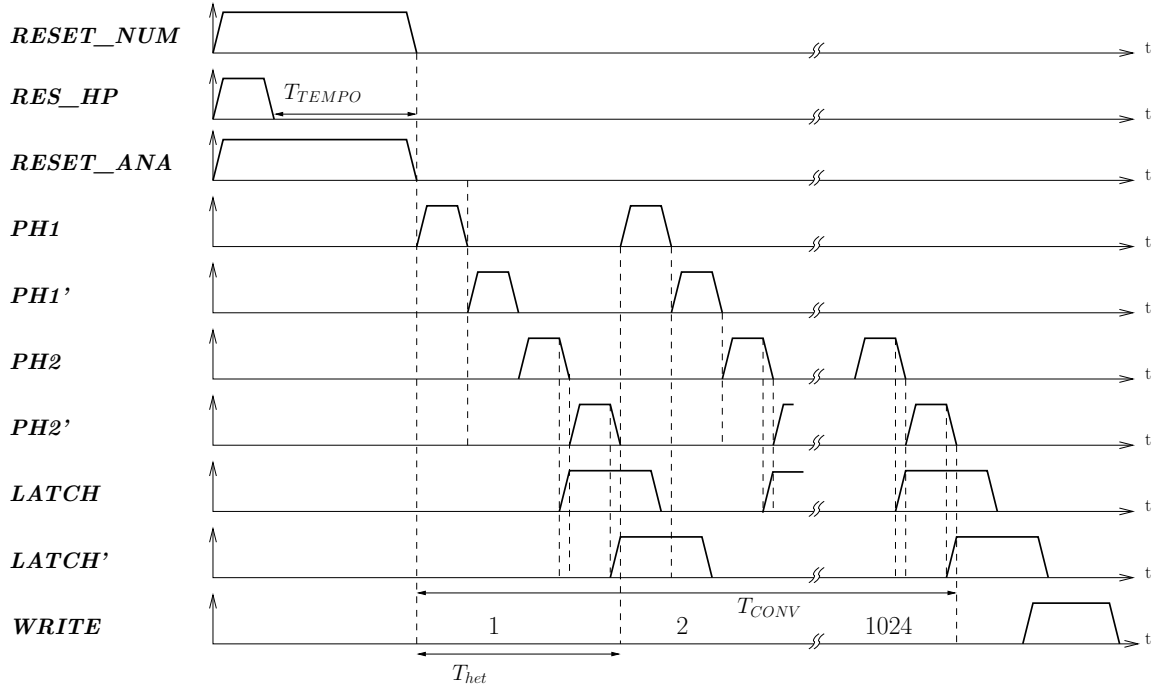


Figure 2.37 | Diagramme temporel des phases du macro-pixel. .

Elle consiste à enregistrer le code correspondant à un niveau de courant continu. Soit O_{RES} cette valeur. La phase est ensuite calculée avec

$$PHASE = \arctan2(Im[0 : 9] - O_{RES}, Re[0 : 9] - O_{RES}), \quad (2.39)$$

où $Im[0 : 9]$ et $Re[0 : 9]$ sont les sorties des deux voies du pixel. $\arctan2$ est la fonction $\arctan$ définie sur $\mathbb{R}^2$ à valeurs dans $[0; 2\pi]$. De la même manière, l'amplitude de la contribution interférométrique s'écrit

$$AMPLITUDE = \sqrt{(Im[0 : 9] - O_{RES})^2 + (Re[0 : 9] - O_{RES})^2}. \quad (2.40)$$

Pour évaluer les performances du convertisseur $\Delta\Sigma$, le critère utilisé est l'erreur de non linéarité intégrée (*INL*), qui est défini comme la différence entre la réponse de la sortie en fonction de l'entrée observée et la réponse idéale. L'*INL* est étudiée en fonction du bruit, des dispersions de la technologie et des pires cas. La figure 2.38 montre le tracé de l'erreur pour la phase et pour l'amplitude en analyse corner (pires cas). La phase et amplitude sont calculées suivant les équations 2.39 et 2.40. Ces résultats montrent une *INL* maximum de $0.95LSB$ de 10 bits pour la phase et $0.9LSB$ de 10 bits pour l'amplitude. Par ailleurs le cas FASTSLOW présente les moins bons résultats. En effet, dans tous les autres cas, l'*INL* maximum est de $0.43LSB$. Les simulations de la figure 2.38 ont été effectuées en considérant un modèle avec les éléments parasites extraits du dessin des masques.

Caractéristiques du macro-pixel :

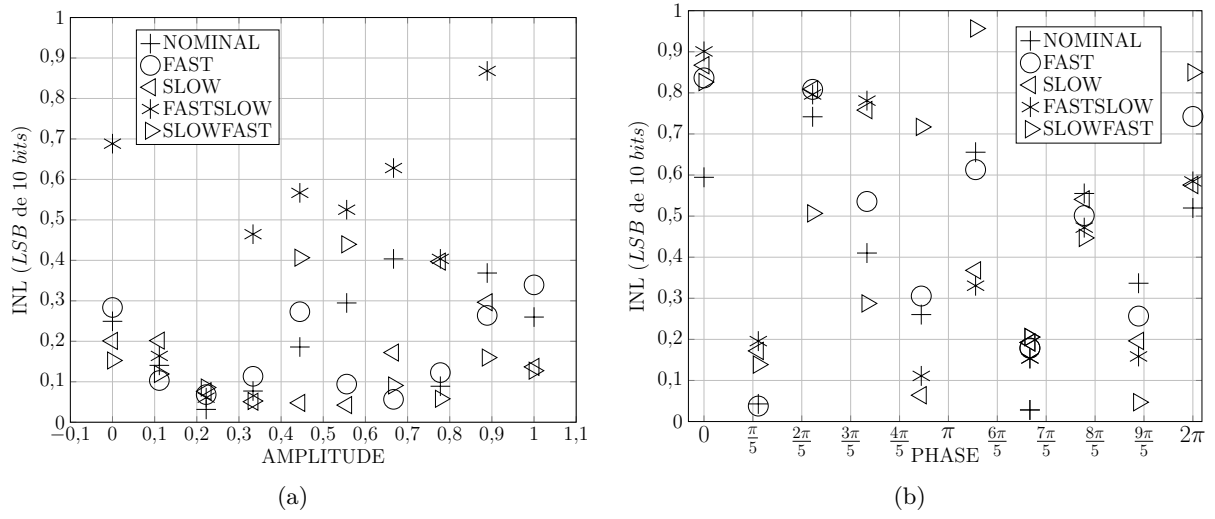


Figure 2.38 | Erreur de non linéarité (INL) du pixel en phase et en amplitude. L'INL maximum est de $0.95LSB$ pour la phase (b) et $0.9LSB$ pour l'amplitude (a).

Le macro-pixel dont le dessin des masques est montré en figure 2.36 occupe une surface de $50 \mu m \times 50 \mu m$, le pixel a donc un pas de $25 \mu m$. La partie numérique occupe environ 65 % de la surface du macro-pixel et les photodiodes ont un facteur de remplissage de 10 %. Les micro-lentilles permettent de focaliser le flux lumineux sur la photodiode, et avoir un facteur de remplissage équivalent plus élevé. La consommation statique est la somme de la consommation des amplificateurs, qui sont au nombre de 3. Ces amplificateurs sont alimentés sous 3.3 V, ce qui donne une consommation de $10 \mu W$ par macro-pixel. Une matrice de 64×64 macro-pixels a été implémentée, la matrice consomme donc 41 mW.

2.3.5 Modes de commande du pixel

Comme détaillé dans la partie 1.2, les ultrasons ont une résolution axiale moins bonne que la résolution latérale. Des méthodes ont été proposées pour améliorer cette résolution [87, 44]. Dans le cadre de l'acquisition d'un signal acousto-optique modulé en amplitude à quelques MHz auquel on souhaiterait appliquer ces méthodes d'amélioration de la résolution axiale, la commande du pixel doit pouvoir être adaptée à ces modes d'acquisition.

Le mode "burst" :

Dans un montage optique avec une acquisition standard, une impulsion ultrasonore est envoyée dans le milieu diffusant et la zone à inspecter est sélectionnée en appliquant une porte temporelle sur la référence par l'intermédiaire d'un modulateur acousto-optique. Avec le pixel proposé, seule la modulation acousto-optique réalisée dans le milieu est nécessaire. De ce fait, la porte temporelle ne peut plus être appliquée sur la référence (il faudrait pouvoir disposer d'un obturateur qui fonctionne au MHz). En revanche, la porte temporelle peut être appliquée sur le modulateur $\Delta\Sigma$ par l'intermédiaire d'une commande numérique. Cela aura alors le même effet que si la porte était envoyée sur la référence. La logique CMOS implémentée pour ce mode d'acquisition est donnée en figure 2.39. Le signal **BURST_ON** agit comme un signal d'ac-

tivation des phases d'échantillonnage du modulateur $\Delta\Sigma$. La porte temporelle de sélection du signal acousto-optique devra donc être synchrone des phases du modulateur puisque cette porte correspond au signal d'activation.

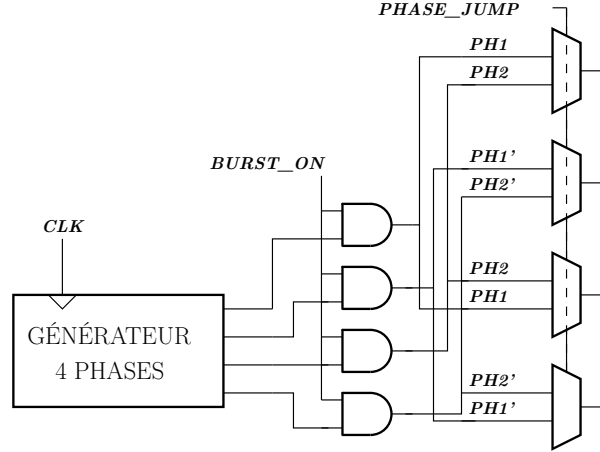


Figure 2.39 | Logique implémentée pour les modes d'acquisition par bursts ultrasonores ou modulation de sauts de phase aléatoires.

L'acquisition par sauts de phase aléatoires :

Cette méthode proposée par M. Lesaffre [178], consiste à appliquer à la fois sur le bras référence et sur le bras objet un motif de sauts de phase aléatoires (0 ou π), à une fréquence qui fixe la résolution axiale. Ce motif est appliqué par l'intermédiaire du transducteur ultrasonore sur le bras objet et d'un MAO sur le bras référence. Comme dans la technique des bursts, la modulation sur le bras référence ne peut plus être exploitée. Un mode de commande qui permet d'appliquer le motif de sauts de phase directement sur les phases d'échantillonnage (**PH1**, **PH1'**, **PH2**, **PH2'**) du modulateur $\Delta\Sigma$ a donc été implémenté. La logique est illustrée en figure 2.39. Un saut de phase de π est implémenté par des multiplexeurs 2 vers 1 dont les deux entrées sont deux phases décalées de π . Le signal logique **PHASE_JUMP** correspond au signal de sauts de phase. Il vaut 0 lorsque le motif de saut de phase vaut 0 et 1 lorsque le motif vaut π . La contrainte à respecter est une cohérence avec les phases d'échantillonnage du pixel. Ici les fenêtres de cohérence temporelle sont créées à la fois optiquement et électroniquement. Le calcul qui suit est l'étude théorique de l'application électronique des sauts de phase aléatoires.

Notons $\Phi(t)$ le motif de sauts de phase aléatoires, constitué de N_b bascules prenant aléatoirement la valeur 0 ou π sur une période Δt , tel que

$$\begin{aligned}\Phi(t) &= \sum_{p=0}^{N_b-1} a_p \text{rect} \left(\frac{t - \frac{\Delta t}{2} - p\Delta t}{\Delta t} \right) \\ &= \text{rect} \left(\frac{t - \frac{\Delta t}{2}}{\Delta t} \right) * \sum_{p=0}^{N_b-1} a_p \delta(t - p\Delta t),\end{aligned}\tag{2.41}$$

avec $a_p = \{0; \pi\}$ et rect la fonction porte définie par

$$rect(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } -\frac{1}{2} \leq t \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.42)$$

Dans le mode d'acquisition proposé, les champs référence E_R et objet E_O peuvent s'écrire

$$E_R(t) = A_R e^{i\omega_L t}, \text{ et} \quad (2.43)$$

$$E_O(t) = A_D e^{i\omega_L t} + A_{H1} e^{i\omega_{H1} t} \int_{y=0}^h e^{i\Phi(t-\frac{y}{\nu_{US}})} dy + A_{H2} e^{i\omega_{H2} t} \int_{y=0}^h e^{-i\Phi(t-\frac{y}{\nu_{US}})} dy, \quad (2.44)$$

avec h la hauteur de la colonne ultrasonore et y la position dans la colonne. ν_{US} est la vitesse des ultrasons dans l'échantillon (environ $1.5 \text{ mm} / \mu\text{s}$). Les notations sont les mêmes que celles du chapitre 1 : $\omega_{H1} = \omega_L + \omega_{US}$ et $\omega_{H2} = \omega_L - \omega_{US}$. Notons que la phase spatiale du champ référence est omise car elle ne dépend pas du temps. De plus, les harmoniques à $k\omega_{US}$ ($k \geq 2$, entier) sont filtrées par le bloc passe-haut en courant, elles ne sont donc pas prises en compte par la suite. L'intensité en fonction du temps de l'hologramme obtenu avec ces deux champs s'écrit ensuite :

$$\begin{aligned} I_H(t) &= |E_R(t) + E_O(t)|^2 \\ &= I_R + I_D + I_{H1} + I_{H2} + A_{H1} A_R^* e^{-i\omega_{US} t} \int_{y=0}^h e^{i\Phi(t-\frac{y}{\nu_{US}})} dy + cc \end{aligned} \quad (2.45)$$

toujours en prenant les mêmes notations que le chapitre 1 : $I_R = A_R^2$, $I_D = A_D^2$, $I_{H1} = A_{H1}^2$ et $I_{H2} = A_{H2}^2$. La démodulation 4 phases est ensuite effectuée dans le pixel à la pulsation ω_{US} . L'intensité de l'hologramme, intégrée sur un quart de période ultrasonore à partir de t_k , I_k peut ainsi s'exprimer par :

$$\begin{aligned} I_k &= T_{US} [I_R + I_D + I_{H1} + I_{H2}] + \\ &\quad A_{H1} A_R^* e^{-\frac{i(k-1)\pi}{2}} \text{sinc}\left(\frac{\pi}{4}\right) \int_{t=t_k}^{t=t_k+T_{US}/4} \int_{y=0}^h e^{i\Phi(t-\frac{y}{\nu_{US}})} dy dt + cc, \end{aligned} \quad (2.46)$$

où cc désigne le complexe conjugué du terme précédent. Pour obtenir ensuite une image complexe I_{COMP} sur n bits, le pixel fait la somme de l'intensité de l'hologramme I_k $N = 2^n$ fois, pour k allant de 0 à 3. De plus, le motif de sauts de phase est synchronisé sur les phases d'échantillonnage du pixel, fonctionnant à la fréquence ultrasonore. La variable temporelle s'écrit donc en fonction des indices m et k telle que :

$$t_{mk} = mT_{US} + k \frac{T_{US}}{4}. \quad (2.47)$$

La démodulation 4 phases à la fréquence ultrasonore permet de filtrer le terme moyen de l'interférence, si bien que l'intensité résultante sans modulation de phase aléatoire sur les phases d'échantillonnages s'écrit :

$$\begin{aligned} I_{COMP} &= \sum_{m=1}^N \sum_{k=0}^3 I_k \\ &= \sum_{m=1}^N \sum_{k=0}^3 \left[A_{H1} A_R^* e^{-\frac{i(k-1)\pi}{2}} \text{sinc}\left(\frac{\pi}{4}\right) \int_{t_{mk}}^{t_{mk}+T_{US}/4} \int_{y=0}^h e^{i\Phi(t_{mk}-\frac{y}{\nu_{US}})} dy dt + cc \right] \end{aligned} \quad (2.48)$$

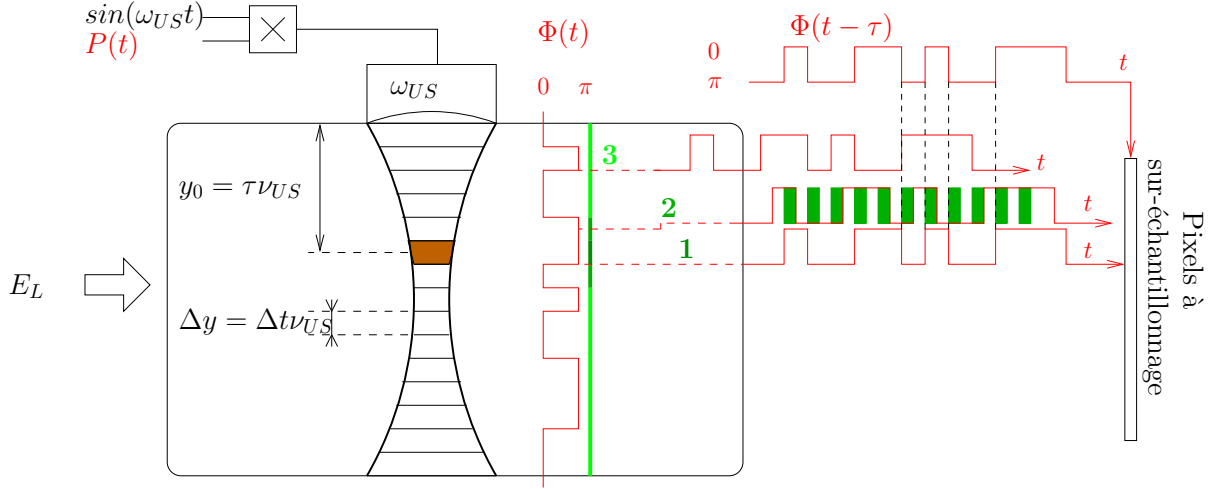


Figure 2.40 | Illustration du mode d'acquisition par sauts de phase aléatoires. Le retard τ permet de sélectionner une zone de largeur axiale $\Delta y = \Delta t \nu_{US}$ autour de $y_0 = \tau \nu_{US}$. La fonction $P(t)$ correspond à la fonction du motif aléatoire entre -1 et 1.

Le terme caractéristique de la démodulation 4 phases est $e^{-\frac{i(k-1)\pi}{2}}$. Si le motif de sauts de phase aléatoires est maintenant appliqué sur les phases d'échantillonnage du pixel, avec un retard $\tau = y_0/\nu_{US}$, ce terme caractéristique devient $e^{-\frac{i(k-1)\pi}{2} + i\Phi(t_{mk} - \tau)}$. Par ailleurs, le terme de phase $\Phi(t_{mk} - \tau)$ est synchrone des phases d'échantillonnage du pixel, donc constant sur les périodes d'intégration $[t_{mk}; t_{mk} + \frac{T_{US}}{4}]$. Ce terme de sauts de phase peut donc s'écrire sous l'intégrale $\int_{t_{mk}}^{t_{mk} + \frac{T_{US}}{4}} (\dots) dt$. Par suite, l'intensité mesurée, après N périodes ultrasonores (T_{US}) avec le mode d'acquisition par sauts de phase aléatoires, s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_{COMP} &= \sum_{m=1}^N \sum_{k=0}^3 I_k \\
 &= \sum_{m=1}^N \sum_{k=0}^3 A_{H1} A_R^* e^{-\frac{i(k-1)\pi}{2}} \text{sinc}\left(\frac{\pi}{4}\right) \int_{t_{mk}}^{t_{mk} + \frac{T_{US}}{4}} \int_{y=0}^h e^{i\Phi(t_{mk} - \frac{y}{\nu_{US}})} e^{i\Phi(t_{mk} - \tau)} dy dt.
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

Dans l'équation 2.49, le complexe conjugué n'est pas écrit, pour alléger l'écriture. Notons qu'il est ensuite éliminé par la démodulation 4 phases. Avec un pixel standard, l'intégration est effectuée sur un temps très supérieur au temps de bascule du motif de sauts de phase [44]. Par conséquent, habituellement, la somme est continue [28]. Ici, la somme est discrète en raison de l'échantillonnage haute fréquence dans le pixel. Cependant, la fonction est identique à une intégration continue, c'est-à-dire que l'on réalise une moyenne temporelle. L'opérateur de moyenne temporelle est donc défini ici par :

$$\langle \dots \rangle_{NT_{US}} = \frac{1}{NT_{US}} \sum_{m=1}^N \sum_{k=0}^3 \int_{t_{mk}}^{t_{mk} + \frac{T_{US}}{4}} (\dots) dt \tag{2.50}$$

Le terme dans l'intégrale de l'équation 2.49 peut ainsi être défini, comme cela a pu être fait dans la littérature [44] par :

$$g(\tau) = \left\langle e^{i\Phi(t_{mk} - \frac{y}{\nu_{US}})} e^{i\Phi(t_{mk} - \tau)} \right\rangle_{NT_{US}}, \quad (2.51)$$

La fonction $g(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation du motif de sauts de phase. Effectuons le changement de variables suivant :

$$t' = t_{mk} - y/\nu_{US} \text{ et} \quad (2.52)$$

$$u = \tau - y/\nu_{US}. \quad (2.53)$$

La fonction $g(\tau)$ devient maintenant

$$g(u) = \left\langle e^{i\Phi(t')} e^{i\Phi(t'-u)} \right\rangle_{NT_{US}}. \quad (2.54)$$

Par conséquent, le signal acousto-optique dépend uniquement de la variable u (eq. 2.53), qui ne dépend pas du temps. Dans la mesure où $\tau \ll NT_{US}$, $g(u)$ est invariante avec τ [179]. Il reste que le signal acousto-optique dépend uniquement de la position dans la colonne ultrasonore y .

Une illustration de la réalisation expérimentale est proposée en figure 2.40. Pour la suite du développement, l'expression de g peut être simplifiée car les exponentielles sous l'intégrale dans l'équation 2.49 valent -1 ou 1. La fonction g peut donc s'écrire

$$g(u) = \left\langle \sum_{p=0}^{Nb-1} b_p \text{rect} \left(\frac{t' - \frac{\Delta t}{2} - p\Delta t}{\Delta t} \right) \sum_{k=0}^{Nb-1} b_k \text{rect} \left(\frac{t' - \frac{\Delta t}{2} - k\Delta t - u}{\Delta t} \right) \right\rangle_{NT_{US}}, \quad (2.55)$$

avec $b_k, b_p = \{-1; 1\}$. Pour détailler le résultat de l'intensité de l'hologramme de l'équation 2.49, considérons 3 cas :

- $\mathbf{y} = \mathbf{y}_0$ ($u = 0$) : (cas 1 de la figure 2.40)

Les deux motifs de sauts de phase sont complètement corrélés et la fonction g vaut

$$g(0) = \sum_{p=0}^{Nb-1} b_p^2 \Delta t = N_b \Delta t. \quad (2.56)$$

- $\mathbf{y}_0 - \Delta \mathbf{y} \leq \mathbf{y} \leq \mathbf{y}_0 + \Delta \mathbf{y}$ ($-\Delta t \leq u \leq \Delta t$) : (cas 2 de la figure 2.40)

Les deux motifs se recouvrent partiellement et $g(u)$ se décompose en deux parties : un terme correspondant aux zones où les motifs se recouvrent et un terme correspondant aux zones où les motifs sont décorrélés. La fonction g s'écrit ainsi

$$\begin{aligned} g(u) &= \sum_{p=0}^{Nb-1} b_p^2 (\Delta t - |u|) + |u| \sum_{p=0}^{Nb-1} \sum_{p \neq k} b_p b_k \\ &= N_b (\Delta t - |u|) + |u| \sum_{p=0}^{Nb-1} \sum_{p \neq k} b_p b_k. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Le deuxième terme de l'équation 2.57 est la somme de deux variables aléatoires équiprobables de moyenne nulle et d'écart type $\sqrt{N_b}$.

- $\mathbf{y}_0 - \Delta \mathbf{y} \geq \mathbf{y} \geq \mathbf{y}_0 + \Delta \mathbf{y}$ ($u > \Delta t$) : (cas 3 de la figure 2.40)

Les motifs sont totalement décorrélés. Le résultat de l'autocorrélation donne un signal centré autour de 0 d'écart type $\sqrt{N_b}$.

Dans les simulations effectuées dont les résultats sont exposés par la suite, l'abscisse est N_t qui est proportionnel à Δt :

$$\Delta t = \frac{N_t T_{US}}{4}. \quad (2.58)$$

Cette convention a été choisie car dans le pixel, le motif de sauts de phase doit être synchrone des phases d'échantillonnage, dont la résolution temporelle est $T_{US}/4$.

La fonction g est donc une fonction triangle de largeur à sa base $2\Delta t$ et Δt à mi-hauteur. Les fluctuations hors des zones de corrélation ont un écart type de $\sqrt{N_b}$. Une représentation graphique de g est donné en figure 2.41(a) pour différentes valeurs de Δt . La figure 2.41(b) est également une représentation graphique de g où le nombre de bascules N_b varie. Il apparaît, comme attendu que les fluctuations sont plus faibles dans le cas où N_b est plus élevé.

Ensuite, des simulations ont été effectuées en faisant varier N_t à $N_t \times N_b$ constant et à N_b constant. La figure 2.41(c) est le cas où N_b est constant. Le rapport *Bruit/Signal* varie en $1/N_t$, par conséquent comme le signal varie suivant N_t , le niveau de bruit est constant. La figure 2.41(d) correspond à la simulation où $N_t \times N_b$ est constant. Dans ce cas, la statistique est modifiée car N_b diminue quand N_t augmente, et le bruit augmente donc également suivant $\sqrt{N_t}$.

Afin d'étudier le mode de fonctionnement proposé, des simulations ont été effectuées. A partir des équations du modulateur $\Delta \Sigma$, un modèle du modulateur a été réalisé (détaillé en annexe B), en appliquant un motif de sauts de phase sur le signal et sur les phases d'échantillonnage avec un retard de $N_\tau T_{US}$ ou $1/T_{US}$ est la fréquence ultrasonore.

Le calcul ci-dessus montre que le signal acousto-optique est proportionnel à l'intégrale de la fonction g sur la colonne ultrasonore (eq. 2.49). Il s'agit donc de l'aire du triangle de largeur à sa base $2\Delta t$ et de hauteur $N_b \Delta t$. Le signal acousto-optique S_{AO} vérifie donc

$$S_{AO} \propto \frac{N_b \Delta t \times 2\Delta t}{2}. \quad (2.59)$$

Le signal étant moyenné $N_b \Delta t$ fois, le signal acousto-optique varie effectivement suivant Δt .

La figure 2.42 montre l'évolution du signal acousto-optique en fonction de la durée caractéristique d'une bascule du motif de sauts de phase (N_t). Cette courbe montre une évolution linéaire dans une première partie, puis dans une seconde partie, un effet de saturation dû au fait que les bornes (correspondant à l'intervalle défini par N_{MAX} sur la figure) d'intégration de la fonction g ne contiennent pas $2N_t$. Physiquement, cela se traduit par le fait que la résolution axiale est plus grande que la hauteur de l'échantillon. Ce phénomène de saturation a été observé par M. Lesaffre dans sa thèse [179]. La figure 2.42(a) montre l'évolution du signal pour différentes valeurs de N_{MAX} à N_b constant. Les fluctuations autour de la valeur moyenne ne varient pas en fonction de N_t . La figure 2.42(b) est la même simulation à $N_b \Delta t$ constant. Dans ce cas, on retrouve le résultat obtenu à partir de la fonction d'autocorrélation (figure 2.41) : le bruit augmente quand N_t augmente.

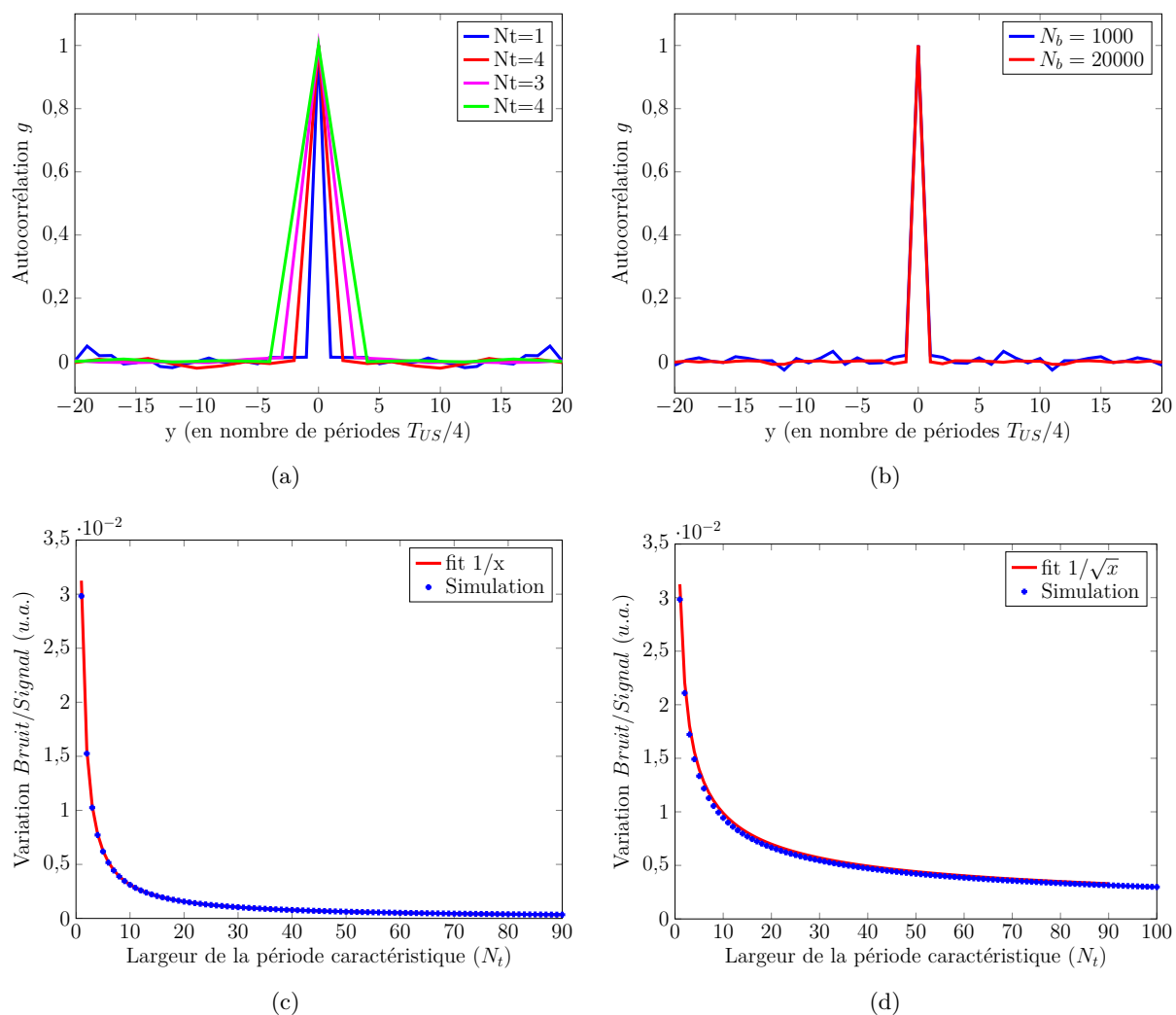


Figure 2.41 | Représentations graphiques de la fonction $g(u) = \left\langle e^{i\Phi(t')} e^{i\Phi(t'-u)} \right\rangle_{NT_{US}}$. Représentation de g lorsque N_t varie (a) et lorsque N_b varie (b). Tracé de l'évolution du rapport $Bruit/Signal$ lorsque N_t varie pour N_b constant (c) et pour $N_b \times \Delta t$ constant (d).

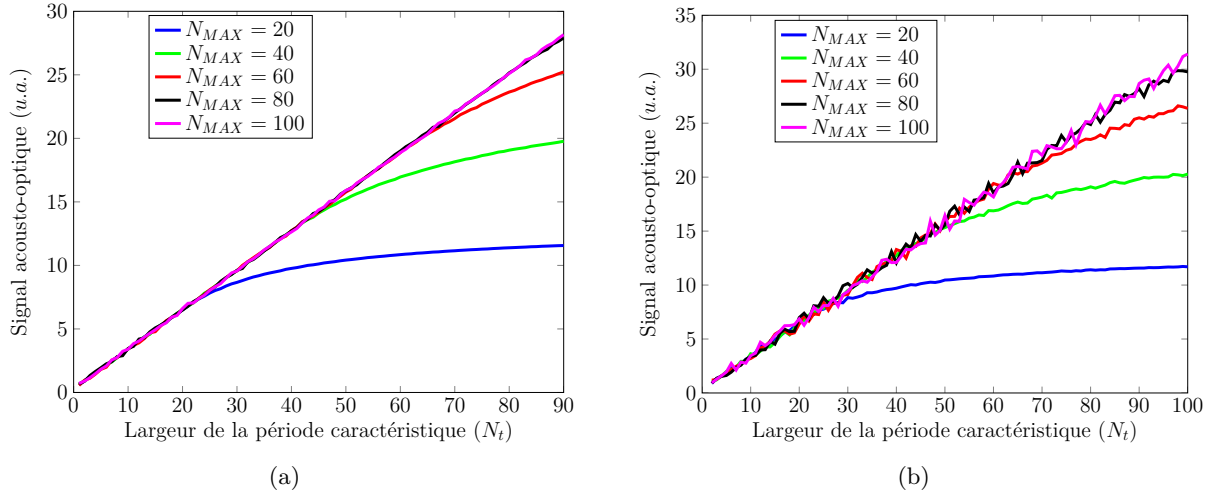


Figure 2.42 | Simulation d'une acquisition adaptée aux sauts de phase aléatoires avec modulation $\Delta\Sigma$ lorsque N_t varie pour N_b constant (a) et pour $N_b \times \Delta t$ constant (b).

