



**HAL**  
open science

# Vers une approche métrologique de la mesure de fonction de transfert de détecteurs infrarouge

Edouard Huard de Verneuil

► **To cite this version:**

Edouard Huard de Verneuil. Vers une approche métrologique de la mesure de fonction de transfert de détecteurs infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASS036 . tel-02882024

**HAL Id: tel-02882024**

**<https://theses.hal.science/tel-02882024>**

Submitted on 26 Jun 2020

**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.

# Vers une approche métrologique de la mesure de fonction de transfert de détecteurs infrarouge

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

École doctorale n° 572, Ondes et Matières (EDOM)

Spécialité de doctorat: Optique et Photonique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, ONERA, Optique et techniques  
associées, 91123, Palaiseau, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 14/02/2020,  
par

**Édouard HUARD DE VERNEUIL**

### Composition du Jury

<b>Caroline KULCSAR</b> Professeur, Institut d'Optique Graduate School	Présidente
<b>Rémi BARBIER</b> Maître de conférence (HDR), ISAE-SUPAERO	Rapporteur & Examineur
<b>Pascal PICART</b> Professeur, École Nationale d'Ingénieurs du Mans	Rapporteur & Examineur
<b>Jérôme PRIMOT</b> Directeur de Recherche, ONERA/DOTA	Directeur de thèse
<b>Sophie DERELLE</b> Ingénieur, ONERA/DOTA	Co – encadrante
<b>Salima MOUZALI</b> Ingénieur, CEA/IRFU	Invité
<b>Jean-Christophe PEYRARD</b> Ingénieur, DGA	Invité
<b>Olivier SAINT-PE</b> Ingénieur, ADS	Invité



# TABLE DES MATIÈRES

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Préface</b>	<b>4</b>
<b>1 CONTEXTE ET ORIENTATION DE L'ÉTUDE</b>	<b>7</b>
1.1 L'INDUSTRIE DE L'IMAGERIE INFRAROUGE . . . . .	7
1.1.1 Le rayonnement infrarouge . . . . .	7
1.1.2 Les détecteurs matriciels pour l'imagerie infrarouge . . . . .	9
1.2 DÉFINITION DE LA RÉPONSE SPATIALE D'UN DÉTECTEUR . . . . .	14
1.2.1 Réponse spatiale pixel et fonction de transfert pixel . . . . .	14
1.2.2 Distinction entre pas pixel et taille pixel . . . . .	18
1.3 ENJEUX TECHNOLOGIQUES EN LIEN AVEC LA RÉPONSE SPATIALE PIXEL . . . . .	20
1.3.1 Problématique des petits pixels . . . . .	20
1.3.2 Impact du crosstalk sur la FTM . . . . .	21
1.3.3 Besoin de mesure spectro-spatiale . . . . .	26
<b>2 BANC EXPÉRIMENTAL ET PRÉSENTATION DE LA MÉTHODE CSIG</b>	<b>29</b>
2.1 NÉCESSITÉ D'UN GAIN EN RÉOLUTION SPATIALE . . . . .	29
2.1.1 Limitation par l'écran froid des détecteurs quantiques . . . . .	29
2.1.2 Présentation du banc MIRCOS . . . . .	30
2.2 ÉTAT DE L'ART DES MÉTHODES DE MESURE FTM . . . . .	34
2.2.1 Classification des méthodes . . . . .	34
2.2.2 Description des méthodes . . . . .	36
2.3 LES CSIG ET LEUR APPLICATION À LA MESURE DE FTM . . . . .	39
2.3.1 Les objets continûment auto-imageants . . . . .	41

2.3.2	Les réseaux continûment auto-imageants . . . . .	43
2.3.3	Des réseaux CSIG théoriques aux réseaux CSIG fabriqués . . . . .	49
<b>3</b>	<b>DÉCONVOLUTION ET PROPAGATION DU BRUIT DE MESURE</b>	<b>53</b>
3.1	DESCRIPTION THÉORIQUE DE LA MÉTHODE PROPICE . . . . .	53
3.1.1	Introduction au problème d'inversion . . . . .	54
3.1.2	Hypothèse sur le crosstalk et réduction du support . . . . .	56
3.1.3	Restitution de la fonction de transfert pixel . . . . .	60
3.1.4	Restitution de la réponse spatiale pixel . . . . .	63
3.1.5	Propagation du bruit de mesure . . . . .	66
3.2	APPLICATION À UN DÉTECTEUR INGAAS SWIR . . . . .	73
3.2.1	Description du banc de mesure . . . . .	74
3.2.2	Restitution de la fonction de transfert pixel . . . . .	84
3.2.3	Restitution de la réponse spatiale pixel . . . . .	86
3.2.4	Impact du bruit de mesure . . . . .	88
3.3	VERS UNE GESTION FINE DE LA DENSITÉ DU CSIG . . . . .	90
<b>4</b>	<b>MESURES SPECTRALES DANS LE BANC MIRCOS</b>	<b>93</b>
4.1	MESURE DE LA FTM SPECTRALE D'UN DÉTECTEUR MWIR HGCDTE . . . . .	93
4.1.1	Description des neuf zones du détecteur . . . . .	93
4.1.2	Présentation et justification des choix expérimentaux réalisés . . . . .	96
4.1.3	Résultats et interprétation . . . . .	100
4.2	MESURE DE RÉPONSE SPECTRALE DU DÉTECTEUR . . . . .	110
4.2.1	Principe de la mesure de réponse spectrale . . . . .	110
4.2.2	Étude préliminaire des oscillations . . . . .	114
<b>5</b>	<b>VERS UNE ÉVOLUTION DU PROTOCOLE DE MESURE</b>	<b>117</b>
5.1	AFFINEMENT DU MODÈLE CSIG BINARISÉ . . . . .	118
5.1.1	Prédictibilité des harmoniques selon $z$ et $\lambda$ . . . . .	118
5.1.2	Prise en compte de la largeur spectrale . . . . .	122
5.1.3	Retour d'expérience sur les mesures FTM SWIR InGaAs . . . . .	125
5.1.4	Retour d'expérience sur les mesures FTM MWIR HgCdTe . . . . .	127

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	3
5.1.5 Discussion sur l'effet panchromatique . . . . .	128
5.2 DÉFINITION D'UN NOUVEAU PROTOCOLE DE MESURE . . . . .	130
5.2.1 Extraction de l'origine $z_0$ expérimentale . . . . .	130
5.2.2 Proposition d'un protocole de mesure filtrée / monochromatique .	131
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>134</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>140</b>



# REMERCIEMENTS

C'est avec une grande satisfaction que je délivre finalement ce manuscrit de thèse. Il voit l'accomplissement pour moi de trois belles années d'une aventure scientifique, et surtout humaine. Avant toute chose, je tiens à remercier le labex FOCUS de m'avoir financé pour ce projet ambitieux, ainsi que mon directeur de thèse, Jérôme Primot, et mes encadrants, Sophie Derelle et Julien Jaeck, pour leur confiance, leur accompagnement sans faille et toujours bienveillant. Les réseaux continuum-auto imageant et la détection infrarouge sont d'autant plus magiques lorsqu'on les découvre avec des personnes passionnées.

Jérôme, merci pour tes longues discussions théoriques sur ces objets fascinants dont tu es l'un des principaux créateurs. J'ai également pu profiter de ton recul sur la FTM des détecteurs et le monde de la détection infrarouge dans son ensemble, car il ne s'agit pas juste de mesurer des grandeurs, mais de les comprendre dans leur essence. Un directeur de thèse, expert dans son domaine, bienveillant, engagé et exigeant (attention à la clé à pipe!), je ne pouvais rêver mieux! Julien et Sophie, au-delà des très bons souvenirs d'échanges sur la science (entre autres!), je tenais à vous remercier tous les deux pour le soutien constant dans tous les aspects quotidiens de la thèse et la bonne humeur qui était toujours de mise. Vous avez su me mettre en confiance dès les premiers instants, sur un projet très ambitieux qui vous tenait à coeur, et votre engouement pour ce projet de recherche m'a rapidement conquis. J'ai énormément appris à vos côtés, et, je dois le dire, c'est une joie toute particulière de vous avoir pour collègues dans ce début de vie professionnelle à venir.

Je remercie Rémi Barbier, Pascal Picart, Caroline Kulcsár, Salima Mouzali, Olivier Saint Pé et Jean-Christophe Peyrard pour leur participation très appréciée en tant que membres du Jury. Nos échanges et les questions qui en sont sorties ont dégagé de nombreuses pistes de travail intéressantes pour les années à venir. Un petit clin d'oeil à Salima, dont les travaux de thèse ont inspiré une partie de mes études. Merci à toi également pour l'ultime relecture approfondie, qui m'a permis de corriger jusqu'à la dernière coquille du manuscrit! J'en profite pour saluer également Olivier Boulade, du CEA-IRFU, avec qui j'ai pu échanger à de nombreuses reprises et que j'ai vu avec plaisir à ma soutenance.

De nombreuses personnes ont également contribué à la réussite de mes travaux, et cela a été une des joies de la thèse, de pouvoir échanger avec des ingénieurs et techniciens experts dans leurs domaines respectifs, dans la bonne ambiance de l'unité CIO. Un tel projet expérimental ne peut en effet se faire sans de nombreuses compétences qui m'ont été apportées : un grand merci au magicien de l'électronique, Michel Tauvy; en mécanique, je remercie Jean-Louis Pastre, qui a conçu la mécanique initiale de l'enceinte cryogénique, et Gilles Le Coadou, le dessinateur de l'unité, qui a apporté avec implication et application de nombreux éléments essentiels au fonctionnement du banc, ainsi qu'Éric Lambert qui les a usinés à la perfection; en programmation, un grand merci à Marc



Jacquart, que je n'ose ni affronter sur Python ni à la boxe; en cryogénie, merci Didier Henry pour ta disponibilité pour ce projet, grâce à tes conseils, la maîtrise du vide et du froid ont fait le succès de mes expériences. C'est aussi un plaisir de continuer à travailler à tes côtés. Merci enfin à tous les ingénieurs de l'équipe CIO, pour leurs apports expérimentaux et théoriques (merci à Sophie Thétas pour ses apports sur l'optique du spot scan, à Sylvie Bernhardt pour m'avoir appris à peindre des écrans froids, à Isabelle Ribet pour le stage à l'Observatoire de Haute Provence, à Sylvain Rommeluere pour m'avoir appris les secrets intimes du FTIR, à Alain Kattnig pour ses conseils avisés et ses discussions toujours très drôles, à Gregory Vincent pour ses simulations sur la physique des diodes, à Patrick Bouchon pour son organisation toujours impeccable du Graal, et à tous les autres que je salue bien sûr au passage. Marcel et Pierre, si vous lisez ces lignes, il est probable que je vous aie volé votre bureau à l'un ou à l'autre! Car j'ai la joie et la grande chance de pouvoir poursuivre l'aventure dans l'équipe, notamment aux côtés de Sabine, Sophie et Cindy et beaucoup d'autres.

Je remercie grandement Olivier Gravrand du CEA-Leti, ainsi que Laurent Rubaldo de Lynred, avec qui j'ai pu échanger constructivement sur mon sujet de thèse lors de nombreuses conférences, notamment états-uniennes à Los Angeles et Chicago. J'ai également une pensée évidente pour mon tuteur de stage de master, Vincent Guériaux, qui a initié mon intérêt pour l'infrarouge et avec qui j'ai toujours eu plaisir à échanger le long de la thèse. Enfin, je remercie bien évidemment Riad Haïdar, qui a su toujours lors de nos échanges me motiver pour aller plus loin dans mes projets.

Évidemment, l'ambiance joviale des trois années de thèse est aussi liée à tous les doctorants et doctorantes, actuel(e)s et passé(e) du D1 et du J3. Jean, mon premier et fidèle co-bureau avec qui j'ai pu avoir autant de discussions sérieuses que de fous rires incontrôlés. Aux côtés de Jean, toute l'équipe de PhD versus Wild, Fred, Philippe, Anasthase, Mouna et bien d'autres, des collègues devenus amis avec qui j'ai vécu de très grandes aventures (et ce n'est pas fini, un grand merci Fred pour ta générosité à nous faire découvrir des sommets!). Simon et Adrien, avec qui on s'est serré les coudes pendant cette dernière année intense. Mais aussi Alice, François, Rodwane, Maxence, Thurian, Baptiste (et toute la team J3 que je salue au passage), et puis tous les plus récents au D1, et pas des moindres : Georges, Vignesh (mes deux co-bureaux toujours au top, un beau trio dont s'est forgé une solide amitié, qui ne cesse de croître!), et Bastien, Julien, Nathan, Louis, Alann, Pierre, une belle brochette que cette promo de doctorants!!

Au-delà de l'Onera, un très grand hola à mes colocataires de Palaiseau, qui m'ont apporté de belles couleurs pendant cette thèse : Guillaume, Thibault, Laura, Jérémie et Stéphan. De grands esprits, des discussions toujours affutées dans tous les domaines, des découvertes et expériences culinaires à n'en plus finir, et de belles rigolades ont fait de mes soirées à Palaiseau des moments inoubliables.

J'ai une pensée enfin pour mes amis de toujours, le club Resto au complet bien évidemment, mais aussi Olivier, Yann, Louis, Marc, Anna, et aussi de belles et nouvelles connaissances : Pierrick, Marie, Flora. Et bien sûr Anne, Luc et mes parents qui m'ont toujours soutenu dans mes projets.

Je vous laisse maintenant explorer le manuscrit, sur ces simples mots de Confucius.

« La joie est en tout ; il faut savoir l'extraire. »

Les entretiens, Confucius, VIe s. av. J.-C.



# PRÉFACE

Cette thèse a été conduite dans l'unité Composants et Instruments Optroniques (CIO) du Département d'Optique et Techniques Associées (DOTA) de l'ONERA. Cette unité conduit un travail d'expertise dans le domaine de l'optronique, en lien avec les donneurs d'ordres, tels que la Direction Générale de l'Armement (DGA), ainsi que les différents acteurs de l'industrie. Elle peut être amenée à développer des instruments hautes performances pour des besoins spécifiques et assure également une expertise sur la caractérisation de la brique détecteur des systèmes optroniques. C'est dans cette dernière composante que s'inscrivent ces travaux de thèse, qui visent à améliorer les capacités de caractérisation des détecteurs infrarouge en termes de réponse spectro-spatiale.

La mesure de la réponse spatiale d'un détecteur infrarouge (IR) et de sa fonction de transfert associée, qui traduit la capacité de celui-ci à transmettre les détails d'une scène donnée, est un des grands enjeux actuels de la caractérisation des imageurs IR voués aux applications hautes performances (astronomie, spatial/défense, recherche scientifique). Cofinancée par le Labex FOCUS (FOCal plane array for Universe Sensing), ma thèse s'inscrit ainsi dans la volonté de la part de l'ONERA d'anticiper la mesure de cette fonction de mérite pour les futurs plans focaux infrarouge du domaine de l'astronomie et de la défense. Certaines tendances de l'industrie, notamment la réduction de la taille pixel à des dimensions proche de la longueur d'onde d'absorption, l'intégration de fonctions optiques (filtrage, focalisation...) au sein des pixels ainsi que des besoins émergents de mesures spectro-spatiales sur des imageurs multi-spectraux et hyper-spectraux, nous conduisent à repenser nos outils et protocoles de mesure. Ce contexte évolutif de l'industrie et ses implications sur la mesure de réponse spatiale pixel (RSP) et de fonction de transfert de modulation (FTM) seront présentés dans le premier chapitre.

Dans ce cadre, nous chercherons à introduire une métrologie de la mesure FTM au travers des protocoles de mesure mis en œuvre. Mon étude s'appuiera sur la méthode interférentielle des réseaux continûment auto-imageants CSIG (Continuously Self-Imaging Grating) développée à l'ONERA. Par ailleurs, une plateforme expérimentale spécifique (MIRCOS pour Moyen InfraRouge de Caractérisation d'Optiques et de Systèmes), entièrement cryogénique, a été développée en amont de la thèse par les chercheurs - ingénieurs de l'unité CIO pour répondre aux besoins de mesures concernant les détecteurs quantiques refroidis. J'ai participé à la finalisation de sa conception ainsi qu'à sa recette (tenue au vide et en froid) avant réception. L'enceinte cryogénique, permettant de réduire la limite en résolution liée au fond thermique expérimental, a été livrée à l'ONERA en milieu de seconde année. J'ai pu par la suite rendre opérationnelle cette plateforme dans son ensemble, parallèlement à mes études théoriques. Le second chapitre explique dans un premier temps les avantages du banc, puis présente les différentes méthodes de FTM détecteur de l'état de l'art, et s'achève par une section détaillée sur l'état de l'art de la méthode interférentielle utilisant les réseaux CSIG.

La troisième partie porte quant à elle sur un nouveau traitement des données discrètes des réseaux CSIG. Ce traitement repose sur une déconvolution linéaire de la mesure de FTM et permet, dans la logique métrologique, un calcul de la propagation du bruit issu du détecteur, à travers la méthode. Cette dernière sera d'abord validée par simulation puis appliquée à l'étude d'un détecteur matriciel proche infrarouge de technologie InGaAs. Par ailleurs, cette mesure sera réalisée sans a priori sur la forme géométrique des pixels mesurés, ce qui permettra la restitution, en deux dimensions, d'un profil pixel spécifique.

La quatrième partie utilise les acquis des parties précédentes pour caractériser la dépendance de la FTM en longueur d'onde, ou autrement dit la réponse spectro-spatiale, pour un détecteur HgCdTe dans le moyen infrarouge. Le détecteur étudié comporte des variantes de structures d'implantation des pixels et l'impact spectral sur la FTM de ces différentes structures sera étudié. L'étude reposera sur des mesures que j'ai effectuées à l'aide de la plateforme MIRCOS.

Enfin, au cours des expériences présentées dans les chapitres 3 et 4, j'ai pu constater la présence de modulations parasites sur les mesures, notamment aux basses fréquences spatiales. Ces effets, liés au caractère binarisé des réseaux fabriqués, sont limités en bande spectrale large par effet de moyennage des différentes longueurs d'onde, mais paraissent néanmoins non négligeables dans l'infrarouge, en particulier pour l'étude de la FTM sur des bandes spectrales étroites. Ce constat m'a donc orienté vers un nouveau protocole de mesure, prenant en compte ces effets modulants et permettant ainsi une mesure monochromatique de la FTM. La cinquième partie porte sur la mise en place théorique de ce modèle plus complet, adapté à la mesure de la FTM spectrale des détecteurs, et ouvre la voie à de futures mesures de FTM monochromatiques. La simulation de la propagation de l'onde lumineuse à travers un réseau CSIG binarisé sera menée dans le cadre de l'approximation scalaire de la lumière, et des mesures expérimentales préliminaires sur un détecteur proche-infrarouge permettront de confirmer le modèle théorique de propagation le long l'axe optique, justifiant ainsi l'intérêt du protocole proposé. Ce dernier chapitre constituera alors un changement de paradigme sur la méthode, car le CSIG ne sera plus considéré comme un objet générant une image invariante par propagation. Ce seront au contraire les modulations observées qui permettront de réduire les incertitudes de mesure et d'accéder à une information spectrale sur la FTM.