Cela démontre la possibilité d'implémenter en partie électroniquement le mode d'acquisition par sauts de phase aléatoires qui était réalisé totalement optiquement auparavant. Ce mode d'acquisition est donc compatible avec le pixel conçu, il a été adapté au moyen d'une commande particulière du pixel, et est ainsi réalisable sans ajout de matériel dans le montage optique.

2.3.6 Architecture globale du capteur d'image

La surface de silicium disponible pour ce circuit était de $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$. Avec cette surface, et la taille des pixels obtenue, une matrice de 132×132 pixels, occupant $3.3\text{ mm} \times 3.3\text{ mm}$, a pu être intégrée. La surface restante est occupée par les blocs de mémoire et de contrôle.

Processus de lecture des données :

L'architecture de lecture des données a été conçue pour permettre de lire une image complète, partie réelle et imaginaire, en moins de 1 ms . Le fréquence de fonctionnement des blocs de lecture a été choisie à 50 MHz . Elle permet en effet de réaliser la lecture dans le temps imparti, et de ne pas avoir de contraintes de délai trop fortes lors de la conception de la carte de test. Pendant cette ms , 4 plans image partie réelle et imaginaire d'une taille correspondante à $1/4$ de la matrice complète doivent être lus. En d'autres termes, le nombre de bits à lire vaut $\mathbf{B} = 4 \times 2 \times 10 \times (M/2)^2\text{ bits}$, avec M le nombre de pixel sur un coté de la matrice. Si les données numériques étaient lues en série, la fréquence des données devrait être de l'ordre de 350 MHz . Il est donc nécessaire de paralléliser la sortie. 15 registres à décalage ont donc été implémentés, ce qui permet d'avoir une fréquence minimum de $23,2\text{ MHz}$ pour lire les données en moins de 1 ms . Un système de roulement sur ces 15 registres permet de sortir les données en parallèle sur les 15 registres, où un registre évacue les données d'une ligne de pixels.

La matrice contient 66 macro-pixels, chacun d'eux pouvant stocker deux mots de 10 bits correspondant aux parties réelle et imaginaire. Le registre est donc constitué de 132 bascules.

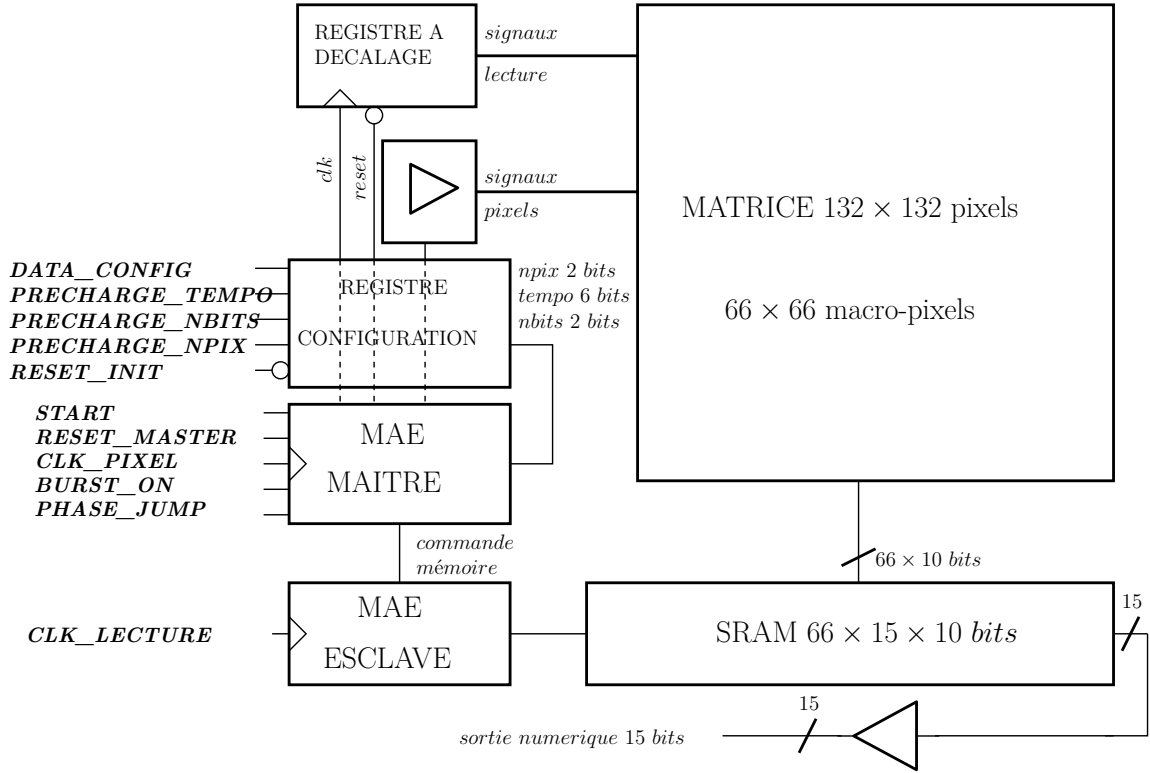


Figure 2.43 | Architecture globale du circuit à pixels numériques. La fréquence de l'horloge **CLK_PIXEL** est la fréquence d'échantillonnage, soit $4\omega_{het}/2\pi$. La fréquence de l'horloge **CLK_LECTURE** est fixée à 50 MHz pour satisfaire les contraintes temporelles. MAE, machine à état.

Les signaux des bascules sont bufferisés pour charger le condensateur du bus de commande, à une fréquence autour de 10 MHz.

Configuration de l'imageur :

Des registres de configuration ont été intégrés afin de pouvoir paramétrer le nombre de bits sur lequel la conversion est effectuée : entre 8 et 10 bits. La conversion peut également être faite pour un quart, la moitié, ou la matrice de pixels complète. Cela a un intérêt lorsque les contraintes temporelles ne permettent pas de convertir la matrice complète. Les données cohérentes temporellement peuvent ainsi être extraites, puis sommées dans l'espace de Fourier avec d'autres données qui n'ont pas de cohérence temporelle. Enfin, lors du passage d'une photodiode du macro-pixel à une autre, un temps de stabilisation est nécessaire avant de pouvoir commencer la conversion. La durée de cette temporisation peut également être paramétrée entre 0 et 63 périodes du signal hétérodyne (variant de 100 ns à 1 μ s). Le temps de stabilisation observé en simulation est typiquement de 5 μ s.

Machines à états pour le contrôle de l'imageur :

Deux blocs de contrôle ont été implémentés sous forme de machines à états pour gérer l'acquisition d'une image complexe et la lecture des données. L'une fonctionne en esclave et

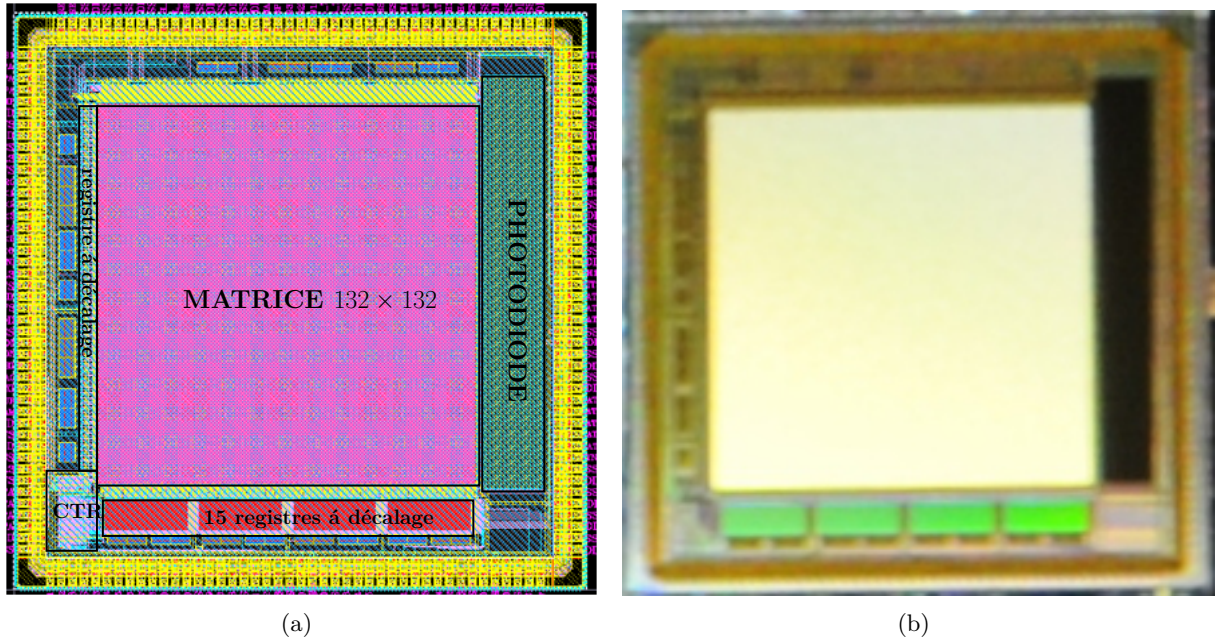


Figure 2.44 | Circuit à pixels numériques de $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$. Dessin des masques (a). CTR, machines à états du circuit. L'élément PHOTODIODE est une photodiode large surface fonctionnant sur le même principe que les pixels de la matrice. Les plots d'entrées/sorties sont en jaune. Les éléments bleu autour de la matrice de 132×132 pixels, sont des condensateurs de découplage. Photo du circuit fabriqué (b).

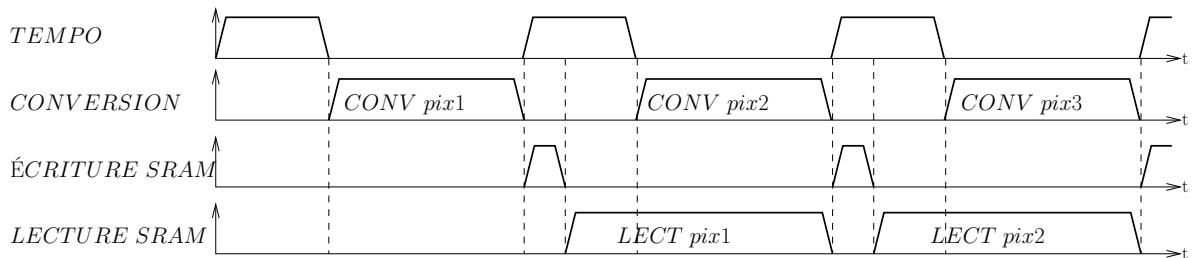


Figure 2.45 | Chronogramme de fonctionnement général du capteur.

l'autre est maître. Leur fonctionnement est détaillé sous forme de chronogramme en figure 2.45. La machine maîtresse gère les signaux de contrôle des pixels pour la conversion analogique-numérique et le stockage des données dans les pixels et la lecture. La machine esclave gère la lecture des données à partir des registres à décalage du pied de colonne, et le roulement du processus d'écriture sur les 15 registres.

Résumé des caractéristiques

En résumé, cette deuxième architecture proposée permet à la fois de simplifier le montage optique d'holographie hétérodyne tout en augmentant les performances. L'allégement matériel permet par ailleurs de diminuer le coût d'un dispositif complet d'holographie. Le circuit proposé permet d'acquérir un signal lumineux modulé en amplitude à une fréquence de 1 MHz

à 10 MHz en enregistrant la partie réelle et la partie imaginaire de la composante alternative sur 10 bits. L'architecture a été conçue pour être compatible avec les fréquences ultrasonores utilisées pour les applications médicales. Les pixels intègrent également une fonction de filtrage du courant photonique continu. Le taux de modulation (le rapport de la composante alternative sur la composante continue) peut ainsi être inférieur à $1/1000^e$, le rapport signal à bruit est sensiblement le même que pour un taux de modulation de $1/2^e$. Ensuite, l'utilisation du modulateur $\Delta\Sigma$ qui aboutit à une conversion sur 10 *bits* des parties réelle et imaginaire, peut être vu comme un moyennage répété 1000 fois et effectué directement à la source du signal. Par conséquent, cela assure une robustesse des données numériques par rapport à une lecture analogique qui serait entachée du bruit de la chaîne de lecture et augmente le SNR d'un facteur $\sqrt{1000}$ au mieux par rapport à une acquisition simple, comme cela est proposé pour le premier circuit. En effet, si le signal pertinent est extrait de manière plus efficace que dans le premier circuit proposé, la bande passante du système est plus élevée, rendant ce dernier plus bryant. De plus, l'opération d'échantillonnage par soustraction en entrée du modulateur $\Delta\Sigma$ permet de filtrer le bruit basse fréquence. Enfin, cette architecture assure une portabilité relativement simple vers des technologies de nœuds plus avancés. Cette portabilité est en effet intéressante car elle réduirait le pas du pixel.

Dim. pixel	25 μm
Facteur de remplissage	10 %
Taille matrice	132 $\times$ 132
PSNR	61 dB
Filtrage passe haut	oui
Bande passante	10 MHz
Taux de modulation	0.0005
Consommation/pixel	10 μW
Technologie	CMOS 0.18 μm imageur 2P 4M

Tableau 2.7 | Caractéristiques du second circuit proposé.

Conclusion

Nous proposons deux architectures de pixels pour l'holographie hétérodyne hors axe. Un premier circuit basé sur une architecture totalement analogique a été conçu. Il présente un pas pixel de 16 μm qui permet l'intégration de matrices de plusieurs millions de pixels. Le démonstrateur présente une matrice de 200 $\times$ 300 pixels. Par ailleurs, une fonction de filtrage global du courant continu a été intégrée. Cette intégration est très efficace si la composante continue est

identique sur toute la matrice. En effet, celle-ci est extrêmement compacte. Les performances simulées en bruit permettent de réaliser une conversion 10 bits du signal filtré. Par ailleurs, cette architecture a également été conçue pour être compatible avec une commande d'un modulateur spatial de lumière, dont la conception est présentée dans le chapitre suivant.

Le second circuit proposé est d'avantage en rupture par rapport aux techniques de l'état de l'art. L'architecture du pixel est en effet basée sur une conversion analogique numérique dont les caractéristiques spécifiques du type de convertisseur choisi permettent d'effectuer la démodulation 4 phases de manière compacte. Par ailleurs, un bloc de filtrage local du courant continu a été intégré, de manière à amplifier seulement la composante du courant alternatif, à des fréquences allant jusqu'à 10 MHz, et avec un taux de modulation qui peut aller jusqu'à 1/2000. De plus, l'architecture fonctionnant à la fréquence de modulation acousto-optique, le montage optique peut être allégé. Les éléments utilisés jusqu'alors pour ramener le signal en basse fréquence ne sont en effet plus nécessaires.

Comparés aux systèmes de l'état de l'art développés pour l'acquisition d'un signal lumineux modulé en amplitude, les circuits proposés présentent des caractéristiques améliorées, en particulier pour les applications interférométriques où la contribution interférométrique est de plusieurs ordres de grandeurs inférieure à la composante continue. Les applications visées sont donc l'imagerie acousto-optique et l'imagerie par holographie hétérodyne à faible signal objet. Le tableau 2.8 donne un comparatif de ces caractéristiques.

Les dispositifs de détection conçus, appliqués à une imagerie acousto-optique permettent d'augmenter le rapport signal à bruit de la mesure, de rendre les montages optiques plus légers matériellement, afin d'imager en profondeur des tissus in-vivo épais d'une dizaine de centimètres. Les résultats de simulation présentés devront être confirmés par les mesures. Par ailleurs, comparé aux techniques d'imagerie pouvant imager à cette profondeur, celle-ci est moins couteuse, moins encombrante et permet d'obtenir une résolution de contraste optique équivalente. Le pas des pixels obtenu est fonction de la technologie utilisée. Par conséquent, pour augmenter la densité des pixels, plusieurs solutions peuvent être envisagées. En effet, l'utilisation de technologie où l'illumination se fait par derrière (« backside illumination ») permettrait d'avoir un facteur de remplissage de la photodiode de 100% et une surface de calcul également plus importante.

Enfin, les deux architectures proposées sont compatibles avec une commande, analogique dans le cas du premier circuit ou numérique dans le cas du second, d'un modulateur de phase à cristaux liquides nématiques. Dans le chapitre suivant, nous allons donc détailler la conception optique d'un dispositif imageur-modulateur pour ce type d'architectures électroniques.

	Ref [95, 96]	Ref [88]	Ref [101]	Ref [99, 102]	Ref [89]	Ref [103]	Ref [104, 105, 100]	Ref [97]	circuit proposé 1	circuit proposé 2
Dim. pixel	110 μm	86 μm	25 μm	714 $\mu m \times 25 \mu m$	50 $\mu m \times 86.5 \mu m$	42 μm	62 μm	44 μm	16 μm	25 μm
Facteur de rem-plissage	10 %	NC	55%	88%	10 %	19.8%	NC	NC	10 %	10 %
Taille matrice	58 $\times$ 58	NC	64 $\times$ 64	1 $\times$ 256	160 $\times$ 30	64 $\times$ 64	100 $\times$ 100	24 $\times$ 24	200 $\times$ 300	132 $\times$ 132
Filtrage passe-haut pixel	oui	oui	oui	non	oui	non	oui	oui	oui (global)	oui
Bande passante	1kHz – 1MHz	500kHz – 25MHz	1kHz – 1MHz	500kHz	10MHz	NC	720Hz	500kHz	100kHz	800kHz – 10MHz
PSNR	NC	NC	NC	NC	74 dB	45 dB	52 dB	NC	NC	NC
Dynamique d'entrée	57 dB	NC	NC	NC	NC	25 dB	NC	NC	NC	NC
Taux de modulation	0.05	0.018	NC	1.10 ⁻⁵	0.02	0.33	0.025	0.01	0.01	5.10 ⁻⁴
Type architecture	PH en courant + PB	pixel log. + TIA + LO + Buffer	HDA + stockage pixel	Ligne de pixels + stockage analog.	DLO + PB	PG + stockage diffusion	3 stockages analog.	PH en courant + INT + calcul corrélation	CTIA + 4 stockages analog. + Buffer	Filtrage courant DC + convertisseur $\Delta\Sigma$

Tableau 2.8 | Caractéristiques des circuits de l'état de l'art et des circuits proposés. LO oscillateur local, TIA amplificateur de transimpédance, PH filtre passe haut, PB filtre passe bas, HDA amplificateur différentiel à hystérésis, DLO oscillateur local à temps discret, PG photo-transistor, INT intégration, CTIA amplificateur de transimpédance capacitif, NC non communiqué.

Proposition d'un système pour le contrôle de front d'onde

Sommaire

Introduction	99
3.1 Principe	100
3.2 Modélisation optique	101
3.2.1 Flux réfléchi	101
3.2.2 Résultats expérimentaux	105
3.2.3 Comportement des cristaux liquides	106
3.2.4 Front d'onde réfléchi	107
3.2.5 Efficacité de diffraction	109
3.2.6 Procédé LCOS	111
3.2.7 Résultats expérimentaux	116
3.3 Commande électronique	121
3.3.1 Commande analogique	121
3.3.2 Commande numérique	121
Conclusion	123

Introduction

Dans le chapitre 1.5.3, le principe de la conjugaison de phase numérique a été présenté. Les méthodes dont la preuve de concept a été faite permettent d'envisager un certain nombre d'applications utilisant une technique de conjugaison de phase. Cependant, comme cela a été dit, les limitations viennent des dispositifs technologiques qui ne sont pas compatibles avec les contraintes des milieux biologiques, en particulier les contraintes temporelles. Dans ce chapitre, un dispositif monolithique combinant les fonctions d'acquisition d'un flux lumineux, et de modulation spatiale de lumière est proposé. Ce dispositif qui a fait l'objet d'une demande de brevet, permet en outre d'intégrer un traitement complètement parallèle (i.e. par pixel) de l'information de luminance.

3.1 Principe

Le dispositif proposé utilise le procédé de fabrication "cristaux liquides (CL) sur silicium" (LCOS en anglais) couplé au procédé de fabrication CMOS. L'idée consiste ici à utiliser une couche de métal du procédé CMOS (le cuivre ou l'aluminium) pour faire office d'électrode réflective d'un pixel de modulateur à CL. Il suffit ensuite de dessiner cette contre électrode (CE) avec une ouverture pour laisser passer une partie de la lumière qui arrivera jusqu'au silicium pour être convertie en signal électrique et servir de mesure pour commander le modulateur. La figure 3.1 illustre un pixel du dispositif proposé. Le procédé LCOS contient typiquement une étape de dépôt d'une couche de polyimide d'alignement sur les deux cotés de la couche à CL. Ce polyimide est brossé afin de donner une orientation privilégiée à cette couche, c'est-à-dire une anisotropie. Les molécules de cristaux liquides vont s'aligner sur cette orientation. L'électrode commune est constituée d'Indium Tin Oxyde (ITO). Une couche d'ITO est déposée sur un substrat en verre, puis un dépôt de polyimide est ensuite effectué.

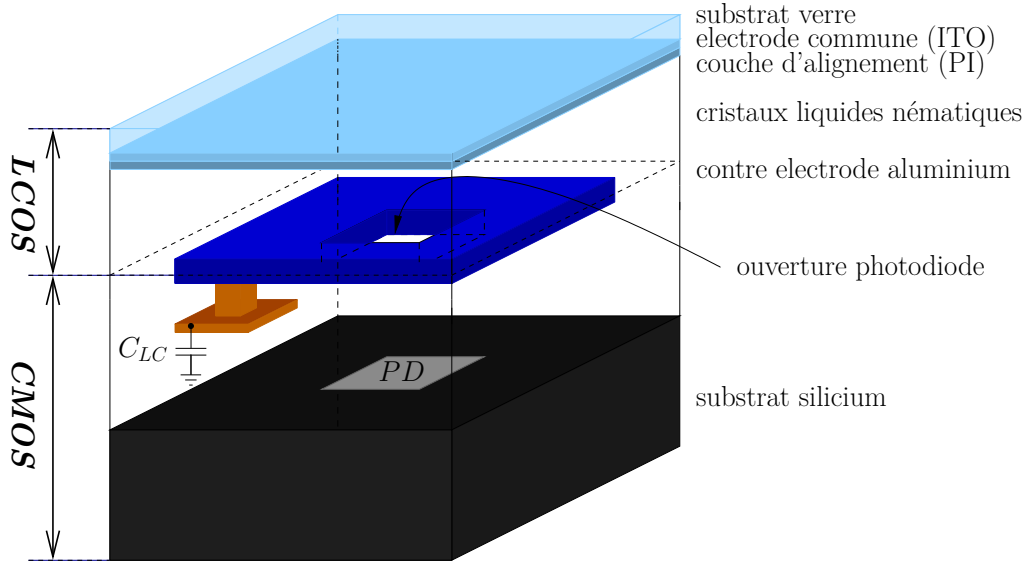


Figure 3.1 | Schéma de l'empilement SLM sur capteur d'image. La contre électrode en aluminium est connectée au condensateur C_{LC} , lui même adressé par l'électronique dans le pixel. La valeur de l'éclairement mesurée sur la photodiode (PD) est traitée pour obtenir la tension de contrôle du pixel de cristaux liquides. Dispositif de la demande de brevet [213] et publié dans [205].

La modulation de phase est réalisée en illuminant le dispositif avec une lumière monochromatique polarisée linéairement suivant la direction d'orientation des molécules. De cette manière, la couche de cristaux liquides va agir simplement comme une lame à retard variable en fonction du champ électrique appliqué. Ce déphasage (ou retard optique) s'exprime en fonction de la longueur d'onde utilisée λ , de l'épaisseur de la couche de cristaux liquides d et de la différence Δn entre l'indice extraordinaire $n(\theta)$ qui dépend du champ électrique et l'indice ordinaire n_o . Il s'exprime par

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda}. \quad (3.1)$$

Le dispositif proposé fonctionne en réflexion, par conséquent le déphasage subi par la lumière

est de $2\Delta\Phi$.

Ce dispositif permet ainsi de réduire le temps de réponse de l'opération de phase. Celui-ci devient contraint seulement par le temps d'acquisition de la donnée de luminance et donc de la puissance lumineuse incidente, et par le temps de réponse des cristaux liquides (au minimum 1 ms). Le temps de calcul (analogique ou numérique) est alors négligeable devant le temps d'acquisition et de réponse des CL. Par ailleurs, l'alignement des pixels du capteur d'image avec ceux du modulateur est réalisé physiquement, évitant ainsi la calibration nécessaire dans le système de l'état de l'art. Plus généralement, ce dispositif est efficace lorsque la commande du modulateur dépend de la mesure de phase, comme dans les expériences de focalisation en réflexion.

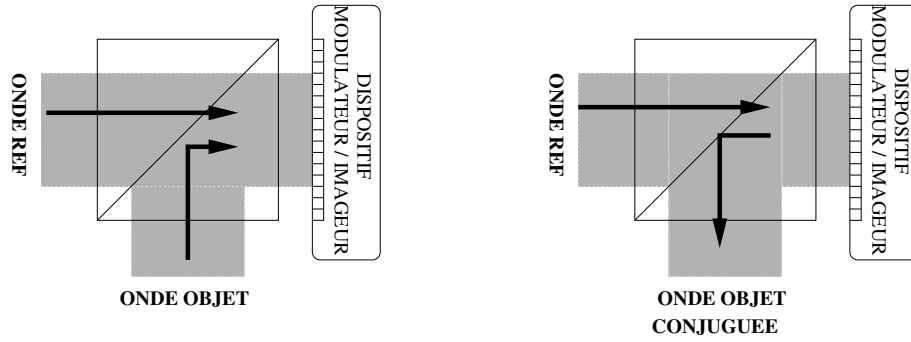


Figure 3.2 | Principe d'une opération de phase avec le dispositif proposé. Les faisceaux objets et référence sont combinés au moyen d'un élément semi-réfléchissant pour interférer sur le dispositif.

La figure 3.2 montre un schéma de principe optique pour effectuer une opération de phase avec le dispositif proposé. Le processus comporte une étape de mesure, puis cette information d'intensité lumineuse proportionnelle à la phase du signal interférométrique est traitée de manière parallèle au sein de chaque pixel. La tension de commande de la contre électrode à écrire sur le condensateur C_{LC} est donc obtenue à partir de la mesure d'intensité lumineuse.

3.2 Modélisation optique

Le dispositif proposé a été conçu avec une technologie CMOS $0.13\text{ }\mu\text{m}$. Les paramètres de la technologie n'étaient pas modifiables. Pour concevoir la partie modulateur spatial de lumière, il est nécessaire de vérifier que les paramètres de la technologie sont compatibles avec les contraintes d'un modulateur spatial de lumière en réflexion. La qualité de la modulation de lumière dépend en effet de la quantité de lumière réfléchie dans l'ordre 0 de diffraction. Cette quantité est fonction de la planéité et de la forme de la surface réfléchissante.

3.2.1 Flux réfléchi

Comme l'illustre la figure 3.1, la contre électrode du pixel présente une forme carrée avec une ouverture carrée pour la photodiode. La figure 3.3(a) représente le dessin du masque correspondant à l'aluminium sur 6 pixels et la figure 3.3(b) une photo prise au microscope d'une zone de 6 pixels de la matrice. On distingue l'ouverture de la photodiode et un relief sur un angle de la contre électrode qui est dû à la présence du contact entre l'électrode et le métal inférieur. Cette forme crée un réseau de diffraction dont il est nécessaire d'étudier l'intensité des ordres de

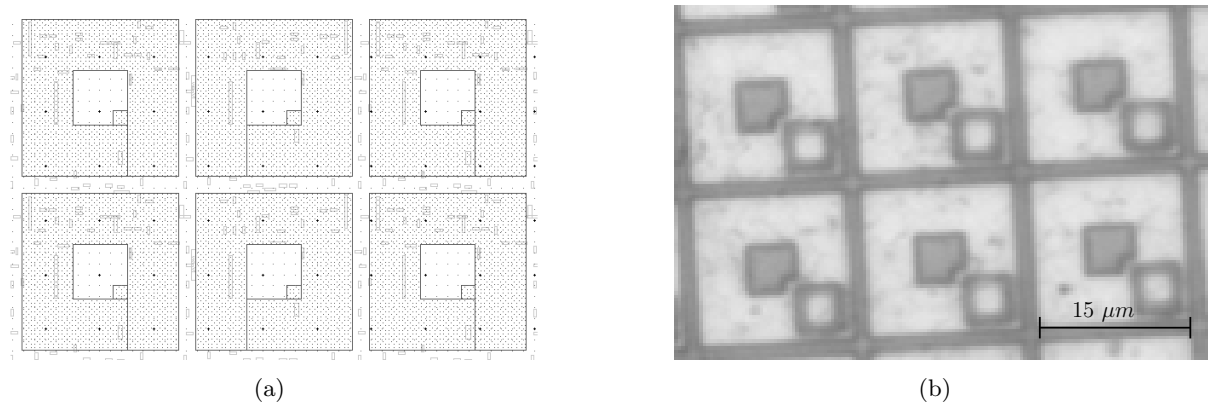


Figure 3.3 | Dessin du masque de l'aluminium sur 6 pixels (a) et photo prise au microscope d'une même zone (b). Le relief sur l'angle de l'électrode correspond au contact avec le niveau de métal inférieur.

diffraction. Le modulateur spatial de lumière aura en effet une efficacité optimale si le maximum de l'énergie réfléchi est contenue dans l'ordre 0 lorsque la couche de cristaux liquides a un indice de réfraction homogène. Si 40 % à 50 % du flux incident est réfléchi dans l'ordre 0, cela suffit à obtenir une bonne efficacité de modulation. C'est en effet le cas de certains modulateurs de phase du commerce [180].

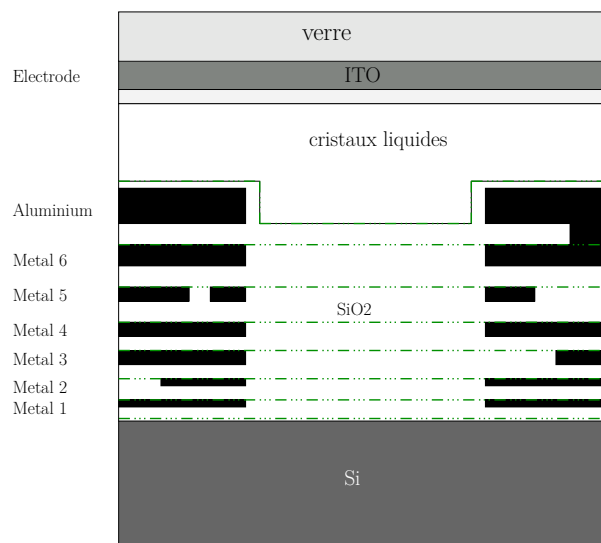


Figure 3.4 | Empilement complet du pixel. Les lignes vertes de l'empilement représentent les couches de nitrure de silicium (SiN).

Le pixel est donc constitué d'un empilement (illustré en figure 3.4) de couches diélectriques ou conductrices. L'empilement dépend de la technologie CMOS utilisée, et des matériaux utilisés dans le procédé LCOS. L'empilement CMOS est constitué d'un substrat en silicium de $700 \mu m$ d'épaisseur typiquement. Sur ce substrat, une première couche d'oxyde constitue l'isolant entre les grilles et les canaux des transistors. Les grilles des transistors sont constituées de polysili-

cium. Ce matériau n'est pas spécifié dans le tableau 3.1 parce qu'il n'a aucun effet sur l'énergie transmise ou réfléchi (il n'y a pas de transistor sur la photodiode). Il y a ensuite plusieurs couches d'oxyde et de cuivre superposées. Dans notre cas, la dernière couche de métal est de l'aluminium. Pour terminer le procédé CMOS, des couches d'isolant sont déposées (ce sont des couches de passivation). Il s'agit d'oxyde de silicium et de nitrure de silicium (SiN). Les couches ajoutées lors du procédé LCOS sont ensuite, dans notre cas les cristaux liquides, une couche d'alignement en polyimide (PI), une couche d'indium tin oxyde (ITO) et enfin un substrat en verre. Les paramètres des différentes couches sont donnés dans le tableau 3.1.

Pour étudier la réflexion sur des structures à deux dimensions, plusieurs techniques de simulations existent. La méthode utilisée pour cette étude est une méthode basée sur une décomposition de l'indice de réfraction de chaque couche dans l'espace de Fourier. Il s'agit d'une méthode dite de résolution rigoureuse de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques ("Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA)" en anglais). Elle est largement utilisée pour la conception de systèmes photoniques [181, 182]. Le calcul RCWA est détaillé dans les références [183, 184, 185, 186, 187].