# CONTEXTE ET ORIENTATION DE L'ÉTUDE



Ce chapitre présente le contexte et les besoins liés à la thèse. Dans la première section, nous verrons les principaux enjeux de l'industrie des détecteurs infrarouge, puis dans la deuxième section nous définirons précisément la notion de réponse spatiale d'un détecteur matriciel et de la fonction de transfert associée. Dans la troisième section sur les enjeux technologiques liés à la réponse spatiale des pixels, nous verrons dans quelle mesure la réduction de la taille pixel à des dimensions proches de la longueur d'onde, la diversification des structures pixel observées dans l'industrie et l'apparition de besoin en mesure spectro-spatiale impliquent d'adapter les protocoles de mesure de cette fonction de mérite.

## 1.1 L'INDUSTRIE DE L'IMAGERIE INFRAROUGE

### 1.1.1 Le rayonnement infrarouge

La lumière infrarouge (IR) couvre une partie du spectre électromagnétique entre le visible et les ondes TéraHertz, de longueur d'onde entre 0.9  $\mu\text{m}$  et 30  $\mu\text{m}$  environ. La découverte de l'infrarouge par Herschel en 1800 fut suivie de l'élaboration de plus en plus performante de systèmes capables de détecter puis de mesurer quantitativement le flux infrarouge (IR) (invention du Thermocouple par Nobili et Melloni en 1830<sup>1</sup>, puis le bolomètre en 1880<sup>2</sup>). La théorie de l'émission du corps noir fit progressivement son apparition avec les lois expérimentales de Stefan-Boltzmann et Wien<sup>3</sup>, puis fut théoriquement décrite par la loi de Planck<sup>4</sup>, illustrée dans le domaine infrarouge sur la figure 1.1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Loi de Planck : } \frac{dL}{d\lambda} = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \\ \text{Loi de Wien : } \lambda_{\text{flux max}} \text{ (en } \mu\text{m}) = \frac{2898}{T} \text{ (en K)} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

---

1. E Scott BARR (1962). "The infrared pioneers - II. Macedonio melloni". In : *Infrared physics* 2.2, p. 67-74.  
2. S. P. LANGLEY (1880). "The bolometer". In : *Proceedings of The American Metrological Society*. T. 2, p. 184-190.  
3. Ludwig BOLTZMANN (1872). "L. Boltzmann, Wien. Ber. 66, 275 (1872)." In : *Wien. Ber.* 66, p. 275.  
4. Max PLANCK (1901). "On the law of distribution of energy in the normal spectrum". In : *Annalen der physik* 4.553, p. 1.

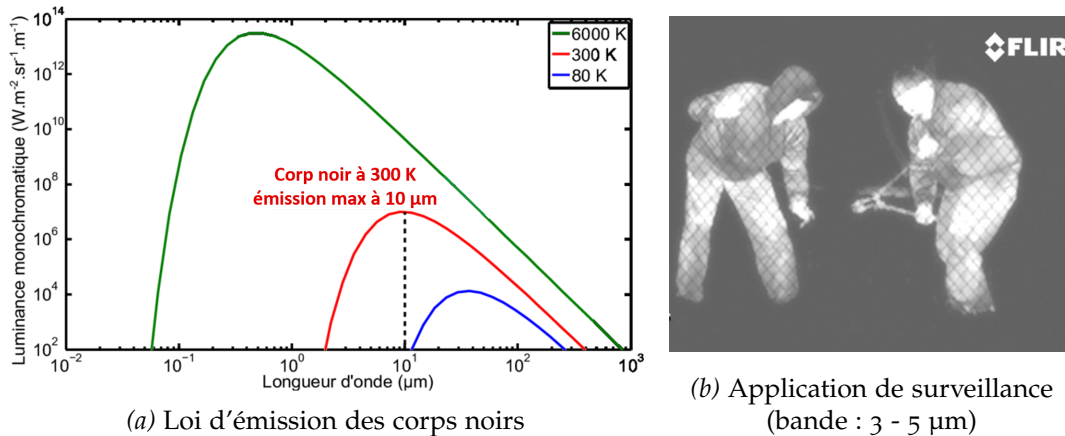


Figure 1.1 – Loi de Planck et application dans le moyen-infrarouge

L'émission maximale d'un corps noir de température 300 K se situe autour de 10  $\mu\text{m}$ , ce qui renforce l'intérêt de l'infrarouge pour les applications militaires de surveillance et d'identification de cible. C'est surtout à partir de la Seconde Guerre mondiale que l'industrie de l'imagerie infrarouge s'est en effet développée avec la mise en place de technologies à base de matériaux semi-conducteurs utilisant l'effet photo-électrique. Progressivement, l'état de l'art passa de détecteurs élémentaires (nécessitant un balayage à deux dimensions), à des barrettes ne nécessitant plus qu'un balayage à une dimension, jusqu'aux matrices de détecteurs (Infrared Focal Plane Array) permettant d'imager une scène IR en une acquisition. L'imagerie IR est aujourd'hui une industrie en plein essor, que cela soit pour des applications traditionnelles exigeant de très hautes performances, telles que le domaine militaire (vision nocturne, surveillance, pilotage, renseignement, guidage de missiles...) ou les sciences (astronomie, étude du climat et de l'atmosphère, imagerie pour la biologie et l'environnement...), mais également sur des applications civiles dans l'industrie (contrôle qualité, maintenance prédictive, diagnostic des déperditions de chaleur), ainsi que pour d'autres applications d'intérêt public ou commercial (imagerie médicale, automobile, aide à la vision des pompiers...).

Cette diversité des applications accélère l'amélioration des technologies en impliquant des niveaux d'exigences diverses sur le système optronique. La liste et le degré de ces exigences peuvent varier d'une application à l'autre : coût, compacité, consommation, bande spectrale / multi-spectrale, résolution, sensibilité, fréquence d'acquisition, température de fonctionnement, résistance aux radiations, etc. Ces différentes contraintes sont le plus souvent liées entre elles et nécessitent des compromis technologiques, mais favorisent également l'émergence de technologies de rupture.

Mis à part le cas particulier des imageurs spatiaux en astronomie, les bandes spectrales visées sont généralement définies en fonction des bandes de transmission de l'atmosphère terrestre. On distingue ainsi le SWIR (ShortWave InfraRed) entre 0.9 et 1.9  $\mu\text{m}$ , le MWIR (MidWave InfraRed) entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ , le LWIR (LongWave InfraRed) entre 8 et 14  $\mu\text{m}$  et le VLWIR (Very LongWave InfraRed) au-delà de 14  $\mu\text{m}$ .

### 1.1.2 Les détecteurs matriciels pour l'imagerie infrarouge

Face à cette forte demande et aux contraintes associées, de nombreuses filières technologiques se sont ainsi développées dans un contexte très concurrentiel. Dans l'état de l'art actuel, on peut distinguer deux grandes familles technologiques.

La première est celle des détecteurs micro-bolométriques, dit « détecteurs non-refroidis » car pouvant fonctionner à température ambiante. Leur principe repose sur la modification de la résistance du matériau constituant les pixels par l'absorption du rayonnement IR venant de la scène. Ces détecteurs ont un net avantage de coût et de compacité, car ils ne nécessitent pas de refroidissement, mais montrent des limites pour certaines applications hautes performances (fréquence d'acquisition limitée par la constante de temps thermique notamment). Cette filière n'en finit pas pour autant de s'améliorer comme en montre de récents exemples<sup>5</sup>. Un schéma illustratif de ce type de composant est présenté en figure 1.2<sup>6 7</sup>.

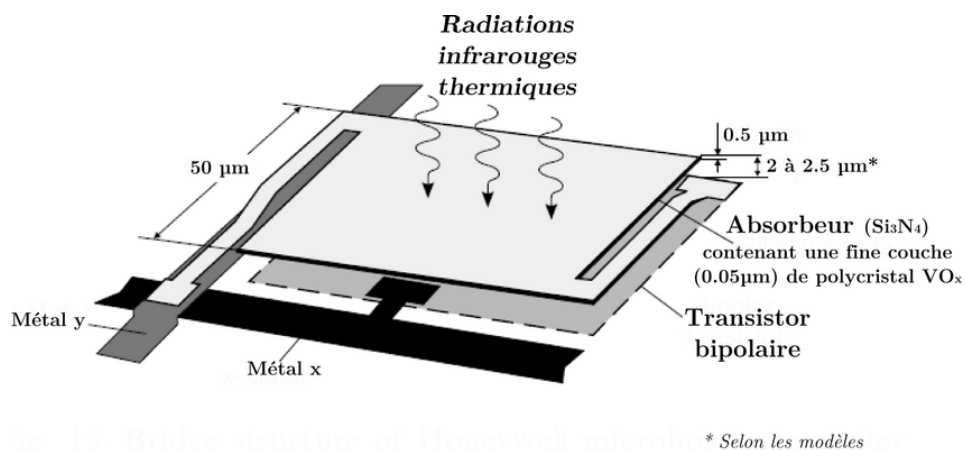


Figure 1.2 – Schéma d'un microbolomètre. D'après Rogalski (2003) , Gooch et al. (2004).

L'autre grande famille est celle des détecteurs matriciels « quantiques » refroidis, très performants, mais nécessitant un refroidissement à des températures cryogéniques. Cette famille technologique repose sur l'effet photo-électrique dans des cristaux composés d'un semi-conducteur (Si, Ge...) ou d'un alliage de plusieurs semi-conducteurs (InGaAs, HgCdTe, InSb...). Le détecteur élémentaire est composé de deux briques distinctes. En premier lieu, le *circuit de détection* opère la conversion du signal photonique en signal électrique ainsi que la collecte de ce dernier. Puis, le *circuit de lecture* récupère ensuite ce photo-courant et le transforme en un signal exploitable numériquement.

5. N BOUDOU et al. (2019). "ULIS bolometer improvements for fast imaging applications". In : *Infrared Technology and Applications XLV*. T. 11002. International Society for Optics et Photonics, 110021O.

6. Antoni ROGALSKI (2003). "Infrared detectors : status and trends". In : *Progress in quantum electronics* 27.2-3, p. 59-210.

7. JL TISSOT et al. (2006). "Uncooled microbolometer detector : recent developments at ULIS". In : *Opto-Electronics Review* 14.1, p. 25-32.



C'est principalement l'étage du circuit de détection qui nous intéresse du point de vue de la réponse spatiale détecteur. Au sein de celui-ci, deux opérations doivent ainsi être réalisées par le composant :

- L'absorption des photons dans le milieu semi-conducteur à faible énergie de gap. L'énergie de gap  $E_g$  doit alors être inférieure à l'énergie  $h\nu$  des photons IR que l'on souhaite détecter, avec  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence des photons. Lors de ce processus, l'énergie du photon absorbé est transmise à un électron. Cet électron passe alors de la bande de valence à la bande de conduction, ou dit plus généralement, d'un état quantique de basse énergie à un état quantique de plus haute énergie, dans les bandes autorisées (continuum d'états quantiques) du réseau. La mobilité, dans le réseau cristallin, de l'électron excité (charge négative) crée alors un trou (charge positive) dans la bande de valence. On parle de la création d'une paire électron - trou, comme l'illustre la figure 1.3.

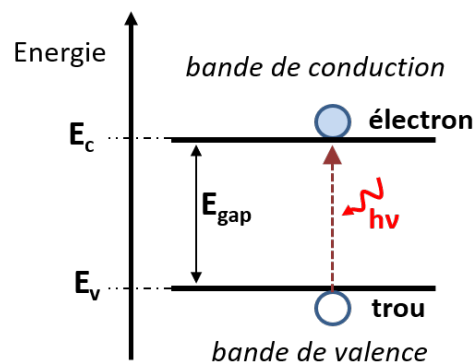


Figure 1.3 – Principe de l'effet photo-électrique dans un matériau conducteur

- La collecte des porteurs de charges ainsi photo-générés (paires électron - trou) vers la zone dite « de collection » où un contact métallique permet de relier le circuit de détection au circuit de lecture en silicium. Cette liaison est généralement rendue possible par des billes d'indium.

Ils existent principalement deux types de circuits de détection permettant de réaliser ces deux opérations : les détecteurs photo-conducteurs (classique ou multi-puits quantiques) et les détecteurs photo-voltaïques (photodiode à jonction PN ou PIN classique, photodiodes à barrières, détecteurs super-réseau...)

Les méthodes expérimentales développées dans cette thèse sont généralisables à l'ensemble des détecteurs IR, y compris les détecteurs bolométriques. Néanmoins, les détecteurs caractérisés durant ma thèse étant des détecteurs photo-voltaïques (ou photo-diode) à jonction PN, nous allons donc ici décrire brièvement cette technologie et les principes physiques sous-jacents.

Dans ce type de composant, la collection des porteurs photo-générés (paires électron - trou) est rendue possible par la présence d'une jonction P-N polarisée en inverse dans le cristal semi-conducteur. Un schéma d'un composant est présenté en figure 1.4.

Le dopage de type P génère une lacune d'électrons (atomes receveurs) dans la zone P, tandis que le dopage de type N génère un excès d'électrons dans la zone N (atomes donneurs). On observe alors à l'équilibre la formation de deux courants contraires : le courant de diffusion et le courant de conduction. Le courant de diffusion tend à équilibrer la répartition des porteurs de charges : les électrons, majoritaires dans la zone N, diffusent vers la zone P où ils sont minoritaires. Inversement, les trous, majoritaires dans la zone P, diffusent vers la zone N où ils sont minoritaires.

Ce déplacement des charges (charges positives quittant la zone P et charges négatives quittant la zone N) va alors créer à l'intersection P/N une zone d'atomes, chargés négativement côté P et positivement côté N. Cette zone chargée électriquement, alors appelée zone de charges d'espace (ZCE), contient ainsi une différence de potentiel électrique générant un courant qui vient s'opposer au courant de diffusion. À l'équilibre, le courant généré par la zone de charge d'espace, ou courant de conduction, compense exactement le courant de diffusion. Pour augmenter la taille de la ZCE et donc la différence de potentiel associée, on vient polariser en inverse la jonction par un générateur externe. À l'équilibre, la ZCE présente donc un fort champ électrique  $\vec{E}$ .

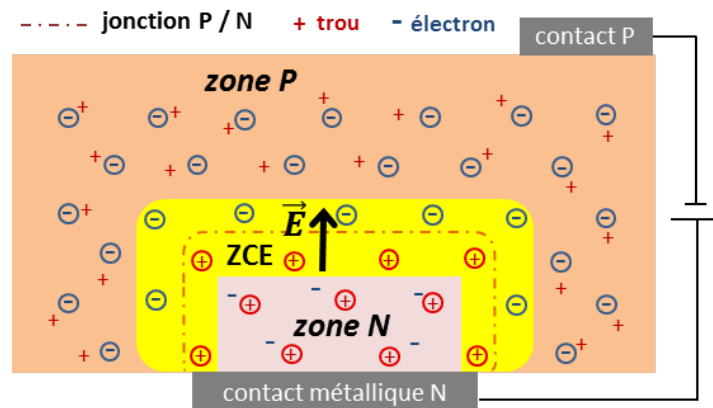


Figure 1.4 – Principe d'une photodiode à jonction PN polarisée en inverse. Les zones P et N sont neutres sauf à l'intersection P/N dans la zone de charge d'espace (ZCE)

Lorsqu'un photon est absorbé par le pixel, cela génère une paire électron-trou dans le matériau semi-conducteur. Les charges ainsi photo-générées diffusent de manière aléatoire dans le matériau. Lorsqu'elles arrivent dans la ZCE, les charges sont collectées alors par le champ électrique présent : l'électron est dirigé vers la zone à fort potentiel (zone N) et le trou vers la zone à faible potentiel (zone P) [Figure 1.5]. Le photo-courant ainsi généré est ensuite dirigé via des contacts métalliques vers le circuit de lecture qui le transforme en une tension lisible par un convertisseur analogique - numérique.

L'efficacité de la conversion photons - électrons est donnée par le rendement quantique interne du cristal  $\eta_q$ . Ce rendement est généralement exprimé en % et dépend de la longueur d'onde. Sa mesure nécessite une connaissance précise du spectre de la source et

du flux incident sur le détecteur lors de la caractérisation<sup>8 9</sup>. Lorsque la réponse spectrale de la source est connue, mais que le flux incident n'est pas mesuré quantitativement, on parle alors de réponse spectrale relative.

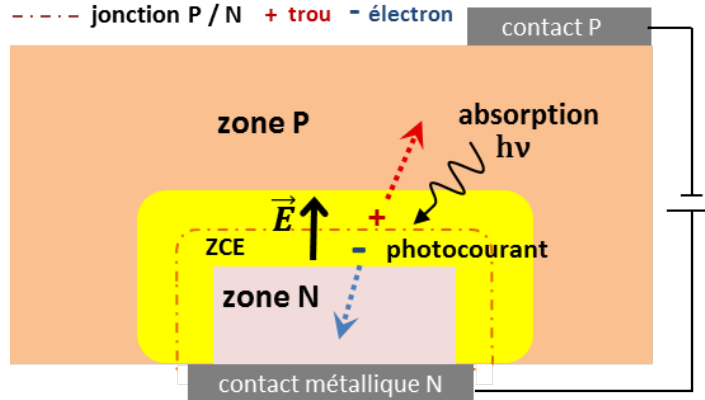


Figure 1.5 – Absorption et génération du photocourant à travers la jonction PN

Par ailleurs, il existe également dans ces matériaux à base de semi-conducteurs un courant thermiquement activé, appelé courant d'obscurité car toujours présent en l'absence de source lumineuse incidente. Ainsi, à température ambiante, le signal est dominé par ce courant d'obscurité et son bruit associé. Il est alors nécessaire d'abaisser fortement la température du détecteur, à des températures cryogéniques (typiquement de  $-100^{\circ}\text{C}$  à  $-200^{\circ}\text{C}$ ), par des cryostats opérationnels utilisant une machine à froid (basé sur la thermodynamique des gaz) [Figure 1.6a]. En laboratoire de recherche, tel que c'est le cas à l'ONERA, nous utilisons des cryostats de laboratoire contenant un liquide cryogénique tel que l'azote liquide ( $80\text{ K}$ ) [Figure 1.6b].