Matériau	Indice de réfraction	Épaisseur	Autres paramètres
Verre	1.5	$550 \mu m$	
ITO	$1.82 + i0.06$	$25 nm$	
PI	1.71	$20 nm$	prétilt entre 1° et 2°
Cristaux liquides E7	$n_o = 1.54$ $n_e = 1.77$	$2 \mu m$	Tension de seuil $V_{TH} = 1.41 V$ Constantes élastiques $K_{11} = 11.1 pN$, $K_{33} = 17.1 pN$
Nitrure de Silicium SiN	2.00	$400 nm$	
Oxyde de Silicium SiO_2	1.54	$400 nm$	
Aluminium	$1.92 + i8.14$	$1.2 \mu m$	

Tableau 3.1 | Paramètres des couches de l'empilement du pixel. Valeurs données pour $\lambda = 700 nm$.

Les seuls paramètres physiques ajustables sont le pas du pixel et la taille de l'ouverture de la photodiode. Les réseaux de diffraction pourront donc être évalués en faisant varier ces deux paramètres. Les résultats pour un pas de pixel variant de $5 \mu m$ à $16 \mu m$ et une ouverture pour la photodiode correspondant à 10 % de la surface du pixel sont illustrés en figure 3.5. Ces simulations montrent que l'intensité des ordres de diffraction ne dépassent pas 1.5 % du flux réfléchi total à partir d'une longueur d'onde de $700 nm$. Par ailleurs, plus de 50 % du flux réfléchi est contenu dans l'ordre 0. De plus, les simulations effectuées pour différents pas de pixel montrent une influence faible sur les intensités des ordres de diffraction. Les résultats avec un pas de pixel de $16 \mu m$ et une ouverture de photodiode qui varie de 0.4 % à 25 % de la surface du pixel sont donnés en figure 3.6. Il faut noter qu'une ouverture plus grande diminue le facteur de remplissage de l'électrode d'aluminium et diminue donc l'homogénéité du champ électrique sur le pixel de cristaux liquides. À l'inverse, une facteur de remplissage de la photodiode diminue la quantité de photon utilisée pour mesurer le signal. Un compromis doit donc être trouvé.

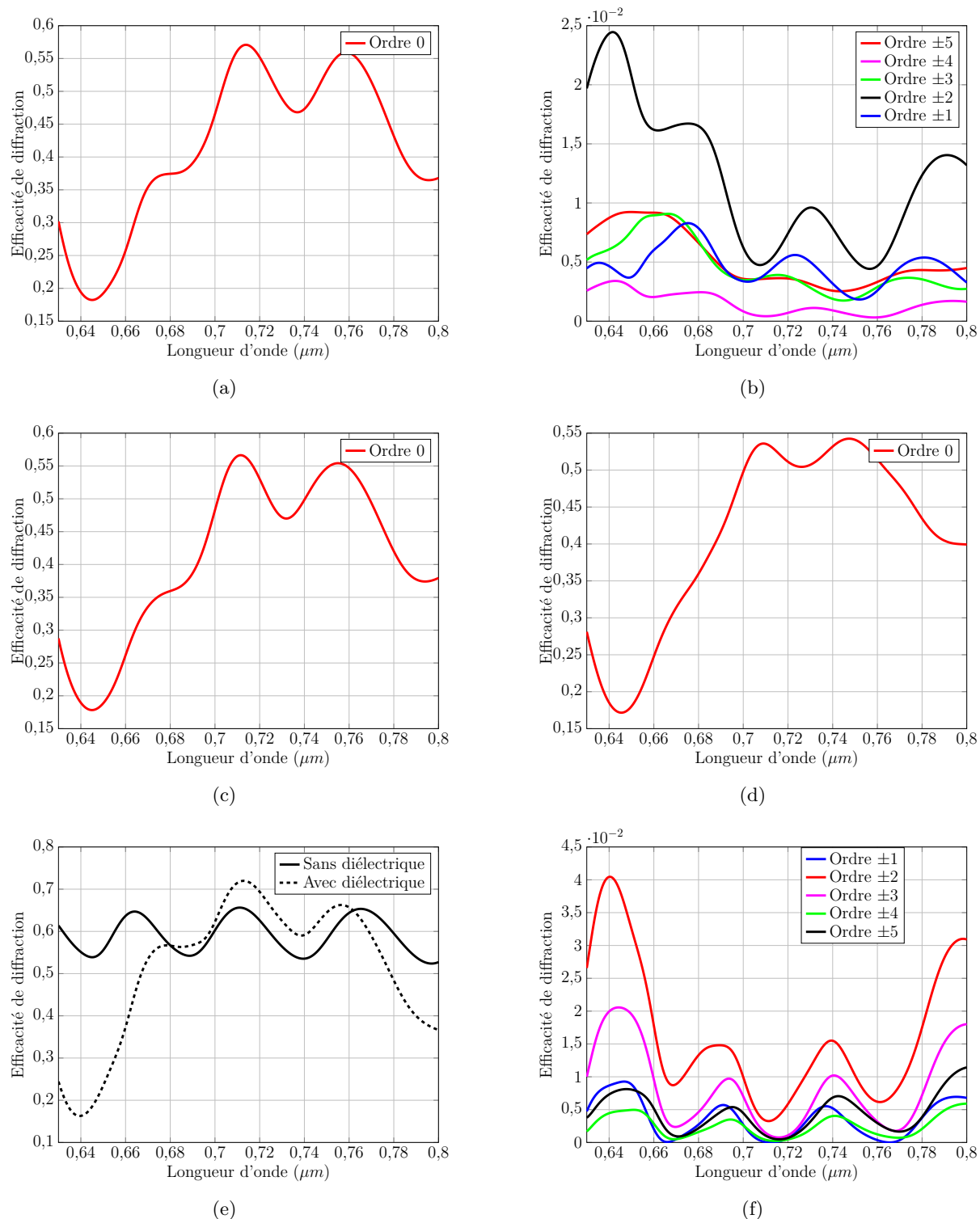


Figure 3.5 | Flux réfléchi sur la matrice de pixel. Evolution de l'intensité de l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde dans la fenêtre thérapeutique optique, pour une taille de pixel de $16 \mu m$ (a), $10 \mu m$ (c) et $5 \mu m$ (d). Intensité des ordres $(0, \pm 5)$, $(0, \pm 4)$, $(0, \pm 3)$, $(0, \pm 2)$ et $(0, \pm 1)$ (b). Évolution de l'intensité de l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde avec et sans les couches de passivation (e). Intensités des ordres $(0, \pm 5)$, $(0, \pm 4)$, $(0, \pm 3)$, $(0, \pm 2)$ et $(0, \pm 1)$ (f) sans diélectrique. L'ouverture représente 10% de la surface du pixel dans tous les cas.

La figure 3.6 montre que le flux de l'ordre 0 augmente lorsque l'ouverture varie. Un pas pixel de $16\ \mu m$ pour une ouverture occupant 10 % de la surface du pixel a ainsi été choisi afin d'obtenir une bonne réflectivité à l'ordre 0, sachant que les règles de dessin de la technologie imposent une taille d'ouverture minimum de $5\ \mu m$. Enfin, il faut noter que les étapes CMOS dites de passivation (oxyde de silicium et nitrure de silicium), sont gênantes ici car l'indice de réfraction élevé du nitrure par rapport à celui de l'oxyde ou à celui des cristaux liquides entraîne des réflexions internes parasites. Cependant, les intensités des ordres de diffraction augmentent également, comme le montre la figure 3.5(f). Comme précédemment, l'ordre 2 est le plus intense.

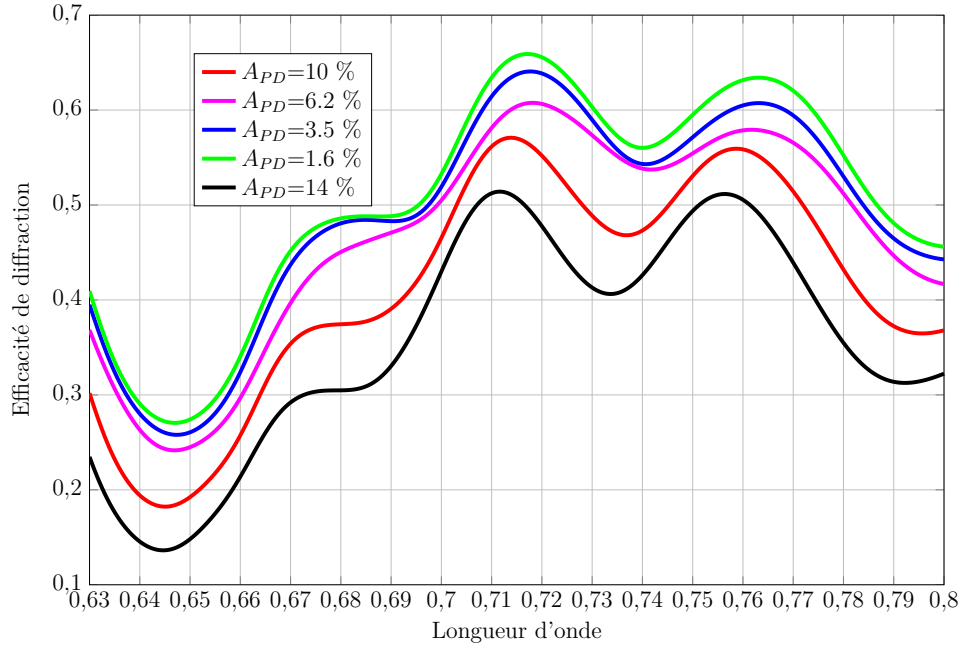


Figure 3.6 | Flux réfléchi sur la matrice de pixel. Intensité de l'ordre 0 lorsque la surface de l'ouverture de la photodiode varie.

Les résultats de la figure 3.5(e) montrent en effet que les couches de diélectriques diminuent le flux de l'ordre 0 de près de 50 % pour des longueurs d'onde autour de $650\ nm$.

Les résultats de simulation présentés dans cette partie permettent donc de vérifier la faisabilité d'un pixel intégrant des fonctions de photo-détection et de modulation. L'étude de l'effet de la forme particulière de l'électrode en aluminium sur la réflexion de la lumière a permis d'obtenir un compromis entre la taille de l'ouverture de la photodiode et l'intensité de l'ordre 0. Dans la partie suivante, des mesures expérimentales des intensités des ordres de diffraction sont présentées et comparées aux simulations.

3.2.2 Résultats expérimentaux

Une fois le circuit fabriqué, des mesures de puissance des ordres de diffraction ont été effectuées. Pour cela, un montage simple utilisant un laser Helium Néon *HeNe* de $633\ nm$ de longueur d'onde a été réalisé. Cette longueur d'onde a été utilisée pour des raisons pratique et même si les applications visées utilisent des longueurs proches de $800\ nm$, la longueur d'onde de

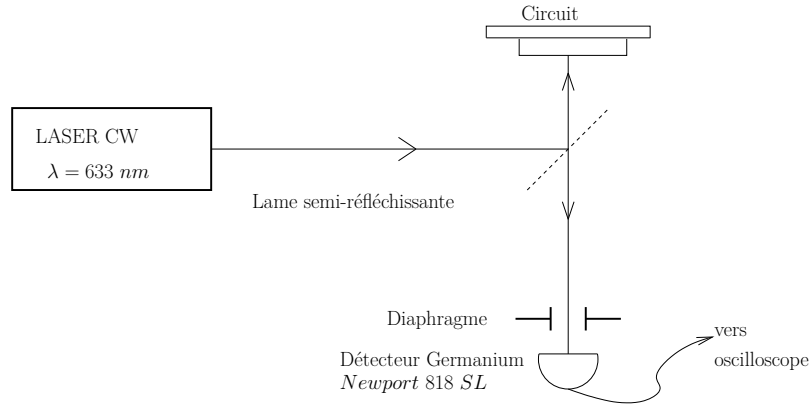


Figure 3.7 | Montage optique pour la mesure de puissance des ordres de diffraction.

633 nm reste dans la fenêtre thérapeutique optique. La puce CMOS est illuminée en incidence normale (condition visée dans l'application de conjugaison de phase), puis la puissance des différents ordres de diffraction est mesurée à une distance suffisamment grande (environ 50 cm) pour pouvoir distinguer les ordres sur le détecteur. Les cristaux liquides sont au repos. Le capteur de puissance utilisé est un détecteur Germanium (Ge). Le tableau 3.2 donne les résultats expérimentaux et ceux obtenus en simulation dans les mêmes conditions. Bien que l'on puisse observer pratiquement les ordres de diffraction élevés (jusqu'à l'ordre 9), les mesures démontrent que près de 40 % du flux réfléchi est contenu dans l'ordre 0.

Longueur d'onde	ordre 1	ordre 2
Simulé	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$50 \cdot 10^{-3}$
Mesuré	$15 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$

Tableau 3.2 | Intensités mesurées et simulées des ordres de diffraction [1,0] et [2,0] normalisée par rapport à l'ordre 0 pour $\lambda = 633 \text{ nm}$.

La comparaison entre la simulation et les mesures du tableau 3.2 donne des résultats relativement cohérent pour l'intensité de l'ordre 1, en revanche l'intensité de l'ordre 2 est plus élevée d'un ordre de grandeur en simulation. Cette différence peut être due à la topologie supplémentaire présente au dessus du contact avec l'aluminium (cf photo 3.3(b)). Une photo de la figure de diffraction observée à 633 nm est donnée en figure 3.8.

3.2.3 Comportement des cristaux liquides

La seconde étape de la conception optique consiste à étudier le comportement des cristaux liquides en fonction du champ électrique appliqué et de la forme de l'électrode en aluminium. En effet, sur certaines zones du pixel, précisément sur l'ouverture de la photodiode et les zones inter-pixels, aucune tension n'est appliquée puisque ces zones sont constituées de matériaux diélectriques. Il y a donc des régions de la cellule à cristaux liquides où le champ électrique est inhomogène. Cela peut induire une mauvaise orientation des molécules. Cette partie est consa-

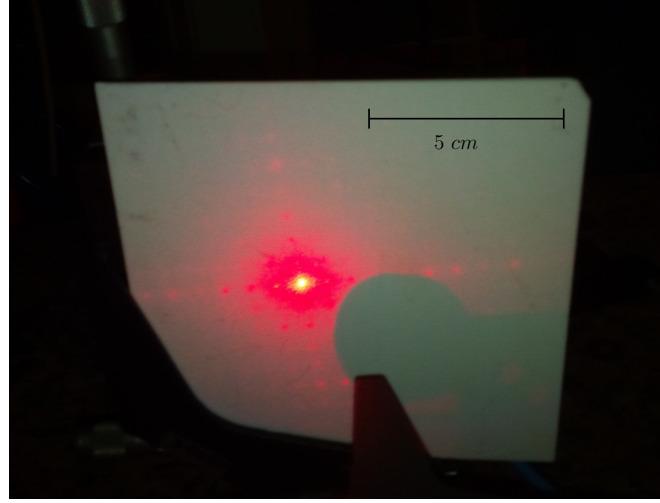


Figure 3.8 | Photo de la figure de diffraction à 633 nm.

crée à l'étude de la réponse des cristaux liquides au champ électrique appliqué, en prenant en compte la forme particulière de la contre-électrode. Les simulations ont été réalisées avec le logiciel Dimos3D®. Ce logiciel utilise un modèle par éléments finis pour simuler le comportement des cristaux liquides [132, 133, 188]. La structure simulée présente un pixel de $10\ \mu\text{m}$ de côté, avec une épaisseur de $3\ \mu\text{m}$ de cristal liquide. L'ouverture de la photodiode est de 10 %. L'électrode commune est polarisée à 0 V et la tension de la contre électrode varie entre 0 et 4 V. Les résultats sont représentés sur la figure 3.9. Cette figure montre la répartition du potentiel électrique dans la cellule et l'orientation des molécules symbolisées par des bâtonnets.

Les résultats montrent une homogénéité du potentiel électrique au dessus de la photodiode et ce, malgré l'ouverture. Par conséquent l'effet de l'ouverture sur l'orientation des molécules est négligeable. Les effets plus critiques pour l'orientation des molécules concernent les zones inter-pixels, lorsque la différence de potentiel électrique entre les deux électrodes est non nul. Cette différence de potentiel crée des lignes de champ électrique qui traversent la zone inter-pixel [189]. Ces lignes de champ traversantes provoquent des effets de bords qui sont appelés "lignes de disclinaisons". Ce phénomène est bien connu par les concepteurs de modulateurs de lumière à cristaux liquides [189]. Pour les modulateurs en amplitude (structure des CL en hélice), des méthodes existent pour masquer les zones inter-pixels ("black matrix") [190, 191]. Pour les modulateurs en phase, les lignes de disclinaisons peuvent créer un déphasage non souhaité, ce qui diminue l'efficacité de diffraction. Cependant, ces disclinaisons sont moins problématiques [192]. Dans la simulation effectuée, une ligne de disclinaison peut être observée avec un champ électrique de 2.3 V (figure 3.9(e)).

3.2.4 Front d'onde réfléchi

Les résultats des simulations effectuées avec Dimos® permettent de calculer le déphasage local du pixel en fonction de l'orientation des molécules. En effet, l'angle d'orientation des molécules $\theta(z)$ dépend de la coordonnée suivant z . Pour obtenir l'indice de réfraction local et donc le déphasage, l'indice $n(\theta(z))$ est intégré sur la hauteur de la cellule CL. L'expression du

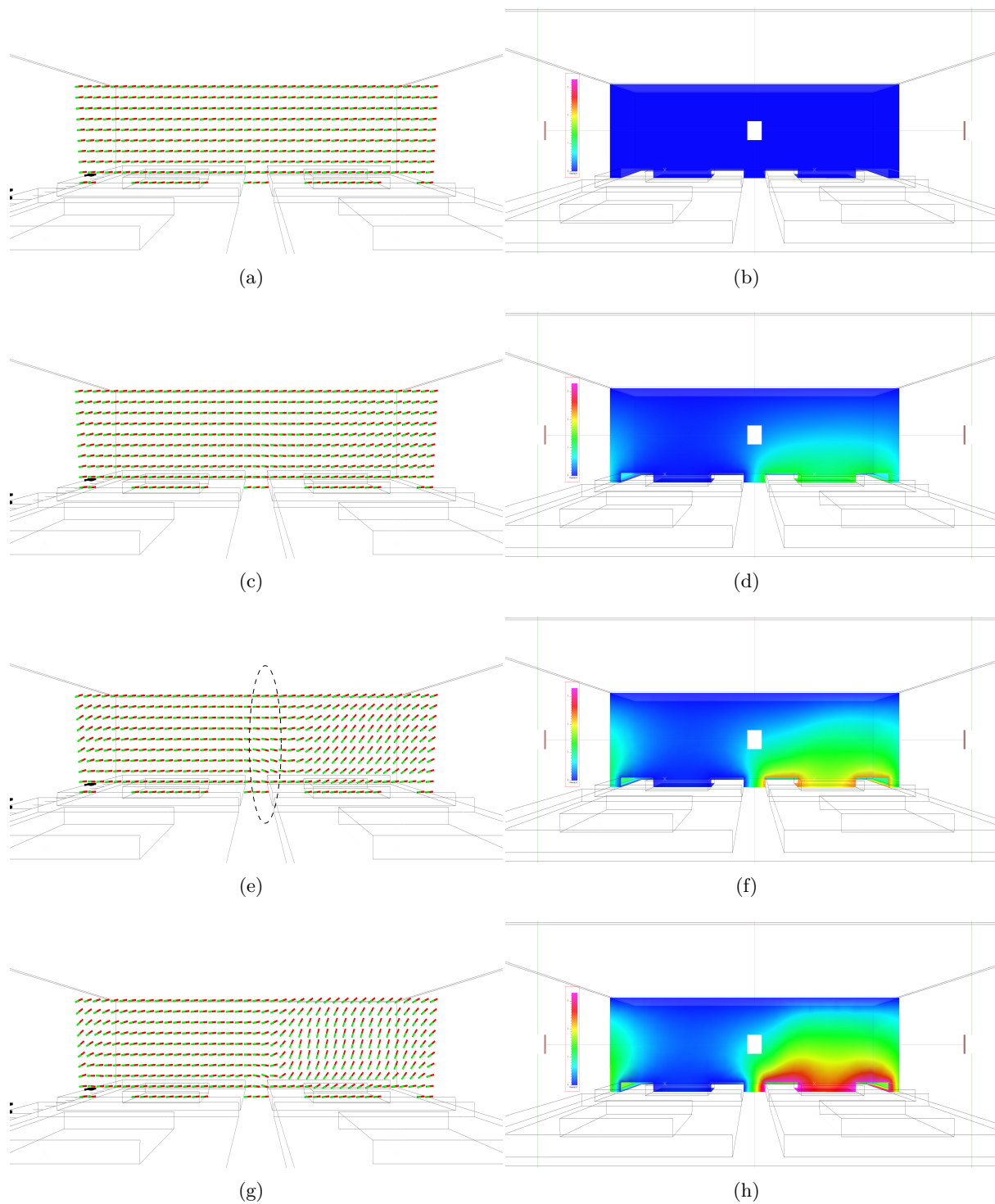


Figure 3.9 | Simulations du comportement du pixel modulateur à cristaux liquides réalisées avec le logiciel Dimos ®. Les figures montrent la répartition du potentiel électrique et l'orientation des molécules symbolisées par des bâtonnets. La barre de couleur indique une tension entre 0 V et 3.3 V. Orientation des molécules et répartition du potentiel pour 0 V (a) et (b), 1.2 V (c) et (d), 2.3 V (e) et (f) et 3.3 V (g) et (h).

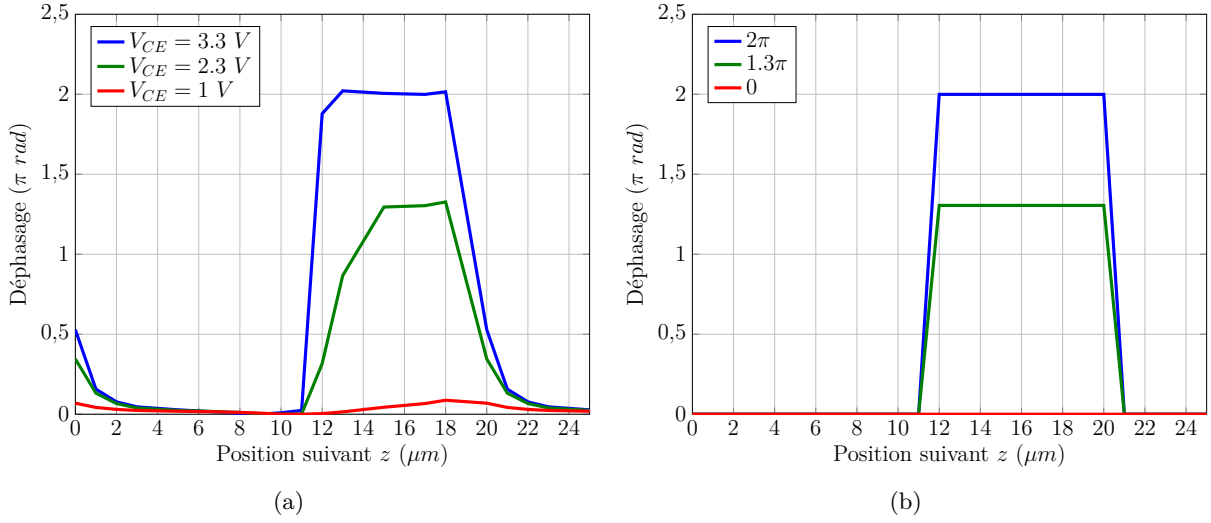


Figure 3.10 | Profil de phase réfléchi sur 2 pixels. Le pixel de gauche est soumis à un champ électrique nul, celui du pixel de droite varie de 1 V à 3.3 V.

déphasage est rappelée ici :

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi d}{\lambda} \int_0^h (n(\theta(z)) - n_o) dz. \quad (3.2)$$

Dans l'équation 3.2, h est l'épaisseur de la cellule CL. Dans la simulation effectuée, $h = 3 \mu m$. La figure 3.10 est le tracé du déphasage local pour 2 pixels dans un plan xz , lorsque l'une des deux électrodes est polarisée à une tension nulle et que l'autre est polarisée à une tension V_{CE} qui varie entre 0 V et 3.3 V. Cette figure montre que le motif de phase n'est pas symétrique sur un pixel par rapport au centre, en raison de la ligne de disclinaison. De plus, comparé à un profil de phase binaire (idéal), les profils simulés correspondent au résultat d'un filtrage passe-bas du motif idéal (les fréquences spatiales élevées sont filtrées). Cet aspect est connu et présent dans les dispositifs modulateurs de phase [193].

Lorsque $V_{CE} = 1$ V, le déphasage est quasi nul puisque la tension appliquée est en dessous de la tension de seuil du CL de 1.41 V.

3.2.5 Efficacité de diffraction

Ce déphasage permet ensuite de calculer l'efficacité de diffraction en fonction de la phase du pixel dont la tension varie. Si le motif de la figure 3.10 est répété suivant x et en supposant une uniformité de la réponse de la cellule suivant y , le motif obtenu est un motif binaire 0 – ψ . L'amplitude de diffraction théorique d'un tel motif, à l'ordre q est bien connue et peut se calculer par

$$c_{\pm q} = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} f(x) e^{i2\pi q \frac{x}{\Lambda}} dx, \quad (3.3)$$

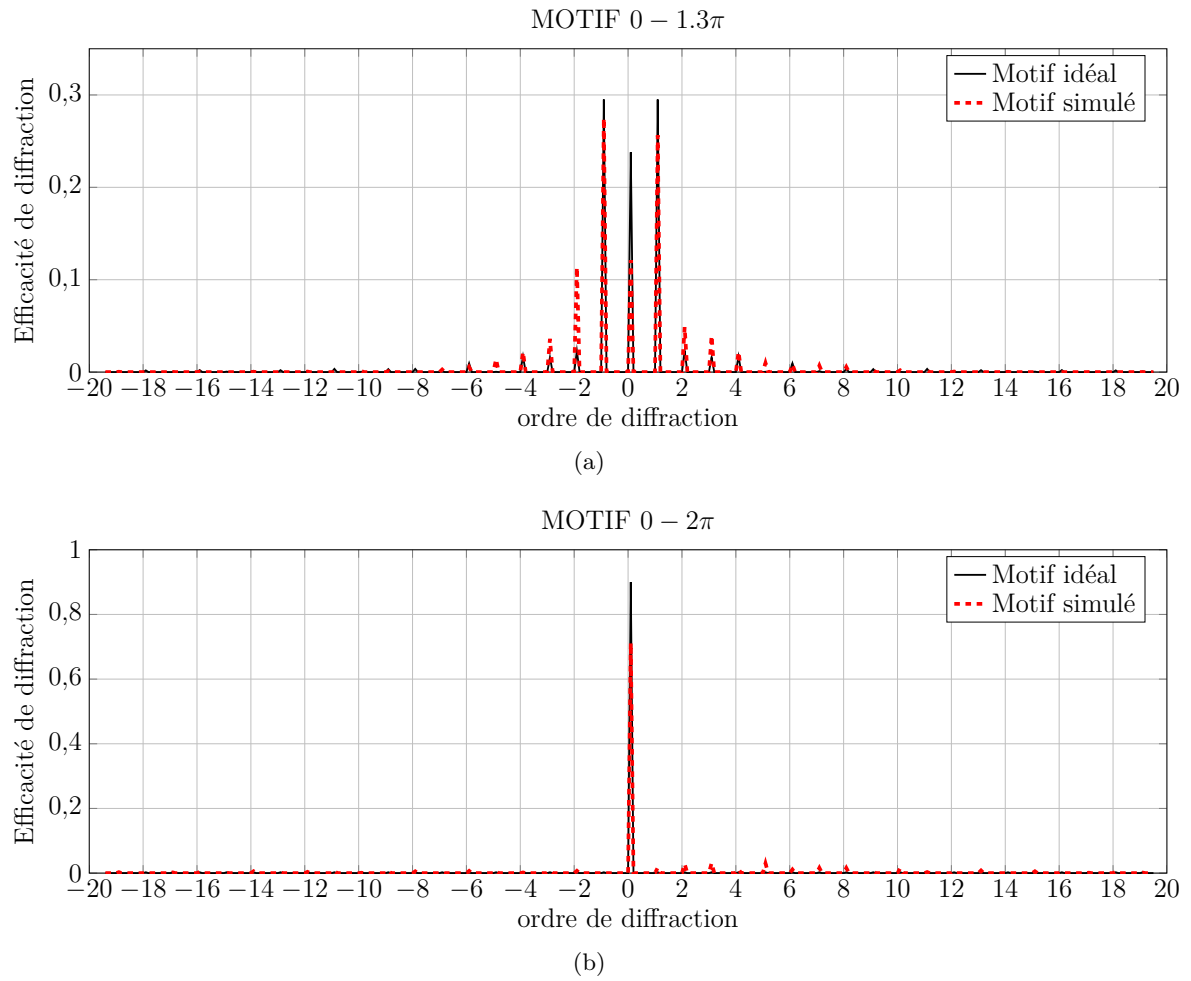


Figure 3.11 | Figures de diffraction des motifs de phase binaires. Résultats du calcul de la figure de diffraction des deux profils de phase de la figure 3.10 correspondant aux motifs binaires $0 - 1.3\pi$ (a) et $0 - 2\pi$ (b).

où $f(x)$ est le motif de phase théorique tel que

$$f(x) = \begin{cases} e^{i\psi} & \text{si } 0 \leq x \leq \Lambda/2 \\ 1 & \text{si } \Lambda/2 < x < \Lambda, \end{cases} \quad (3.4)$$

et Λ la période du motif binaire, qui vaut ici 2 fois la taille du pixel, soit $20 \mu m$. L'efficacité de diffraction se calcule ensuite par $\eta_{\pm q} = |c_{\pm q}|^2$. En d'autres termes, il s'agit de la transformée de Fourier du champ optique d'amplitude unitaire et uniforme et comportant le motif de phase ψ . L'efficacité de diffraction est en effet l'observation à l'infini du champ optique réfléchi. La figure 3.11 illustre les résultats obtenus en simulation et par le calcul théorique d'un motif de phase idéal. Comme attendu, pour le motif $0 - 2\pi$ l'intensité est concentrée dans l'ordre 0. On compare ici les efficacités théoriques, obtenue par calcul, à celles obtenues par simulation des motifs "idéal" et "simulé" de la figure 3.10. En théorie, ce motif est équivalent à un profil de phase constante. L'efficacité de diffraction théorique de l'ordre 0 est donc 1. Or, sur la figure 3.11(b), ce n'est pas exactement le cas puisque les transitions de phase $0 - 2\pi$ et $2\pi - 0$ sont continues. L'efficacité de diffraction de l'ordre 0 pour le profil simulé est de 72 %. Par ailleurs, la figure 3.11(b) montre que la dissymétrie du profil de phase a peu d'influence sur les efficacités de diffraction. Sur le profil idéal, l'efficacité de l'ordre 0 est ainsi de 90 %. De même sur la figure 3.11(a), les figures de diffraction simulée et idéale sont semblables. Par rapport aux valeurs obtenues par le calcul ($\eta_{\pm 1} = 0.32$, $\eta_0 = 0.206$), les valeurs simulées ($\eta_{\pm 1} = 0.27$, $\eta_0 = 0.12$) et obtenues avec le profil idéal ($\eta_{\pm 1} = 0.3$, $\eta_0 = 0.23$) sont également proches.

3.2.6 Procédé LCOS

Le procédé LCOS est habituellement réalisé au niveau du wafer silicium, c'est-à-dire lorsque les circuits intégrés n'ont pas encore été découpés. Dans le cas du démonstrateur proposé et pour des raisons logistiques, le procédé LCOS a été réalisé au niveau puce. Ce mode de fabrication est en effet bien adapté au développement de démonstrateur dont la quantité est par définition limitée. Cependant, la taille du capteur d'image développé ($4.2 \times 5.2 \text{ mm}^2$) n'est pas standard pour un procédé LCOS sur puce. La taille des modulateurs spatiaux à cristaux liquides est souvent supérieure à 1 cm^2 . Dans cette partie nous présentons les étapes du procédé LCOS appliqué au circuit CMOS développé. Le procédé LCOS tient en effet compte des particularités physiques du circuit CMOS qui sont essentiellement :

- la taille du circuit plus petite que le standard,
- la topologie de la matrice qui suit la forme de la contre électrode (cf figure 3.3(b)),
- le circuit CMOS est dans le boîtier destiné à être connecté à une carte électronique.

Dans un procédé standard, une couche d'alignement, en général du polyimide est déposée sur le substrat en verre et sur le côté CMOS. Ici, sur une surface de quelques mm de côté, le dépôt de polyimide serait accompagné d'effets de bord, c'est-à-dire des différences d'épaisseur entre le centre et les bords. De plus, habituellement, l'alignement est réalisé par brossage du polyimide, or cette étape pourrait endommager la matrice de pixels. Nous avons donc choisi de ne déposer une couche d'alignement que sur le substrat en verre.

La première phase du procédé consiste donc à déposer cette couche d'alignement sur le substrat en verre. Si les substrats étaient découpés avant le dépôt de polyimide, le problème de surface trop faible serait le même que pour le substrat silicium. Il est donc nécessaire d'effectuer

un dépôt de polyimide sur un substrat en verre de taille suffisamment grande pour éviter les effets de bord, et ensuite de le pré-découper à la taille finale de manière à pouvoir les casser facilement une fois le dépôt réalisé. Le verre utilisé est épais de $550\ \mu m$ avec un dépôt de $100\ nm$ d'ITO. Les étapes du procédé pour le substrat en verre sont donc les suivantes :

- Découpe de plaques de *verre + ITO* de $6 \times 6\ cm^2$.