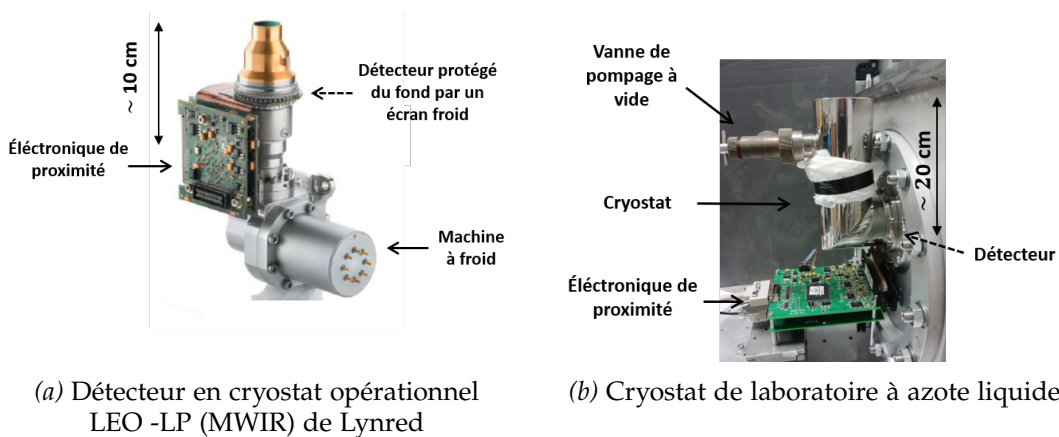


Figure 1.6 – Exemples de cryostat opérationnel et de laboratoire

8. Nicolas GUÉRINEAU et al. (2007). "Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR". In :

9. E GIARD et al. (2014). "Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors". In : *Journal of Applied Physics* 116.4, p. 043101.

À ces températures cryogéniques, le courant d'obscurité est fortement réduit et le photocourant devient exploitable. En figure 1.7 se trouve un aperçu des principales filières IR et leurs températures de fonctionnement en fonction des bandes spectrales adressées.

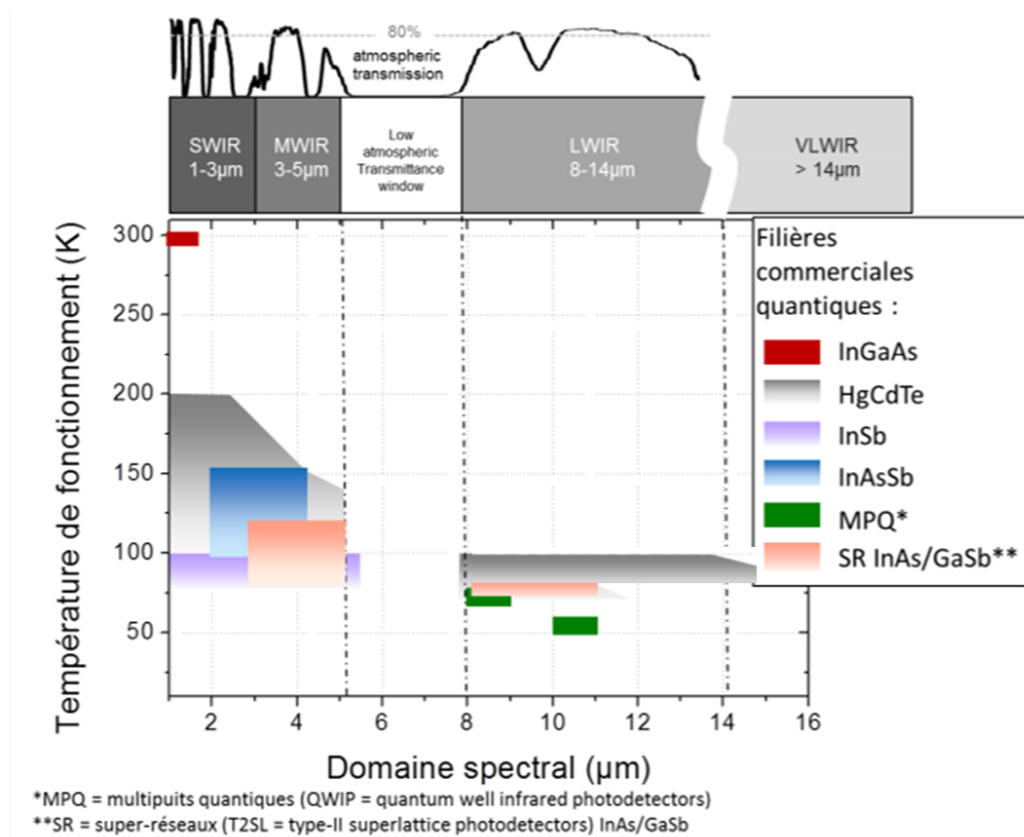


Figure 1.7 – Principales filières : bandes spectrales et températures de fonctionnement. À l'exception de la technologie InGaAs dans la bande SWIR, les détecteurs quantiques nécessitent un refroidissement cryogénique conséquent.

La performance des détecteurs IR est jugée sur la mesure d'un certain nombre de fonctions de mérite. Nous pouvons distinguer les fonctions de mérite « bas niveau » du détecteur matriciel que sont le rendement quantique et le courant d'obscurité déjà mentionnés plus haut, ainsi que le bruit du détecteur, qui peut venir du flux entrant (bruit photonique), du circuit de détection ou du circuit de lecture. D'autres fonctions de mérite « haut niveau » viennent ensuite compléter le bilan de performance d'un détecteur, comme la fonction de transfert de modulation (FTM) du détecteur (qui peut se définir au niveau local d'un pixel ou global sur la matrice), l'opérabilité (gestion des pixels défectueux), le BSFR (bruit spatial fixe résiduel), et d'un point de vue plus système, la NETD (Noise Equivalent Temperature Difference).

La FTM est la fonction de mérite qui nous intéresse pour cette thèse. Calculée dans le domaine fréquentiel, elle est égale au module de la transformée de Fourier de la réponse spatiale pixel (RSP), définie elle dans l'espace direct. Nous allons précisément définir ces deux notions dans la section suivante.

Il est important de noter à ce stade que le mécanisme d'absorption-collection décrit plus

haut montre bien que la réponse en signal du pixel face à un éclairage donné est un processus complexe mettant en jeu le caractère 3D du pixel. Les lieux préférentiels où les photo-électrons sont générés (cartographie de l'absorption), la forme et taille de la ZCE (cartographie du champ électrique) et les propriétés de diffusion électronique du cristal semi-conducteur sont autant de paramètres qui auront un impact sur la réponse spatiale du détecteur.

## 1.2 DÉFINITION DE LA RÉPONSE SPATIALE D'UN DÉTECTEUR

### 1.2.1 Réponse spatiale pixel et fonction de transfert pixel

La réponse spatiale pixel (RSP) peut se définir comme la réponse d'un pixel élémentaire de la matrice face à un balayage haute résolution d'un point lumineux. Plus précisément, ce balayage permet de résoudre la réponse interne au pixel. Dans la littérature, notamment en astronomie, cette grandeur est parfois définie à juste titre comme la variation de la sensibilité intra-pixel IPSV (Intra-Pixel Sensitivity Variation)<sup>10 11 12 13</sup>.

Pour bien comprendre l'impact d'un détecteur matriciel sur une image de scène, il faut se rappeler que la matrice de pixels réalise simultanément deux opérations sur l'image capturée. La première opération est un filtrage spatial lié à la taille et à la forme de la zone absorbante des pixels, et la deuxième opération est une opération d'échantillonnage de la scène, qui dépend elle du pas centre-à-centre entre les pixels de la matrice. Il est important de bien distinguer ces deux notions, échantillonnage de l'image et filtrage spatial de l'image. La réponse spatiale pixel correspond à la composante du filtrage spatial. Nous reviendrons sur ce point en distinguant plus loin la notion de pas pixel et de taille pixel.

Afin de mesurer proprement la RSP, le pas de balayage du point lumineux doit être bien inférieur à la taille du pixel et le point lumineux projeté doit être le plus fin possible. En pratique, ce balayage (appelée mesure de spot scan) est effectué sur le pixel d'intérêt et ses plus proches voisins, de manière à prendre en compte les phénomènes de diffusion électronique entre pixels.

#### Approche théorique de la RSP :

Considérons une matrice de pixels au format  $(N, M)$ . Notons  $n, m \in [1..N, 1..M]$  les indices des pixels de la matrice. Cette matrice est placée dans le plan focal d'un objectif

---

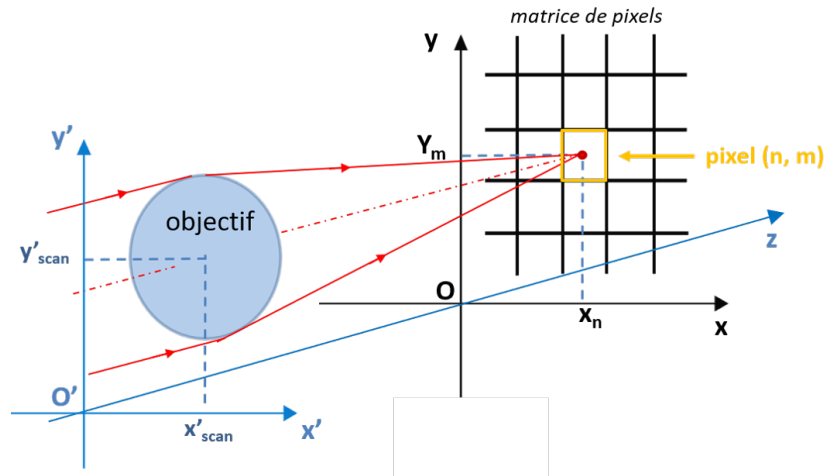
10. T VIALE et al. (2016). "High accuracy measurements of the intrapixel sensitivity of VIS to LWIR astronomical detectors : experimental demonstration". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. International Society for Optics et Photonics, p. 991517.

11. Swaraj Bandhu MAHATO et al. (2018). "Measuring Intra-Pixel Sensitivity Variations of a CMOS Image Sensor". In : *IEEE Sensors Journal* 18.7, p. 2722-2728.

12. Charles SHAPIRO, Eric HUFF et Roger SMITH (2018). "Intra-pixel response characterization of a HgCdTe near infrared detector with a pronounced crosshatch pattern". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*. T. 10709. International Society for Optics et Photonics, p. 1070936.

13. T HARDY, Chris WILLOT et J PAZDER (2014). "Intra-pixel response of the new JWST infrared detector arrays". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*. T. 9154. International Society for Optics et Photonics, p. 91542D.

de spot scan de haute résolution. Notons  $(O, x, y)$  un repère orthonormé associé à ce plan focal [Figure 1.8].



**Figure 1.8 – Schéma du repère  $(O, x, y)$  du plan focal. Le spot scan s'effectue ici sur le pixel  $(n, m)$  dont le centre a pour coordonnées  $(x_n, y_m)$ . L'objectif effectue alors un balayage dans un voisinage du pixel d'étude**

Dans ce repère, nous notons  $(x_n, y_m)$  le centre du pixel  $(n, m)$ . Le balayage est effectué en déplaçant l'objectif dans le plan  $(O', x', y')$ , parallèle au plan  $(O, x, y)$ .

Dans le cas (théorique) d'un balayage infiniment fin du point lumineux projeté par l'objectif, nous pouvons définir la réponse spatiale du pixel  $(n, m)$  comme une fonction continue dans le plan  $(x, y)$ . Par choix du repère, cette fonction est centrée en  $O$ . Pour chaque pixel  $(n, m)$ , nous devons donc considérer cette fonction décentrée en  $(x_n, y_m)$ , soit la valeur  $RSP_{n, m}(x - x_n, y - y_m)$ . Cette notation peut être étendue à tous les pixels de la matrice de format  $(N, M)$ .

En pratique, le pas de balayage est limité mécaniquement à une certaine taille (quelques microns typiquement), définissant ainsi la résolution de la mesure. Sur la figure 1.9 est illustrée la RSP en une dimension (selon l'axe  $Ox$ ), le principe étant généralisable à deux dimensions. Bien sûr, le point lumineux projeté a également une certaine taille (taille limite donnée par la tache de diffraction de l'objectif de spot scan) qu'il faut prendre en compte dans la mesure. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 2 concernant les méthodes de mesure.

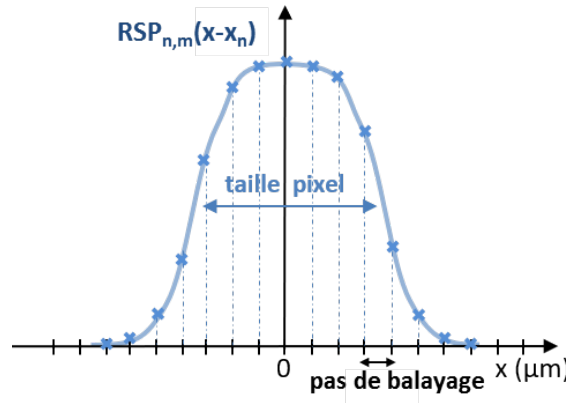


Figure 1.9 – Mesure de la réponse spatiale pixel par spot scan. Le pas du balayage détermine la résolution ultime de la mesure.

Considérons maintenant une scène quelconque, d'éclairement continu  $E(x, y)$  dans le plan focal. Avec ces notations, l'image capturée  $I(n, m)$  de cette scène est donnée pour chaque pixel  $(n, m)$  par :

$$I(n, m) = \iint_{(x,y) \in \text{plan focal}} RSP_{n, m}(x - x_n, y - y_m) E(x, y) dx dy \quad (1.2)$$

Où  $E(x, y)$  est l'éclairement reçu par la matrice au point  $(x, y)$ .

En termes de produit de convolution, l'image  $I$  est donc donnée par la convolution de la scène avec la RSP :

$$I(n, m) = (RSP * E)(n, m) \quad (1.3)$$

Pour un pixel carré idéal (sans effet d'interaction entre voisins) de côté  $t_{\text{pix}}$ , avec une réponse homogène à l'intérieur du pixel et nulle à l'extérieur du pixel la fonction  $RSP(x, y)$  se définit très simplement par :

$$\begin{cases} RSP = 1 & \text{si } (x, y) \in [-\frac{t_{\text{pix}}}{2}, +\frac{t_{\text{pix}}}{2}]^2 \\ RSP = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.4)$$

Dans toute la suite du manuscrit, les grandeurs surmontées d'un  $\sim$  sont définies dans l'espace de Fourier.

Par transformée de Fourier de la RSP, nous obtenons la Fonction de Transfert Pixel (FTP) associée. Ainsi, en appliquant une transformée de Fourier sur les termes de la relation (1.3), nous aboutissons à l'égalité suivante :

$$\tilde{I}(f_x, f_y) = \widetilde{RSP}(f_x, f_y) \times \tilde{E}(f_x, f_y) \quad (1.5)$$

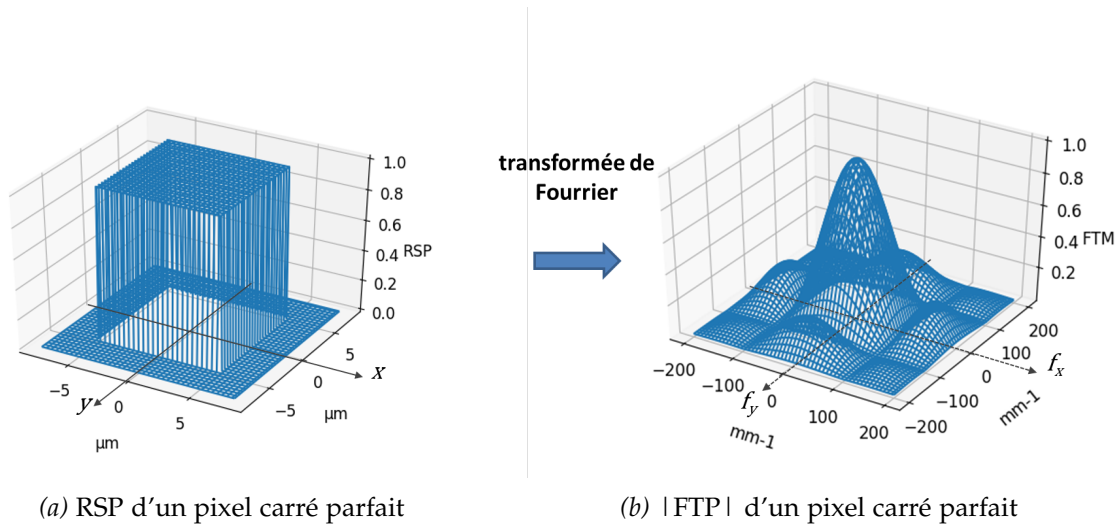
où  $f_x$  et  $f_y$  sont les fréquences spatiales conjuguées aux variables d'espaces  $x$  et  $y$ .

La fonction de transfert FTP est alors simplement définie par :

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \widetilde{\text{RSP}}(f_x, f_y) \quad (1.6)$$

Pour le pixel idéal carré de côté  $t_{\text{pix}}$ , la transformée de Fourier mène à une fonction sinus cardinal bidimensionnelle. J'ai tracé le module de cette fonction en figure 1.10b.