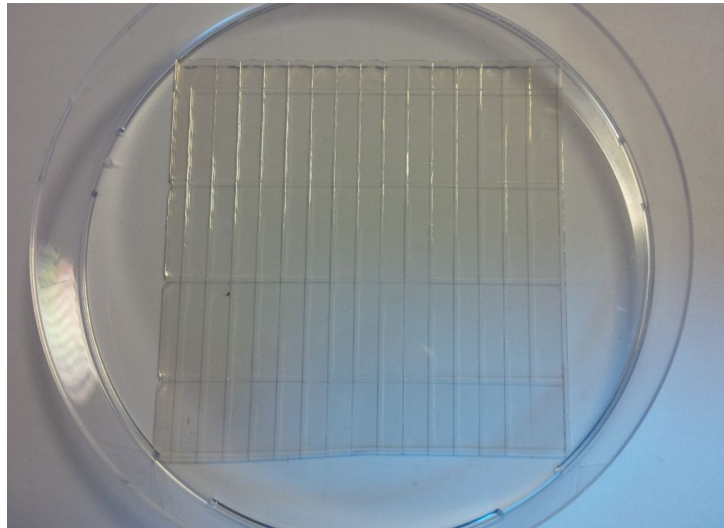


Figure 3.12 | Substrat en verre pré-découpé. La plaque de verre de $6 \times 6\ cm^2$ est pré-découpée en substrats de $15 \times 3.7\ mm^2$.

- Sur chacune de ces plaques, 39 substrats sont pré-découpés à la taille finale souhaitée ($15 \times 3.7\ mm^2$). La longueur a été choisie pour permettre la manipulation du substrat une fois cassé. La largeur correspond à la largeur de la puce moins la taille des cellules d'entrées/sorties sur lesquelles sont connectées des fils. Les paramètres de réglage pour la pré-découpe sont la pression et la hauteur de la roulette de découpe. Plusieurs essais ont été nécessaires pour vérifier la tenue du substrat aux étapes suivantes sans casse. Deux hauteurs de roulette et des pressions de $20\ psi$, $25\ psi$ et $36\ psi$ ont été testées. Les essais ont permis de converger vers une solution où le substrat ne se casse pas pendant le procédé mais qui malgré tout est facile à casser à la main lorsque les étapes nécessitant un substrat de $6 \times 6\ cm^2$ sont terminées. Ainsi, une pression de $25\ psi$ a été choisie.
- Avant de déposer de la matière sur le verre, ce dernier est nettoyé. Dans un premier temps à l'alcool (acétone et polypropanol) pour enlever les éléments chimiques, puis dans un second temps, les substrats sont placés dans une machine à plasma oxygène pour enlever les éléments organiques.
- Le substrat est ensuite placé sur une machine appelée "tournette". Le substrat est maintenu par aspiration. Le polyimide est ensuite déposé sur le côté *ITO* du substrat verre, puis la machine est mise en marche à $3000\ tours/min$ pendant $10\ s$. Le polyimide se répartit ainsi sur le substrat sous l'effet de la force centrifuge. Une mesure au microscope interférométrique de l'épaisseur de polyimide a donné $20\ nm$.

- Si le substrat supporte les chocs thermiques sans se casser, il peut être utile de le poser quelques secondes sur une plaque chauffée à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ (par exemple un agitateur magnétique chauffant).
- L'étape suivante est le recuit. Le substrat en verre est placé dans un four (*Healeux*) à 180°C pendant $2\text{h}00$.
- Par la suite, le substrat est placé sur une machine de brossage (brosse velours) où il est maintenu par aspiration. Le plateau sur lequel se trouve le substrat se déplace sous la brosse en rotation. La direction de brossage fixe la direction d'alignement des molécules [194, 195]. Ici deux orientations de brossage différentes ont été réalisées afin de voir si cela a un effet sur l'alignement des molécules. Une direction de brossage orthogonale à la géométrie du substrat et donc à celle de la contre-électrode du pixel, puis une à 45° degrés par rapport à cette géométrie.
- Une fois que le substrat est refroidi et brossé, il est nécessaire déposer les espaceurs qui vont fixer l'épaisseur de la couche de cristaux liquides sur le substrat. Les espaceurs peuvent être insérés soit directement dans la cellule à CL, comme cela est fait ici, soit dans le cordon de colle (pour des petites surfaces). Les espaceurs sont matérialisés par des billes de verres, dont le diamètre fixe l'épaisseur de la couche de CL. Des espaceurs de $5\text{ }\mu\text{m}$ ont été choisis. L'option d'insérer les espaceurs dans la cellule a été choisie en raison de la topologie du circuit CMOS, car elle garantit un meilleur contrôle de l'épaisseur. Les espaceurs sont dans une solution de solvant. Au préalable, la solution d'espaceurs est placée dans un bain à ultrasons afin d'écarter les agglomérats de billes qui peuvent se former. Le substrat est ensuite placé sur la tournette puis maintenu par aspiration. Quelques gouttes de la solution d'espaceurs sont déposées sur le substrat, puis la tournette est mise en marche pendant 45 s à 3500 tours/min .
- A ce stade, toutes les étapes de dépôt qui devaient être réalisées sur la plaque de $6 \times 6\text{ cm}^2$ sont terminées. Les substrats peuvent donc être cassés manuellement, en prenant soin de ne pas toucher la partie qui sera en contact avec les cristaux liquides.

La seconde phase du procédé concerne le substrat CMOS. Le procédé est prévu pour être effectué un fois que les circuits sont connectés à un boîtier. Pour faire des essais, des puces non connectées à un boîtier ont été utilisées. Par ailleurs, afin d'obtenir un point de comparaison, des substrats de silicium intrinsèque ont été découpés à la taille des circuits CMOS. Cela a en effet permis de voir l'influence de la topologie du circuit CMOS sur l'alignement des molécules. Enfin, puisque deux orientations de brossage du substrat ont été réalisées, 4 types de cellules différentes ont été comparés. Les étapes de cette deuxième phase du procédé sont les suivantes :

- Les substrats de silicium intrinsèque et les circuits CMOS sont collés sur des plaques de verre afin d'avoir un support, comme cela sera le cas lorsqu'ils seront dans un boîtier. La figure 3.13 montre les échantillons de silicium et les circuits CMOS sur leurs supports en verre. La colle sèche au rayonnement UV. Pour faire sécher la colle, les échantillons sont placés dans une cuve à UV pendant quelques minutes.

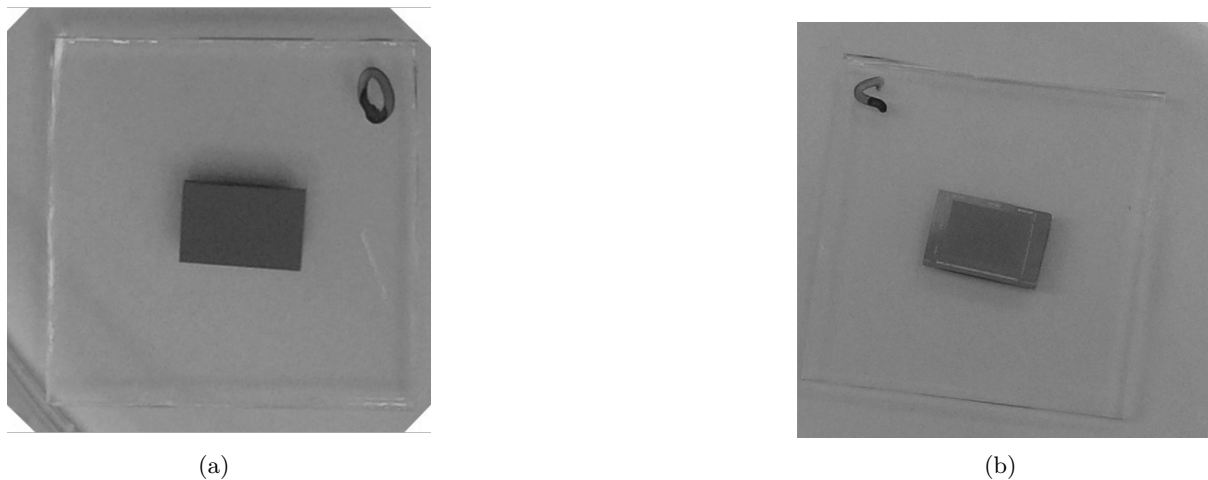


Figure 3.13 | Préparation des échantillons Silicium et circuit CMOS sur substrat verre. Échantillon avec silicium intrinsèque (a) et avec circuit CMOS (b).

Afin de pouvoir tester la réponse de la cellule à CL en fonction du champ électrique appliqué, un dépôt d'or a été réalisé sur certains échantillons. Le contact électrique sur le côté silicium pourra ainsi être pris directement sur le support en verre via l'or (cf photo 3.14). Sur le substrat en verre, un fil électrique est collé sur le côté du substrat, puis la connexion avec l'ITO est réalisée par un dépôt de laque d'argent. Le dépôt d'or a été réalisé par un plasma *Argon*. Pour terminer le procédé LCOS, il reste à assembler les deux substrats :

- Avant l'assemblage, il faut habituellement dispenser un cordon de colle UV, avec deux ouvertures, de manière à laisser entrer les CL par capillarité une fois la colle séchée. Dans notre cas, encore une fois en raison de la taille du substrat silicium, il faut procéder différemment car un cordon de colle couvrirait toute la surface. En effet, lorsque le cordon est dispensé celui-ci forme un demi-cylindre d'environ $50 \mu m$ de hauteur et de $100 \mu m$ de largeur sur le substrat. Par conséquent, lorsque le substrat en verre est posé sur le cordon de colle, puis pressé de manière à être en contact avec les espaceurs de $5 \mu m$ sur les deux substrats, le cordon de colle s'élargit à $1 mm$, réduisant la surface de la cellule à CL proportionnellement. Le choix a donc été fait de déposer deux points de colle sur les extrémités du substrat en silicium.
- Le substrat en verre est ensuite placé sur le substrat silicium en prenant soin de respecter les côtés *verre* et le côté *ITO+PI+espaceurs*. Les deux substrats sont ensuite alignés afin qu'ils soient parallèles. Cette vérification est effectuée à l'œil. Des franges d'interférences sont en effet visibles sous une lumière blanche type Néon. Les deux substrats de la cellule sont bien alignés lorsque l'interférence donne idéalement une seule couleur. L'ajustement du substrat en verre est réalisé en appuyant légèrement sur celui-ci avec une baguette en bois.
- La cellule est ensuite placée dans la cuve à UV pendant quelques minutes pour faire sécher la colle.

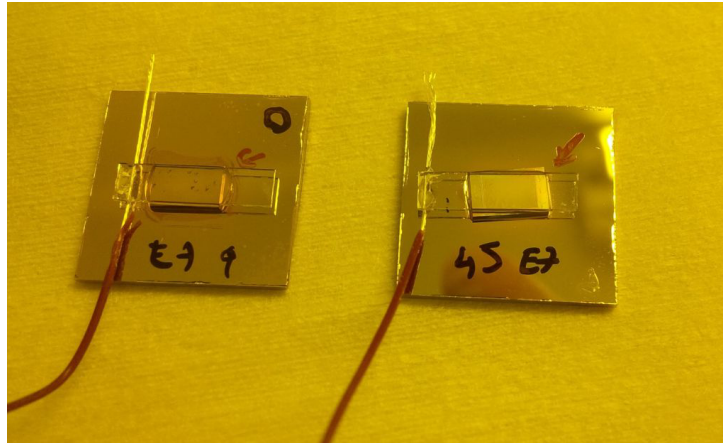
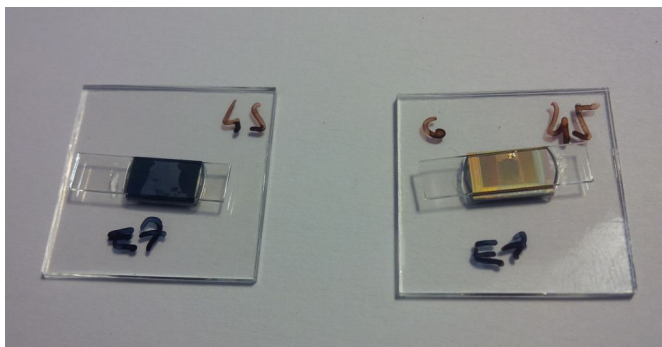
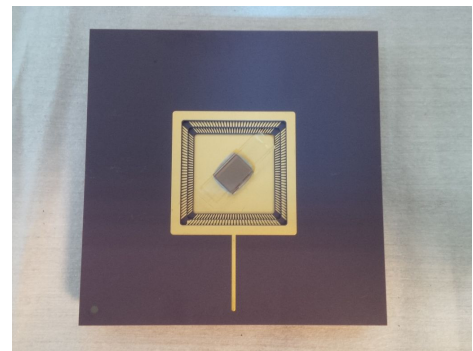


Figure 3.14 | Cellules réalisées avec dépôt d'or sur le substrat silicium. Échantillon silicium intrinsèque (gauche), échantillon circuit CMOS (droite).

- L'avant-dernière étape consiste à remplir la cellule de cristaux liquides. Les cristaux liquides *E7* utilisés présentent une biréfringence assez élevée (supérieure à 0.2) et sont donc relativement bien adaptés à l'application visée. Une goutte de CL est prélevée au bout d'une petite spatule, puis en mettant cette goutte en contact avec l'une des deux ouvertures de la cellule, cette dernière se remplit en quelques secondes.
- Pour terminer, il peut être nécessaire de fermer la cellule avec la colle UV.



(a)



(b)

Figure 3.15 | Cellules réalisées avec du silicium intrinsèque (droite (a)) et circuit CMOS (droite (b)) sur substrat verre. Procédé LCOS sur circuit CMOS dans son boîtier (b). La cavité du boîtier mesure $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$.

Les figures 3.14 et 3.15 montrent les cellules terminées avec et sans dépôt d'or. Les cellules sans dépôt d'or vont permettre de vérifier l'alignement des molécules au microscope polarisant, tandis que les cellules avec dépôt d'or permettront d'étudier la réponse de la cellule à un champ électrique global. Des essais du procédé LCOS ont également été effectués sur des circuits CMOS collés dans un boîtier, mais non connectés au boîtier, afin de valider le procédé dans les conditions réelles visées (photo 3.15(b)). Le procédé n'est possible dans ces conditions que si la cavité du

boîtier est suffisamment large par rapport à la taille de la puce, afin de bénéficier d'une marge pour déposer le substrat en verre et réaliser la connexion de l'électrode commune.

3.2.7 Résultats expérimentaux

Les cellules ont donc été observées au microscope polarisant afin de vérifier que les molécules sont alignées suivant la direction de broyage. Pratiquement, en faisant tourner la cellule sous l'objectif du microscope, on doit observer une extinction lumineuse. Les observations ont permis de voir une direction d'alignement présente, puisque l'extinction lumineuse est clairement observable. Cependant les observations n'ont pas permis de conclure sur l'orientation de broyage (orthogonale ou à 45 degrés par rapport à la géométrie des pixels) qui donne les meilleurs résultats.

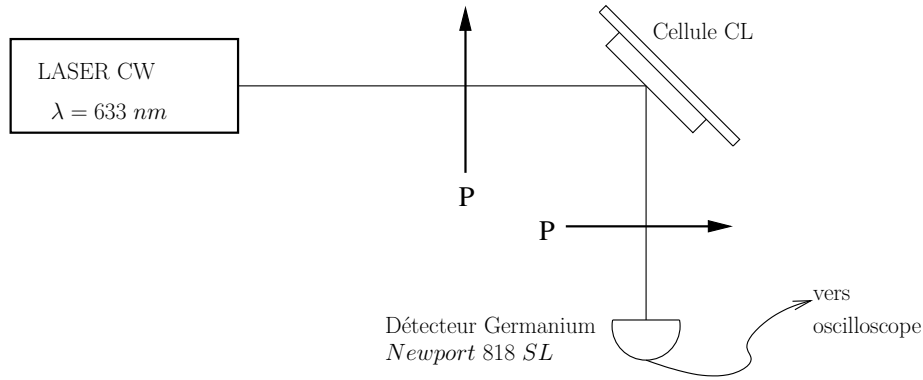


Figure 3.16 | Montage optique utilisé pour la caractérisation. P polariseur.

Pour tester électriquement la cellule, le montage de la figure 3.16 a été utilisé. Les cellules réalisées ont en théorie une alignement vertical, de manière à obtenir une modulation de phase seulement. Pour tester la réponse de la cellule de manière simple, il est nécessaire de convertir optiquement la modulation de phase en modulation d'intensité. Une mesure directe de déphasage optique pourrait être réalisée par un montage interférométrique, plus long à régler. Dans le montage de la figure 3.16, la source laser est une source Helium Néon *HeNe* à 633 nm. Un polariseur est placé sur le chemin optique avant la cellule. Ce polariseur est orienté à 45° par rapport à l'orientation des molécules. De plus, pour des raisons pratiques de réalisation du montage, la cellule a été tournée de 45°, pour obtenir une incidence d'entrée à 45°. Le polariseur de sortie est orienté à 90° par rapport à l'orientation de celui d'entrée. L'intensité transmise est ensuite mesurée via un détecteur Germanium *Newport 818 SL*, sur un oscilloscope.

Étude théorique

Afin d'étudier théoriquement l'effet de la cellule sur le champ optique réfléchi, nous allons dans un premier temps considérer que le laser illumine la cellule avec une incidence normale. De cette manière, si l'on écrit le champ optique incident sur la cellule comme la somme des composantes suivant $\vec{x}$ et $\vec{y}$, ($\vec{z}$ étant la direction de propagation)

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} \vec{E}_x \\ \vec{E}_y \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

$$= \begin{bmatrix} E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\omega t} \vec{x} \\ E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\omega t} \vec{y} \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

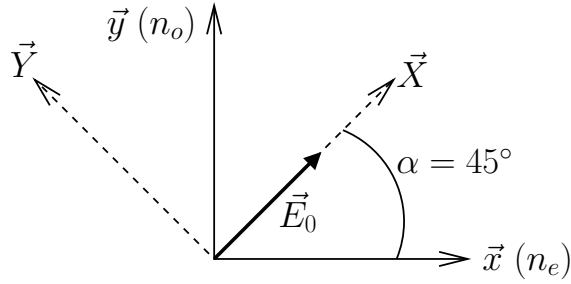


Figure 3.17 | Repère d'axes utilisé pour le calcul. .

le champ optique réfléchi sur la cellule d'indice de réfraction ordinaire n_o et d'indice extraordinaire n_e est donné par

$$\vec{E}_R = \begin{bmatrix} \vec{E}_{Rx} \\ \vec{E}_{Ry} \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

$$= \begin{bmatrix} E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\omega t} e^{ikn_e d} \vec{x} \\ E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\omega t} e^{ikn_o d} \vec{y} \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

Avec $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde, et d l'épaisseur de la cellule à CL. Par conséquent le polariseur de sortie (analyseur) peut avoir une orientation parallèle ou perpendiculaire à celui d'entrée, l'intensité mesurée sera la même puisque dans le cas où l'analyseur a une orientation parallèle à celle du polariseur, le champ en sortie de l'analyseur s'écrit

$$E_A = \begin{bmatrix} E_0 \frac{1}{2} e^{i\omega t} \left(e^{ikn_e d} + e^{ikn_o d} \right) \vec{x} \\ E_0 \frac{1}{2} e^{i\omega t} \left(e^{ikn_e d} + e^{ikn_o d} \right) \vec{y} \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Dans le cas d'une orientation perpendiculaire, les termes de phase se soustraient. Ainsi, l'intensité mesurée sur le détecteur est le résultat de l'interférence des composantes selon $\vec{x}$ et $\vec{y}$ et s'écrit

$$\begin{aligned}
 I_{det} &= |E_A|^2 \\
 &= \frac{|E_0|^2}{4} \left(|e^{i2kn_e d} + e^{i2kn_o d}|^2 \right) \\
 &= \frac{|E_0|^2}{4} [2 + 2\cos(2k\Delta nd)] \\
 &= \frac{|E_0|^2}{4} (4\cos^2(k\Delta nd)) \\
 &= I_0 \cos^2\left(\frac{2\pi\Delta nd}{\lambda}\right), \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

Avec $I_0 = |E_0|^2$ et $\Delta n = n_e - n_o$. On obtient ainsi une modulation d'intensité à partir d'une modulation de phase. Notons que dans le cas d'une orientation orthogonale des polariseurs, l'expression de I_{det} est la même avec une variation en *sinus* au lieu de *cosinus*. Dans les conditions de l'expérience, l'angle d'incidence du laser sur la cellule est de 45° , le calcul est donc plus complexe en réalité. Pour étudier maintenant l'intensité théorique que l'on mesure sur le détecteur dans les conditions de l'expérience, nous allons considérer un modèle de matrice de transmission 4×4 (de Berreman [196]) qui permet de prendre en compte les changements de polarisation d'un champ optique, et de modéliser des réflexions sur une couche anisotropique [197]. Ce modèle, implémenté dans le logiciel Dimos® est utilisé pour comparer les mesures et la théorie dans la partie suivante.

Résultats

Des mesures ont été menées pour deux types de cellule : une cellule avec silicium intrinsèque et une orientation de broissage à 45° et une cellule avec le circuit CMOS et une orientation de broissage également à 45° .

Réponse statique

Des mesures de la réponse statique de la cellule ont été réalisées dans un premier temps. L'électrode commune est fixée à 0 V et le potentiel sur la contre électrode en or varie entre $-V$ et $+V$ à 1 kHz. Ce mode de fonctionnement permet d'appliquer un champ identique dans les cas de la tension haute ou basse, avec une tension moyenne nulle.

Les figures 3.18(a) et 3.18(b) montrent les intensités mesurées et théoriques en fonction de la tension appliquée sur la contre-électrode. La comparaison avec les réponses théoriques montre une cohérence des résultats de mesure. Dans les deux cas (silicium intrinsèque et circuit CMOS), le nombre d'oscillations et les périodes des oscillations sont semblables. En revanche les amplitudes de ces oscillations sont différentes en théorie et en pratique, certainement à cause des défauts d'alignement. A partir des courbes théoriques, le déphasage correspondant en fonction du champ électrique peut être déduit. Comme attendu, avec l'épaisseur de 5 *μm*, à une longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$, la dynamique de déphasage est d'environ 3π en réflexion. Pour les applications de conjugaison de phase, une dynamique de 2π est suffisante avec des longueurs d'onde autour de 700 *nm*, l'épaisseur pourra donc être ajustée dans une prochaine phase de développement.

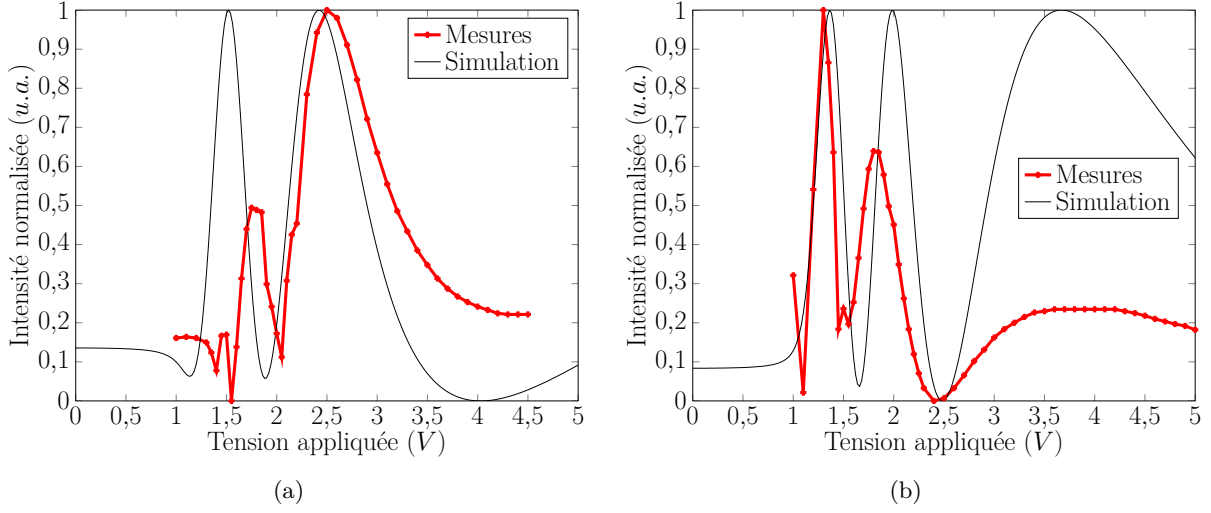


Figure 3.18 | Réponses statiques des cellules testées. Cellule avec substrat de silicium intrinsèque et orientation de brossage à 45° (a) et cellule avec substrat de circuit CMOS et orientation de brossage à 45° (b)

Réponse dynamique

Afin de mesurer la réponse dynamique, l'électrode commune est toujours polarisée à 0 V et une tension crête à crête 0 – 5 V à 100 Hz est appliquée sur la contre électrode. Cette fréquence doit être suffisamment basse pour observer la relaxation des molécules. La figure 3.19 montre les relevés à l'oscilloscope. Sur les figures 3.19(c) et 3.19(d), le temps de réponse est mis en évidence, il est d'environ 40 ms. Sur les figures 3.19(a) et 3.19(b), c'est le temps de relaxation qui est observé, pour deux valeurs de champ électrique. Sur la figure 3.19(a) le temps de relaxation est d'environ 100 ms pour un champ électrique de 5 V.

Sur la figure 3.19(b), il est de 2.5 V, et le temps de réponse sur une période (équivalente à 2π) est de 50 ms. Les valeurs théoriques peuvent être calculées à partir de l'expression du temps de réponse

$$t_n = \frac{\eta d^2}{\Delta\epsilon(V^2 - V_S^2)}, \quad (3.11)$$

où V_S est la tension de seuil du cristal liquide et η la viscosité en Pa.s. Le temps de relaxation s'écrit quant à lui

$$t_r = \frac{2\eta d^2}{K\pi}. \quad (3.12)$$

Avec les caractéristiques des cristaux liquides E7 ($V_S = 1.41$, $\eta = 186$ mPa.s, $\Delta\epsilon = 4.2\epsilon_0$, $K = 10$ pN), ces expressions donnent $t_n = 17.8$ ms et $t_r = 296$ ms. Ces valeurs sont donc cohérentes avec les valeurs mesurées. Le paramètre de viscosité η dépend de la température, ce qui pourrait expliquer la différence entre la mesure et le calcul du temps de relaxation.

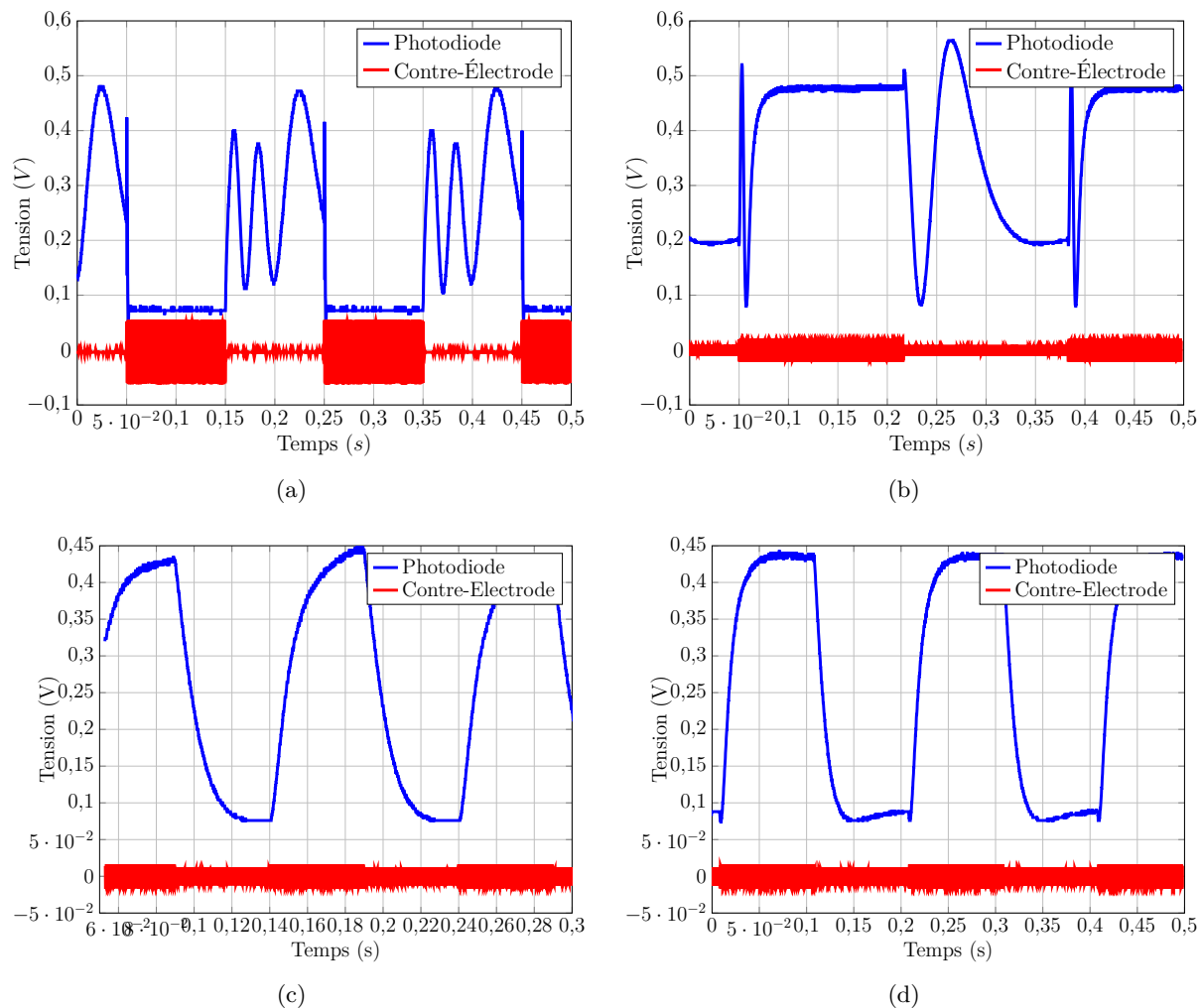


Figure 3.19 | Réponses dynamiques de cellules CMOS. Visualisation du temps de relaxation (a) et (b), et du temps de réponse (c) et (d). La représentation graphique en rouge correspond à la tension appliquée sur la contre électrode. La réponse est mesurée via la photodiode Germanium (courbes bleues). Le phénomène de relaxation (b) et (a) présente des oscillations en raison des différents états de phase par lesquels passe la couche de cristal liquide. En effet, à 633 nm l'épaisseur permet d'obtenir une modulation en phase de plus de 3π .

3.3 Commande électronique

Les cellules à cristaux liquides peuvent se commander électroniquement de manière analogique ou de manière numérique. Dans le dispositif réalisé, le modulateur à CL a été couplé à l'architecture d'acquisition présentée en figure 2.9. La commande de la cellule à CL se fait analogiquement.

3.3.1 Commande analogique

L'architecture de commande implémentée dans le circuit présenté dans la section 2.2 est illustrée en figure 3.20. La polarisation de la contre électrode s'effectue par l'intermédiaire d'un condensateur (C_{LC}). Ce condensateur est chargé soit par la tension analogique obtenue à partir des photons intégrés sur la photodiode, soit depuis l'extérieur au moyen du bus colonne d'écriture, avec des données analogiques qui ne sont pas nécessairement dépendantes de la lumière incidente sur le pixel.

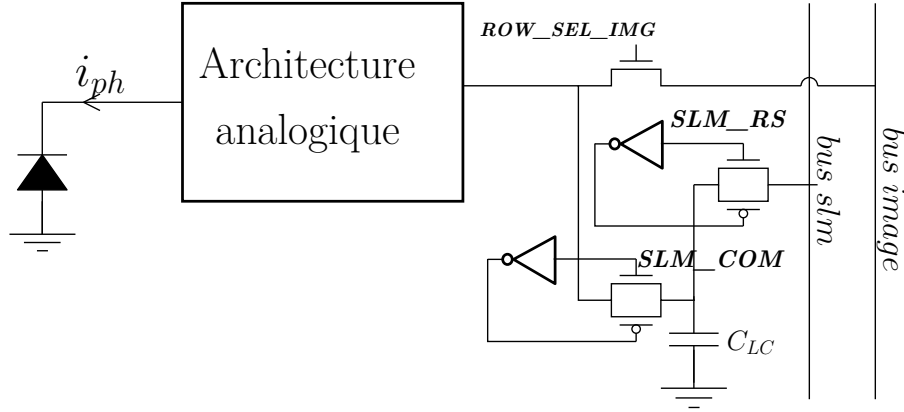


Figure 3.20 | Architecture de commande. L'élément "Architecture analogique" est celle du pixel présentée en figure 2.9. Des interrupteurs CMOS ont été implémentés pour charger le condensateur C_{LC} afin de bénéficier de la dynamique de tension maximum.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la dynamique de sortie du pixel peut aller jusqu'à 3 V. Cette dynamique de tension est suffisante pour commander les cristaux liquides sur $0 - 2\pi$, une tension plus élevée permettant d'améliorer le temps de réponse [198]. Précisons que la tension appliquée sur l'électrode en aluminium est limitée par la tension d'alimentation du circuit CMOS (ici 3.3 V). Il existe des technologies CMOS dont les tensions d'alimentation peuvent atteindre 5 V. Un champ électrique plus important permet en effet de diminuer le temps de réponse de la cellule. Par ailleurs, l'électrode commune est alimentée par une source de tension extérieure au circuit, elle peut donc être choisie arbitrairement. Il peut en effet être judicieux de polariser l'électrode commune à la tension de seuil des cristaux liquides de manière à faire correspondre la dynamique de tension CMOS à la dynamique de la réponse des cristaux liquides.