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \text{sinc}(\pi t_{\text{pix}} f_x) \times \text{sinc}(\pi t_{\text{pix}} f_y) \quad (1.7)$$



**Figure 1.10 – Réponse spatiale et fonction de transfert d'un pixel carré idéal (taille de 10  $\mu\text{m}$ ). La transformée de Fourier d'un carré parfait est égale à une fonction sinus cardinal bidimensionnelle**

La FTP traduit la capacité de ce dernier à transmettre les différents niveaux de détails d'une scène (c'est-à-dire les fréquences spatiales contenues dans la scène). La Fonction de Transfert de Modulation (FTM) du détecteur, égale au module de la FTP, dont les valeurs sont normalisées à 1, fait partie des spécifications essentielles d'un détecteur matriciel. Du point de vue du client final du système caméra, la FTM détecteur est alors une brique élémentaire de la FTM globale de la chaîne optronique, comprenant entre autres la FTM de l'optique, la FTM liée aux effets de l'atmosphère, ou lorsque la caméra est embarquée, celle liée à la stabilisation de la chaîne de visée [Figure 1.11] :

$$\text{FTM}_{\text{systeme}} = \text{FTM}_{\text{atmosphère}} \times \text{FTM}_{\text{visée}} \times \text{FTM}_{\text{optique}} \times \text{FTM}_{\text{détecteur}} \quad (1.8)$$



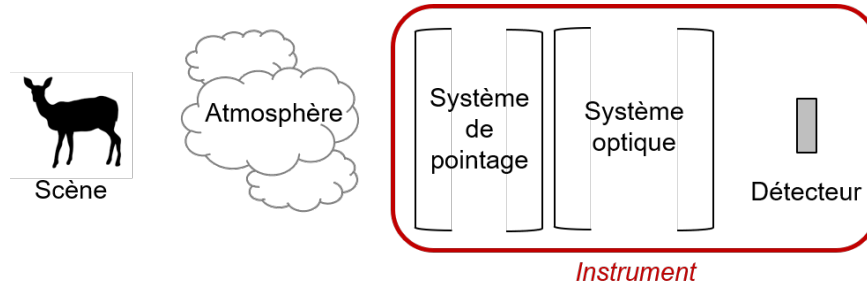


Figure 1.11 – Chaîne optronique d'un système IR. Dans ces travaux de thèse, nous étudions uniquement la FTM de la brique « détecteur »

### 1.2.2 Distinction entre pas pixel et taille pixel

Il est alors courant dans l'industrie de ne représenter qu'une coupe 1D (suivant l'axe  $f_x$  ou  $f_y$ ) de la FTP, ou de son module la FTM pixel, en fonction de la fréquence spatiale exprimée en  $\text{mm}^{-1}$ . La fréquence de coupure pixel  $f_{c,\text{pix}}$ , définie comme le premier zéro de la FTP, est donnée dans le cas d'un pixel carré par :

$$f_{c,\text{pix}} = \frac{1}{t_{\text{pix}}} \quad (1.9)$$

Ainsi, la réduction de la taille pixel permet de repousser la fréquence de coupure détecteur, comme cela est illustré en figure 1.12 où l'on représente les FTMs associées à des pixels de taille 20  $\mu\text{m}$ , 15  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ .

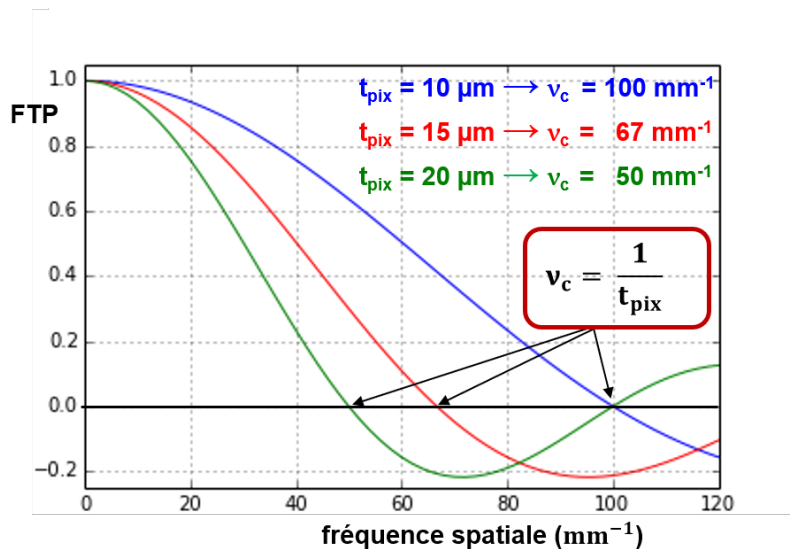


Figure 1.12 – Coupe 1D de la FTP d'un pixel carré idéal (taille de 20, 15 et 10  $\mu\text{m}$ ). La diminution de la taille pixel entraîne, dans le cas d'un pixel idéal, un ré-haussement de la fonction de transfert et de sa fréquence de coupure.

Notons que la taille pixel  $t_{\text{pix}}$ , liée à la zone effective de la zone absorbante du pixel, est a priori différente du pas  $p_{\text{pix}}$  entre les pixels, lié lui à l'échantillonnage de la matrice. Cette distinction est bien connue pour les détecteurs CMOS (complementary metal-oxide-

semiconductor) de type APS (Active Pixel Sensor), où la zone active est réduite à cause de la présence d'éléments masquants ou absorbants au niveau des pixels<sup>14</sup>. Il est d'usage de définir le facteur de remplissage des pixels  $F_r$  comme le rapport de l'intégrale de la RSP sur la surface totale du pixel. L'exemple d'un pixel carré idéal de facteur de remplissage  $2/3 \times 2/3$  est illustré sur la figure 1.13.

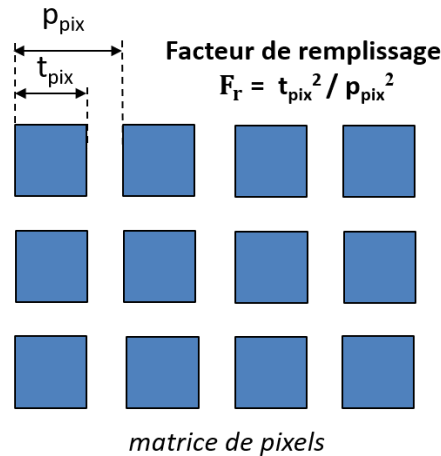


Figure 1.13 – Définition de la taille pixel, du pas pixel et du facteur de remplissage associé.

De même, dans l'espace réciproque, nous pouvons définir la fréquence de Nyquist du détecteur. Alors que la fréquence de coupure pixel  $f_c$  était directement liée à la taille pixel, la fréquence de Nyquist est liée à l'échantillonnage par le pas pixel et donnée par la formule de Shannon-Nyquist :

$$f_{\text{Nyquist}} = \frac{1}{2 p_{\text{pix}}} \quad (1.10)$$

Toute fréquence spatiale excitée au-delà de la fréquence de Nyquist provoquera un effet de repliement (aliasing) néfaste pour la qualité image. Enfin, pour le système optronique complet, une troisième fréquence, la fréquence de coupure optique, vient se positionner vis-à-vis des deux précédentes. Elle dépend de la longueur d'onde et du nombre d'ouverture  $N_{\text{optique}}$  de l'optique :

$$f_{c,\text{optique}} = \frac{1}{\lambda N_{\text{optique}}} \quad (1.11)$$

Le positionnement relatif de ces trois fréquences est un des points délicats du dimensionnement des systèmes optroniques.

<sup>14</sup>. Igor SHCHERBACK et Orly YADID-PECHT (2004). "Cmos aps mtf modeling". In : *CMOS imagers*. Springer, p. 53-74.

## 1.3 ENJEUX TECHNOLOGIQUES EN LIEN AVEC LA RÉPONSE SPATIALE PIXEL

### 1.3.1 Problématique des petits pixels

En fonction des applications, les motivations pour réduire la taille pixel peuvent être de diverses natures. D'une part, nous avons vu le gain potentiel sur la FTM du détecteur vue au paragraphe précédent. D'autre part, la réduction du pas pixel peut permettre d'atteindre des formats plus importants à iso-taille de matrice, ou a contrario, de réduire la taille du détecteur à iso-format, ou une combinaison des deux. Par exemple, pour certaines applications militaires, la réduction de la taille du détecteur peut s'avérer être un gain important en termes de packaging, de temps nécessaire au refroidissement et de consommation.

Ainsi, des efforts conséquents ont été menés ces dernières décennies pour réduire le pas (et donc la taille) pixel tout en conservant les performances (sensibilité et rendement quantique, courant d'obscurité, stabilité et homogénéité de la matrice...). Les détecteurs sur le marché en 2019 atteignent des pas pixel de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$  pour le MWIR<sup>15 16</sup>. La compagnie Leonardo vient récemment de commercialiser un détecteur MWIR au pas de 6  $\mu\text{m}$ <sup>17</sup>, et des premiers prototypes de pixel de 5  $\mu\text{m}$  ont été présentés par le CEA-LETI en 2019<sup>18</sup>. Pour le LWIR, l'état de l'art se situe autour de 12  $\mu\text{m}$  pour les détecteurs non refroidis et 10  $\mu\text{m}$  pour les détecteurs refroidis, avec des pixels annoncés autour de 5  $\mu\text{m}$ , ce qui correspondrait à la limite optimale (pour laquelle  $f_{\text{Nyq}} = 2 f_{\text{c,opt}}$  et  $N_{\text{optique}} = 1$ ) selon certains scientifiques<sup>19</sup>. Pour illustration, en figure 1.14 est présentée l'évolution du pas pixel des détecteurs refroidis de la société Lynred (ex-Sofradir) entre 2000 et aujourd'hui<sup>20</sup>.

15. Lynred (SOFRADIR). *Daphnis 1280x720 MCT MWIR 10  $\mu\text{m}$* . <https://www.lynred.com/>.

16. SCD. *SCD Blackbird 1280x1024 InSb MWIR, 10  $\mu\text{m}$* . <http://www.scd.co.il/>.

17. LEONARDO DRS. *Hexablu 1280x960 MCT MWIR 6  $\mu\text{m}$* . <http://www.drsinfrared.com>.

18. S BISOTTO et al. (2019). "7.5  $\mu\text{m}$  and 5  $\mu\text{m}$  pitch IRFPA developments in MWIR at CEA-LETI". In : *Infrared Technology and Applications XLV*. T. 11002. International Society for Optics et Photonics, p. 110021C.

19. J ROBINSON et al. (2014). "Case for small pixels : system perspective and FPA challenge". In : *Image Sensing Technologies : Materials, Devices, Systems, and Applications*. T. 9100. International Society for Optics et Photonics, p. 91000I.

20. Gérard DESTÉFANIS et al. (2011). "MCT IR detectors in France". In : *Infrared Technology and Applications XXXVII*. T. 8012. International Society for Optics et Photonics, p. 801235.

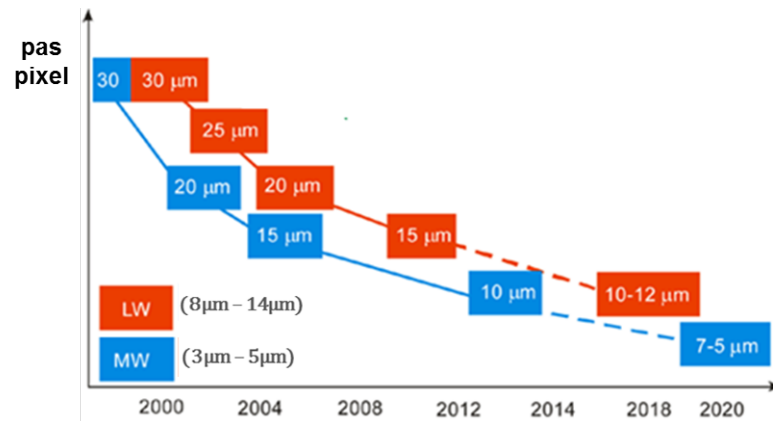


Figure 1.14 – Évolution du pas pixel des détecteurs de la société Lynred<sup>15</sup>. Les pas pixels de l'état de l'art deviennent de la même taille que la longueur d'utilisation des détecteurs.

En pratique, il doit exister une certaine limite ultime au-delà de laquelle réduire la taille pixel serait contre-productif. Cette limite est encore sujette à débat<sup>21</sup>. Pour de très petits pixels, la résolution du système optronique complet devient limitée par la diffraction de l'optique de la caméra. Dans ce cas, la fréquence de coupure optique devient inférieure à la fréquence de coupure détecteur, la FTM système est limitée par l'optique et la réduction de la taille pixel devient peu rentable par rapport au coût du développement technologique associé. En réalité, la taille pixel idéale restera a priori très dépendante de l'application (compromis entre la résolution, le champ de l'optique, la sensibilité du système optronique...).

Enfin, comme nous le verrons dans la section suivante, les effets de diffusion électronique entre les pixels deviennent un enjeu important pour les détecteurs à petits pas pixels.

### 1.3.2 Impact du crosstalk sur la FTM

Notons tout d'abord que ce chapitre ne traitera pas de la problématique dite d'« Inter-Pixel Capacitance » (IPC)<sup>22</sup> (influence électrostatique entre pixels après collection-intégration), qui sort en dehors du cadre de mes travaux de thèse.

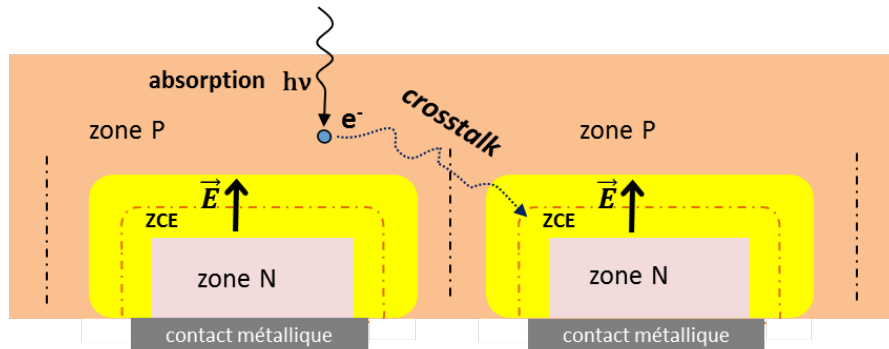
Un des problèmes rencontrés par les constructeurs en vue de la réduction du pas pixel est l'importance croissante du crosstalk. Ce phénomène d'interaction entre les pixels de la matrice dégrade la FTM et donc, par là même, la qualité image. Le crosstalk est dit « optique » s'il intervient dans le chemin des photons signal jusqu'à la zone d'absorption (il est alors créé par exemple par des réflexions, réfractions, diffraction et diffusions parasites sur les interfaces constituant les pixels). Il est dit « électrique » lorsqu'il intervient dans le pixel après absorption. En effet, avant d'être soumis au champ électrique interne du pixel (situé dans la zone de charge d'espace), le porteur de charge photo-induit (électron ou

<sup>21</sup>. Ronald G DRIGGERS et al. (2012). "Infrared detector size : how low should you go?" In : *Optical Engineering* 51.6, p. 063202.

<sup>22</sup>. Suresh SESHADRI et al. (2008). "Mapping electrical crosstalk in pixelated sensor arrays". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*. T. 7021. International Society for Optics et Photonics, p. 702104.

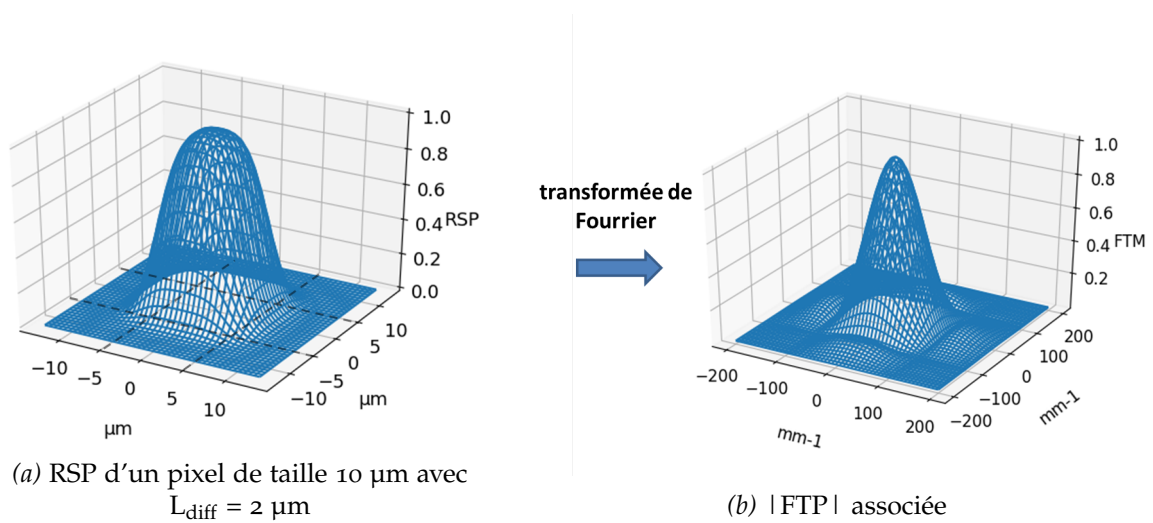
trou) se déplace par diffusion dans le réseau cristallin (il peut être généré en dehors de la ZCE). En effet, une fois généré, il peut, soit se recombiner et être perdu à cause de défauts dans le matériau (recombinaison Auger, recombinaison Shockley Read Hall), soit diffuser vers la ZCE et être collecté. Dans ce dernier cas, il se peut que le porteur de charge, s'il a un temps de vie (avant recombinaison) suffisant, diffuse vers la zone de collection du pixel voisin, générant ainsi du crosstalk.

Sur la figure 1.15 est illustré pour exemple la diffusion d'un photo-électron générant du crosstalk entre deux pixels voisins.



**Figure 1.15 – Diffusion électronique générant du crosstalk. Le libre parcours moyen de l'électron (lié à son temps de vie ou temps avant recombinaison) peut être suffisant pour être que ce dernier soit finalement capturé par la zone de collection du pixel voisin.**

Dans le cas où un crosstalk est observé, l'allure de la RSP pixel est alors modifiée et empiète sur les pixels voisins, comme cela est illustré sur la Figure 1.16a (simulation). Liée par une transformée de Fourier, la FTP se dégrade également, comme vu en Figures 1.16b (en 2D) et 1.17 (en 1D). La fréquence de coupure détecteur (liée alors à la largeur à mi-hauteur de la RSP diffuse) est en général indépendante de ce phénomène.



**Figure 1.16 – Effet de la diffusion électronique sur la réponse spatiale et la fonction de transfert des pixels. La RSP s'étale au-delà du pixel d'étude, ce qui a pour effet de diminuer la FTM.**

En première approximation, il est courant de modéliser cet effet par une fonction mathématique qui vient se multiplier au sinus cardinal initial, telle qu'une fonction gaussienne ou une lorentzienne, définie par un paramètre empirique de diffusion  $L_{\text{diff}}$ , que l'on appellera la longueur de diffusion effective par la suite. Dans le cas de la gaussienne, la FTP devient alors :

$$FTP(f_x, f_y) = \text{sinc}(\pi t_x f_x) \times \text{sinc}(\pi t_y f_y) \times \text{Gauss}(f_x, f_y) \quad (1.12)$$

$$\text{Où Gauss}(f_x, f_y) = \exp\left(-\frac{f_x^2 L_{\text{diff},x}^2 + f_y^2 L_{\text{diff},y}^2}{2}\right)$$

avec  $L_{\text{diff},x}$  et  $L_{\text{diff},y}$  les longueurs de diffusion effectives et  $t_x$  et  $t_y$  les tailles du pixel selon les axes  $x$  et  $y$ .