3.3.2 Commande numérique

Des techniques de commande numérique pour les CL existent. Une commande par modulation de largeur d'impulsion a été proposée par Lee et al. [199]. Cette méthode consiste à appliquer

sur la contre électrode un signal de fréquence de quelques kHz dont le rapport cyclique varie. L'angle d'inclinaison des molécules CL est alors proportionnel au rapport cyclique.

Une autre méthode de contrôle numérique a été proposée dans [200]. Des mémoires SRAM de n bits sont intégrées dans les pixels du SLM. La contre-électrode est ensuite connectée à chacun des bits de la mémoire pendant une durée proportionnelle au poids du bit dans la donnée numérique.

Dans le cadre du dispositif proposé, un calcul numérique de la phase à partir d'un hologramme statique est relativement compact et donc implémentable dans le pixel, par exemple avec la conversion $\Delta\Sigma$ proposée dans le chapitre précédent. Ce calcul peut être effectué en adaptant les phases d'échantillonnage à un signal constant. En revanche le calcul numérique de la phase à partir des informations de la partie réelle et de la partie imaginaire, implique l'implémentation de la fonction $arctan$, ce qui est coûteux matériellement. Il est donc nécessaire de trouver des astuces pour rendre l'implémentation compacte. Dans la partie suivante, une technique de calcul de la phase compatible avec une implémentation dans le pixel est proposée.

Calcul de la phase par implémentation 3 bits de la fonction *arctangente*

On considère pour ce calcul que l'on dispose de l'information de la partie réelle et de la partie imaginaire du champ. Ces valeurs peuvent être obtenues par une implémentation compacte d'un modulateur $\Delta\Sigma$ par exemple.

L'implémentation proposée ici exploite les caractéristiques de la fonction *arctangente* pour calculer la phase entre 0 et 2π sur 3 bits. Les arguments de la fonction sont ainsi la partie réelle et la partie imaginaire de la contribution interférométrique. L'implémentation proposée est donc construite à partir du tableau de valeur 3.3. De cette manière, l'architecture matérielle de cette implémentation se limite à une logique de comparaison.

Condition sur x et y	arctangente(x,y)
$x = 0, y = 0$	X
$x = 0, y < 0$	$-\pi/2$
$x = 0, y > 0$	$\pi/2$
$x < 0, y = 0$	π
$x > 0, y = 0$	0
$x > 0, y > 0, y = x $	$\pi/4$
$x > 0, y < 0, y = x $	$-\pi/4$
$x < 0, y < 0, y = x $	$-3\pi/4$
$x < 0, y > 0, y = x $	$3\pi/4$

Tableau 3.3 | Tableau de valeurs de la fonction arctan sur 3 bits.

Une évaluation matérielle de cette implémentation donne 6 portes ET, 2 portes OU exclusif,

2 portes OU et 2 portes NON. En technologie CMOS 0.13 μm par exemple, ce matériel occupe une surface d'environ 150 μm^2 , rendant ainsi l'implémentation dans un pixel possible.

Conclusion

Nous proposons un dispositif couplant la fonction de modulation de lumière à l'acquisition. Ce dispositif monolithique permet de raccourcir le temps de boucle de l'acquisition à la commande. Il est par ailleurs fabricable avec des procédés maîtrisés et relativement bas coût. Ce dispositif est également modulable en termes de nombre de pixels, de la technologie CMOS utilisée, des molécules de cristaux liquides et des paramètres de la cellule CL. En effet, ce démonstrateur peut être optimisé vis-à-vis de la qualité de contrôle de la phase par un meilleur contrôle de l'état de surface de l'électrode réfléchissante (par des étapes de procédé supplémentaires par exemple). Enfin, le temps de réponse peut également être optimisé par le choix des molécules CL, ou encore par une tension de commande CMOS pouvant aller jusqu'à 5V. Le temps de réponse de ce dispositif est compatible avec les contraintes des applications in vivo. Le temps de réponse mesuré avec le démonstrateur est de l'ordre de 40 ms , mais avec une épaisseur adaptée à réaliser un déphasage de 2π de dynamique, ce temps peut être réduit à quelques ms .

Tests des circuits et résultats expérimentaux

Sommaire

Introduction	125
4.1 Holographie acousto-optique numérique	126
4.1.1 Montage expérimental	126
4.1.2 Mesures de SNR	127
4.1.3 Mesure de la sensibilité	128
4.2 Développement et conception des outils de test	132
4.2.1 Hardware	132
4.2.2 Software	133
4.2.3 Boucle de filtrage passe haut discrète	135
Conclusion	136

Introduction

Dans les deux chapitres précédents, nous avons présenté la conception de deux architectures électroniques dédiées à l'analyse d'hologramme dont la composante interférométrique oscille. Ces systèmes sont plus précisément adaptés aux contraintes de l'imagerie acousto-optique des tissus biologiques *in-vivo*. Cette technique d'imagerie est encore au stade expérimental et les expériences sont réalisées sur des gels diffusants qui simulent les propriétés optiques des tissus biologiques, ou encore sur des échantillons de viande animale, voire le petit animal. Dans ce chapitre, nous détaillons premièrement la technique d'imagerie acousto-optique en démontrant expérimentalement que la sensibilité de la mesure est limitée par le bruit de photon. Le montage optique et la méthode de mesure seront détaillés. Ensuite, puisque les capteurs développés sont dédiés à cette application, nous présenterons la méthode de test envisagée pour le circuit à pixel analogique. En raison de délais de fabrication et de mise en boîtier de ce circuit, nous ne présenterons que la conception des outils de caractérisation développés pour ce circuit (matériel et logiciel), et non le test lui-même. Enfin, dans une troisième partie, nous présenterons les résultats obtenus avec un montage à composants discrets où une photodiode est couplée à un

TIA, et avec le montage de filtrage du courant continu présenté dans la partie 2.3.3 avec la même photodiode.

4.1 Holographie acousto-optique numérique

4.1.1 Montage expérimental

Le montage expérimental d'holographie acousto-optique est illustré en figure 4.1. La source utilisée pour les expériences est une diode laser à 785 nm pouvant fournir jusqu'à 2 W en continu. Celle-ci a été fabriquée à DTU Fotonik, Roskilde (Danemark) par l'équipe de Paul Michael Petersen. Le faisceau laser est ensuite séparé en deux bras par un cube séparateur de polarisation. Cela permet ainsi, en plaçant une lame $\lambda/2$ avant le cube, de régler les puissances des deux bras. Le faisceau objet illumine l'échantillon qui est placé dans une cuve remplie d'eau afin de réaliser une adaptation d'impédance avec le transducteur acoustique (*Panametrics A395S*, $f_{US} = 2.3 \text{ MHz}$, distance focale 78 mm , diamètre 38 mm). Le transducteur insonifie l'échantillon.

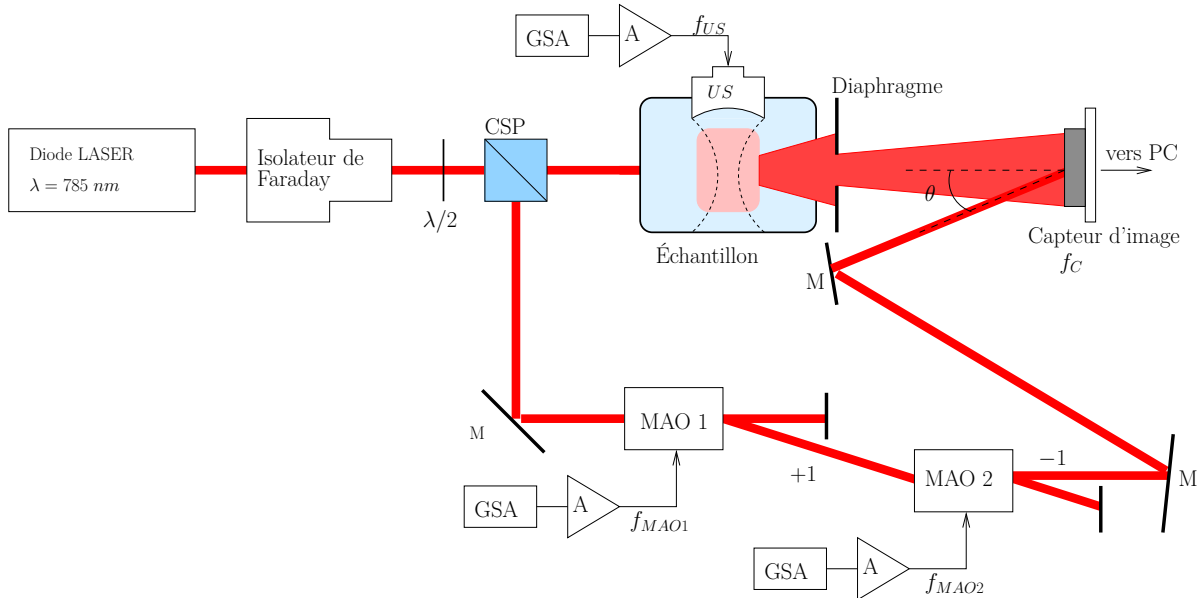


Figure 4.1 | Montage expérimental de l'holographie numérique hétérodyne hors axe. M miroir, CSP cube séparateur de polarisation, A amplificateur de tension, US ultrasons, GSA générateur de signaux arbitraires.

L'échantillon utilisé est un gel constitué d'un mélange d'eau d'agar et d'intralipid® 10% qui simule les propriétés optiques des tissus biologiques. L'agar rend l'échantillon solide et sa quantité permet d'ajuster les propriétés élastiques (module d'Young) [201]. La concentration d'intralipid® fixe le coefficient de diffusion. Dans les expériences qui suivent, le gel présente un coefficient de diffusion réduit de $\mu'_s = 7 \text{ cm}^{-1}$. Un diaphragme est placé à la sortie de l'échantillon, de forme rectangulaire ou circulaire. Le diamètre ou la largeur de la fente ainsi que la distance qui sépare le diaphragme et la caméra font partie des paramètres à ajuster pour obtenir un bon échantillonnage des grains de speckle, c'est-à-dire un grain de speckle sur au moins 4 pixels. Le faisceau objet interfère avec le faisceau référence qui arrive sur la caméra avec

une orientation d'un angle θ , voisin de 1° . La caméra CMOS *Photron FastCam SA4* 12 bits utilisée présente un pas pixel de $20 \mu m$ pour une résolution maximum de 1024×1024 pixels et une cadence d'acquisition maximum de $7 kHz$. Deux modulateurs acousto-optiques, *MAO 1* et *MAO 2*, sont insérés sur le bras référence. Ils fonctionnent à la fréquence nominale de $80 MHz$, c'est pourquoi deux modulateurs sont nécessaires pour obtenir le décalage en fréquence approprié à la détection hétérodyne 4 phases sur la caméra

$$f_{MAO1} - f_{MAO2} = f_{US} - f_c/4. \quad (4.1)$$

Dans l'expérience, ces fréquences sont ainsi fixées à $f_{MAO1} = 78 MHz$ et $f_{MAO2} = 75.7009 MHz$, pour acquérir le signal des photons marqués (battement hétérodyne à $900 Hz$) à la fréquence de $3.6 kHz$.

4.1.2 Mesures de SNR

Afin de justifier les arguments avancés pour la conception des circuits électroniques, nous étudions dans cette partie l'évolution du rapport signal à bruit en fonction du nombre d'acquisition moyennées et du nombre de pixels. Le calcul du SNR est effectué à partir de la transformée de Fourier spatiale du champ optique, il s'agit de celui utilisé dans la thèse d'Émilie Benoit à La Guillaume [28]. Le signal S correspond à la moyenne des pixels dans l'ordre et le niveau de bruit S_0 est défini comme la moyenne des pixels d'une zone extérieure aux ordres ± 1 de la taille de l'ordre. Le SNR est ensuite calculé par [35]

$$SNR = \frac{S - S_0}{S_0}. \quad (4.2)$$

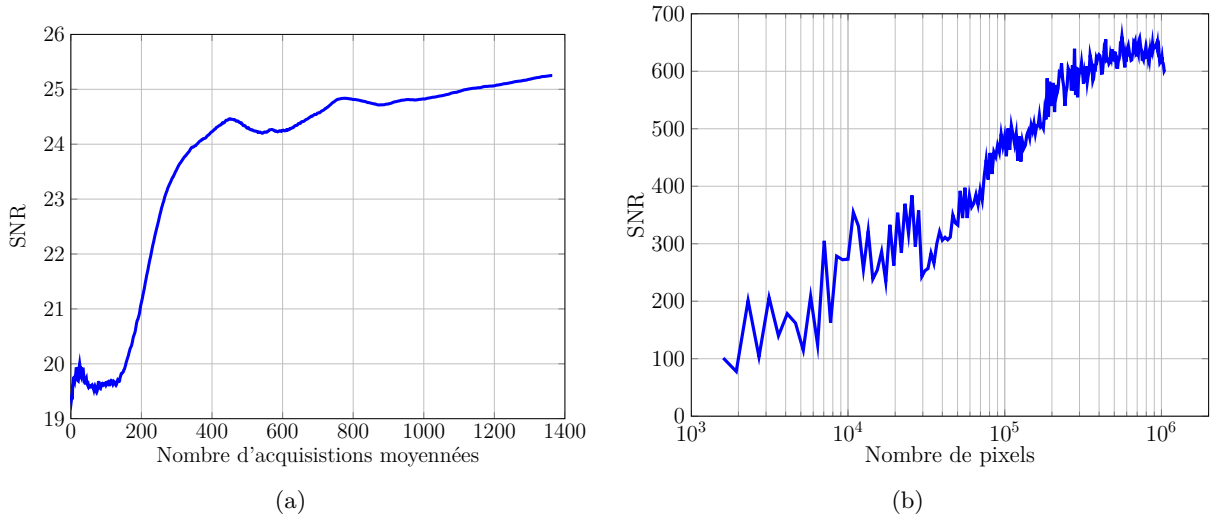


Figure 4.2 | Evolution du SNR en fonction du nombre d'acquisitions moyennées (a) et du nombre de pixels (b).

Une acquisition de 1500 images de 256×256 pixels a été réalisée en holographie numérique 4 phases, avec le montage expérimental présenté ci-dessus. La figure 4.2(a) compile le résultat

de l'évolution du SNR en fonction du nombre d'images utilisées pour faire la mesure.

Ensuite, une acquisition 4 phases a été effectuée sur des images de 1024×1024 pixels. La figure 4.2(b) compile l'évolution du SNR en fonction du nombre de pixels considéré pour la mesure. Comme attendu, le SNR augmente suivant la racine carrée du nombre d'acquisitions moyennées (figure 4.2(a)). La figure 4.2(b) est également conforme à la théorie.

4.1.3 Mesure de la sensibilité

Afin de mesurer la sensibilité du montage d'holographie hétérodyne, le milieu diffusant utilisé est un diffuseur statique. Le nombre de modes optiques mesurés sur le capteur est d'environ 1×10^5 . Les puissances sont mesurées avec un puissance-mètre *Gentec* et un photo-détecteur silicium *PH100 - Si* pour les faibles flux ($< 1 \text{ mW}$). Si Φ_R est le flux de la référence, Φ_O celui du bras objet et Φ_e le bruit électronique, le signal et le bruit peuvent être définis par :

$$\text{Signal} = \sqrt{\Phi_R \Phi_O} \quad (4.3)$$

$$\text{Bruit} = \sqrt{\Phi_R + \Phi_O} + \sqrt{\Phi_e}. \quad (4.4)$$

Le SNR varie donc suivant l'expression suivante :

$$\text{SNR} = \frac{\sqrt{\Phi_R \Phi_O}}{\sqrt{\Phi_R + \Phi_O} + \sqrt{\Phi_e}}. \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 montre que si le niveau de signal de la référence et celui du bras objet sont de l'ordre de grandeur du bruit électronique, le SNR est limité par le bruit électronique. En revanche, lorsque le niveau de signal de la référence ou celui du bras objet devient dominant par rapport au bruit électronique, le SNR est uniquement limité par le bruit de photon [202]. En pratique, il est plus facile de se placer dans les conditions où la puissance de la référence est forte (fort gain hétérodyne) devant celle du bras objet.

La première expérience est effectuée à puissance référence fixe, de $28 \mu\text{W}$, ce qui correspond à un niveau de flux proche du seuil de saturation de la caméra. La puissance du bras objet varie de 57 nW à $1.18 \mu\text{W}$ en plaçant des densités optiques de différentes valeurs en sortie du diffuseur. Dans cette configuration (fort gain hétérodyne), la puissance du bras référence est donc très supérieure à celle du bras objet. La figure 4.3 compile les résultats de mesures du bruit S_0 , du signal S_N et du rapport signal à bruit. Le niveau de bruit tracé sur la figure 4.3(b), en fonction de la puissance objet, est quasiment constant, ce qui indique que la source de bruit dominante n'est pas le bruit de photon du bras objet. De même, le niveau de signal est proportionnel à la puissance du bras objet (figure 4.3(a)), et par conséquent le SNR également (figure 4.3(c)).

Dans un second temps, l'expérience consiste à faire varier la puissance du bras référence en faisant varier l'amplitude du signal électrique sinusoïdal envoyé sur les modulateurs acousto-optiques *MAO1* et *MAO2*. Pour cette expérience, la puissance du bras objet est fixée à 330 nW , et la puissance du bras référence varie de 480 nW à $52 \mu\text{W}$. La figure 4.4 compile les résultats de cette expérience. La figure 4.4(a) est le tracé du signal dans l'ordre en fonction de la puissance de la référence et la figure 4.4(b) la variation du bruit S_0 en fonction de la puissance de la référence. Ces courbes démontrent que le signal et le bruit augmentent linéairement en fonction de

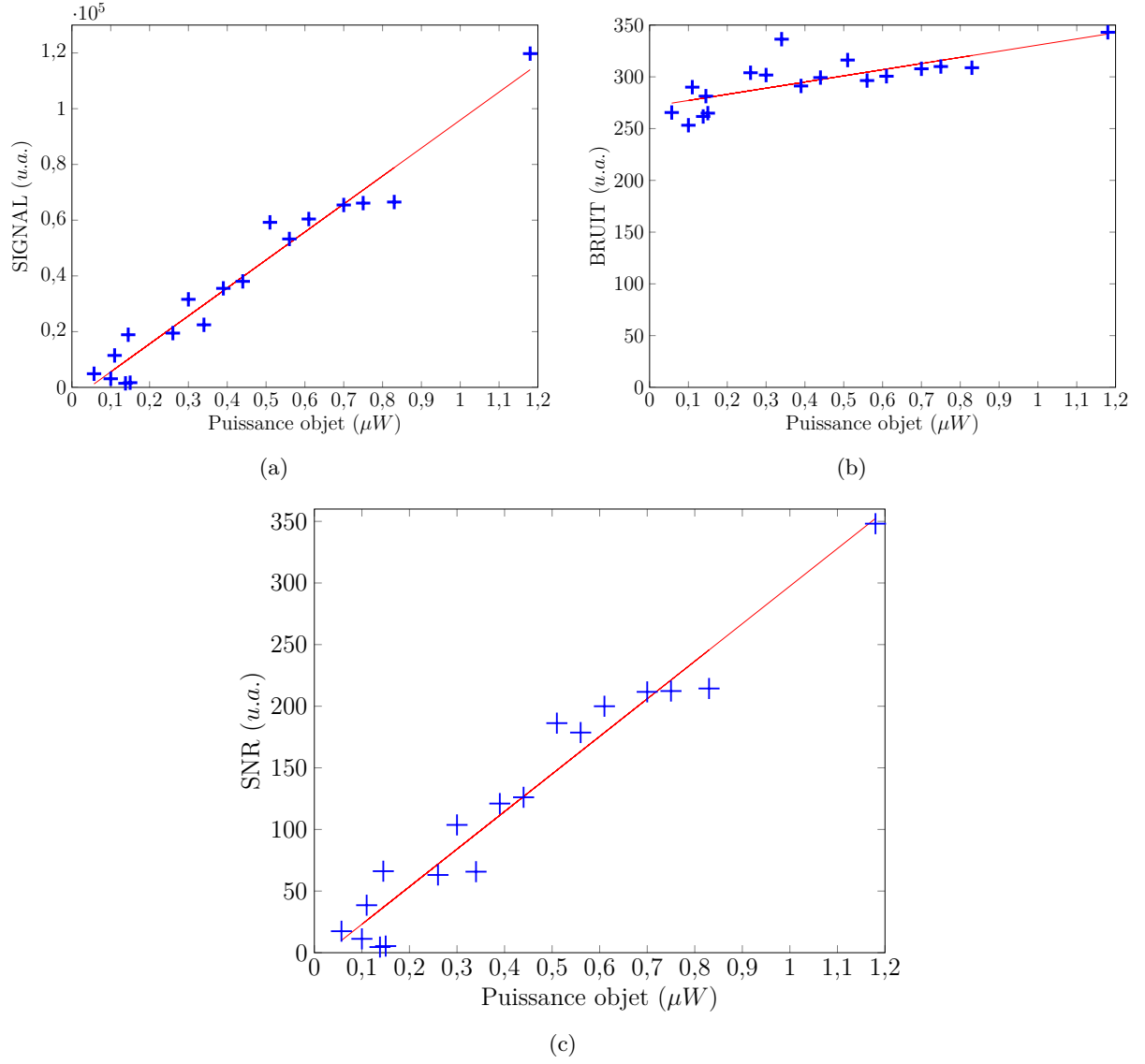


Figure 4.3 | Évolution du signal S_N (a), du bruit S_0 (b) et du SNR (c) en fonction de la puissance du bras objet.

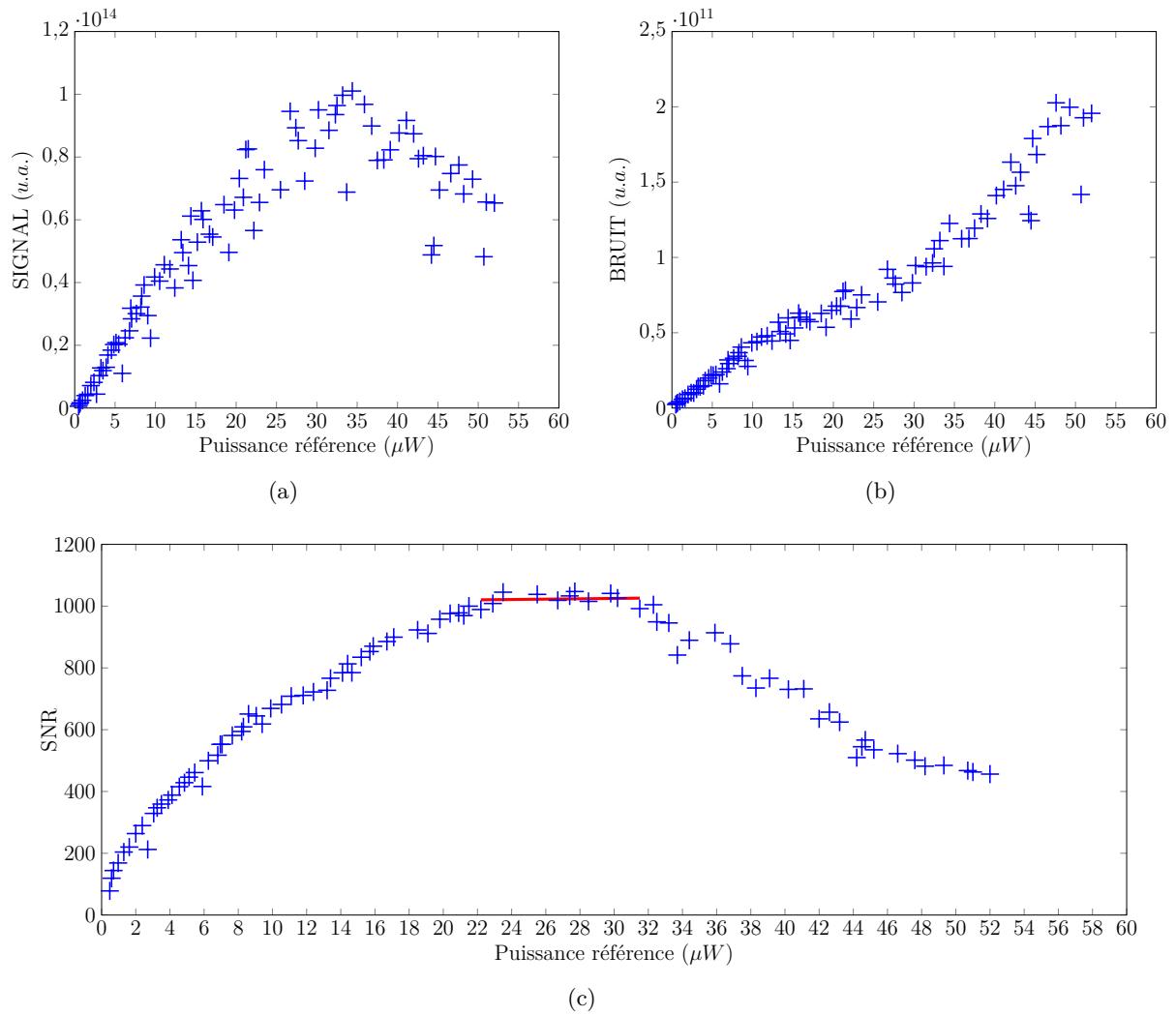


Figure 4.4 | Évolution du signal S_N (a), du bruit S_0 (b) et du SNR (c) en fonction de la puissance du bras référence.

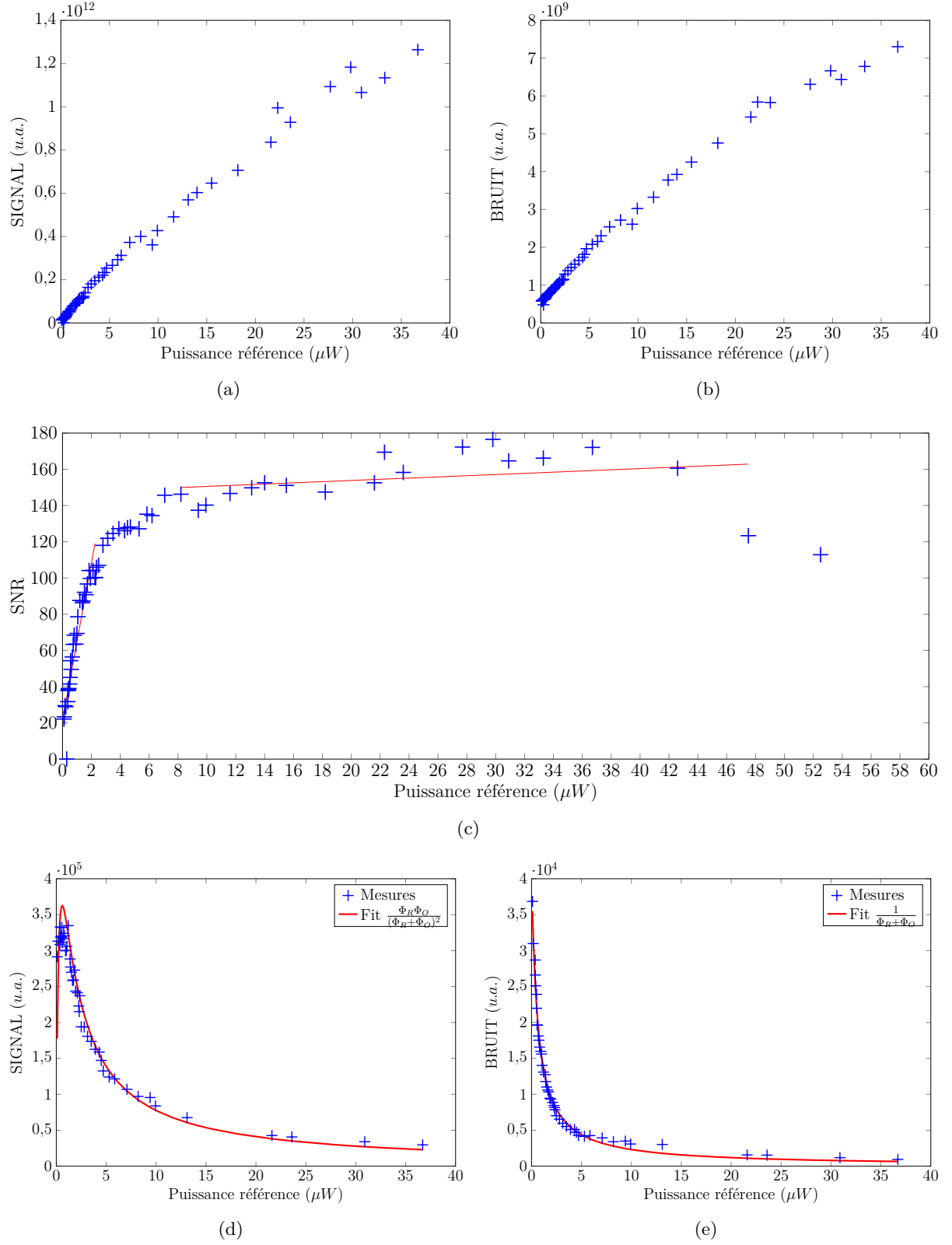


Figure 4.5 | Évolution du signal S_N (a), du bruit S_0 (b) et du SNR (c) en fonction de la puissance du bras référence.

la puissance de la référence, jusqu'à une puissance référence d'environ $30 \mu W$ correspondant à la saturation de la caméra. Au-delà de la saturation, le SNR décroît. Le SNR, défini par l'équation 4.2, est tracé en figure 4.4(c). Cette courbe illustre le fait que lorsque la puissance du bras référence est supérieure à 50 fois la puissance du bras objet, le rapport signal à bruit devient constant lorsque la puissance de la référence augmente (partie linéaire illustrée par la droite rouge).

Enfin, l'expérience décrite ci-dessus a été réalisée une seconde fois, de manière à observer l'évolution du SNR lorsque la configuration permet de mettre en valeur le régime de fort gain hétérodyne. La puissance du bras objet a ainsi été fixée à $50 nW$, et la puissance du bras référence évolue de $100 nW$ à $52 \mu W$. Les proportions sont les mêmes que pour l'expérience décrite précédemment, à l'exception d'une plus faible puissance objet. Les mesures (figures 4.5) permettent ainsi d'illustrer le régime où la puissance de la référence est de l'ordre de grandeur de la puissance objet (le bruit dominant n'est pas le bruit de photon de la référence), puis le régime de fort gain hétérodyne. La figure 4.5 du SNR illustre ces deux régimes par les asymptotes tracées en rouges. De même, le signal et le bruit évoluent linéairement avec la puissance de la référence (figures 4.5(a) et 4.5(b)). Les deux régimes peuvent être mis en évidence également en traçant les évolutions du signal et du bruit normalisés par rapport au niveau de signal moyen. En effet, si Φ_R est le flux de la référence et Φ_O celui du bras objet, les expressions du bruit et du signal normalisé s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{Bruit} &= \frac{\sqrt{\Phi_R + \Phi_O}}{\Phi_R + \Phi_O} \\ &= \frac{1}{\sqrt{\Phi_R + \Phi_O}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\text{Signal} = \frac{\sqrt{\Phi_R \Phi_O}}{\Phi_R + \Phi_O}. \quad (4.7)$$

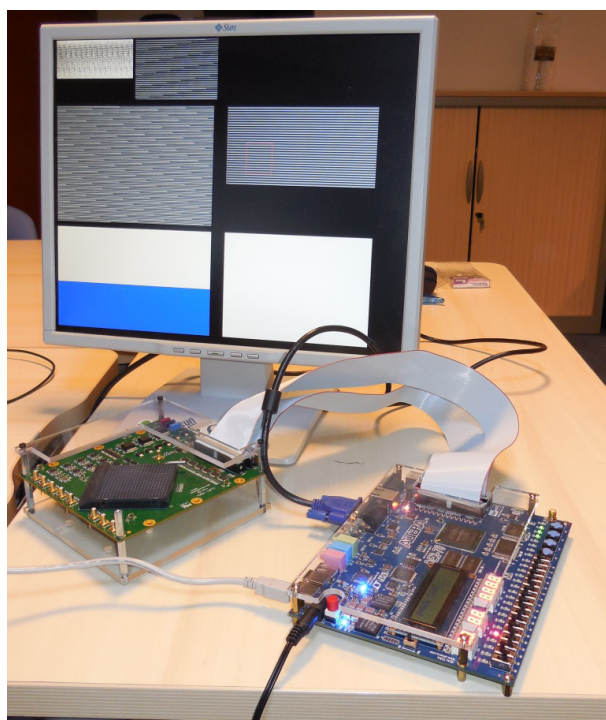
Les courbes 4.5(d) et 4.5(e) représentent ces grandeurs, élevées au carré puisque le signal et le bruit sont extraits à partir de la densité spectrale de puissance. Les courbes théoriques (en rouge) ont été superposées aux mesures et la comparaison montre que les allures correspondent à la théorie.