En figure 1.17 sont tracées en 1D les FTM d'un pixel de taille 10  $\mu\text{m}$  de paramètre de diffusion 2 et 4  $\mu\text{m}$ , en comparaison de la FTM idéale.

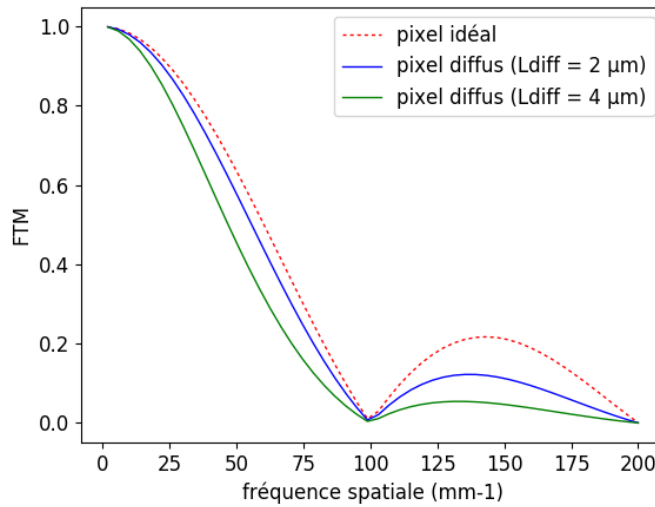


Figure 1.17 – coupe 1D d'une FTM et influence de la diffusion électronique. Une longueur de diffusion effective élevée implique une dégradation de la FTM.

Il est important de ne pas confondre la longueur de diffusion effective  $L_{diff}$  avec la longueur de diffusion réelle dans le matériau (grandeur physique associée au cristal semi-conducteur). Pour plus de clarté, nous pouvons observer que la longueur de diffusion réelle est la cause physique du crosstalk électronique, tandis que la longueur de diffusion effective est un paramètre empirique traduisant sa conséquence visible sur la FTM et la RSP des pixels, permettant ainsi de faire un retour quantitatif sur le phénomène de crosstalk. Par ailleurs, notons que la valeur de ce paramètre empirique  $L_{diff}$  dépend de la fonction choisie pour décrire l'effet de diffusion (ici une gaussienne).

Le rapport de la taille pixel sur la longueur de diffusion réelle est un facteur important de variation du crosstalk. Ainsi, à longueur de diffusion fixée, plus la taille pixel est petite, plus les porteurs de charge photo-induits auront une forte probabilité de diffuser vers les pixels voisins et générer du crosstalk. Cette contrainte est d'autant plus forte que les fabricants ont tendance à vouloir augmenter la longueur de diffusion du matériau (en minimisant les défauts du cristal, augmentant ainsi le temps de vie des porteurs de charge) pour maximiser le rendement quantique des détecteurs. Des travaux récents ont étudié l'impact important du crosstalk sur les petits pixels en rassemblant les données de l'ensemble des détecteurs de l'état de l'art actuel<sup>23</sup>. Le crosstalk dépend en particulier de la structure de pixels. Cette dernière repose en premier lieu sur le choix technologique pour interfacier le circuit de détection avec le circuit de lecture en silicium. Les deux choix majoritaires de l'industrie à l'heure actuelle sont les hybridations par billes d'indium (pour les pixels de structure planaire ou mesa) et les interfaces de type « loophole », basées sur la réalisation d'un trou au centre du pixel suivi d'une métallisation. Ces différentes structures sont illustrées en figure 1.18. Pour remarque, les détecteurs que j'ai pu caractériser pendant la thèse sont d'hybridation par bille d'indium et de structure planaire, mais notons que les méthodes développées sont générales et pourront s'appliquer

23. Tristan M Goss et Cornelius J WILLERS (2017). "Small pixel cross-talk MTF and its impact on MWIR sensor performance". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXVIII*. T. 10178. International Society for Optics et Photonics, p. 101780L.

à toutes les structures pixel.

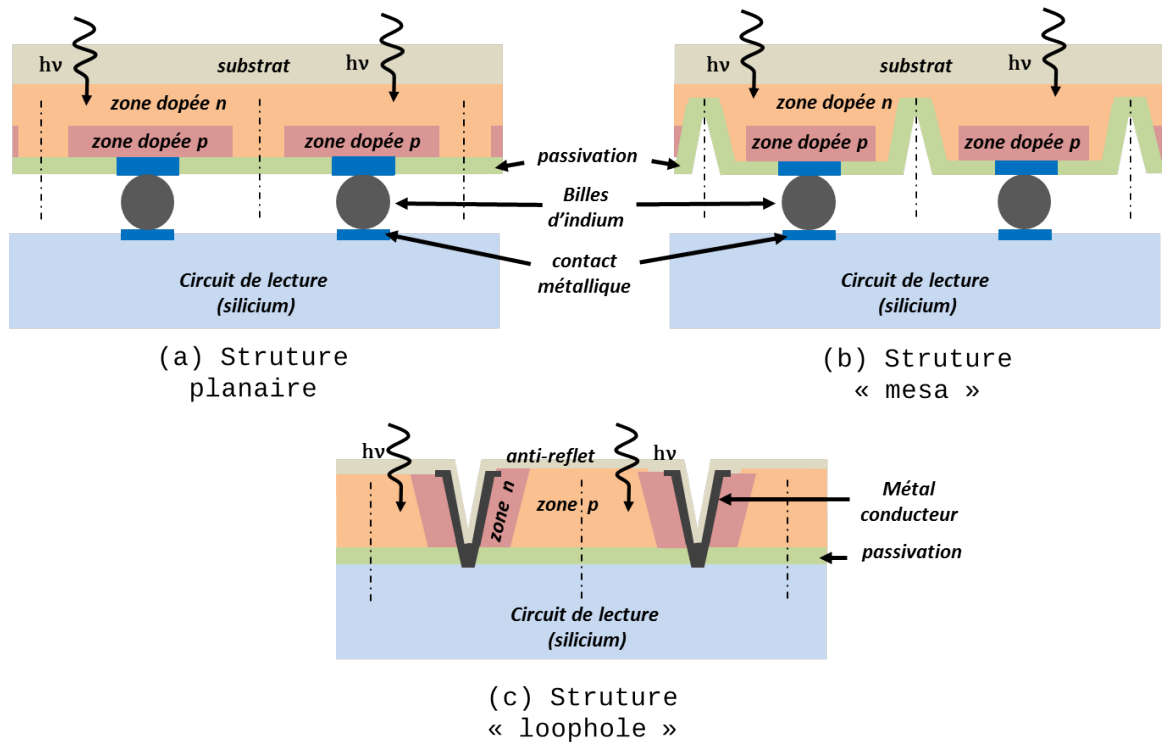


Figure 1.18 – Structures planaire, mesa et loophole couramment utilisées dans l’industrie. Les tranchées du mesa servent à limiter la diffusion électronique entre pixels voisins et donc le crosstalk.

Pour les connexions à billes d’indium, les structures planaires ont l’avantage d’avoir un facteur de remplissage maximal. En revanche, elles souffrent d’un crosstalk plus important que les structures mesa qui limitent physiquement la diffusion des porteurs de charge vers les voisins avec des tranchées. Cependant, ces tranchées se font au détriment du facteur de remplissage qui est alors moindre et d’une étape de passivation (dépôt d’une couche isolante limitant les courants de fuite de surface) plus délicate sur les flancs du mesa. Afin d’améliorer les performances de ces structures en termes de rendement quantique, des optimisations optiques (plasmonique, méta-matériaux) sont envisagées directement sur le pixel afin d’optimiser l’absorption des photons reçus par les pixels<sup>24 25 26</sup>.

Dans ce contexte, la RSP et la FTP associée, sont des fonctions de mérite clés pour, d’une part, estimer l’impact positif ou négatif de ces évolutions sur la qualité image (intéressant pour les systémiers fabriquant le système optronique dans son ensemble) et d’autre part permettre un retour qualitatif sur la structure des pixels (intéressant pour les fabricants

24. Kenneth W ALLEN et al. (2016). “Increasing sensitivity and angle-of-view of mid-wave infrared detectors by integration with dielectric microspheres”. In : *Applied Physics Letters* 108.24, p. 241108.

25. Farzaneh ABOLMAALI et al. (2017). “Photonic jets for highly efficient mid-IR focal plane arrays with large angle-of-view”. In : *Optics express* 25.25, p. 31174-31185.

26. Shuyan ZHANG et al. (2018). “Solid-immersion metalenses for infrared focal plane arrays”. In : *Applied Physics Letters* 113.11, p. 111104.



de détecteurs en vue d'améliorer leur technologie, notamment en ce qui concerne les problèmes de crosstalk énoncés plus haut). Par ailleurs, pour certaines applications nécessitant une haute résolution, notamment en astronomie, la connaissance de la RSP est indispensable pour effectuer une déconvolution directe sur l'image des effets filtrants du détecteur<sup>27 28</sup>.

Remarquons enfin que si la fonction sinus cardinal 1D sert toujours de référence pour présenter la performance de détecteurs IR matriciels à pixels carrés, nous pouvons néanmoins avancer, à ce stade de l'étude, que les évolutions citées plus haut (importance croissante du crosstalk pour les petits pixels, diversité des structures d'implantation, fonction plasmonique...) vont plutôt vers une complexification de la RSP, qui peut s'éloigner de la réponse idéale d'un pixel carré. La restitution de la réponse spatiale 2D, avec le minimum d'a priori sur sa forme géométrique, devient alors un enjeu important pour les technologues.

### 1.3.3 Besoin de mesure spectro-spatiale

Dans le domaine infrarouge, l'influence de la longueur d'onde sur la FTM pixel n'a jamais été prise en compte car elle est, dans la grande majorité des cas, considérée comme négligeable. D'ailleurs, dans le contexte de réduction du pas pixel, il devient courant, pour les méthodes par optique de projection, de mesurer la FTM à des longueurs d'ondes plus courtes que la bande de fonctionnement usuelle du détecteur, en particulier pour le moyen et lointain infrarouge<sup>29</sup>. En effet, travailler à courtes longueurs d'onde (souvent proche infrarouge) possède l'avantage, à nombre d'ouverture optique  $N_{\text{optique}}$  fixé, d'augmenter la fréquence de coupure optique de l'objectif utilisé pour la mesure (qui est pour rappel, donné par  $f_{c,\text{optique}} = 1/\lambda N_{\text{optique}}$ ). Ceci permet de réduire l'impact de l'optique sur le résultat et de réaliser ainsi une déconvolution moins périlleuse de la mesure.

Néanmoins, avec l'émergence de systèmes optroniques multi-spectraux<sup>30 31</sup> (adressant plusieurs bandes distinctes) et hyper-spectraux<sup>32 33 34</sup> (spectro-imageurs délivrant un

27. Swaraj Bandhu MAHATO et al. (2018). "Measuring Intra-Pixel Sensitivity Variations of a CMOS Image Sensor". In : *IEEE Sensors Journal* 18.7, p. 2722-2728.

28. T VIALE et al. (2016). "High accuracy measurements of the intrapixel sensitivity of VIS to LWIR astronomical detectors : experimental demonstration". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. International Society for Optics et Photonics, p. 991517.

29. MB REINE et al. (2007). "HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiode arrays". In : *Journal of Electronic Materials* 36.8, p. 1059-1067.

30. David J NORRIS (2019). "Multispectral quantum-dot photodetectors". In : *Nature Photonics* 13.4, p. 230.

31. Matthew HOWARD, Andrew SARANGAN et Keigo HIRAKAWA (2019). "Shortwave Infrared Fourier Multispectral Imaging". In : *Imaging Systems and Applications*. Optical Society of America, ITu3B-4.

32. Iban AMENABAR et al. (2017). "Hyperspectral infrared nanoimaging of organic samples based on Fourier transform infrared nanospectroscopy". In : *Nature communications* 8, p. 14402.

33. Christine M LEE et al. (2015). "An introduction to the NASA Hyperspectral InfraRed Imager (HyspIRI) mission and preparatory activities". In : *Remote Sensing of Environment* 167, p. 6-19.

34. Bruno FIÈQUE, Philippe CHORIER et Bertrand TERRIER (2010). "Sofradir detectors for hyperspectral applications from visible up to VLWIR". In : *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIV*. T. 7826. International Society for Optics et Photonics, p. 78261I.

cube d'images, échantillonné sur des bandes spectrales étroites) et dans la perspective de complexification des pixels précédemment évoquée, une mesure de FTM spectrale dans la bande d'intérêt du détecteur devient un enjeu important. La mesure de la fonction de transfert spectrale nécessite un banc polyvalent pouvant fonctionner pour différentes longueurs d'onde, que cela soit sur des sous-bandes IR (de quelques centaines de nm) voire même un suivi quasi-monochromatique (une dizaine de nm). Nous verrons dans les chapitres 4 et 5 comment adapter nos méthodes de mesure pour atteindre cet objectif.



# BANC EXPÉRIMENTAL ET PRÉSENTATION DE LA MÉTHODE CSIG

# 2

Dans ce chapitre, nous justifierons et présenterons le choix d'un banc adapté pour la mesure de FTM des détecteurs quantiques refroidis. Les principales méthodes de FTM présentes dans la littérature seront ensuite présentées, puis nous ferons un point plus détaillé sur l'état de l'art de la méthode interférentielle utilisant un réseau CSIG (Continuously Self-Imaging Grating), qui sera ensuite l'objet d'étude dans les chapitres suivants.

## 2.1 NÉCESSITÉ D'UN GAIN EN RÉOLUTION SPATIALE

### 2.1.1 Limitation par l'écran froid des détecteurs quantiques

La réduction du pas pixel impose de projeter des motifs de plus en plus résolus afin de mesurer la FTM à de hautes fréquences spatiales. Cela implique de travailler avec des faisceaux de plus en plus ouverts et de mettre le système de mesure au plus proche du détecteur. Cependant, pour les détecteurs quantiques cryogéniques, la présence de l'écran froid et de son diaphragme froid, limitant le fond instrumental, contraint l'ouverture optique accessible depuis l'extérieur [Figure 2.1]. On définit le nombre d'ouverture de l'écran froid  $N_{\text{écran}}$  par :

$$N_{\text{écran}} = \frac{h}{\Phi} \quad (2.1)$$

où  $\Phi$  est le diamètre du diaphragme froid et  $h$  la hauteur de l'écran froid.

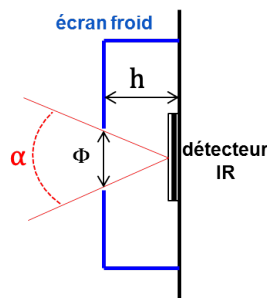


Figure 2.1 – Écran froid d'un détecteur quantique, protégeant ce dernier du fond IR environnant.

Plus  $N_{\text{écran}}$  est petit, plus l'écran froid sera ouvert. Pour optimiser le rapport signal sur bruit, l'ouverture de l'écran froid se limite souvent à des nombres d'ouvertures typiques de  $N_{\text{écran}} = 2$  à  $3$  dans le MWIR, voire plus dans le LWIR, et cette ouverture peut varier d'une application à l'autre. Néanmoins en pratique, cette contrainte est toujours limitante pour la mesure de FTM, en particulier lorsque l'on veut effectuer la mesure jusqu'à plusieurs fois la fréquence de Nyquist. Dans le cas de la méthode spot scan (projection d'un point), la résolution est limitée par la tache de diffraction (tache d'Airy). S'il l'on veut par exemple mesurer la fonction de transfert d'un détecteur MWIR de pas pixel  $15 \mu\text{m}$ , à la longueur d'onde de  $4 \mu\text{m}$  (centre de la bande spectrale du détecteur), nous pouvons viser une tache d'Airy plus petite que la taille pixel, typiquement de diamètre  $10 \mu\text{m}$ . Calculons l'ouverture  $N_{\text{optique}}$  associée, en limite de diffraction.

Pour un système réglé en infini-foyer, le diamètre  $D$  de la tache de diffraction est donné par :

$$D = 2.44 \lambda N_{\text{optique}} \quad (2.2)$$

Ce qui nous donne avec  $D = 10 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , un nombre d'ouverture d'environ  $N_{\text{optique}} = 1$ , ce qui correspond à une optique très ouverte pour l'infrarouge refroidi dans le MWIR, là où les ouvertures des écrans froids sont typiquement supérieures à  $N_{\text{écran}} = 2$ . La présence de l'écran froid fixe donc souvent la résolution atteignable par la mesure, et ne permet pas de tenir le besoin pour une mesure intra-pixel. Cela est d'autant plus vrai que les pixels sont de petites tailles.

Une première solution consisterait à travailler à une longueur d'onde  $\lambda$  plus courte, mais, comme cela est expliqué à la fin du chapitre précédent, nous souhaitons ici mesurer la FTM à la longueur d'onde d'utilisation du détecteur. Nous pourrions également décider d'augmenter l'ouverture de l'écran froid, mais nous serions alors vite limités par le fond thermique. Cette opération est aussi difficile à envisager car les fabricants de détecteurs ne la proposent généralement pas, ou bien avec un surcoût rédhibitoire.

Notons enfin que ce besoin d'une grande ouverture optique accessible ne s'applique pas uniquement au spot scan, mais est généralisable aux autres méthodes optiques. Par exemple, la projection de motifs fins par un réseau nécessitera des angles de diffraction élevés.

### 2.1.2 Présentation du banc MIRCOS

Afin de surpasser ces deux contraintes (ouverture de l'écran froid et fond instrumental du système de mesure), les chercheurs de l'unité CIO ont développé un nouveau banc comprenant une enceinte cryogénique, permettant d'insérer le système de mesure et sa mécanique, ainsi que le détecteur à caractériser, au sein d'une même enceinte cryogénique, refroidie à l'azote liquide. Ce projet a démarré en 2015 et a été soutenu financièrement par le département de l'Essonne (financement Astre) du fait de son intérêt pour le monde industriel. Les plans de l'enceinte cryogénique ont été finalisés au début de ma thèse en 2017, et la réalisation a été confiée à l'entreprise SDMS, pour une livraison à mi-thèse en Avril 2018. La plateforme expérimentale MIRCOS est un ensemble complexe qui couvrira

à terme des besoins de mesure plus larges que la mesure de RSP/FTP, notamment la caractérisation de composants optiques à température cryogénique. L'ensemble du banc, comprenant un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR), un collimateur IR éclairé par un corps noir, ainsi que l'enceinte cryogénique, est présenté en figure 2.2.