4.2 Développement et conception des outils de test

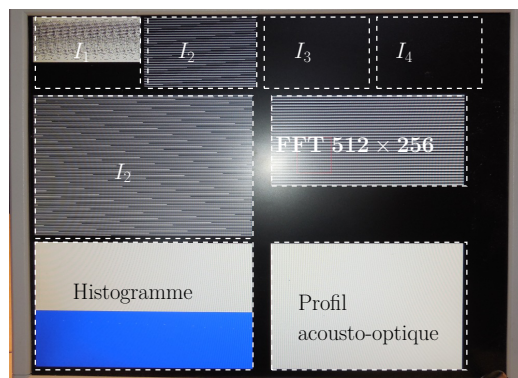
Pour tester un circuit, il est nécessaire de l'interfacer avec l'extérieur. L'interface réalisée pour le test du circuit présenté en partie 2.2 est détaillée, dans un premier temps sa partie matérielle (hardware) et dans un second temps sa partie programmée (software).

4.2.1 Hardware

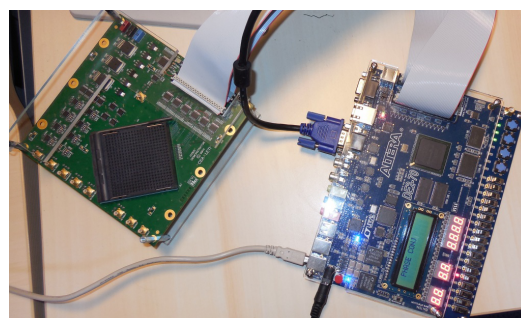
L'option matérielle choisie pour le test est celle d'une carte fille prévue pour recevoir le capteur. Cette carte fille est connectée à une carte FPGA ("Field Programmable Gate Array") Altera. De cette manière, par l'intermédiaire de la carte FPGA, les données sont affichées sur un écran via un port VGA. La figure 4.6(a) montre le montage de test avec les deux cartes et l'écran.



(a)



(b)



(c)

Figure 4.6 | Montage électronique expérimental. .

La carte fille

Mis à part les tensions d'alimentation, la carte a été conçue pour être commandée numériquement. Le schéma électrique de la carte fille présente donc des convertisseurs numériques-analogiques (DACs) commandables numériquement en série pour les tensions de polarisation constantes et en parallèle pour la rampe analogique nécessaire à la conversion analogique-numérique dans le circuit conçu. Avec des translateurs de niveau de tensions numériques, les DACs constituent l'essentiel du matériel présent sur la carte fille. Elle est alimentée en $\pm 12 V$.

4.2.2 Software

La carte FPGA a été programmée en langage Verilog HDL. La carte contient, en plus du composants FPGA, des composants mémoire et des composants d'interface (par exemple un DAC pour l'adressage du port VGA). L'architecture numérique conçue est illustrée en figure 4.7.

La figure 4.8(a) est une représentation de la mémoire SSRAM telle qu'elle est utilisée. Le plan mémoire est partagé en plusieurs parties. La mémoire est en effet divisée en 2^{19} mots de 32 bits, ce qui permet d'écrire 3 mots de 10 bits, ce qui correspond à la taille des données des pixels. Le processus de lecture et de traitement des données de l'imageur est illustré par le chronogramme de la figure 4.8(b). Le processus débute par une phase d'acquisition-lecture-conversion puis stockage afin de réaliser plusieurs acquisitions moyennées. Puis les blocs de calcul implémentés sur la carte FPGA effectuent la transformée de Fourier en 2 dimensions, par deux calculs de transformée de Fourier 1D. Enfin les données sont affichées sur l'écran VGA à partir

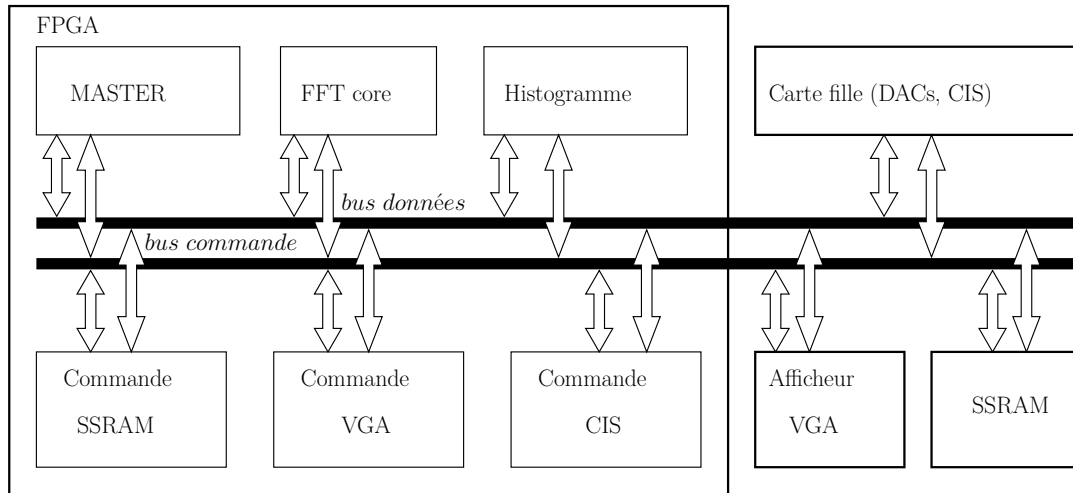


Figure 4.7 | Vue schématique de l'architecture numérique conçue pour le test du circuit. DAC convertisseur numérique-analogique, CIS capteur d'image CMOS.

de la mémoire SSRAM.

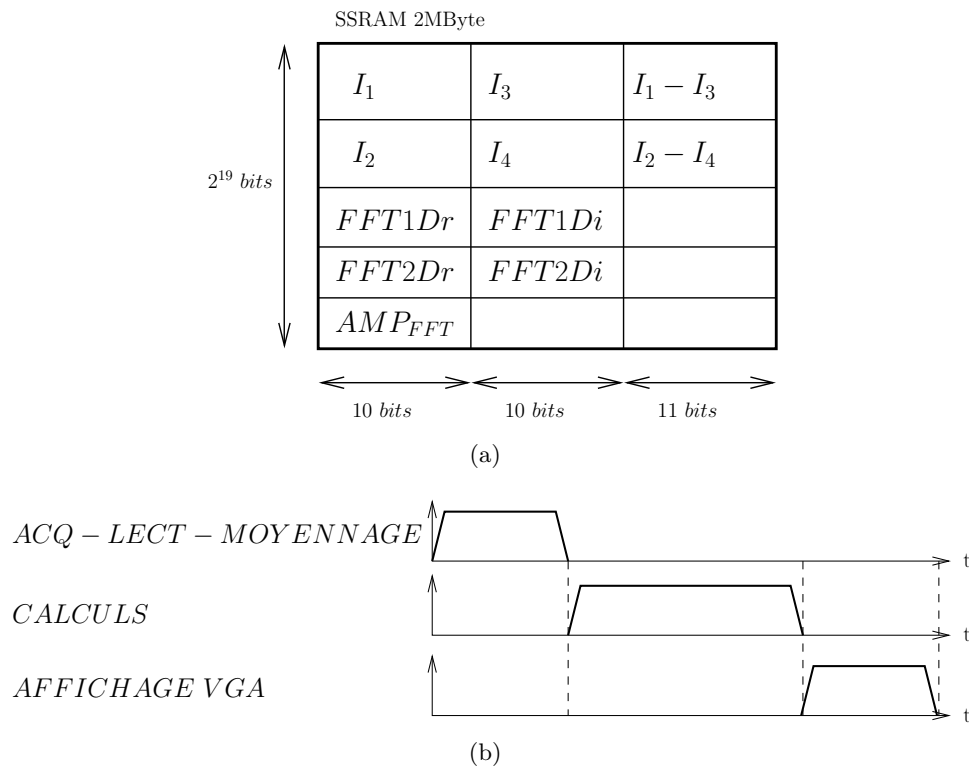


Figure 4.8 | Organisation du plan mémoire du circuit intégré SSRAM.

4.2.3 Boucle de filtrage passe haut discrète

Le principe de filtrage du courant continu s'avère efficace également sur un détecteur mono-élément dans le cas de l'holographie acousto-optique photo-réfractive. Dans le but de valider l'implémentation matricielle de la boucle de filtrage du circuit présenté en partie 2.3.3, un montage à composants discrets a été réalisé. Son schéma électrique a été présenté dans le chapitre 2. La difficulté d'un tel montage réside dans l'amplitude (quelques centaines de nA) et la fréquence ($\approx 2 MHz$) de courant alternatif à amplifier. Les mesures effectuées avec le montage d'holographie photoréfractive n'ont pas permis d'obtenir de résultats. Le manque de sensibilité pourrait venir du courant de fuite du transistor utilisé pour filtrer le courant continu, qui est indiqué à $1\mu A$ [203].

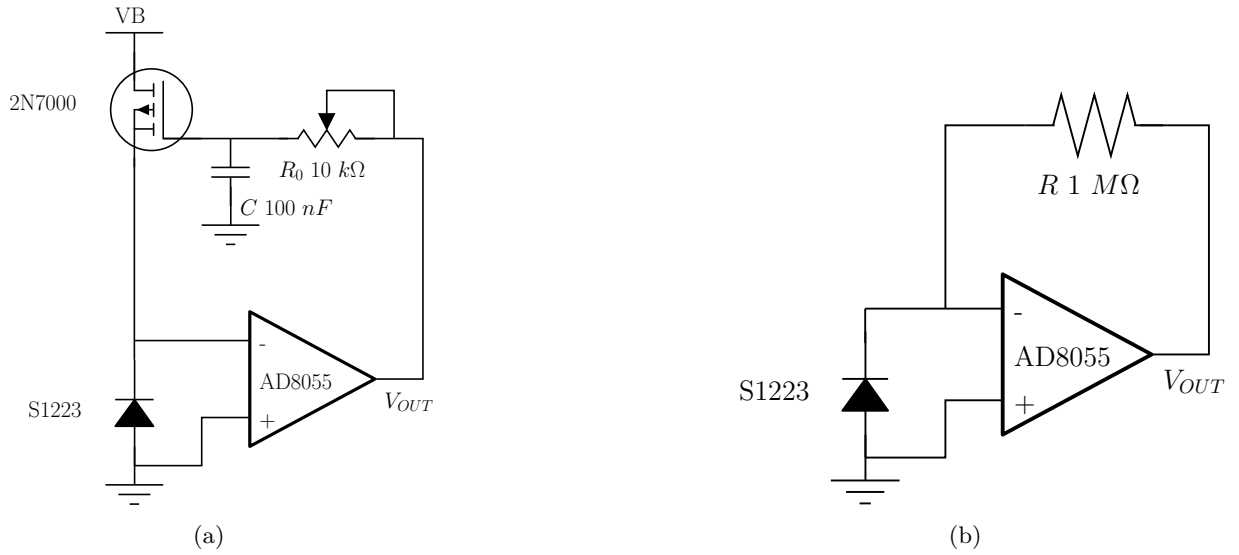


Figure 4.9 | Montages électroniques à détecteurs mono-éléments. Montage de filtrage du courant continu (a) et montage à amplificateur de transimpédance (b).

Cependant, le principe de filtrage du courant continu a été validé optiquement en éclairant la photodiode avec un signal lumineux créneau superposé à un fond continu. Les mesures ont été réalisées pour les deux montages à composants discrets de la figure 4.9. Sur le montage passe-haut l'expérience est menée avec $VB = 600 mV$. Une première mesure a été effectuée avec le créneau seul, de puissance lumineuse moyenne de $80 \mu W$. L'amplitude du créneau sur le montage TIA est de $300 mV$ et de $15 mV$ sur le filtre passe-haut. Lorsque le fond continu est non nul, la sortie du montage TIA sature immédiatement, tandis que le signal est encore observable sur la sortie de l'autre montage. Avec une puissance moyenne sur le créneau de $80 \mu W$, superposée à une puissance continue de $3,4 mW$, le créneau en sortie du montage passe-haut a une amplitude de $2 mV$ jusqu'à une fréquence de $2 kHz$, au delà, le signal n'est plus observable. Cette expérience valide donc le principe du montage filtrant le courant continu, mais pour des fréquences inférieures à $2 kHz$.

Conclusion

Nous présentons dans ce chapitre les outils destinés à la caractérisation du circuit à pixel analogique développé que nous avons présenté dans le chapitre précédent. Par ailleurs, nous présentons des résultats expérimentaux de détection acousto-optique à travers des gels diffusants qui simulent les propriétés optiques des tissus biologiques. Nous démontrons que la détection acousto-optique par holographie numérique est caractérisée par une sensibilité au bruit de photon. Enfin, des mesures avec deux types de montages à photodiodes ont été effectuées.

Conclusion et perspectives

Cette thèse se rapporte aux techniques d'imagerie optiques utilisées en milieu médical. Parmi ces techniques, la principale limitation est la faible résolution lorsque la profondeur d'examen dépasse quelques *mm*. Cette limite de résolution ne permet pas à l'heure actuelle de concurrencer les techniques d'imagerie médicales utilisant d'autres types de source qui permettent quant à elles, de réaliser un examen du corps dans son intégralité. Cependant, ces techniques d'imagerie présentent toutes une limitation qui freine leur utilisation en milieu médical. En effet, les rayons X sont des sources ionisantes dont la nocivité a été prouvée à partir d'une certaine dose reçue. Les instruments d'imagerie par résonance magnétique ont un coût et un encombrement qui freine leur utilisation, néanmoins performante, à plus grande échelle.

L'imagerie acousto-optique est ainsi une alternative ou un complément aux techniques existantes. Ce mode d'imagerie se développe depuis une vingtaine d'années, et les premiers résultats d'imagerie *ex-vivo* permettent d'envisager de nombreuses applications cliniques. Cependant, les dispositifs de détection présentent un manque de sensibilité dans une perspective de transfert de cette technique en milieu clinique, c'est-à-dire dans le cadre d'une imagerie *in-vivo*.

Ce constat nous a conduit à étudier les caractéristiques intrinsèques du signal acousto-optique afin de proposer des dispositifs de détection dédiés à ce mode d'imagerie. Ces caractéristiques induisent en effet des contraintes fortes sur le dispositif de détection. Or une détection basée sur des dispositifs électroniques standards, n'est pas adaptée aux contraintes du signal. La conception de dispositifs électroniques de détection peut donc lever les limitations de sensibilité, mais également optimiser la chaîne complète de détection, c'est-à-dire de la source de lumière jusqu'au détecteur.

Deux architectures de pixels basées sur des technologies CMOS ont été proposées. La première architecture présente des caractéristiques de vitesse d'acquisition compatibles avec le temps de corrélation des milieux biologiques ($< 1\text{ ms}$), en pouvant stocker dans le plan focal 4 trames à une fréquence pouvant aller jusqu'à 100 kHz . Cette première architecture permet de soustraire la composante basse fréquence du signal photonique, qui est, dans le cas de l'imagerie acousto-optique, une des limitations de la sensibilité des dispositifs standards. La seconde architecture est davantage en rupture avec les capteurs d'image de l'état de l'art dans le sens où l'intégra-

tion d'une fonction de conversion analogique-numérique est utilisée de manière à simplifier le montage optique. De plus, la conversion analogique-numérique étant réalisée au plus proche de la photodiode, cela confère à la détection une robustesse au bruit. La nouveauté réside dans l'utilisation d'un convertisseur à sur-échantillonnage à la fréquence acoustique, pour ainsi éviter l'utilisation de modulateurs acousto-optique. Cela constitue un argument de réduction du coût du montage dans le cadre d'un transfert de ce mode d'imagerie. Ces architectures ont toutes deux été intégrées au sein d'une matrice, elle-même intégrée sur un circuit complet.

Par ailleurs, en lien avec les récents travaux sur le contrôle de front d'onde, un dispositif opto-électronique a été proposé et couplé à la première architecture électronique. Il permet de réaliser une opération de phase en parallèle sur des pixels d'une matrice, dans le temps de corrélation des milieux biologiques. Typiquement, les dispositifs numériques de modulation et particulièrement pour la conjugaison de phase de l'état de l'art sont limités par le temps de réponse du montage, et par une étape de calibration longue et encombrante. Le dispositif proposé permet ainsi de contourner ces limitations par l'empilement physique d'un modulateur de lumière en phase, à cristaux liquides, sur une matrice de photo-détecteurs, au sein d'un appareil monolithique. Le procédé de fabrication complet de ce dispositif a été réalisé et validé optiquement.

Les perspectives de la thèse à court terme consistent à tester électroniquement les fonctions de détection et de modulation de phase des circuits conçus. A plus long terme, le dispositif de modulation de phase proposé pourrait aider aux diagnostics médicaux au moyen d'une mesure rendue plus précise par la focalisation de la lumière en profondeur. Il est donc nécessaire d'effectuer des mesures et des expériences de contrôle de la phase sur des milieux biologiques *in-vivo*. Dans d'autres perspectives, il est nécessaire de pouvoir mesurer la puissance lumineuse focalisée, dans le but de développer une thérapie sans incision, en profondeur, par lumière laser (déjà utilisée pour les thérapies de l'œil ou de la peau [204]).

Enfin, les fonctions de détection du signal acousto-optique doivent être validées, dans un premier temps, sur des échantillons statiques et dans un second temps, des tests *in-vivo* pourront également être menés.

Bibliographie

- [1] F. Bray, A. Jemal, N. Grey, J. Ferlay, and D. Forman, “Global cancer transitions according to the human development index (2008-2030) : a population-based study.,” *Lancet Oncol*, vol. 13, pp. 790–801, Aug 2012.
- [2] G. Wang and M. W. Vannier, “Longitudinal resolution in volumetric x-ray computerized tomography—analytical comparison between conventional and helical computerized tomography.,” *Med Phys*, vol. 21, pp. 429–433, Mar 1994.
- [3] D. D. Cox, A. M. Papanastassiou, D. Oreper, B. B. Andken, and J. J. Dicarlo, “High-resolution three-dimensional microelectrode brain mapping using stereo microfocal x-ray imaging.,” *J Neurophysiol*, vol. 100, pp. 2966–2976, Nov 2008.
- [4] M. D. Belley, W. P. Segars, and A. J. Kapadia, “Assessment of individual organ doses in a realistic human phantom from neutron and gamma stimulated spectroscopy of the breast and liver.,” *Med Phys*, vol. 41, p. 063902, Jun 2014.
- [5] W. J. BAKER, F. R. PORTNEY, and R. FIRFER, “A study of x-ray hazards.,” *Urol Int*, vol. 1, no. 2, pp. 135–138, 1955.
- [6] G. M. ARDRAN, “The hazards from the increasing use of ionizing radiations. ii. the dose to the operator and patient in x-ray diagnostic procedures.,” *Br J Radiol*, vol. 29, pp. 266–269, May 1956.
- [7] B. E. Oppenheim, P. B. Hoffer, and A. Gottschalk, “Nuclear imaging : a new dimension.,” *Radiology*, vol. 118, pp. 491–494, Feb 1976.
- [8] P. J. Hurley, H. Wesselhoeft, and A. James, Jr, “Use of nuclear imaging in the evaluation of pediatric cardiac disease.,” *Semin Nucl Med*, vol. 2, pp. 353–372, Oct 1972.
- [9] F. J. Bonte and R. W. McConnell, “Pulmonary metastases from differentiated thyroid carcinoma demonstrable only by nuclear imaging.,” *Radiology*, vol. 107, pp. 585–590, Jun 1973.
- [10] B. A. Siegel, W. K. Engel, and E. C. Derrer, “^{99m}Tc-diphosphonate uptake in skeletal muscle : a quantitative index of acute damage.,” *Neurology*, vol. 25, pp. 1055–1058, Nov 1975.
- [11] S. Kim, M. McClish, F. Alhassen, Y. Seo, K. S. Shah, and R. G. Gould, “Temperature dependent operation of psapd-based compact gamma camera for spect imaging.,” *IEEE Trans Nucl Sci*, vol. 58, pp. 2169–2174, Oct 2011.
- [12] F. De Martino, M. Moerel, J. Xu, P.-F. van de Moortele, K. Ugurbil, R. Goebel, E. Yacoub, and E. Formisano, “High-resolution mapping of myeloarchitecture in vivo : Localization of auditory areas in the human brain.,” *Cereb Cortex*, Jul 2014.

- [13] M. Schaer, M. B. Cuadra, N. Schmansky, B. Fischl, J.-P. Thiran, and S. Eliez, “How to measure cortical folding from mr images : a step-by-step tutorial to compute local gyrification index.,” *J Vis Exp*, no. 59, p. e3417, 20042012.
- [14] E. Candes, J. Romberg, and T. Tao, “Robust uncertainty principles : exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information,” vol. 52, no. 2, pp. 489–509, 2006.
- [15] R. Damadian, “Tumor detection by nuclear magnetic resonance.,” *Science*, vol. 171, pp. 1151–1153, Mar 1971.
- [16] P. C. Lauterbur, “Progress in n.m.r. zeugmatography imaging.,” *Philos Trans R Soc Lond B Biol Sci*, vol. 289, pp. 483–487, Jun 1980.
- [17] L. A. Wirtzfeld, G. Wu, M. Bygrave, Y. Yamasaki, H. Sakai, M. Moussa, J. I. Izawa, D. B. Downey, N. M. Greenberg, A. Fenster, J. W. Xuan, and J. C. Lacefield, “A new three-dimensional ultrasound microimaging technology for preclinical studies using a transgenic prostate cancer mouse model.,” *Cancer Res*, vol. 65, pp. 6337–6345, Jul 2005.
- [18] J. J. WILD and J. M. REID, “Diagnostic use of ultrasound.,” *Br J Phys Med*, vol. 19, pp. 248–57 ; passim, Nov 1956.
- [19] M. Kang, U. Yang, and K. Sohn, “Spectral sensitivity estimation for EMCCD camera,” *Electronics Letters*, vol. 47, no. 25, pp. 1369–1370, 2011.
- [20] B. Zhou, Q. Chen, W. He, and W. Zhang, “A dual-threshold method for photon counting imaging with the EMCCD,” in *Image Processing (ICIP), 2010 17th IEEE International Conference on*, pp. 3333–3336, 2010.
- [21] T. Quan, S. Zeng, and Z.-L. Huang, “Localization capability and limitation of electron-multiplying charge-coupled, scientific complementary metal-oxide semiconductor, and charge-coupled devices for superresolution imaging.,” *J Biomed Opt*, vol. 15, no. 6, p. 066005, 2010.
- [22] A. P. Gibson, J. C. Hebden, and S. R. Arridge, “Recent advances in diffuse optical imaging.,” *Phys Med Biol*, vol. 50, pp. R1–43, Feb 2005.
- [23] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, W. Drexler, G. Kamp, and H. Sattmann, “In vivo optical coherence tomography.,” *Am J Ophthalmol*, vol. 116, pp. 113–114, Jul 1993.
- [24] A. Rosencwaig, “Photoacoustic spectroscopy of biological materials.,” *Science*, vol. 181, pp. 657–658, Aug 1973.
- [25] T. Maugh, 2nd, “Photoacoustic spectroscopy : new uses for an old technique.,” *Science*, vol. 188, pp. 38–39, Apr 1975.
- [26] C. Kim, T. N. Erpelding, L. Jankovic, M. D. Pashley, and L. V. Wang, “Deeply penetrating in vivo photoacoustic imaging using a clinical ultrasound array system.,” *Biomed Opt Express*, vol. 1, no. 1, pp. 278–284, 2010.
- [27] J.-B. Laudereau, E. B. A La Guillaume, V. Servois, P. Mariani, A. A. Grabar, M. Tanter, J.-L. Gennisson, and F. Ramaz, “Multi-modal acousto-optic/ultrasound imaging of ex vivo liver tumors at 790 nm using a sn2 p2 s6 wavefront adaptive holographic setup.,” *J Biophotonics*, vol. 9999, Sep 2014.
- [28] E. Benoit à la Guillaume, *Imagerie acousto-optique des milieux diffusants épais*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2013.

- [29] M. Gross, P. Goy, B. C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A. C. Boccara, and A. K. Dunn, “Heterodyne detection of multiply scattered monochromatic light with a multipixel detector.,” *Opt Lett*, vol. 30, pp. 1357–1359, Jun 2005.
- [30] E. Picano, “Economic and biological costs of cardiac imaging.,” *Cardiovasc Ultrasound*, vol. 3, p. 13, 2005.
- [31] N. Bedard, M. Pierce, A. El-Naggar, S. Anandasabapathy, A. Gillenwater, and R. Richards-Kortum, “Emerging roles for multimodal optical imaging in early cancer detection : a global challenge.,” *Technol Cancer Res Treat*, vol. 9, pp. 211–217, Apr 2010.
- [32] N. F. Schwenzer, C. Pfannenberger, G. Reischl, M. K. Werner, and H. Schmidt, “[application of mr/pet in oncologic imaging].,” *Rofo*, vol. 184, pp. 780–787, Sep 2012.
- [33] M. Leiserson, “the future of medical imaging,” *TuftScope*, vol. 9, no. 2, pp. 17–18, 2010.
- [34] D. A. Boas, C. Pitris, and N. Ramanujam, *Handbook of biomedical optics*. CRC press, 2012.
- [35] M. Atlan, *Imagerie optique cohérente de milieux diffusants*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2005.
- [36] S. Farahi, *Méthodes holographiques et spectroscopiques appliquées à l’imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2011.
- [37] J. M. Conway, K. H. Norris, and C. E. Bodwell, “A new approach for the estimation of body composition : infrared interactance.,” *Am J Clin Nutr*, vol. 40, pp. 1123–1130, Dec 1984.
- [38] P. E. Watson, I. D. Watson, and R. D. Batt, “Total body water volumes for adult males and females estimated from simple anthropometric measurements.,” *The American journal of clinical nutrition*, vol. 33, no. 1, pp. 27–39, 1980.
- [39] J. W. Goodman, “Statistical optics,” *New York, Wiley-Interscience, 1985, 567 p.*, vol. 1, 1985.
- [40] P. Hauff, M. Reinhardt, and S. Foster, “Ultrasound basics.,” *Handb Exp Pharmacol*, no. 185 Pt 1, pp. 91–107, 2008.
- [41] C. Kim, R. J. Zemp, and L. V. Wang, “Intense acoustic bursts as a signal-enhancement mechanism in ultrasound-modulated optical tomography.,” *Opt Lett*, vol. 31, pp. 2423–2425, Aug 2006.
- [42] J. Koivukangas, O. Tervonen, E. Alasaarela, J. Ylitalo, and S. Nyström, “Completely computer-focused ultrasound imaging. first clinical imaging results.,” *J Ultrasound Med*, vol. 8, pp. 675–683, Dec 1989.
- [43] B.-C. Forget, F. Ramaz, M. Atlan, J. Selb, and A.-C. Boccara, “High-contrast fast fourier transform acousto-optical tomography of phantom tissues with a frequency-chirp modulation of the ultrasound.,” *Appl Opt*, vol. 42, pp. 1379–1383, Mar 2003.
- [44] M. Lesaffre, S. Farahi, A. C. Boccara, F. Ramaz, and M. Gross, “Theoretical study of acousto-optical coherence tomography using random phase jumps on ultrasound and light.,” *J Opt Soc Am A Opt Image Sci Vis*, vol. 28, pp. 1436–1444, Jul 2011.
- [45] V. Chan and A. Perlas, “Basics of ultrasound imaging,” in *Atlas of Ultrasound-Guided Procedures in Interventional Pain Management*, pp. 13–19, Springer, 2011.

- [46] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography.," *Opt Lett*, vol. 24, pp. 1221–1223, Sep 1999.
- [47] U. Seitz, J. Freund, S. Jaeckle, F. Feldchtein, S. Bohnacker, F. Thonke, N. Gladkova, B. Brand, S. Schröder, and N. Soehendra, "First in vivo optical coherence tomography in the human bile duct.," *Endoscopy*, vol. 33, pp. 1018–1021, Dec 2001.
- [48] J. Welzel, E. Lankenau, R. Birngruber, and R. Engelhardt, "Optical coherence tomography of the human skin.," *J Am Acad Dermatol*, vol. 37, pp. 958–963, Dec 1997.
- [49] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, and J. G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography.," *Opt Lett*, vol. 18, pp. 1864–1866, Nov 1993.
- [50] T. Dresel, G. Häusler, and H. Venzke, "Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar.," *Appl Opt*, vol. 31, pp. 919–925, Mar 1992.
- [51] J. G. Fujimoto, B. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart, C. Pitris, J. F. Southern, and M. E. Brezinski, "New technology for high-speed and high-resolution optical coherence tomography.," *Ann N Y Acad Sci*, vol. 838, pp. 95–107, Feb 1998.
- [52] Y. Watanabe, Y. Takasugi, K. Yamada, and M. Sato, "Axial-lateral parallel time domain oct with optical zoom lens and high order diffracted lights for variable imaging range.," *Opt Express*, vol. 15, pp. 5208–5217, Apr 2007.
- [53] R. Leitgeb, C. Hitzenberger, and A. Fercher, "Performance of fourier domain vs. time domain optical coherence tomography.," *Opt Express*, vol. 11, pp. 889–894, Apr 2003.
- [54] R. Leitgeb, W. Drexler, A. Unterhuber, B. Hermann, T. Bajraszewski, T. Le, A. Stingl, and A. Fercher, "Ultrahigh resolution fourier domain optical coherence tomography.," *Opt Express*, vol. 12, pp. 2156–2165, May 2004.
- [55] J. H. G. M. Klaessens, J. M. Thijssen, J. C. W. Hopman, and K. D. Liem, "Experimental verification of conditions for near infrared spectroscopy (nirs).," *Technol Health Care*, vol. 11, no. 1, pp. 53–60, 2003.
- [56] M. Ferrari, Q. Wei, L. Carraresi, R. A. De Blasi, and G. Zaccanti, "Time-resolved spectroscopy of the human forearm.," *J Photochem Photobiol B*, vol. 16, pp. 141–153, Oct 1992.
- [57] S. Fantini and M. A. Franceschini, "Frequency-domain techniques for tissue spectroscopy and imaging," *Handbook of optical biomedical diagnostics*, vol. 7, pp. 405–453, 2002.
- [58] D. Yudovsky, J. Q. M. Nguyen, and A. J. Durkin, "In vivo spatial frequency domain spectroscopy of two layer media.," *J Biomed Opt*, vol. 17, p. 107006, Oct 2012.
- [59] D. R. Kirkby and D. T. Delpy, "Measurement of tissue temporal point spread function (tpsf) by use of a gain-modulated avalanche photodiode detector.," *Phys Med Biol*, vol. 41, pp. 939–949, May 1996.
- [60] S. R. Arridge and M. Schweiger, "Image reconstruction in optical tomography.," *Philos Trans R Soc Lond B Biol Sci*, vol. 352, pp. 717–726, Jun 1997.
- [61] S. R. Arridge and J. C. Hebden, "Optical imaging in medicine : Ii. modelling and reconstruction.," *Phys Med Biol*, vol. 42, pp. 841–853, May 1997.
- [62] H. L. Graber, Y. Xu, Y. Pei, and R. L. Barbour, "Spatial deconvolution technique to improve the accuracy of reconstructed three-dimensional diffuse optical tomographic images.," *Appl Opt*, vol. 44, pp. 941–953, Feb 2005.

- [63] H. Ke, S. Tai, and L. V. Wang, "Photoacoustic thermography of tissue.," *J Biomed Opt*, vol. 19, p. 026003, Feb 2014.
- [64] T. Kitai, M. Torii, T. Sugie, S. Kanao, Y. Mikami, T. Shiina, and M. Toi, "Photoacoustic mammography : initial clinical results.," *Breast Cancer*, vol. 21, pp. 146–153, Mar 2014.
- [65] S. Mallidi, G. P. Luke, and S. Emelianov, "Photoacoustic imaging in cancer detection, diagnosis, and treatment guidance.," *Trends Biotechnol*, vol. 29, pp. 213–221, May 2011.
- [66] J. Laufer, F. Norris, J. Cleary, E. Zhang, B. Treeby, B. Cox, P. Johnson, P. Scambler, M. Lythgoe, and P. Beard, "In vivo photoacoustic imaging of mouse embryos.," *J Biomed Opt*, vol. 17, p. 061220, Jun 2012.
- [67] M. G. Moharam and L. Young, "Criterion for bragg and raman-nath diffraction regimes.," *Appl Opt*, vol. 17, pp. 1757–1759, Jun 1978.
- [68] L. Wang, S. L. Jacques, and X. Zhao, "Continuous-wave ultrasonic modulation of scattered laser light to image objects in turbid media.," *Opt Lett*, vol. 20, pp. 629–631, Mar 1995.
- [69] L. Wang and X. Zhao, "Ultrasound-modulated optical tomography of absorbing objects buried in dense tissue-simulating turbid media.," *Appl Opt*, vol. 36, pp. 7277–7282, Oct 1997.
- [70] L. V. Wang, "Ultrasonic modulation of scattered light in turbid media and a potential novel tomography in biomedicine.," *Photochem Photobiol*, vol. 67, pp. 41–49, Jan 1998.
- [71] F. Ramaz, B. Forget, M. Atlan, A. C. Boccara, M. Gross, P. Delaye, and G. Roosen, "Photorefractive detection of tagged photons in ultrasound modulated optical tomography of thick biological tissues.," *Opt Express*, vol. 12, pp. 5469–5474, Nov 2004.
- [72] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wave-fronts," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pp. 454–487, 1949.
- [73] U. Schnars and W. Jüptner, "Direct recording of holograms by a ccd target and numerical reconstruction.," *Appl Opt*, vol. 33, pp. 179–181, Jan 1994.
- [74] F. Le Clerc, L. Collot, and M. Gross, "Numerical heterodyne holography with two-dimensional photodetector arrays.," *Opt Lett*, vol. 25, pp. 716–718, May 2000.
- [75] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography.," *Opt Lett*, vol. 22, pp. 1268–1270, Aug 1997.
- [76] E. Cuhe, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography.," *Appl Opt*, vol. 39, pp. 4070–4075, Aug 2000.
- [77] H. J. Tiziani, "Optical methods for precision measurements," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 21, no. 4, pp. 253–282, 1989.
- [78] F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky, "Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis.," *Opt Express*, vol. 14, pp. 5895–5908, Jun 2006.
- [79] S. Lévêque, A. C. Boccara, M. Lebec, and H. Saint-Jalmes, "Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media : parallel speckle modulation processing.," *Opt Lett*, vol. 24, pp. 181–183, Feb 1999.
- [80] S. Farahi, G. Montemezzani, A. A. Grabar, J.-P. Huignard, and F. Ramaz, "Photorefractive acousto-optic imaging in thick scattering media at 790 nm with a sn(2)p(2)s(6) :te crystal.," *Opt Lett*, vol. 35, pp. 1798–1800, Jun 2010.