Les différents équipements sont positionnés sur des tables anti-vibrations, celles-ci étant susceptibles de perturber la mesure. Selon le besoin (mesure de réponse spectrale, mesure de FTP/RSP), l'enceinte cryogénique peut être positionnée en face du FTIR ou en face du collimateur IR, par un système de coulissage. J'ai réalisé le montage du banc complet, avec tous ses composants (cryogénie, électronique, mécanique d'interface...) entre la fin de la deuxième année et le début de la troisième de thèse, parallèlement à mes études théoriques sur la méthode CSIG.

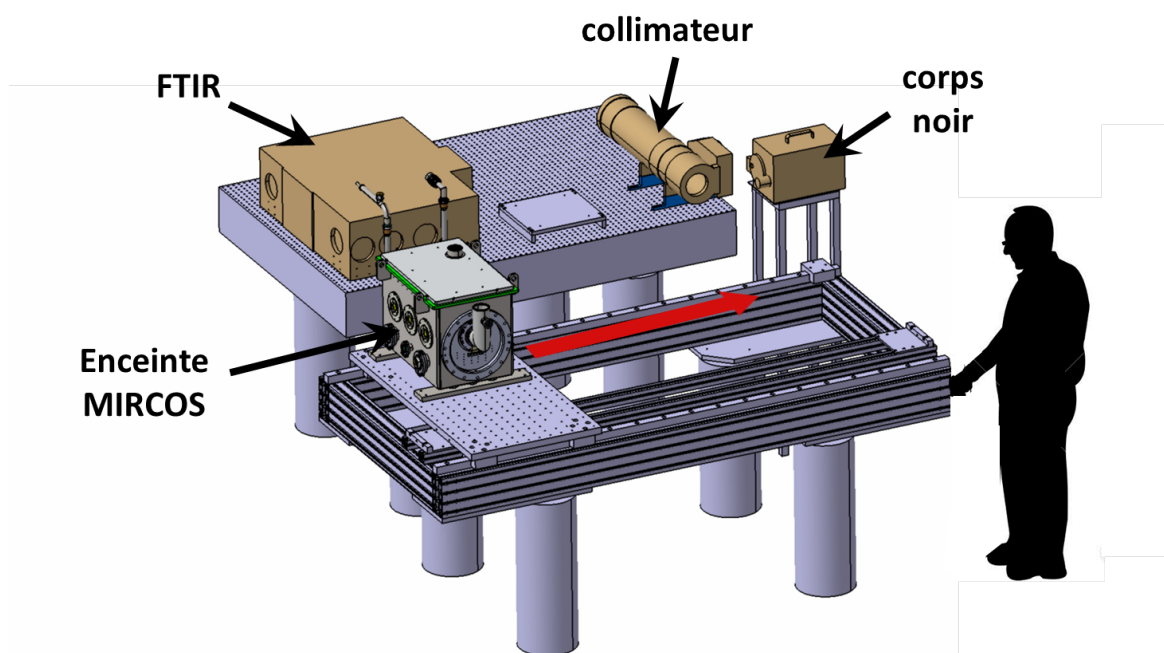


Figure 2.2 – Plateforme MIRCOS : l'enceinte cryogénique, placé sur une table anti-vibration, peut faire face à l'ensemble source {corps et collimateur} pour les mesures de FTM, ou faire face au FTIR pour des mesures spectrales.

Avec ce banc cryogénique, les deux limitations vues précédemment sont donc gérées de concert : d'une part, au sein de l'enceinte cryogénique, le détecteur se présente nu (avec une simple bride permettant son maintien) et fait face au système de mesure, permettant ainsi l'accès à de plus grandes ouvertures optiques. D'autre part, le système de mesure est refroidi à 80 K au sein d'une boîte noire également à 80 K, réduisant ainsi drastiquement le fond instrumental. Au sein du banc, un ensemble de platines cryogéniques, de la société attoCube, permet l'alignement et/ou le déplacement du système de projection. Des vues CAO du banc de mesure sont présentées en figure 2.3.

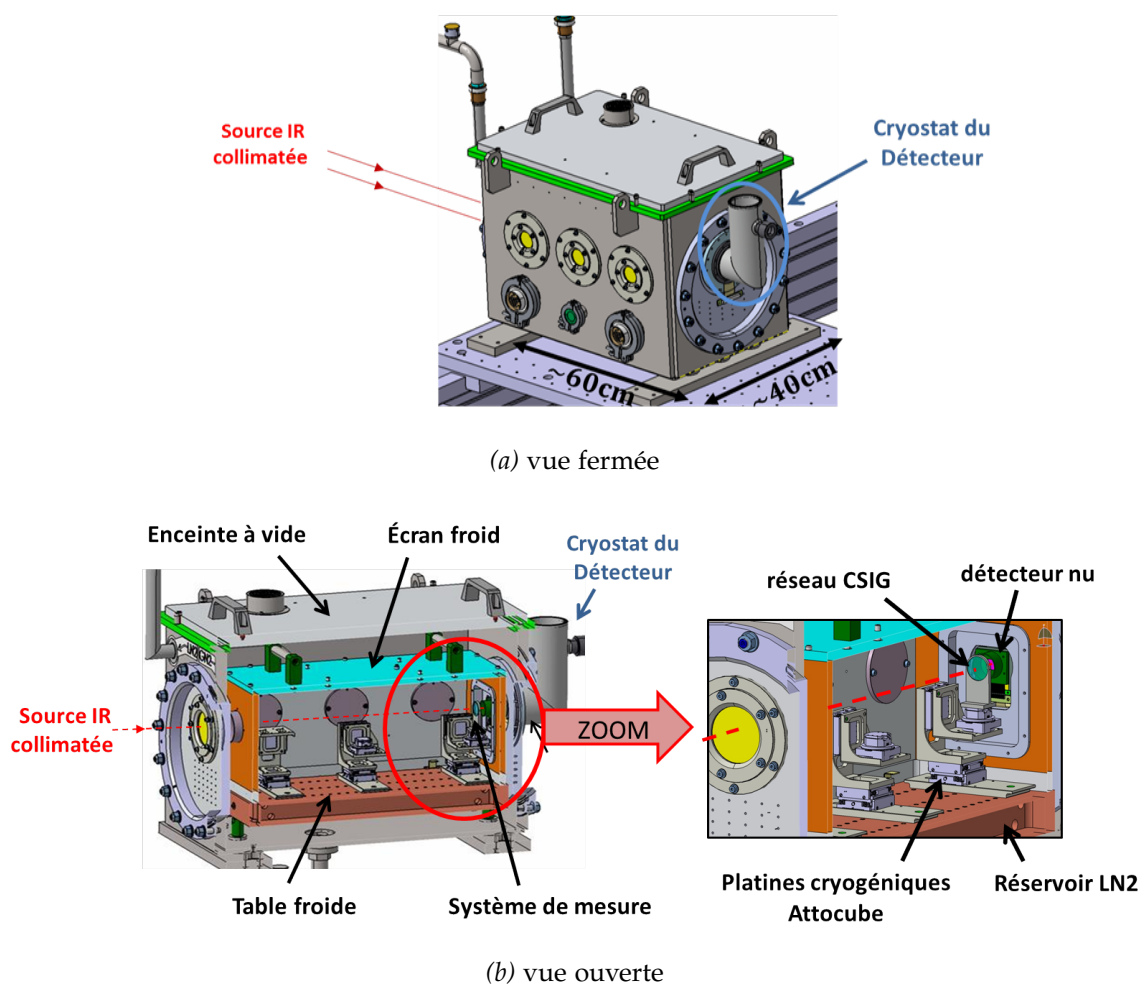


Figure 2.3 – CAO de l'enceinte cryogénique MIRCOS. Le système de mesure (ici un réseau continûment auto-imageant CSIG), monté sur des platines cryogéniques, fait face au détecteur nu. L'ouverture accessible vue depuis le détecteur est de  $2\pi$  sr.

En figure 2.4 est présenté l'ensemble du banc que j'ai installé et mis en place au laboratoire VISIO de l'ONERA. Des photos de l'intérieur de l'enceinte cryogénique avec ses différents éléments sont présentées en figure 2.5.

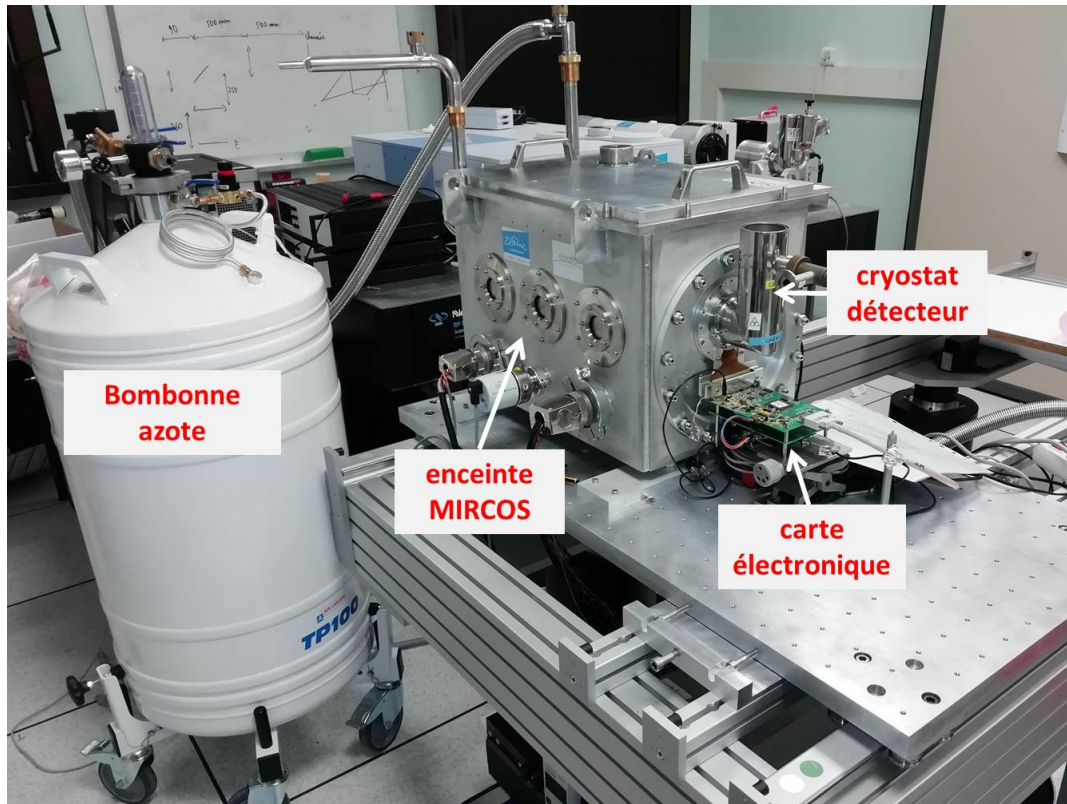


Figure 2.4 – Plateforme MIRCOS au laboratoire ONERA

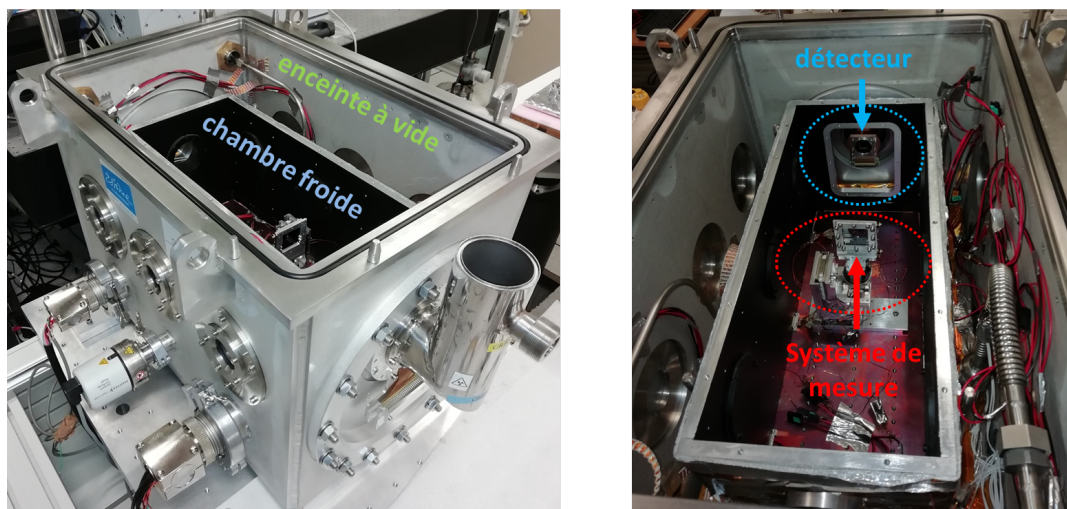


Figure 2.5 – Vues intérieures de l'enceinte cryogénique. La chambre froide, peinte en noir, est refroidie à l'azote liquide.

Ce banc permettra à terme de comparer différentes méthodes de mesure de FTM dans des

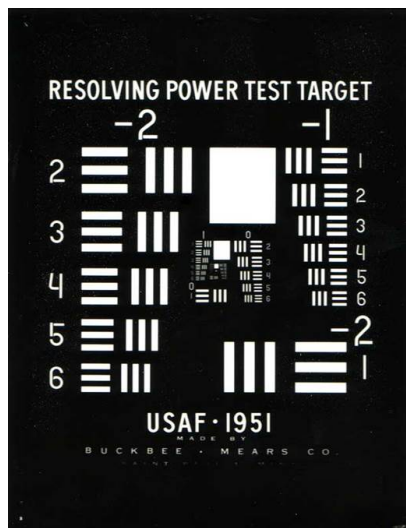


mêmes conditions de mesure, en changeant uniquement le système de projection faisant face au détecteur nu. Il est ainsi prévu d'installer un objectif de spot scan cryogénique après ma thèse dans le banc, permettant une mesure complémentaire à la méthode interférentielle CSIG étudiée dans cette thèse.

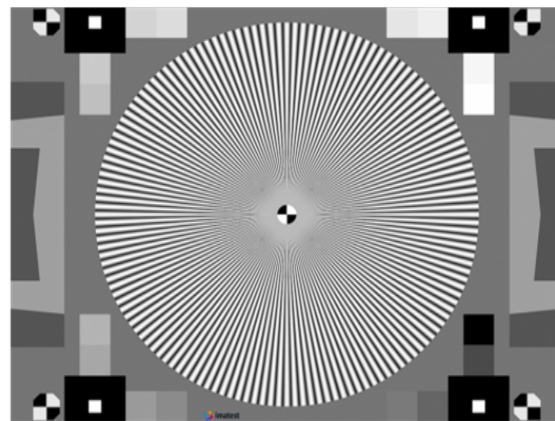
## 2.2 ÉTAT DE L'ART DES MÉTHODES DE MESURE FTM

### 2.2.1 Classification des méthodes

Historiquement, les premières méthodes de mesure FTM développées concernent le système optronique dans son ensemble (l'optique plus le détecteur). Nous pouvons citer les méthodes de projection de cibles (de type mires à barres), qui sont toujours utilisées et généralement appliquées au système complet<sup>1</sup>. Dans ce type de méthodes, le système optronique capture l'image d'une cible comportant différentes fréquences spatiales. La FTM du système est alors directement calculée comme le facteur entre le contraste initial des fréquences projetées de la cible et celui des fréquences détectées par le système. Deux exemples de telles cibles sont présentés en figure 2.6.



(a) Mire USAF 1951



(b) Mire Sinusoïdale Siemens Star  
(source : Entreprise ImageTest)

Figure 2.6 – Exemples de cibles pour la mesure de FTM d'une caméra

Dans notre cas, nous nous intéressons à la mesure de la FTM du détecteur seul, et nous devons par conséquent connaître la contribution de la projection optique au filtrage spatial détecté.

Les méthodes de mesures de réponse spatiale des détecteurs reposent toujours sur la projection d'un motif connu (quantitativement ou statistiquement) sur le détecteur, mais peuvent être classées de différentes manières, selon la *grandeur* mesurée (FTP dans

<sup>1</sup>. Norman KOREN (2019). "Compensating MTF Measurements for Chart Quality Limitations". In : *Electronic Imaging* 2019.10, p. 305-1.

l'espace de Fourier ou RSP dans l'espace réel), le *moyen de projection* utilisé (objectif d'imagerie / interféromètre / speckle ...), la *zone* du détecteur mesurée (mesure globale sur l'ensemble des pixels de la matrice ou locale sur le voisinage d'un pixel), la *géométrie* des motifs projetés (mesure 1D ou 2D).

Le choix de la méthode doit en effet prendre en compte le besoin du client final. Par exemple, une mesure locale est importante pour certaines applications d'imagerie, notamment en astronomie, qui exigent une connaissance précise de la RSP de chaque pixel<sup>2</sup>, ce qui nécessite en général un temps conséquent. Une mesure globale peut être intéressante au contraire dans le cas où la mesure de la FTP du détecteur doit être faite plus rapidement. Dans ce dernier cas, tous les pixels sont supposés identiques du point de vue de leur réponse spatiale : on restitue seulement une FTM moyenne, dite globale. De même, le choix de la source (éventuellement filtrée) dépend du détecteur à caractériser. Le développement des imageurs multi / hyper-spectraux donne un intérêt particulier aux mesures monochromatiques ou sur des sous-bandes filtrées afin d'étudier la dépendance de la FTP avec la longueur d'onde.

Le tableau 2.1 suivant résume l'ensemble des principales méthodes de mesure de RSP / FTP dans l'état de l'art actuel, classées selon les critères précédents. Nous décrirons succinctement ces méthodes dans la suite du texte. Par ailleurs, cette classification reste adaptable en fonction des bancs de mesures et des post-traitements utilisés. Par exemple, une mesure intrinsèquement 1D peut être rendue 2D par le biais d'une mécanique mettant en jeu une rotation du motif. De même, une mesure globale peut également être rendue locale sous réserve de pouvoir déplacer précisément le motif projeté devant le pixel d'étude (avec un pas typiquement inférieur à 1/5 du pas pixel). De même, des méthodes de type spot scan « globales » (Multi-spot scan) peuvent également être développées<sup>3</sup>.

Méthode	Grandeur	Système de projection	Zone	Géométrie
Slanted Edge	RSP	Objectif	globale	1D
Spot scan	RSP	Objectif	locale ou globale	2D
Trous d'Young	FTP	Interféromètre	globale	1D
miroir de Lloyd	FTP	Interféromètre	globale	1D
CSIG	FTP	Interféromètre	globale	2D
Speckle	FTP	Laser	globale	2D
SNOM	RSP	Microscope / fibre	locale	2D

Table 2.1 Tableau récapitulatif des méthodes de mesure FTP / RSP.