- [81] Y. Suzuki, P. Lai, X. Xu, and L. Wang, "High-sensitivity ultrasound-modulated optical tomography with a photorefractive polymer.," *Opt Lett*, vol. 38, pp. 899–901, Mar 2013.
- [82] S. Farahi, E. Benoit, A. A. Grabar, J.-P. Huignard, and F. Ramaz, "Time resolved three-dimensional acousto-optic imaging of thick scattering media.," *Opt Lett*, vol. 37, pp. 2754–2756, Jul 2012.
- [83] E. Benoit a la Guillaume, U. Bortolozzo, J.-P. Huignard, S. Residori, and F. Ramaz, "Dynamic ultrasound modulated optical tomography by self-referenced photorefractive holography.," *Opt Lett*, vol. 38, pp. 287–289, Feb 2013.
- [84] Y. Li, H. Zhang, C. Kim, K. H. Wagner, P. Hemmer, and L. V. Wang, "Pulsed ultrasound-modulated optical tomography using spectral-hole burning as a narrowband spectral filter.," *Appl Phys Lett*, vol. 93, p. 11111, Jul 2008.
- [85] Y. Li, P. Hemmer, C. Kim, H. Zhang, and L. V. Wang, "Detection of ultrasound-modulated diffuse photons using spectral-hole burning.," *Opt Express*, vol. 16, pp. 14862–14874, Sep 2008.
- [86] M. Lesaffre, S. Farahi, F. Ramaz, and M. Gross, "Experimental study of z resolution in acousto-optical coherence tomography using random phase jumps on ultrasound and light.," *Appl Opt*, vol. 52, pp. 949–957, Feb 2013.
- [87] E. Benoit a la Guillaume, S. Farahi, E. Bossy, M. Gross, and F. Ramaz, "Acousto-optical coherence tomography with a digital holographic detection scheme.," *Opt Lett*, vol. 37, pp. 3216–3218, Aug 2012.
- [88] P. Dmochowski, B. Hayes-Gill, M. Clark, J. Crowe, M. Somekh, and S. Morgan, "Camera pixel for coherent detection of modulated light," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 22, pp. 1403–1404, 2004.
- [89] S. Beer and P. Seitz, "Real-time tomographic imaging without x-rays : a smart pixel array with massively parallel signal processing for real-time optical coherence tomography performing close to the physical limits," in *Research in Microelectronics and Electronics, 2005 PhD*, vol. 2, pp. 135–138, 2005.
- [90] M. Pitter, C. W. See, and M. Somekh, "Subpixel microscopic deformation analysis using correlation and artificial neural networks.," *Opt Express*, vol. 8, pp. 322–327, Mar 2001.
- [91] M. Pitter, E. Jakeman, and M. Harris, "Heterodyne detection of enhanced backscatter," in *Lasers and Electro-Optics, 1997. CLEO '97., Summaries of Papers Presented at the Conference on*, vol. 11, 1997.
- [92] M. Pitter, J. Goh, M. Somekh, B. Hayes-Gill, M. Clark, and S. Morgan, "Phase-sensitive CMOS photo-circuit array for modulated thermorefectance measurements," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 18, pp. 1339–1340, 2003.
- [93] M. C. Pitter, C. W. See, and M. G. Somekh, "Full-field heterodyne interference microscope with spatially incoherent illumination.," *Opt Lett*, vol. 29, pp. 1200–1202, Jun 2004.
- [94] M. Pitter, R. Light, M. Somekh, M. Clark, and B. Hayes-Gill, "Dual-phase synchronous light detection with 64×64 CMOS modulated light camera," *Electronics Letters*, vol. 40, no. 22, pp. 1404–1405, 2004.
- [95] S. Bourquin, P. Seitz, and R. Salathé, "Two-dimensional smart detector array for interferometric applications," *Electronics Letters*, vol. 37, no. 15, pp. 975–976, 2001.
- [96] S. Bourquin, P. Hsiung, I. Hard, A. Aguirre, T. Ko, J. Fujimoto, T. Birks, W. Wadsworth, U. Bunting, and D. Kopf, "Compact ultrahigh resolution oct system for real-time in vivo

- imaging,” in *Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO '03. Conference on*, pp. 301–303, 2003.
- [97] J.-M. Tualle, A. Dupret, and M. Vasiliu, “Ultra-compact sensor for diffuse correlation spectroscopy,” *Electronics Letters*, vol. 46, no. 12, pp. 819–820, 2010.
 - [98] J. M. Tualle, H. L. Nghiêm, C. Schäfauer, P. Berthaud, E. Tinet, D. Etti, and S. Avrillier, “Time-resolved measurements from speckle interferometry,” *Opt Lett*, vol. 30, pp. 50–52, Jan 2005.
 - [99] R. Patel, S. Achamfuo-Yeboah, R. Light, and M. Clark, “Widefield heterodyne interferometry using a custom cmos modulated light camera,” *Opt Express*, vol. 19, pp. 24546–24556, Nov 2011.
 - [100] S. Ando and A. Kimachi, “Correlation image sensor : two-dimensional matched detection of amplitude-modulated light,” vol. 50, no. 10, pp. 2059–2066, 2003.
 - [101] N. Johnston, C. Stewart, R. Light, B. Hayes-Gill, M. Somekh, S. Morgan, J. Sambles, and M. Pitter, “Quad-phase synchronous light detection with 64 x 64 CMOS modulated light camera,” *Electronics Letters*, vol. 45, no. 21, pp. 1090–1091, 2009.
 - [102] R. Patel, S. Achamfuo-Yeboah, R. Light, and M. Clark, “Ultrastable heterodyne interferometer system using a cmos modulated light camera,” *Opt Express*, vol. 20, pp. 17722–17733, Jul 2012.
 - [103] J. Ohta, K. Yamamoto, T. Hirai, K. Kagawa, M. Nunoshita, M. Yamada, Y. Yamasaki, S. Sugishita, and K. Watanabe, “An image sensor with an in-pixel demodulation function for detecting the intensity of a modulated light signal,” vol. 50, no. 1, pp. 166–172, 2003.
 - [104] S. Ando, N. Ono, and A. Kimachi, “Development of three-phase lock-in camera for AM-pm demodulation imaging,” in *SICE 2002. Proceedings of the 41st SICE Annual Conference*, vol. 3, pp. 1387–1390, 2002.
 - [105] S. Ando, N. Ono, and A. Kimachi, “Lock-in magneto-optical imager using correlation image sensor,” in *SICE 2003 Annual Conference*, vol. 1, pp. 461–464, 2003.
 - [106] N. Hubin and L. Noethe, “Active optics, adaptive optics, and laser guide stars,” *Science*, vol. 262, pp. 1390–1394, Nov 1993.
 - [107] D. A. Montera, B. M. Welsh, M. C. Roggemann, and D. W. Ruck, “Processing wave-front-sensor slope measurements using artificial neural networks,” *Appl Opt*, vol. 35, pp. 4238–4251, Jul 1996.
 - [108] B. C. Platt and R. Shack, “History and principles of shack-hartmann wavefront sensing,” *J Refract Surg*, vol. 17, no. 5, pp. S573–S577, 2001.
 - [109] X. Hong, N. Himebaugh, and L. N. Thibos, “On-eye evaluation of optical performance of rigid and soft contact lenses,” *Optom Vis Sci*, vol. 78, pp. 872–880, Dec 2001.
 - [110] S. M. Popoff *et al.*, *Contrôle spatio-temporel de la lumière en milieux complexes*. PhD thesis, Université Paris-Diderot-Paris VII, 2011.
 - [111] I. M. Vellekoop, “Controlling the propagation of light in disordered scattering media,” *arXiv preprint arXiv :0807.1087*, 2008.
 - [112] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, “Focusing coherent light through opaque strongly scattering media,” *Opt Lett*, vol. 32, pp. 2309–2311, Aug 2007.
 - [113] M. Cui and C. Yang, “Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation,” *Opt Express*, vol. 18, pp. 3444–3455, Feb 2010.

- [114] D. B. Conkey, A. N. Brown, A. M. Caravaca-Aguirre, and R. Piestun, "Genetic algorithm optimization for focusing through turbid media in noisy environments.," *Opt Express*, vol. 20, pp. 4840–4849, Feb 2012.
- [115] S. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Image transmission through an opaque material.," *Nat Commun*, vol. 1, p. 81, 2010.
- [116] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Measuring the transmission matrix in optics : an approach to the study and control of light propagation in disordered media.," *Phys Rev Lett*, vol. 104, p. 100601, Mar 2010.
- [117] S. M. Popoff, A. Aubry, G. Lerosey, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Exploiting the time-reversal operator for adaptive optics, selective focusing, and scattering pattern analysis.," *Phys Rev Lett*, vol. 107, p. 263901, Dec 2011.
- [118] I. Vellekoop and A. Mosk, "Phase control algorithms for focusing light through turbid media," *Optics Communications*, vol. 281, no. 11, pp. 3071–3080, 2008.
- [119] R. A. Fisher, *Optical phase conjugation*. Academic Press, 1983.
- [120] A. Yariv and D. M. Pepper, "Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing.," *Opt Lett*, vol. 1, p. 16, Jul 1977.
- [121] E. I. Moses and F. Y. Wu, "Amplification and phase conjugation by degenerate four-wave mixing in a saturable absorber.," *Opt Lett*, vol. 5, p. 64, Feb 1980.
- [122] M. Jang, H. Ruan, H. Zhou, B. JudkeJudkewitz, and C. Yang, "Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation.," *Opt Express*, vol. 22, pp. 14054–14071, Jun 2014.
- [123] Y. M. Wang, B. Judkewitz, C. A. Dimarzio, and C. Yang, "Deep-tissue focal fluorescence imaging with digitally time-reversed ultrasound-encoded light.," *Nat Commun*, vol. 3, p. 928, 2012.
- [124] I. M. Vellekoop, M. Cui, and C. Yang, "Digital optical phase conjugation of fluorescence in turbid tissue.," *Appl Phys Lett*, vol. 101, p. 81108, Aug 2012.
- [125] S. H. Tseng and C. Yang, "2-d pstd simulation of optical phase conjugation for turbidity suppression.," *Opt Express*, vol. 15, pp. 16005–16016, Nov 2007.
- [126] Y. Suzuki, J. W. Tay, Q. Yang, and L. V. Wang, "Continuous scanning of a time-reversed ultrasonically encoded optical focus by reflection-mode digital phase conjugation.," *Opt Lett*, vol. 39, pp. 3441–3444, Jun 2014.
- [127] M. Cui, E. J. McDowell, and C. Yang, "An in vivo study of turbidity suppression by optical phase conjugation (tsopc) on rabbit ear.," *Opt Express*, vol. 18, pp. 25–30, Jan 2010.
- [128] I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, and D. Psaltis, "Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation.," *Opt Express*, vol. 20, pp. 10583–10590, May 2012.
- [129] S. Farahi, D. Ziegler, I. N. Papadopoulos, D. Psaltis, and C. Moser, "Dynamic bending compensation while focusing through a multimode fiber.," *Opt Express*, vol. 21, pp. 22504–22514, Sep 2013.
- [130] M. Hareng, G. Assouline, and E. Leiba, "La birefringence electriquement controlee dans les cristaux liquides nematiques," *Applied optics*, vol. 11, no. 12, pp. 2920–2925, 1972.
- [131] P.-G. De Gennes and J. Prost, *The physics of liquid crystals*, vol. 23. Clarendon press Oxford, 1993.

- [132] G. Haas, H. Wöhler, M. W. Fritsch, and D. A. Mlynski, "Simulation of two-dimensional nematic director structures in inhomogeneous electric fields," *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, vol. 198, no. 1, pp. 15–28, 1991.
- [133] J. Davies, S. Day, F. Di Pasquale, and F. Fernandez, "Finite-element modelling in 2-D of nematic liquid crystal structures," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 6, pp. 582–583, 1996.
- [134] H. De Smet, J. Van den Steen, G. Van Doorselaer, D. Cuypers, N. Carchon, and A. Van Calster, "On the development of van LCos microdisplays," in *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE*, vol. 2, pp. 814–815, 2003.
- [135] D. Cuypers, H. De Smet, and A. Van Calster, "Van LCos microdisplays : A decade of technological evolution," *Journal of Display Technology*, vol. 7, no. 3, pp. 127–134, 2011.
- [136] V. Shrauger and C. Warde, "Development of a high-speed high-fill-factor phase-only spatial light modulator," 2001.
- [137] D. McKnight and K. M. Johnson, "A 256 by 256 liquid crystal over silicon spatial light modulator," in *Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1993. LEOS '93 Conference Proceedings. IEEE*, pp. 674–675, 1993.
- [138] K. M. Johnson, D. McKnight, and I. Underwood, "Smart spatial light modulators using liquid crystals on silicon," vol. 29, no. 2, pp. 699–714, 1993.
- [139] I. Bar-Tana, J. P. Sharpe, D. J. McKnight, and K. M. Johnson, "Smart-pixel spatial light modulator for incorporation in an optoelectronic neural network.," *Opt Lett*, vol. 20, pp. 303–305, Feb 1995.
- [140] T. D. Wilkinson, C. Henderson, D. Gil Leyva, R. Ghannam, R. Ghannon, and W. A. Crossland, "Non-display applications and the next generation of liquid crystal over silicon technology.," *Philos Trans A Math Phys Eng Sci*, vol. 364, pp. 2721–2731, Oct 2006.
- [141] J. Du, X. Gu, X. Huang, J. Zhou, K. Chen, H. Chen, J. Yang, and B. Cao, "Hydrogenated amorphous silicon PIN photodiode for optically addressed spatial light modulators," in *Solid-State and Integrated Circuit Technology, 1995 4th International Conference on*, pp. 733–735, 1995.
- [142] Y. J. Lee, "Micro-mirror device and optical pick-up system of the same," Sept. 3 2002. US Patent 6,445,488.
- [143] M. G. Robinson and C. Tombling, "Analog nonvolatile optically addressed spatial light modulator.," *Opt Lett*, vol. 21, pp. 1588–1590, Oct 1996.
- [144] B. Landreth and G. Moddel, "Analog response from binary spatial light modulators," 1990.
- [145] D. Imanishi, M. Shigeta, and S. Shimizu, "Spatial light modulation device," Nov. 14 1995. US Patent 5,467,216.
- [146] A. Lelah, G. Martel, T. Segovia, P. Geoffroy, J. Laval, P. Jayet, B. Vinouze, P. Senn, P. Gravey, N. Wolffer, R. Lever, and A. Tan, "A CMOS VLSI pilot and support chip for a liquid crystal on silicon 8×8 optical cross-connect," in *Solid-State Circuits Conference, 2001. ESSCIRC 2001. Proceedings of the 27th European*, pp. 93–96, 2001.
- [147] C. Henderson, D. Gil-Leyva, and T. Wilkinson, "Free space adaptive optical interconnect, using a ferroelectric liquid crystal slm for beam steering," in *Information Photonics, 2005. IP 2005. OSA Topical Meeting on*, pp. 1–3, 2005.

- [148] M. Jiang, B. Yang, T. Zhang, L. Ji, and Y. Wang, "Study on a lateral-electrical-field pixel architecture for flc spatial light modulator with continuously tunable grayscales," vol. 50, no. 7, pp. 1694–1697, 2003.
- [149] J. Suzuki, A. Komai, Y. Ohuchi, Y. Tezuka, H. Konishi, M. Nishiyama, Y. Suzuki, and S. Owa, "Micro-mirror on ribbon-actuator (mor) for high speed spatial light modulator," in *Micro Electro Mechanical Systems, 2008. MEMS 2008. IEEE 21st International Conference on*, pp. 762–765, 2008.
- [150] L. Haspeslagha, J. De Coster, O. Pedreira, I. de Wolf, B. Du Bois, A. Verbist, R. Van Hoof, M. Willegems, S. Locorotondo, G. Bryce, J. Vaes, B. van Driehuisen, and A. Witvrouw, "Highly reliable CMOS-integrated 11mpixel SiGe-based micro-mirror arrays for high-end industrial applications," in *Electron Devices Meeting, 2008. IEDM 2008. IEEE International*, pp. 1–4, 2008.
- [151] J. B. Sampsell, "Digital micromirror device and its application to projection displays," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 12, no. 6, pp. 3242–3246, 1994.
- [152] J. S. Lee, R. Hornsey, and D. Renshaw, "Analysis of CMOS photodiodes. i. quantum efficiency," vol. 50, no. 5, pp. 1233–1238, 2003.
- [153] J. Yang, K. Fife, L. Brooks, C. Sodini, A. Betts, P. Mudunuru, and H.-S. Lee, "A 3mpixel low-noise flexible architecture CMOS image sensor," in *Solid-State Circuits Conference, 2006. ISSCC 2006. Digest of Technical Papers. IEEE International*, pp. 2004–2013, 2006.
- [154] M. El-Desouki, O. Marinov, M. Deen, and Q. Fang, "CMOS active-pixel sensor with in-situ memory for ultrahigh-speed imaging," vol. 11, no. 6, pp. 1375–1379, 2011.
- [155] S. Kleinfelder, Y. Chen, K. Kwiatkowski, and A. Shah, "Multi-million frames/s sensor circuits for pulsed-source imaging," in *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE*, vol. 3, pp. 1504–1508, 2003.
- [156] T. Reiner, B. Mishori, T. Leitner, A. Horovitz, Y. Vainbaum, M. Hakim, A. Lahav, S. Shapira, and A. Fenigstein, "CMOS image sensor 3T nwell photodiode pixel spice model," in *Electrical and Electronics Engineers in Israel, 2004. Proceedings. 2004 23rd IEEE Convention of*, pp. 161–164, 2004.
- [157] J. A. Abraham, "Interconnects in cmos technology," September 2011.
- [158] R. M. Philipp, D. Orr, V. Gruev, J. Van der Spiegel, and R. Etienne-Cummings, "Linear current-mode active pixel sensor," *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 42, no. 11, pp. 2482–2491, 2007.
- [159] K. Murari, R. Etienne-Cummings, N. Thakor, and G. Cauwenberghs, "Which photodiode to use : A comparison of cmos-compatible structures," *Sensors Journal, IEEE*, vol. 9, no. 7, pp. 752–760, 2009.
- [160] B. A. Fowler, J. Balicki, D. How, and M. Godfrey, "Low-fpn high-gain capacitive transimpedance amplifier for low-noise cmos image sensors," in *Photonics West 2001-Electronic Imaging*, pp. 68–77, International Society for Optics and Photonics, 2001.
- [161] M. Perenzoni, N. Massari, D. Stoppa, L. Pancheri, M. Malfatti, and L. Gonzo, "A 160 120-pixels range camera with in-pixel correlated double sampling and fixed-pattern noise correction," vol. 46, no. 7, pp. 1672–1681, 2011.
- [162] B. Razavi, *Design of analog CMOS integrated circuits*. Tata McGraw-Hill Education, 2002.
- [163] H. Tian, *Noise analysis in CMOS image sensors*. PhD thesis, stanFord university, 2000.

- [164] T. Sugiki, S. Ohsawa, H. Miura, M. Sasaki, N. Nakamura, I. Inoue, M. Hoshino, Y. Tomizawa, and T. Arakawa, "A 60 mW 10 b CMOS image sensor with column-to-column FPN reduction," in *Solid-State Circuits Conference, 2000. Digest of Technical Papers. ISSCC. 2000 IEEE International*, pp. 108–109, 2000.
- [165] D. Yang, B. Fowler, and A. El Gamal, "A 128×128 pixel CMOS area image sensor with multiplexed pixel level A/D conversion," in *Custom Integrated Circuits Conference, 1996., Proceedings of the IEEE 1996*, pp. 303–306, 1996.
- [166] B. Fowler, A. El Gamal, and D. Yang, "A CMOS area image sensor with pixel-level A/D conversion," in *Solid-State Circuits Conference, 1994. Digest of Technical Papers. 41st ISSCC., 1994 IEEE International*, pp. 226–227, 1994.
- [167] R. Schreier and G. C. Temes, *Understanding delta-sigma data converters*, vol. 74. IEEE press Piscataway, NJ, 2005.
- [168] B. Murmann, "Adc performance survey 1997-2014," [Online] Available : <http://web.stanford.edu/~murmman/adcsurvey.html>, 2014.
- [169] F. Maloberti, M. Belloni, and P. Malcovati, "Incremental sigma-delta modulators for 3D-imaging : System architecture and signal processing," in *Sensors, 2006. 5th IEEE Conference on*, pp. 868–871, 2006.
- [170] A. Mahmoodi and D. Joseph, "Pixel-level delta-sigma ADC with optimized area and power for vertically-integrated image sensors," in *Circuits and Systems, 2008. MWSCAS 2008. 51st Midwest Symposium on*, pp. 41–44, 2008.
- [171] P. Aziz, H. Sorensen, and J. van der Spiegel, "An overview of sigma-delta converters," vol. 13, no. 1, pp. 61–84, 1996.
- [172] X. Yuan, "Wideband sigma-delta modulators," 2010.
- [173] T. Wang and G. Temes, "Low-power switched-capacitor integrator for delta-sigma ADCs," in *Circuits and Systems (MWSCAS), 2010 53rd IEEE International Midwest Symposium on*, pp. 493–496, 2010.
- [174] W.-H. Ki and G. Temes, "Offset-compensated switched-capacitor integrators," in *Circuits and Systems, 1990., IEEE International Symposium on*, pp. 2829–2832, 1990.
- [175] V. Cheung, H. Luong, and W.-H. Ki, "A 1-V 10.7-MHz switched-opamp bandpass $\Sigma\Delta$ modulator using double-sampling finite-gain-compensation technique," vol. 37, no. 10, pp. 1215–1225, 2002.
- [176] C. H. Aw and B. Wooley, "A 128×128-pixel standard-CMOS image sensor with electronic shutter," vol. 31, no. 12, pp. 1922–1930, 1996.
- [177] D. Kim and G. Han, "A low noise and low power CMOS image sensor with pixel-level correlated double sampling," in *Design and Diagnostics of Electronic Circuits and Systems, 2007. DDECS '07. IEEE*, pp. 1–3, 2007.
- [178] M. Lesaffre, S. Farahi, M. Gross, P. Delaye, C. Boccara, and F. Ramaz, "Acousto-optical coherence tomography using random phase jumps on ultrasound and light.," *Opt Express*, vol. 17, pp. 18211–18218, Sep 2009.
- [179] M. M. Lesaffre, *Imagerie acousto-optique de milieux diffusants épais par détection photo-réfractive*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- [180] HOLOEYE, "Pluto phase only spatial light modulators datasheet," [Online] http://holoeys.com/wp-content/uploads/PLUTO_Phase_Only_Modulator.pdf, 2014.

- [181] S. Astilean, P. Lalanne, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois, "High-efficiency subwavelength diffractive element patterned in a high-refractive-index material for 633 nm.," *Opt Lett*, vol. 23, pp. 552–554, Apr 1998.
- [182] E. Silberstein and P. Lalanne, "Grating theories for the analysis of photonic waveguides," in *Lasers and Electro-Optics Europe, 2000. Conference Digest. 2000 Conference on*, 2000.
- [183] L. Li, "Multilayer modal method for diffraction gratings of arbitrary profile, depth, and permittivity," *JOSA A*, vol. 10, no. 12, pp. 2581–2591, 1993.
- [184] L. Li, "Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures," *JOSA A*, vol. 13, no. 9, pp. 1870–1876, 1996.
- [185] M. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, and T. Gaylord, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings," *JOSA A*, vol. 12, no. 5, pp. 1068–1076, 1995.
- [186] M. Moharam and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings," *JOSA*, vol. 72, no. 10, pp. 1385–1392, 1982.
- [187] P. Lalanne, "Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings," *JOSA A*, vol. 14, no. 7, pp. 1592–1598, 1997.
- [188] L. Seddon, P. Deo, D. Mirshekar-Syahkal, S. Day, and F. Fernandez, "Accurate modeling of liquid crystal-tuned meander-line phase-shifter," in *Microwave Symposium Digest (IMS), 2013 IEEE MTT-S International*, pp. 1–3, 2013.
- [189] J. E. Stockley, D. Subacius, and S. A. Serati, "Influence of the interpixel region in liquid crystal diffraction gratings," in *Electronic Imaging'99*, pp. 127–136, International Society for Optics and Photonics, 1999.
- [190] D. P. Jones and R. Bullock, "Conductive black matrix layer for lcd display connected to gate through two vias," May 6 2003. US Patent 6,559,914.
- [191] T. Huang, J.-H. Chen, and B. Der Liu, "Integrated black matrix/color filter structure for tft-lcd," Oct. 15 2002. US Patent 6,466,281.
- [192] X. Zhao, C. Liu, D. Zhang, and Y. Luo, "Tunable liquid crystal microlens array using hole patterned electrode structure with ultrathin glass slab.," *Appl Opt*, vol. 51, pp. 3024–3030, May 2012.
- [193] E. Ronzitti, M. Guillon, V. de Sars, and V. Emiliani, "Lcos nematic slm characterization and modeling for diffraction efficiency optimization, zero and ghost orders suppression.," *Opt Express*, vol. 20, pp. 17843–17855, Jul 2012.
- [194] G. Barbero, N. Madhusudana, and G. Durand, "Weak anchoring energy and pretilt of a nematic liquid crystal," *Journal de Physique Lettres*, vol. 45, no. 12, pp. 613–619, 1984.
- [195] A. L. Alexe-Ionescu, G. Barbero, and L. Komitov, "Anchoring of nematic liquid crystals on a thin polymeric film.," *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, vol. 77, p. 051701, May 2008.
- [196] D. W. Berreman, "Optics in stratified and anisotropic media : 4×4 -matrix formulation," *JOSA*, vol. 62, no. 4, pp. 502–510, 1972.
- [197] H. Wöhler, G. Haas, M. Fritsch, and D. Mlynski, "Faster 4×4 matrix method for uniaxial inhomogeneous media," *JOSA A*, vol. 5, no. 9, pp. 1554–1557, 1988.
- [198] S. Ahderom, M. Raisi, K. Lo, K. Alameh, and R. Mavaddat, "Applications of liquid crystal spatial light modulators in optical communications," in *High Speed Networks and Multimedia Communications 5th IEEE International Conference on*, pp. 239–242, 2002.

- [199] Y. Lee, J. Gourlay, W. J. Hossack, I. Underwood, and A. J. Walton, "Multi-phase modulation for nematic liquid crystal on silicon backplane spatial light modulators using pulse-width modulation driving scheme," *Optics communications*, vol. 236, no. 4, pp. 313–322, 2004.
- [200] J.-S. Kang and O.-K. Kwon, "Digital driving method for low frame frequency and 256 gray scales in liquid crystal on silicon panels," *Journal of Display Technology*, vol. 8, no. 12, pp. 723–729, 2012.
- [201] R. Li, D. S. Elson, C. Dunsby, R. Eckersley, and M.-X. Tang, "Effects of acoustic radiation force and shear waves for absorption and stiffness sensing in ultrasound modulated optical tomography.," *Opt Express*, vol. 19, pp. 7299–7311, Apr 2011.
- [202] F. Verpillat, F. Joud, M. Atlan, and M. Gross, "Digital holography at shot noise level," *Journal of Display Technology*, vol. 6, no. 10, pp. 455–464, 2010.
- [203] F. Semiconductor, "2n7000/2n7002," *NDS7002A N-Channel Enhancement Mode Field Effect Transistor, datalehti ladattavissa PDF-muodossa osoitteesta <http://www.fairchild-semi.com/cqpf>* N, vol. 2, 1995.
- [204] M. H. Niemz, *Laser-tissue interactions : fundamentals and applications*. Springer, 2007.

Publications et Brevets

Articles de conférences

- [205] T. Laforest, A. Verdant, A. Dupret, S. Gigan, F. Ramaz, G. Tessier, E. Benoit à la Guillaume, *Monolithic device for on-chip fast optical phase conjugation integrating an image sensor and a spatial light modulator*, in Proc. SPIE, 8989, 89890N-89890N-6, 2014
- [206] T. Laforest, A. Verdant, A. Dupret, S. Gigan, F. Ramaz, G. Tessier, *Co-integration of a smart CMOS image sensor and a spatial light modulator for real-time optical phase modulation*, in Proc. SPIE, 9022, 90220N-90220N-6, 2014
- [207] T. Laforest, A. Dupret, A. Verdant, F. Ramaz, S. Gigan, G. Tessier, and E. Benoit a la Guillaume, *A 4000 Hz CMOS Image Sensor with In-Pixel Processing for Light Measurement and Modulation*, in Proceedings of New Circuits and Systems Conference (NEWCAS), IEEE 11th International, (2013), pp. 1–4., jun. 2013
- [208] T. Laforest, A. Verdant, D. Dupret, S. Gigan and F. Ramaz, *Towards a real time sensor for focusing through scattering media*, Sensors, 2012 IEEE , pp.1-4, oct. 2012 (article, dont le contenu n'est pas abordé dans le manuscrit, donné en fin de manuscrit)

Articles de revues

- [209] T. Laforest, U. Rossini, A. Verdant, A. Dupret, S. Gigan, F. Ramaz, G. Tessier, *Modeling on chip optical phase operation by nematic liquid crystals on light-sensitive silicon*, en préparation.
- [210] T. Laforest, A. Verdant, A. Dupret, F. Ramaz, *CMOS Demodulating Pixel for Holographic Heterodyne Detection*, soumis à TCASII

Demandes de brevet

- [211] FR1454453, *Système et procédé d'acquisition d'images hyperspectrales*, W. Guicquero, T. Laforest , A. Dupret, A. Verdant.
- [212] FR1363761, *Système d'acquisition d'images par holographie numérique hétérodyne*, T. Laforest, A. Verdant, A. Dupret.

- [213] FR1261594/ WO 2014087099 A1, *Dispositif de mesure et de contrôle du front d'onde d'un faisceau lumineux cohérent*, T. Laforest, A. Verdant, A. Dupret, S. Gigan, F. Ramaz, G. Tessier.

Normes biomédicales

Normes acoustiques

La norme référence en acoustique est fixée par la FDA ("Food and Drug Administration"), il s'agit d'une norme de régulation américaine. Afin de limiter les effets thermiques ou mécaniques pouvant altérer les tissus, deux critères doivent être respectés simultanément :

- La puissance acoustique moyenne doit être inférieure à la valeur seuil I_{SPTA} .
- La puissance crête acoustique doit être inférieure à I_{SPPA} ou l'index mécanique MI doit être inférieur à la valeur seuil MI_S .

L'index mécanique est défini par :

$$MI = \frac{PNP}{\sqrt{f_C}}, \quad (A.1)$$

où PNP est le pic de pression négative en MPa et f_C la fréquence centrale d'émission acoustique. Les valeurs seuils varient selon les tissus insonifiés et sont récapitulés dans le tableau ci-dessous.

Organe	I_{SPTA} (mW/cm^2)	I_{SPPA} (W/cm^2)	MI_S
Vaisseaux périphériques	720	190	1.9
Cœur	430	190	1.9
Fœtus et petits organes	94	190	1.9
Œil	17	28	0.23

Normes optiques

Les normes de sécurité présentées ici sont tirées du document NF EN 6085-1 de l'AFNOR (Association Française de Normalisation) datant de 1994. Elles font référence à la notion d'exposition maximale permise (EMP).

Annexe A : Normes biomédicales

Régime continu : Pour une durée d'exposition Δt supérieure à 10 s et pour une longueur d'onde λ entre 700 et 1400 nm, l'exposition maximale permise sur la peau est :

$$EMP_{peau,CW}(\lambda) = 200C_4(\lambda) \text{ mW/cm}^2, \quad (\text{A.2})$$

où C_4 est un facteur de correction qui dépend de la longueur d'onde. Il est défini par :

$$C_4(\lambda) = \min(10^{0.002(\lambda-700)}, 5). \quad (\text{A.3})$$

La longueur d'onde est exprimée en nm.

Régime impulsionnel : Pour une durée d'exposition Δt comprise entre 0.1 μs et 10 s et pour une longueur d'onde λ entre 700 et 1400 nm, l'exposition maximale permise sur la peau est :

$$EMP_{peau}(\lambda) = 1.1C_4(\lambda)\Delta t^{0.25} \text{ J/cm}^2, \quad (\text{A.4})$$

A titre d'exemple, à 780 nm, pour un laser pulsé à 1 ms, l'EMP vaut $EMP_{peau}(780) = 282 \text{ mJ/cm}^2$.