2. T VIALE et al. (2016). "High accuracy measurements of the intrapixel sensitivity of VIS to LWIR astronomical detectors : experimental demonstration". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. International Society for Optics et Photonics, p. 991517.

3. Tomasz P BIESIADZINSKI et al. (2010). "A method for the characterization of sub-pixel response of near-infrared detectors". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IV*. T. 7742. International Society for Optics et Photonics, p. 77421M.

### 2.2.2 Description des méthodes

Les méthodes de type projection d'un bord incliné (slanted edge) ou d'un point (spot scan) sont des mesures de la RSP par optique de projection. Une transformée de Fourier de la mesure permet alors de restituer la FTP à partir de la RSP mesurée. La méthode par projection d'un bord incliné fait partie d'un standard (norme ISO 12233) et est une méthode classiquement utilisée dans l'industrie, notamment pour ce qui est de la mesure de la fonction de transfert de la caméra<sup>4</sup>, mais également pour la mesure du détecteur seul<sup>5</sup>. De nombreuses études sur cette méthode peuvent être trouvées dans la littérature, pour différents types de détecteurs (CMOS<sup>6</sup>, photodiodes HgCdTe<sup>7</sup> et photodiodes à avalanche<sup>8</sup>, super-réseaux InAs/GaSb<sup>9</sup>). La détection du bord de plage projeté permet de remonter à la fonction de transfert pixel le long de l'axe perpendiculaire au bord. L'inclinaison est essentielle pour échantillonner la réponse au bord avec un pas inférieur au pas pixel. Le principe de la méthode est résumé en figure 2.7<sup>10</sup>.

---

4. Don WILLIAMS (1998). "Benchmarking of the ISO 12233 slanted-edge spatial frequency response plugin". In : *PICS*, p. 133-136.

5. Magali ESTRIBEAU (2004). "Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images à pixels actifs CMOS". Thèse de doct. École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (Toulouse).

6. Magali ESTRIBEAU et Pierre MAGNAN (2004). "Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12333 slanted-edge methodology". In : *Detectors and Associated Signal Processing*. T. 5251. International Society for Optics et Photonics, p. 243-252.

7. J BERTHOZ et al. (2014). "Modeling and characterization of MTF at small pitch on Mercury Cadmium Telluride". In : *2014 11th International Workshop on Low Temperature Electronics (WOLTE)*. IEEE, p. 5-7.

8. MB REINE et al. (2008). "Characterization of HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiodes". In : *Journal of Electronic Materials* 37.9, p. 1376-1386.

9. SD GUNAPALA et al. (2015). "Modulation transfer function of infrared focal plane arrays". In : *Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIII*. T. 9608. International Society for Optics et Photonics, p. 960811.

10. Françoise VIALLEFONT-ROBINET et al. (2018). "Comparison of MTF measurements using edge method : towards reference data set". In : *Opt. Express* 26.26, p. 33625-33648.

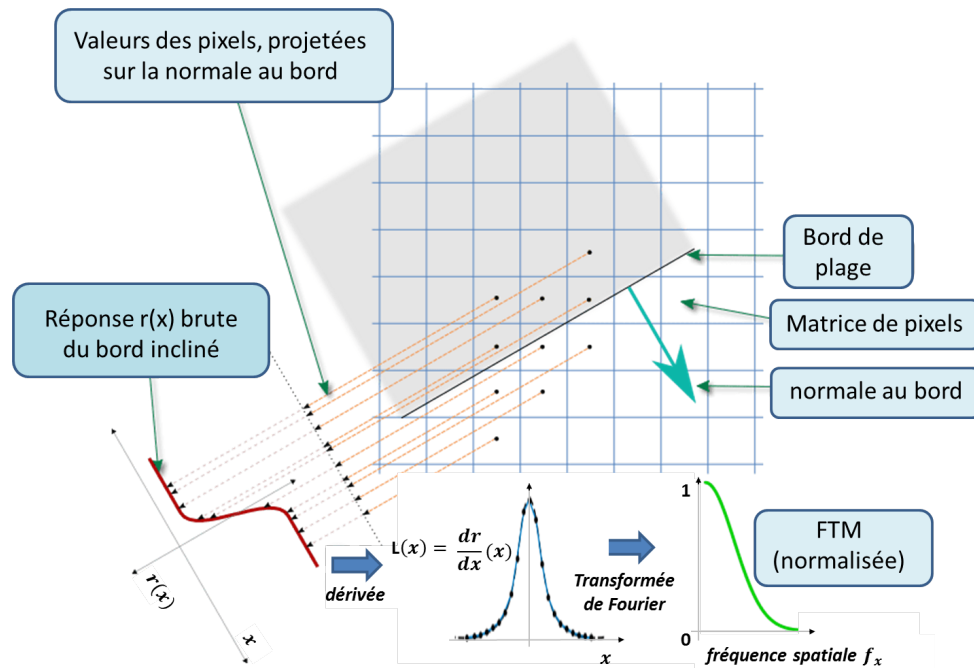


Figure 2.7 – Schéma de principe de la méthode par bord de plage incliné (inspiré de F. Viallefond et al<sup>9</sup>.)

La méthode spot scan a quant à elle déjà été détaillée en partie 1 lors de la définition de la réponse spatiale pixel. Cette méthode, permettant de restituer la réponse spatiale 2D (et donc par transformée de Fourier la fonction de transfert 2D), est régulièrement utilisée par les technologues<sup>11 12</sup>, notamment pour l'étude du crosstalk. Comme les autres méthodes par projection optique, elle nécessite une étape de déconvolution : il faut simuler ou mesurer la réponse impulsionnelle de l'optique et la déconvoluer de la mesure. Comme nous l'avons vu, la tâche de diffraction optique devient de taille comparable à la taille pixel, et cette étape de déconvolution devient une limite critique de la mesure de spot scan.

Par ailleurs, notons que des techniques similaires au spot scan ont été développées sans le besoin d'optique de projection classique, par exemple l'application sur la matrice d'un dépôt métallique comportant des trous de taille plus petite que les pixels, qui sont repartis de façon à échantillonner la RSP sur plusieurs pixels, opérant ainsi l'équivalent d'un spot scan « global » en une seule mesure et sans optique<sup>13</sup>. Des mesures par champ proche (technologie de type SNOM : Scanning Near-Field Optical Microscope) ont également été proposées, pour caractériser des détecteurs CMOS<sup>14</sup>. Dans ce dernier cas, la lumière est apportée localement par une fibre et ce sont les ondes évanescentes créées proche de la

11. O GRAVRAND et al. (2006). "Study of the spatial response of reduced pitch Hg 1- x Cd x Te dual-band detector arrays". In : *Journal of electronic materials* 35.6, p. 1159-1165.

12. MB REINE et al. (2007). "HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiode arrays". In : *Journal of Electronic Materials* 36.8, p. 1059-1067.

13. Itay SHTRICHMAN et al. (2007). "Spatial resolution of SCD's InSb 2D detector arrays". In : *Infrared Technology and Applications XXXIII*. T. 6542. International Society for Optics et Photonics, p. 65423M.

14. Razy SEGAL, Igor SHCHERBACK et Orly YADID-PECHT (2007). "CMOS image sensors : Two-dimensional MTF for anisotropic resolution characterization". In : *IEEE Sensors Journal* 7.6, p. 947-952.

surface du pixel qui constituent le spot.

L'autre famille de méthodes est celle des méthodes interférentielles (trous d'Young, miroir de Lloyd, réseaux continûment auto-imageant CSIG, Speckle...). De par leur principe, elles ne nécessitent pas d'optique de projection imageante (au sens de l'imagerie classique) sur le détecteur, car ce sont les interférences qui génèrent directement les motifs et donc les fréquences spatiales sur lesquelles l'opérateur vient mesurer la fonction de transfert pixel. Pour exemple, la méthode par miroir de Lloyd<sup>15</sup> est illustrée en figure 2.8. L'angle du miroir par rapport au détecteur permet de modifier l'interfrange et donc la fréquence spatiale à laquelle on mesure la FTP.

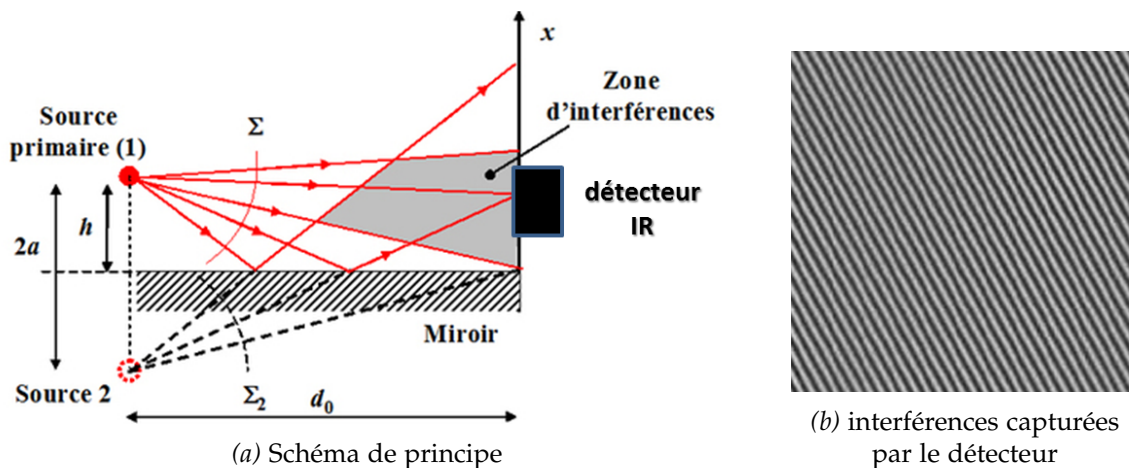


Figure 2.8 – Principe de la méthode avec miroir de Lloyd (inspiré de G. Druart et al<sup>14</sup>)

La méthode interférentielle CSIG repose sur les interférences produites par un réseau spécifique, et sera détaillée dans la section suivante. Nous pouvons retenir à ce niveau que l'interférogramme, projeté par le réseau CSIG, est la somme d'interférences sinusoïdales (semblables à celle du miroir de Lloyd) de fréquences spatiales différentes et de directions différentes, ce qui permet la restitution de la FTM 2D en une seule mesure.

Enfin, la méthode utilisant les tavelures (speckles) d'un laser<sup>16 17 18 19</sup> repose sur la connaissance statistique des interférences constituant les tavelures (et donc des fréquences spatiales projetées aléatoirement). Cette méthode peut ainsi être rangée parmi les

15. Guillaume DRUART et al. (2014). "Modulation transfer function measurement of microbolometer focal plane array by Lloyd's mirror method". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXV*. T. 9071. International Society for Optics et Photonics, 90710S.

16. Martin SENSIPER et al. (1993). "Modulation transfer function testing of detector arrays using narrow-band laser speckle". In : *Optical Engineering* 32.2, p. 395-401.

17. Xi CHEN et al. (2008). "Sensor modulation transfer function measurement using band-limited laser speckle". In : *Optics express* 16.24, p. 20047-20059.

18. Paul PK LEE et al. (2012). "Laser speckle MTF processing and test development for VIS and IR sensors". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIII*. T. 8355. International Society for Optics et Photonics, p. 835507.

19. Philip J PLUMMER, Kenneth J BARNARD et Michael A MARCINIAK (2019). "Investigation of speckle imagery spectral estimation challenges for modulation transfer function measurements". In : *Optical Engineering* 58.7, p. 077106.

méthodes interférentielles, avec la spécificité que la mesure repose sur une connaissance statistique fine des tavelures produites par le laser.

Notons enfin que des méthodes utilisant des mires de Ronchi ont été utilisées pour étudier le phénomène de « Brighter Fatter Effect » (dépendance de la RSP au flux, qui ne sera pas étudiée dans mes travaux)<sup>20</sup>.

Quelle que soit la méthode optique utilisée, notons que mesurer la FTM d'une matrice de pixels relèvera toujours des difficultés suivantes :

D'une part, l'échantillonnage de la matrice et la fréquence de Nyquist associée doivent être pris en compte : mesurer la fonction de transfert à des fréquences supérieures à  $f_{Nyq}$  nécessite de gérer le repliement de spectre généré par l'échantillonnage du détecteur. Pour les méthodes mesurant la RSP par exemple, cela implique de résoudre cette dernière avec un pas inférieur au pas pixel. Pour les méthodes interférentielles, il faut anticiper le repliement des fréquences projetées, afin de ne pas perdre d'information sur la FTM. Nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre 3.

D'autre part, la qualité de la mesure dépendra surtout de la maîtrise et de la connaissance de la fonction de transfert du moyen de projection utilisé. En effet, le résultat de la mesure  $I_{det}$  est égal à la RSP du détecteur convoluée par la réponse impulsionnelle  $h$  du moyen de projection, à laquelle s'ajoute un bruit  $b$  de mesure :

$$I_{det} = RSP * h + b \quad (2.3)$$

De même, pour les méthodes mesurant directement la FTP, nous obtenons l'équation suivante :

$$\tilde{I}_{det} = FTP \times \tilde{h} + \tilde{b} \quad (2.4)$$

où  $\tilde{h}$  est la fonction de transfert de l'interféromètre ou de l'optique utilisée et  $\tilde{b}$  la transformée de Fourier du bruit de mesure.

Une étape de déconvolution est donc nécessaire pour restituer la fonction de transfert pixel.

## 2.3 LES CSIG ET LEUR APPLICATION À LA MESURE DE FTM

Pour les méthodes interférentielles, la restitution de la FTP s'opère directement dans l'espace de Fourier des interférogrammes projetés. Nous noterons donc  $\tilde{h} = \tilde{I}_{interféromètre}$  la fonction de transfert de l'interféromètre (ici un réseau CSIG).  $\tilde{h} = \tilde{I}_{interféromètre}$  correspondra en pratique à la transformée de Fourier de l'interférogramme projeté  $I_{interféromètre}$  (homogène à une intensité lumineuse). Par ailleurs, nous ne prendrons pas en compte le

<sup>20</sup>. Rémy LE BRETON (sept. 2017). "Large synoptic survey telescope : electrostatic distortions in the CCD". Theses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01720422>.

bruit  $b$  du détecteur dans un premier temps. L'impact de ce dernier sur la mesure sera étudié dans le chapitre 3. Nous obtenons donc l'équation suivante :

$$\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y) = \text{FTP}(f_x, f_y) \times \tilde{I}_{\text{interféromètre}}(f_x, f_y) \quad (2.5)$$

Les connaissances théoriques de  $\tilde{I}_{\text{interféromètre}}$  et expérimentales de  $\tilde{I}_{\text{det}}$  permettent de restituer la fonction de transfert détecteur. Le système générateur du motif peut être un système d'interférence classique (Trous d'Young, miroir de Lloyd<sup>21</sup>, interféromètre de Michelson<sup>22</sup>). Les réseaux continûment auto-imageant se sont également montrés de bons candidats<sup>23 24</sup> pour mesurer la fonction de transfert 2D des pixels. L'idée derrière cette méthode est de pouvoir projeter sur le détecteur un interférogramme dont le contenu fréquentiel est :

- **discret**

Le fait de discrétiser la mesure sur des fréquences spatiales bien définies permet de maximiser le rapport signal à bruit en certains points du plan de Fourier. Ces fréquences spatiales discrètes doivent être bien réparties sur la zone de mesure voulue de la FTM, soit des basses fréquences spatiales jusqu'à deux voire quatre fois la fréquence de Nyquist du détecteur si l'on veut résoudre des détails fins de la réponse spatiale pixel.

- **prédictible**

Les positions de ces fréquences spatiales projetées, et l'intensité qu'elles contiennent dans le plan du détecteur, doivent être précisément connues, de façon à pouvoir résoudre l'équation (2.5).

Nous allons dans cette section présenter les réseaux CSIG, que nous décrirons d'abord comme des objets théoriques parfaits. Cela nous permettra ensuite de décrire les réseaux réellement fabriqués, en référence à ces réseaux théoriques. Le cadre mathématique reposera sur la théorie scalaire de la lumière, et ne fera donc pas intervenir la polarisation des champs électromagnétiques.

---

21. Guillaume DRUART et al. (2014). "Modulation transfer function measurement of microbolometer focal plane array by Lloyd's mirror method". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXV*. T. 9071. International Society for Optics et Photonics, 90710S.

22. Michael I ANDERSEN et Anton Norup SØRENSEN (1998). "An interferometric method for measurement of the detector MTF". In : *Experimental Astronomy* 8.1, p. 9-12.

23. Nicolas GUÉRINEAU et al. (1999). "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target". In : *Applied optics* 38.4, p. 631-637.

24. Emmanuel O DI MAMBRO, Nicolas GUERINEAU et Jerome PRIMOT (2003). "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array using a continuously self-imaging grating". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XIV*. T. 5076. International Society for Optics et Photonics, p. 169-179.

### 2.3.1 Les objets continûment auto-imageants

Ces objets sont appelés « continûment auto-imageants » car, sous un éclairage collimaté en incidence normale d'amplitude transverse  $U_0(x, y)$ , ils produisent un interférogramme dont l'intensité  $I(x, y)$  dans le plan transverse  $(x, y)$  est invariante par propagation le long de l'axe optique  $z$ <sup>25</sup>. Autrement dit, si l'on prend pour origine de l'axe  $z$  le plan du réseau, alors pour tout  $z > 0$ , nous avons :

$$I(x, y, z) = I(x, y, z = 0) = I_0 \quad (2.6)$$

Sous le régime de la diffraction de Fresnel, les conditions suffisantes de cette invariance par propagation se démontrent par le calcul suivant :

L'amplitude collimatée initiale, que l'on supposera homogène :  $U_0(x, y, z = 0^-) = U_0$ , est multipliée, après traversée du réseau, par la transmittance complexe  $T(x, y)$  de ce dernier, puis se propage dans l'espace libre selon  $z$  :

$$U(x, y, z) = (U_0 T(x, y)) * \text{TF}^{-1} \left( \tilde{h}_z(f_x, f_y, z) \right) \quad (2.7)$$

où  $*$  est le produit de convolution et  $\text{TF}^{-1} \left( \tilde{h}_z(f_x, f_y, z) \right)$  est le terme associé à la propagation en espace libre selon l'axe  $z$ .

La fonction  $\tilde{h}_z$ , fonction de transfert de l'espace libre, se définit dans l'espace de Fourier réciproque du plan transverse par :

$$\tilde{h}_z(f_x, f_y, z) = \begin{cases} \exp \left( i2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 (f_x^2 + f_y^2)} \right) & \text{si } f_x^2 + f_y^2 < \frac{1}{\lambda^2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.8)$$

où  $f_x, f_y$  sont les variables conjuguées des variables d'espace  $x, y$  du plan transverse.