Modèle du modulateur $\Delta\Sigma$

Fonctionnement standard

Le fonctionnement standard fait référence ici au mode d'acquisition sans burts ni sauts de phase aléatoires. Dans ce cas, le convertisseur $\Delta\Sigma$ produit un code sur 10 *bits* qui correspond à la partie réelle ou à la partie imaginaire de la composante alternative du courant photonique. L'échantillonnage et l'intégration sont définis par l'équation suivante :

$$Vo(n) = Vo(n-4) + \frac{C_S}{C_{INT}} [Vin(n) - Vin(n-2) + VDAC(n-4) - VREF], \quad (B.1)$$

où n est l'indice d'échantillonnage, Vin , la tension d'entrée et Vo la tension de sortie du modulateur. La tension Vin est définie de la manière suivante :

$$Vin = V_{DC} + A\cos(\omega_{US}t), \quad (B.2)$$

où $t = n \frac{2\pi}{4f_{US}}$.

Le bitstream est ensuite obtenu par comparaison de la sortie de l'intégrateur Vo à un seuil. Afin d'obtenir le code de sortie du convertisseur sur 10 *bits*, il suffit d'incrémenter un compteur lorsque le bitstream est à 1. Le code obtenu en fonction d'une amplitude allant de 0 à 0.2 est tracé sur la figure B.1. En d'autres termes, des quantités de charges allant de $-0.2C_S$ à $0.2C_S$ sont intégrées. Les paramètres de simulations sont $VH = 0.2$, $VL = 0.6$, $VREF = 0.4$ et $C_S/C_{INT} = 0.5$. Le figure B.1 représente l'amplitude et la phase calculées à partir des parties réelle et imaginaire obtenues sur 10 *bits* signés. Ces deux grandeurs sont donc codées sur 9 *bits*.

Annexe B : Modèle du modulateur $\Delta\Sigma$

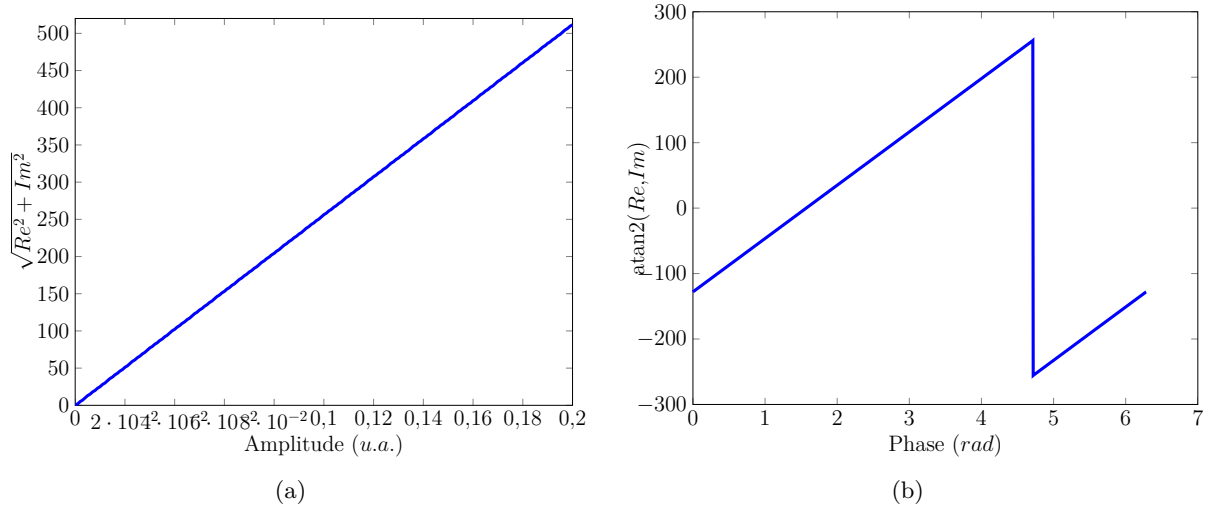


Figure B.1 | Amplitude (a) et phase (b) du signal converti avec le modèle du modulateur $\Delta\Sigma$.

Mode d'acquisition par sauts de phase aléatoires

Dans ce mode fonctionnement, le signal lumineux mesuré par un pixel est le résultat de l'interférence entre le bras référence à la pulsation ω_L et le bras objet à la pulsation $\omega_L \pm \omega_{US}$, sur lequel est appliqué le motif de sauts de phase aléatoires $\Phi(t)$. Le courant photonique peut donc s'écrire sous la forme :

$$I_{PH} = I_{DC} + I_{AC} \cos(\omega_{US}t + \Phi(t)). \quad (\text{B.3})$$

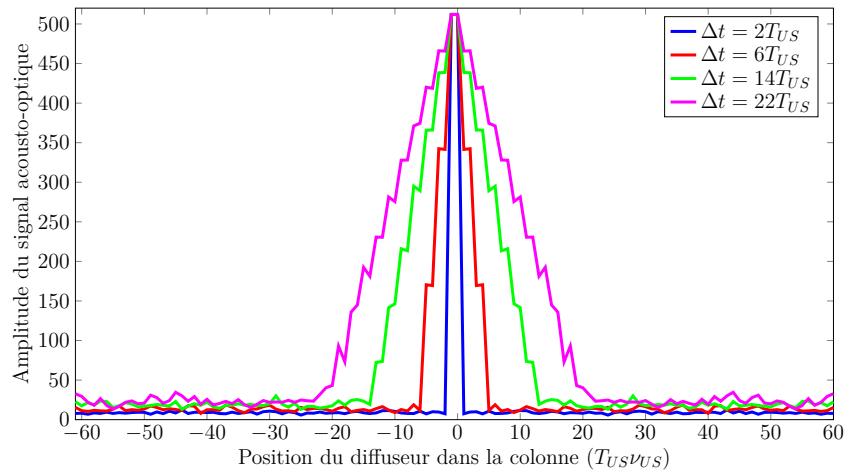


Figure B.2 | Amplitude du signal acousto-optique en fonction de la position du diffuseur dans la colonne ultrasonore. L'origine est prise à l'endroit où les motifs se superposent.

Par suite, la tension en entrée du modulateur $\Delta\Sigma$ s'écrit :

$$V_{in} = V_{DC} + A \cos(\omega_{US}t + \Phi(t)). \quad (\text{B.4})$$

Puisque le motif de sauts de phase est synchronisé sur les phases d'échantillonnage du pixel, la variable temporelle peut s'écrire $t = n \frac{2\pi}{4f_{US}}$.

Pour prendre en compte les contributions des différents diffuseurs le long de la colonne acousto-optique, il est nécessaire de mesurer le code obtenu en sortie du convertisseur $\Delta\Sigma$ en fonction de la position du diffuseur. En d'autres termes, la sortie doit être observée pour différents décalages entre le motif de sauts de phase appliqué sur les phases d'échantillonnage et celui appliqué sur le transducteur ultrasonore. Cela revient à écrire le signal en entrée du modulateur comme suit :

$$Vin = V_{DC} + A(-1)^{P(t+\tau)} \cos(\omega_{US}t + \Phi(t)), \quad (\text{B.5})$$

où τ est la variable pour les différentes mesures du code en sortie du modulateur et $P(t)$ le motif de sauts de phase entre 0 et 1. La figure B.2 illustre cette simulation, où τ varie de $-60T_{US}$ à $60T_{US}$ pour une amplitude maximum de $A = 0.2$ (les paramètres sont les mêmes que dans la simulation du cas standard), par conséquent le maximum des courbes vaut 512. On retrouve le résultat de la fonction d'autocorrélation du motif de sauts de phase. Le signal acousto-optique pour une valeur de Δt est ensuite obtenu en intégrant ce résultat sur le temps de la mesure.

Towards a Real Time Sensor for Focusing Through Scattering Media

Timothé LAFOREST*, Arnaud VERDANT*, Antoine DUPRET*, Sylvain GIGAN† and François RAMAZ†

*CEA, DRT, LETI, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 9, France.

†Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris cedex 05, France.

Email: timothe.laforest@cea.fr

Abstract—Materials such as milk, paper, white paint and biological tissue scatter light. As a result, transmitted light intensity through these materials is a speckle pattern, having often a short persistence time. Recently, advances in optics to control light through disordered media have reported an increasing efficiency. Consequently, that allows us to foresee a real time sensor that achieve such task in an integrated way. Thereby, in this perspective, we propose a genetic algorithm implemented with pyramidal approach in a CMOS image sensor, which matches integrated data processing and short persistence time. Our algorithm have been simulated with a faithful model. Results show at least a gain of a factor 10 compared to the state of the art algorithms.

I. INTRODUCTION

Materials such as milk, paper, white paint and biological tissue are opaque due to multiple scattering of light. Consequently, the interaction between the media and the light beam causes phase changes of light. Recently, many works have been reported to control coherent light through scattering media [1], [2], [3]. Advances in wavefront shaping techniques have allowed great progress in achieving this task. The principle consists in correcting phase perturbations produced by the media achieving inverse diffusion. Indeed, the use of phase only Spatial Light Modulators (SLM) for wavefront correction is a promising way to achieve focusing coherent light [1]. Wavefront correction can be achieved by finding the optimal set of phases thanks to SLM which phases can be adjusted. This task constitutes an optimization problem.

Turbid media, especially biological tissue, often feature short persistence time, of few milliseconds [4]. Hence, the corrected wavefront must be computed within the persistence time. Furthermore, the optical setup and the detector add noise to the speckle pattern that results from the scattered light beam. This complicate the optimization process, which hence must be robust with regards to high noise level. Some works propose focusing algorithms [1], [3] or the measurement of transmission matrix [2] that allows generating the correct phase set that, in turn, will allow focusing the light beam. For instance, considering a 256x256 pixels image array, a decorrelation time of 2 ms, and assuming that the algorithm needs 250 frames to converge, the image sensor have to capture 125 000 frames per second (fps), corresponding to a transfer rate of nearly 9 giga pixels per second. The standard approach, i.e. camera and processor suffers from limitations: delay due to frame transfer and centralized data processing.

Therefore, we aim at developing a dedicated smart image sensor allowing enhancing the focusing convergence time

with regards to persistence time in biological media. Indeed, the parallel processing at the pixel level allows dramatic acceleration of processing. A major challenge is to make the implementation compatible with pixel level processing i.e. small footprint and low power consumption. In that scope, we present a pyramidal genetic algorithm (GA) [5] that can be implemented within a CMOS image sensor. This one is evaluated thanks to a faithful optical model and compared to state of the art algorithms. Finally, we show that SLM based on ferroelectric liquid crystal having a response time of typically less than 100 μ s are compliant with this application [6].

The paper is organized as follow: in section II, we present the theory of random matrix applied to a scattering media and state of the art wavefront correction techniques and their limitations. In section III, our GA is presented, and the pyramidal approach optimization is exposed. In section IV, we describe our optical model used to simulate the setup achieving coherent light beam control and propagation in a random media. Finally, in section V we present our results and compare them to the state of the art.

II. THE LIMITATIONS OF STATE OF THE ART WAVEFRONT CORRECTION TECHNIQUES

A sample of scattering media is described by its transmission matrix elements, t_{mn} . This matrix couples the incident light and the transmitted light by a linear relation [1]:

$$E_m = \sum_{n=1}^N t_{mn} A_n e^{i\phi_n}, \quad (1)$$

where E_m is the complex field at output mode m , A_n is the amplitude contribution from input mode n , which is assumed to be uniform across the input plane and is defined as $A_n = 1/\sqrt{N}$ and ϕ_n is the phase of the n th segment of the phase modulator. N represents the total number of input modes. The transmission matrix t is then a $M \times N$ random matrix with Gaussian distribution, where M is the number of output modes.

The standard optical setup corresponding to this model, used for testing the algorithms and simulating their implementation, is shown in Fig. 1. A Laser source illuminates a reflective SLM array. Each element of the SLM array shifts the phase of its incident light from 0 to 2π . Next the light beam is scattered by the media, and finally the transmitted intensity is recorded on an image sensor. In practice, the setup shown in Fig. 1 needs objectives to zoom in the media, but in our model, zoom is

already done. Even with a 3 bit coding of the phase, control of the SLM at 125 000 fps is a tedious issue for which we have developed an original solution but we will not address this point in this paper.

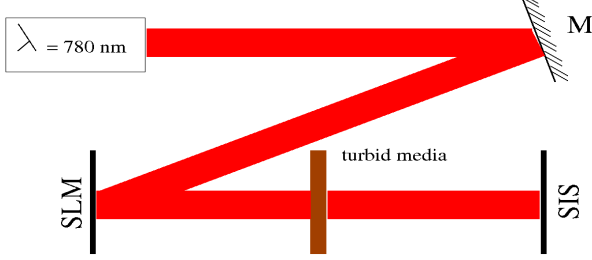


Fig. 1. Schematic view of the simulated setup. A Laser source illuminates a reflective SLM via a mirror M. Next, light beam passes through the turbid media, and image intensity is observed on a camera which can be a smart image sensor (SIS). The camera gives a feedback to the SLM to control the wavefront.

The first class of algorithms which have been developed are algorithms based on the sequential optimization of each input modes [1]. It exploits the properties of the field on the detector plan to be a linear superposition of the contribution of all input modes. Without considering decorrelation, with these algorithms, enhancement is proportional to the number of input modes. The enhancement factor is defined as the intensity of a specific output mode divided by the averaged transmitted initial intensity [1]. These algorithms can reach a higher enhancement than GA, but lack of robustness in noisy environment. Moreover, by optimizing each input mode independently, these algorithms are slow. As a result, this class of algorithms is inefficient to focusing through a media with short persistence time.

Recently, GA have been presented [3], and better enhancements with a reduced number of measurements have been reported. A measurement represents a record of a specific output mode intensity. Finally, a technique for measuring the transmission matrix of a random media have been developed in [2]. The transmission matrix is measured calculating the complex field response for a given set of input basis modes. The complex field response is calculated by measuring 4 interference patterns between the scattered wave and a reference wave, which is shifted in phase by $0, \pi/2, \pi$ and $3\pi/2$. Focusing with this technique requires $4N$ measurements so as to obtain the transmission matrix and for focusing. Furthermore, this technique is not robust compared to GA [3]. In this paper, we present a novel genetic algorithm using a pyramidal method, which matches parallel integrated data processing and short persistence time, yet compact enough to be integrated within an image sensor.

III. PYRAMIDAL GENETIC ALGORITHM

A. Genetic Algorithm

GAs are powerful tools to address optimization problems, particularly in case of wide optimization spaces, with large number of parameters [7]. For these reasons, GAs are well-suited for computing optimal phase sets of SLM. The phase mask to be optimized is updated by selection, mating and mutation processes. The developed GA considers a population

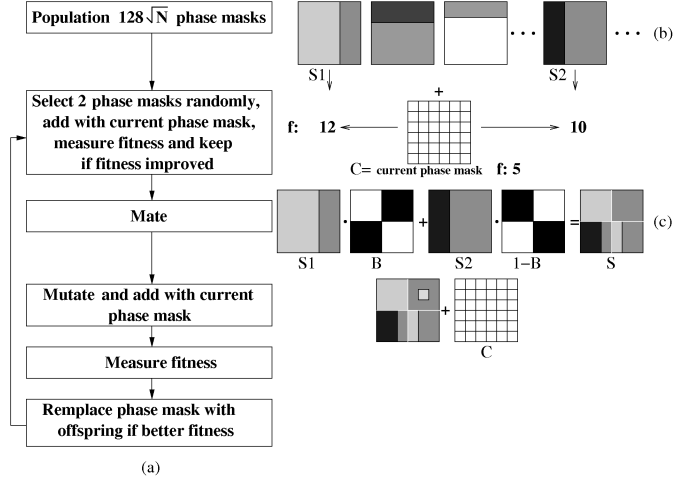


Fig. 2. Block diagram of the genetic algorithm implemented. A gray level of phase masks represents a phase value.

of chromosomes, where a chromosome is a part of the phase mask with a given phase. We assumed that a 64×64 SLM array can provide 8 values between 0 to 2π . The principle of our GA, shown in Fig. 2a, is as follow:

- A fitness function is defined as

$$f = \frac{\langle I_m \rangle}{\langle I_m \rangle}, \quad (2)$$

where $\langle I_m \rangle$ is the averaged intensity in the output mode and $\langle I_m \rangle$ the averaged intensity elsewhere. That allows to maximize intensity on a focal spot and minimize it elsewhere.

- A population of $128 \cdot \sqrt{N}$ (2 times $(8 \text{ choose } 1)^2$ phase value, times $(\sqrt{N} \text{ choose } 1)$ sharing point) phase masks is available. A phase mask is defined by sharing it out in two parts randomly. Next, a random phase value is allocated to each one.
- Selection process is shown on Fig. 2b, which shows the random selection of 2 phase masks out of the $128 \cdot \sqrt{N}$ and their addition to the current phase mask C . The phase mask is kept only if it increases the fitness function.
- Mating process is shown in Fig. 2c. Mating process is achieved by switching the phase on a part of the mask. 2 fixed 2×2 binary arrays are used to combine the 2 randomly chosen phase masks, according to the following equation $S = S1 \cdot B + S2 \cdot (1 - B)$. In case of only one phase mask being selected, mating process is achieved between previous iteration phase mask and the selected one. When no phase mask can be selected, no mating is performed.
- One out the 16×16 SLM array location is randomly chosen. Its corresponding phase mask in S plus $\pi/8$ are added to C .
- If the fitness is better than the current one, the phase mask is updated.

Thereby, in our GA, the current phase mask is always improved with regards to the previous one, and the fitness function increases. The initial value of the current phase mask is set to 0 for all input modes. One iteration of the GA requires

3 measurements of the fitness, i.e. 3 images. As shown in Fig. 5, convergence is achieved after 83 iterations, i.e. 250 measurements. Compare to state of the art GA [3], in our mating process, binary array to obtain offspring is not random but fixed, to allow a more efficient implementation.

B. Pyramidal Implementation and Hardware Implementation Considerations

Our pyramidal implementation is based on modular possibilities of the size of the input mode matrix and parallel data processing abilities allowed by integrated computations on matrix arrays [8]. Thus, one can consider a method to take advantage of these possibilities. Beginning with a 2x2 matrix of segments at step 0, and increasing the resolution 4 times at each step, one can focus on a single spot until a certain desired value of the enhancement. The principle of the pyramidal approach is shown in Fig. 3. This method is implementable for every algorithm. Thus pyramidal GA and continuous sequential algorithm (CSA) [1] have been tested and compared to the classical approach. We refer to this method as "increasing" pyramidal.

Considering a 64x64 SLM array and a 256x256 SIS pixels

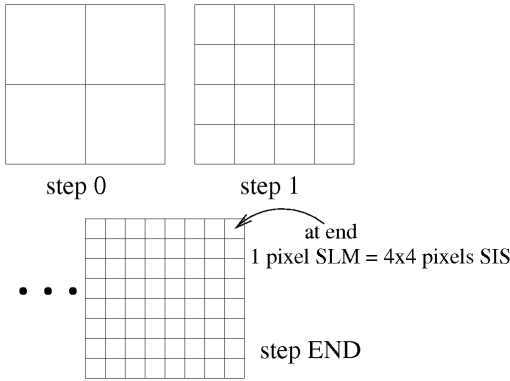


Fig. 3. Schematic of the pyramidal method, by increasing the number of input modes (i.e. SLM resolution) for each step.

array, processing is achieved in a 4x4 pixels bloc. Assuming that algorithm converges in 250 measurements and a persistence time of 2 ms, the available time for in-pixel processing, analog to digital conversion and image reading is 8 μ s (4 μ s for processing and 3 bit quantification, 4 μ s for reading of the whole image). Under these conditions, data output rate is 1 bit per 20 ns. Furthermore, the implementation of the GA requires 2 analog memories, 3 1-bit registers and modulo 2π adders per pixel. The pseudo random generator derives from [9], requires only 10 transistors per pixel. These operators can be implemented at the expense of a few 100 transistors per pixel [10], which can fit in a 4x4 pixels bloc of 10 μ m pixel pitch in 0.18 CMOS process. All computations can therefore be implemented and on chip processing at 125 000 fps can be achieved.

C. Algorithm Assessment

In order to compare our implementation to state of the art, we consider the previously used criterion of enhancement η

defined as [1]:

$$\eta = \frac{I_m}{\langle I_0 \rangle}, \quad (3)$$

where $\langle I_0 \rangle$ is the averaged transmitted intensity before optimization, and I_m the intensity of the output mode m . Moreover, the fitness function f defined by eq. (2) is also a parameter to assess the quality of the focus. As a matter of fact the function f gives a measure of contrast.

IV. OPTICAL MODEL

A. Principle and Parameters

To simulate the implementation of the image sensor and the GA, we have modeled light beam propagation implementing the Fresnel integral [11]. Therefore, a whole optical model is achieved with a defined wavelength, aperture of the source and distance of propagation. Furthermore, the size of pixels of the camera are defined with regards to these of the SLM array. The scattering media is modeled by adding a random phase matrix of uniformly distributed values, which is the commonly used model for turbid media [11].

Thus, our model reflects the whole optical setup shown in Fig. 1.

V. SIMULATION RESULTS

A. Comparing Classical and Pyramidal methods

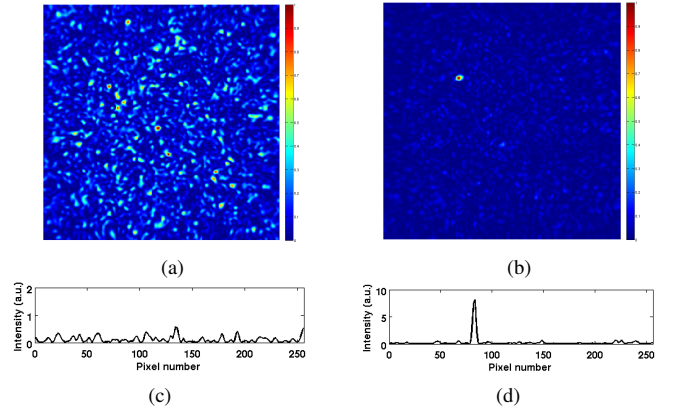


Fig. 4. Images of the intensity before optimization (a), and after optimization (b) with the classical genetic algorithm. For image (b), the enhancement η equals 120 and the fitness function f , 30. Intensities are normalized to their maximum values in (a) and (b). (c) and (d) show 1D real intensity of cross sections that cut the target (arbitrary unit).

In our model, decorrelation is modeled by adding a ratio of a random matrix at each iteration. This ratio is 1/10000 for simulations. CSA and GAs are simulated with $N=64 \times 64$ input modes for both classical and pyramidal approaches. The intensity is imaged on a 256x256 pixels array. CSA have been implemented as in [1], except in the algorithm, the function f defined by eq. 2 is the feedback signal. For each input mode, we perform 8 measurements. Therefore, for the classical CSA, $8N$ measurements are achieved. Results of the enhancement and f are shown on Fig. 5. We can see here the interest of considering the fitness function f as the signal feedback, and enhancement measure. In fact, after approximately 500 measurements in Fig. 5a, the variable η reaches its maximum value, while the fitness function keeps raising in Fig. 5b.

First, the results with and without pyramidal approach are shown in Fig. 5 for the CSA and GA. The enhancement η is plotted in Fig. 5a for classical CSA and GA and for increasing pyramidal CSA and GA (respectively IPCSA, IPGA). Our measure f is also plotted in Fig. 5b for these 4 implementations. IPGA is implemented increasing at each step the number of parts with different phase in the initial population. The increasing pyramidal method demonstrate a gain of 200 measurements for GA and 2000 measurements for CSA with regards to the classical one. Moreover, GA converges in less measurements than the CSA for both classical and pyramidal implementations. In fact, GA and IPGA reach their maximum enhancements in few hundreds, while for the CSA, IPCSA maximum enhancement is achieved in about one thousand of measurements, which corresponds to a gain of a factor 10.

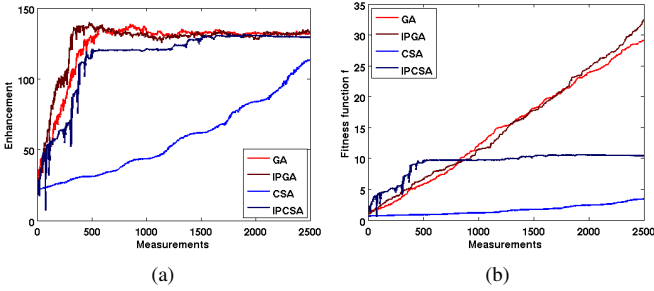


Fig. 5. Simulations of the continuous sequential algorithm and genetic algorithm. Results, averaged over 10 runs, for the enhancement η (a), and for our measure f (b), plotted for classical CSA and GA, IPCSA and IPGA.

B. Performances of Algorithms with Noise

To reflect the analog implementation of acquisition and processing of the SIS, we add a Gaussian noise both to the measured intensity and to the applied phase shift, with different variance levels. The variance of added noise is defined by a ratio r multiplied by the maximum value of the phase and the intensity respectively. Thus, variance for the intensity and the phase noise is respectively $\sigma_I = r$ and $\sigma_\phi = 2\pi r$. Fig. 6 shows the results with 2 noise levels for $r = 0.05$ and $r = 0.1$. With the lowest noise level $r = 0.05$, CSA and IPCSA do not converge, while IPGA reaches its maximum enhancement in 1300 measurements and GA in 2000 measurements. For $r = 0.1$, the pyramidal approach of GA proves its interest with regards to the classical one, as shown in Fig. 6c and 6d. Therefore, the gain of the pyramidal GA with regard to the classical one is 700 measurements for $r = 0.05$, and 2000 measurements for $r = 0.1$.

VI. CONCLUSION

In this paper we have presented an original GA optimized for real time implementation of wavefront optimal control. Considering a future smart image sensor that will encompass acquisition and processing features, we have proposed a pyramidal GA algorithm. This algorithm allows a convergence within 250 frames. Compared to state of the art algorithms, this approach allows a 90% reduction of time as well as increased robustness. This time is thus compatible with on chip real time processing at 125 000 fps. Furthermore, the parallel nature of the algorithm makes it compliant with a fully parallel in-sensor implementation, and demonstrates the feasibility of the

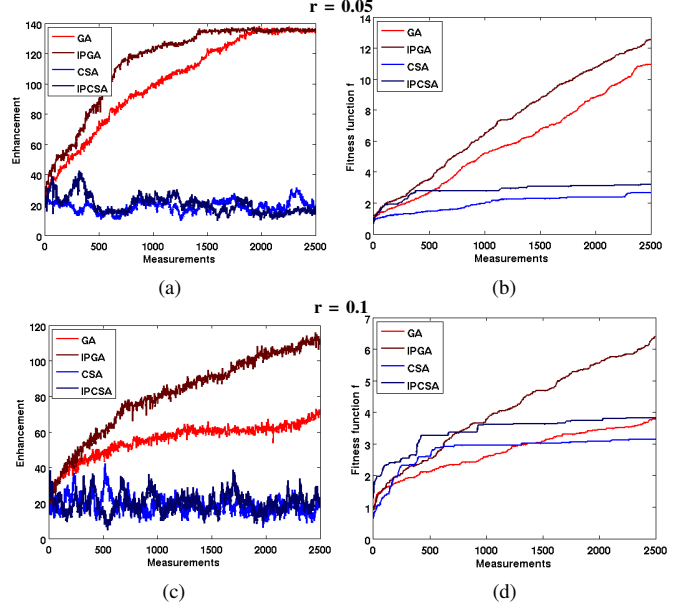


Fig. 6. Simulations of the implementation of CSA, GA, IPCSA and IPGA with noise. Results, averaged over 10 runs, for the enhancement η (a), (c) and for our measure f (b), (d) plotted for 2 levels of noise $r = 0.05$ and $r = 0.1$.

SIS. Thanks to the faithful optical model of the optical setup, we have demonstrated its convergence in real conditions. In addition, the model we have developed allows us to specify the smart image sensor embedding the algorithms.

REFERENCES

- [1] I. Vellekoop and A. Mosk, "Phase control algorithms for focusing light through turbid media," *Optics Communications*, vol. 281, pp. 3071–3080, jun 2008.
- [2] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan, "Measuring the transmission matrix in optics: an approach to the study and control of light propagation in disordered media," *Phys Rev Lett*, vol. 104, no. 10, p. 100601, mar 2010.
- [3] D. B. Conkey, A. N. Brown, A. M. Caravaca-Aguirre, and R. Piestun, "Genetic algorithm optimization for focusing through turbid media in noisy environments," *Opt. Express*, vol. 20, no. 5, pp. 4840–4849, Feb 2012.
- [4] M. Gross, P. Goy, B. C. Forget, M. Atlan, F. Ramaz, A. C. Boccara, and A. K. Dunn, "Heterodyne detection of multiply scattered monochromatic light with a multipixel detector," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 11, pp. 1357–1359, Jun 2005.
- [5] D. E. Goldberg, *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning*, 1st ed. Boston, MA, USA: Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., 1989.
- [6] O. Allegre, W. Perrie, K. Bauchert, D. Liu, S. Edwardson, G. Dearden, and K. Watkins, "Real-time control of polarisation in ultra-short-pulse laser micro-machining," *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, vol. 107, pp. 445–454, 2012.
- [7] R. L. Haupt and S. E. Haupt, *Practical Genetic Algorithms*. John Wiley & Sons, Inc., 2004.
- [8] J.-M. Tualle, A. Dupret, and M. Vasiliu, "Ultra-compact sensor for diffuse correlation spectroscopy," *Electronics Letters*, vol. 46, no. 12, pp. 819–820, 2010.
- [9] A. Rodriguez-Vazquez, S. Espejo-Meana, J. Huertas, and J. Martin, "Analog building blocks for noise and truly random number generation in cmos vlsi," in *Solid-State Circuits Conference, 1990. ESSCIRC '90. Sixteenth European*, vol. 1, sept. 1990, pp. 225–228.
- [10] S. Carey, D. Barr, and P. Dudek, "Demonstration of a low power image processing system using a scamp3 vision chip," in *Distributed Smart Cameras (ICDSC), 2011 Fifth ACM/IEEE International Conference on*, aug. 2011, pp. 1–2.
- [11] B. R. Frieden, *The Computer in Optical Research: Methods and Applications*. Springer-Verlag, 1981.

Résumé

Parmi les techniques d'imagerie optiques utilisées en milieu clinique, la principale limitation est la faible résolution lorsque la profondeur d'examen dépasse quelques mm. Cette limite de résolution ne permet pas à l'heure actuelle de concurrencer les techniques d'imagerie médicales permettant de réaliser un examen du corps dans son intégralité (Rayons X, IRM, Scanner). Dans ce cadre, l'imagerie acousto-optique présente plusieurs avantages : elle permet de mesurer des propriétés optiques utiles pour la détection de tumeur, à la résolution spatiale des ultrasons. Cependant, les dispositifs de détection utilisés présentent un manque de sensibilité et de rapidité qui freinent le transfert de cette technique en milieu clinique.

Ce constat nous a conduit à étudier les caractéristiques intrinsèques du signal acousto-optique afin de proposer deux architectures de pixels basées sur des technologies CMOS. La première architecture, totalement analogique, présente des caractéristiques de vitesse d'acquisition compatibles avec le temps de corrélation des milieux biologiques (<1 ms) et un pré-traitement du signal utile. La seconde architecture intègre une fonction de conversion analogique-numérique de manière à simplifier le montage optique, et traiter le signal plus efficacement.

Par ailleurs, le contrôle de la phase en plusieurs points du front est essentiel pour refocaliser les signaux lumineux. Pour contourner les limitations de vitesse des dispositifs de contrôle adaptatif de phase de l'état de l'art, nous avons développé un dispositif monolithique constitué de l'empilement physique d'un modulateur de lumière en phase, à cristaux liquides, sur un circuit CMOS constitué d'une matrice de photo-détecteurs et de circuits de traitement afin de permettre le contrôle de front d'onde dès son acquisition. Le dispositif opto-électronique a été proposé et couplé à la première architecture électronique. Il permet de réaliser une opération sur la phase de l'onde lumineuse en chaque pixel (conjugaison de phase par ex.) en parallèle sur les pixels d'une matrice, dans un intervalle de temps inférieur au temps de corrélation des milieux biologiques.

Abstract

Among the optical medical imaging techniques used in medicine, the main limitation is the low resolution at a penetration depth greater than few mm. This limitation does not allow competing with the standard imaging techniques such as X rays or RMI based imaging. In that scope, the acousto-optical imaging features several advantages : it allows measuring an optical contrast useful to detect tumors, in conjunction with the spatial resolution of ultrasound. However, the state of the art detecting devices feature a lack of sensitivity, which prevent its transfer to medical practitioners.

This leads us to study the intrinsic features of the acousto-optical signal in order to propose two CMOS pixel architectures. The first one, fully analog, is compliant with the correlation time of biological tissue (1 ms typ.) and features an analog processing of the relevant signal. The second one is based on a digital pixel which contains an analog to digital converter, allowing simplifying the optical setup and increasing the robustness of the processing.

In addition, related to the recent progress in wavefront control, an opto-electronic device, coupled with the first pixel architecture, has been proposed. It allows performing an optical phase operation (e.g. phase conjugation) in parallel on a pixels array, within the correlation time of biological media. Thus, this monolithic device circumvents the speed limitations of state of the art setup by a physical stacking of a liquid crystals spatial light modulator over a CMOS image sensor.