En travaillant en coordonnées polaires  $(\rho, \varphi)$  pour le plan conjugué  $(f_x, f_y)$ , l'équation (2.7) s'écrit dans l'espace de Fourier comme :

$$\tilde{U}(\rho, \varphi, z) = U_0 \tilde{T}(\rho, \varphi) \times \exp \left( i2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \rho^2} \right) \quad (2.9)$$

Cette dernière expression étant valable pour les fréquences spatiales telles que  $\lambda \rho < 1$ .

On se restreint maintenant à des transmittances  $T(x, y)$  dont la transformée de Fourier  $\tilde{T}(\rho, \varphi)$  se résume à une fonction répartie sur un unique cercle dans l'espace de Fourier et de rayon  $\rho_0$ , c'est-à-dire de la forme :

$$\tilde{T}(\rho, \varphi) = \begin{cases} \tilde{T}(\varphi) & \text{si } \rho = \rho_0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.10)$$

où  $\tilde{T}(\varphi)$  est alors une fonction de  $[0, 2\pi]$  vers  $\mathbb{C}$ .

<sup>25</sup>. Nicolas GUÉRINEAU et Jérôme PRIMOT (1999). "Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer". In : *JOSA A* 16.2, p. 293-298.



Ces cercles sont appelés anneaux de Montgomery-Durnin, en l'honneur de ces derniers qui ont théorisé cette condition d'invariance des faisceaux non-diffractants<sup>26 27</sup>.

Dans le cas d'un anneau de Montgomery-Durnin, la formule (2.9) devient :

$$\tilde{U}(\rho, \varphi, z) = U_0 \tilde{T}(\varphi) \times \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right) \quad (2.11)$$

Le terme  $U_0 \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right)$  est alors une constante dans  $\mathbb{C}$ , que l'on peut extraire de la transformée de Fourier inverse. Cela est explicité dans le calcul suivant (2.12) :

$$\begin{aligned} U(x, y, z) &= \text{TF}^{-1} \left[ U_0 \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right) \times \tilde{T}(\varphi) \right] \\ \implies U(x, y, z) &= \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right) U_0 \text{TF}^{-1} \left[ \tilde{T}(\varphi) \right] \\ \implies U(x, y, z) &= \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right) U_0 T(x, y) \\ \implies U(x, y, z) &= \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2\rho_0^2}\right) U(x, y, z = 0^+) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dans ce cas, nous retrouvons bien que, pour tout  $z > 0$ ,

$$I(x, y, z) = |U(x, y, z)|^2 = |U(x, y, z = 0)|^2 = I(x, y, z = 0) \quad (2.13)$$

Les transmittances  $T(x, y)$  qui vérifient l'invariance par propagation selon  $z$  sont donc une famille (infinie) de transmittances dont la transformée de Fourier possède des valeurs non nulles uniquement sur un cercle donné de rayon  $\rho_0$ . Par ailleurs, notons que la longueur d'onde n'intervient que dans le terme de phase globale liée à la propagation. Ainsi, dans le cas idéal d'une mire  $T(x, y)$  parfaitement achromatique, l'interférogramme  $I(x, y)$  reste lui aussi achromatique.

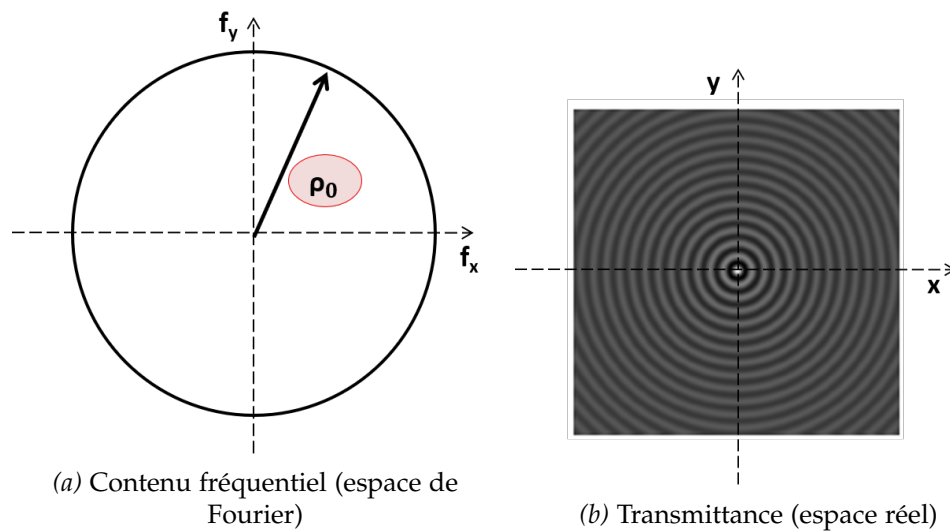
L'exemple le plus immédiat est l'axicon diffractif, appelé également dans la littérature « réseau circulaire » ou objet  $J_0$ , dont la transformée de Fourier est continûment constante sur le cercle de rayon  $\rho_0$ , comme cela est illustré en figure 2.9. Ce réseau peut être réalisé en transmission, réfraction ou réflexion. Il a fait l'objet de nombreuses recherches en vue de son potentiel pour l'imagerie<sup>28, 29</sup>.

26. W Duane MONTGOMERY (1967). "Self-imaging objects of infinite aperture". In : *JOSA* 57.6, p. 772-778.

27. J DURIN (1987). "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory". In : *JOSA A* 4.4, p. 651-654.

28. Guillaume DRUART et al. (2007a). "Image formation by use of continuously self-imaging gratings and diffractive axicons". In : *Unconventional Imaging III*. T. 6712. International Society for Optics et Photonics, p. 671208.

29. Guillaume DRUART et al. (2008). "Demonstration of image-zooming capability for diffractive axicons". In : *Optics letters* 33.4, p. 366-368.

Figure 2.9 – Géométrie du réseau circulaire ou objet  $J_0$ 

Pour la mesure de la FTM, nous allons nous intéresser à une géométrie particulière d'objet auto-imageant, que nous appellerons dans la suite les réseaux CSIG.

### 2.3.2 Les réseaux continûment auto-imageants

Un réseau continûment auto-imageant est un réseau périodique, de période notée  $a_0$ , dont la transformée de Fourier est composée d'un ensemble fini de  $N_0$  points situés sur le cercle de rayon  $\rho_0$ , et à l'intersection d'une grille cartésienne, comme cela est illustré en figure 2.10. Le choix d'un nombre  $N_0$  fini d'ordres de diffraction permet d'assurer le caractère discret du spectre de l'interférogramme obtenu. Le caractère périodique permet d'aboutir à des réseaux périodiques plus faciles à fabriquer, et également faciles à simuler.

Lorsque le réseau est éclairé par une onde plane, il génère un interférogramme  $I(x,y)$  dans le plan du détecteur. Les fréquences spatiales discrètes contenues dans cet interférogramme sont inférieures à une fréquence maximale  $f_{\max}$ . Cette dernière représente donc la plus haute fréquence spatiale accessible à la mesure de FTM. C'est donc la donnée que l'on fixe en premier lieu lors de la conception d'un CSIG. Nous avons alors :

$$\rho_0 = f_{\max}/2. \quad (2.14)$$

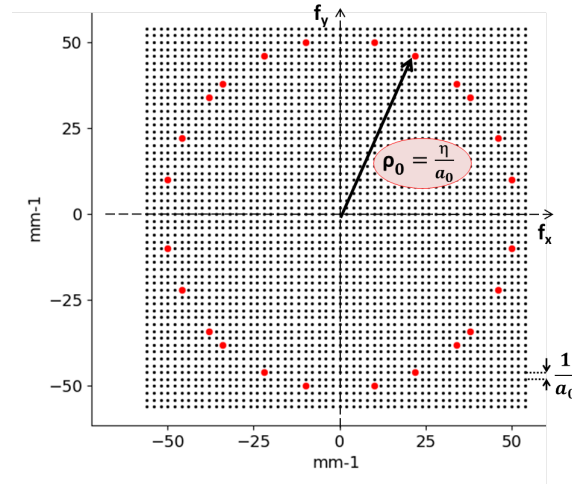
Par ailleurs, un deuxième paramètre important est le paramètre  $\eta$ , entier naturel, gérant le nombre et la répartition des ordres de diffraction sur le cercle. Cette fréquence maximale et le paramètre  $\eta$ , à choisir en fonction du besoin, vont ensuite déterminer le pas  $a_0$  du réseau à fabriquer :

$$a_0 = \frac{2\eta}{f_{\max}} \quad (2.15)$$

En notant  $(p,q)$  la position des ordres dans l'espace de Fourier avec  $(p,q)$  des entiers naturels, nous avons :

$$p^2 + q^2 = \eta^2 \quad (2.16)$$

Le paramètre  $\eta$  détermine ainsi le nombre  $N_o$  des couples d'entiers  $(p,q)$ , c'est-à-dire d'ordres, vérifiant l'équation (2.16). Le paramètre  $a_0$  permet ensuite de passer de la grille cartésienne entière à une grille physique de pas  $1/a_0$  en  $m^{-1}$ .



**Figure 2.10 – Positions des ordres sur la grille de pas  $1/a_0$  : exemple d'un CSIG 24 ordres ( $\eta^2 = 650$ ,  $a_0 = 500 \mu m$ )**

Les fréquences spatiales discrètes contenues dans l'interférogramme produit par le réseau, au nombre de  $N_h = N_o^2/2$ , seront appelées *harmoniques* dans la suite du mémoire, par opposition aux couples d'ordres de diffraction du réseau. Il faut bien noter la distinction entre ces deux notions : les  $N_o$  ordres du CSIG sont associés à l'amplitude des ondes planes propagées, alors que les  $N_h$  harmoniques sont associées à l'intensité propagée et donc à la figure d'interférence obtenue. Je définis ci-dessous les notations que nous utiliserons pour l'ensemble du mémoire :

- **Ordres de diffraction du réseau**

Nous noterons  $(p,q)$  les coordonnées des ordres de diffraction dans l'espace de Fourier associé au réseau. Les amplitudes de ces ordres de diffraction seront notés  $O_{p, q}$ .

- **harmoniques dans l'interférogramme**

Les coordonnées des harmoniques, créées par l'auto-corrélation des ordres, seront notées  $(\bar{p}, \bar{q})$ , dans l'espace de Fourier de l'interférogramme  $I_{CSIG}$ . Leurs amplitudes seront notées  $h_{\bar{p}, \bar{q}}$ . Plus précisément, chaque harmonique  $(\bar{p}, \bar{q})$  provient du couplage entre deux ordres de diffraction  $(p,q)$  et  $(p', q')$  :

$$\begin{cases} \bar{p} = p - p' \\ \bar{q} = q - q' \end{cases}$$

$$h_{\bar{p}, \bar{q}} = O_{p, q} O_{p', q}$$

Ainsi, à la traversée du réseau CSIG, l'onde plane d'amplitude  $U_0$  se divise ainsi en  $N_o$  ondes planes d'amplitude  $o_{p, q}$  et d'angle de diffraction  $\alpha = \lambda\eta/a_0$ .

La somme de ces  $N_o$  ondes planes produit une amplitude  $U(x,y)$  donnée par :

$$U(x, y) = U_0 \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_0^2}\right) \sum_{(p, q) \in \text{ordres}} o_{p, q} \exp\left(2i\pi\frac{px + qy}{a_0}\right) \quad (2.17)$$

Dans l'espace de Fourier, cette équation devient :

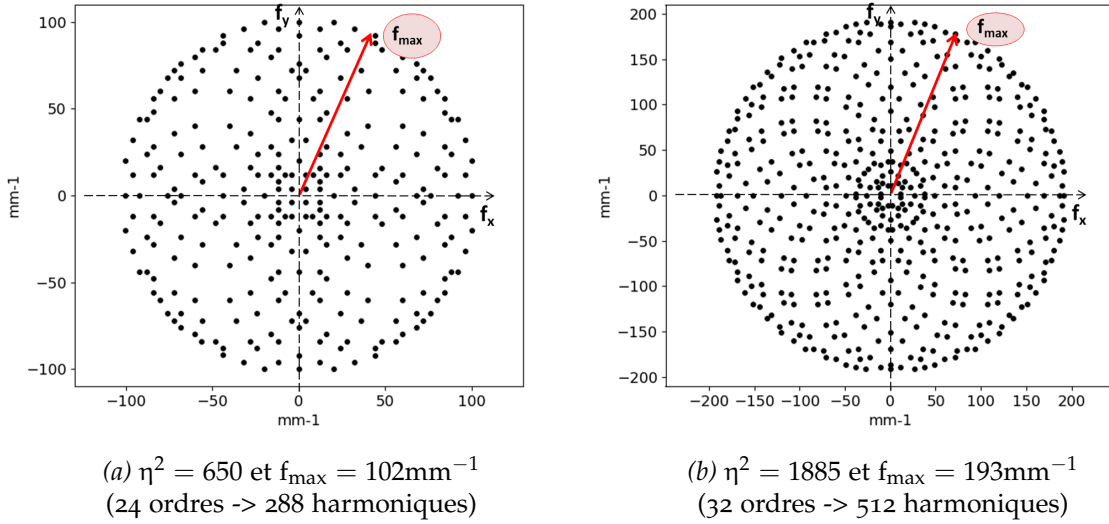
$$\tilde{U}(f_x, f_y) = U_0 \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_0^2}\right) \sum_{(p, q) \in \text{ordres}} o_{p, q} \delta\left(f_x - \frac{p}{a_0}, f_y - \frac{q}{a_0}\right) \quad (2.18)$$

où  $\delta$  est la distribution de Dirac.

L'intensité  $I_{\text{CSIG}}(x, y) = |U(x, y)|^2$  de l'interférogramme est ainsi donnée dans le plan de Fourier par la formule :

$$\tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y) = U_0^2 \sum_{(p, q)} \sum_{(p', q') \in \text{ordres}} \underbrace{o_{p, q} o_{p', q'}}_{h \quad \bar{p}, \bar{q}} \delta\left(f_x - \underbrace{\frac{p - p'}{a_0}}_{\bar{p}}, f_y - \underbrace{\frac{q - q'}{a_0}}_{\bar{q}}\right) \quad (2.19)$$

Par ailleurs, le détecteur mesure l'intensité du champ lumineux. L'interférence des ondes planes diffractées par le réseau dans l'espace réel revient à une autocorrélation des ordres de diffraction dans l'espace de Fourier. Autrement dit, la fonction de transfert mesurée est échantillonnée sur les  $N_h$  harmoniques, dites harmoniques de mesures, de coordonnées  $(\bar{p}, \bar{q})$  dans la grille cartésienne. En figure 2.11 sont tracées les positions des harmoniques pour les CSIG 24 et 32 ordres utilisés dans la suite de la thèse.



**Figure 2.11 – Positions des harmoniques : exemple des CSIGs 24 et 32 ordres (la grille de pas  $1/a_0$  n'a pas été représentée pour raison de lisibilité)**

Ainsi, si l'on note  $\tilde{I}_{\text{det}}$  le contenu fréquentiel de l'interférogramme capturé par le détecteur, nous avons alors :

$$\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y) = \text{FTP}(f_x, f_y) \times \tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y) \quad (2.20)$$

La solution principale de cette équation donne :

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \frac{\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y)}{\tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y)} \quad (2.21)$$

$$\text{avec } \tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y) = U_0^2 \sum_{(\bar{p}, \bar{q}) \in \text{harmoniques}} h_{\bar{p}, \bar{q}} \times \delta\left(f_x - \frac{\bar{p}}{a_0}, f_y - \frac{\bar{q}}{a_0}\right).$$

La résolution de cette division pour restituer une FTP continue dans le plan  $(f_x, f_y)$ , à partir des harmoniques discrètes du CSIG, sera l'objet du chapitre 3.

En conclusion de cette section, le CSIG théorique remplit les conditions demandées pour la mesure de FTM, auquel s'ajoute une certaine adaptabilité liée au choix de la période du réseau :

- **Spectre discret**

Comme illustré en figure 2.11, la répartition et la densité des harmoniques de mesures sont directement données par le paramètre  $\eta$ . C'est l'interpolation des harmoniques discrètes qui va permettre de restituer in fine la fonction de transfert 2D dans son ensemble. Par conséquent, on a intérêt à avoir une densité importante de points de mesure pour avoir l'interpolation la plus fidèle possible de la réalité. Cependant, un compromis entre le nombre de points de mesure et un rapport signal à bruit correct est nécessaire, car plus l'énergie sera distribuée sur un grand nombre

d'harmoniques, plus celles-ci seront sensibles au bruit de mesure.

- **Prédictibilité**

L'invariance par propagation associée aux réseaux CSIG théoriques (dont la transmittance est d'amplitude continue et de taille infinie) permet très simplement le calcul une fois pour toutes de la position et de l'amplitude des harmoniques de mesure, données par la relation 2.19, qui définit ainsi le modèle CSIG théorique. La réalité expérimentale, liée à la réalisation effective des réseaux (réseaux discrétisés de taille finie), mais aussi aux conditions de mesures (système source utilisé, alignement, positionnement du réseau dans son plan, échantillonnage détecteur...), implique néanmoins un protocole expérimental spécifique qui sera détaillé par la suite.

- **Adaptabilité** : choix des paramètres  $\eta$  et  $a_0$

L'adaptabilité s'appuie sur le choix de la fréquence maximale excitée par le CSIG  $f_{\max} = 2\eta/a_0$ . En fonction des paramètres  $a_0$  et  $\eta$  choisis,  $f_{\max}$  est ainsi ajustable en fonction de la taille  $t_{\text{pix}}$  des pixels à mesurer. Plus précisément, nous avons vu que la fréquence de coupure du détecteur est donnée par  $f_c = 1/t_{\text{pix}}$ . Ainsi, si le but est d'obtenir la contribution de la FTP à la fonction de transfert du système optronique complet, alors souvent  $f_{\max} = f_c$  est suffisant. Pour un détecteur de facteur de remplissage égal à 1, cela revient à mesurer jusqu'à une fréquence égale au double de la fréquence de Nyquist. Au contraire, si l'objectif est de faire un retour sur la structure pixel, alors il peut être intéressant de mesurer jusqu'à  $2 f_c$ , soit quatre fois la fréquence de Nyquist pour un détecteur ayant un facteur de remplissage égal à un.

Les schémas des figures 2.12 et 2.13 résument le principe d'une mesure FTM par CSIG.

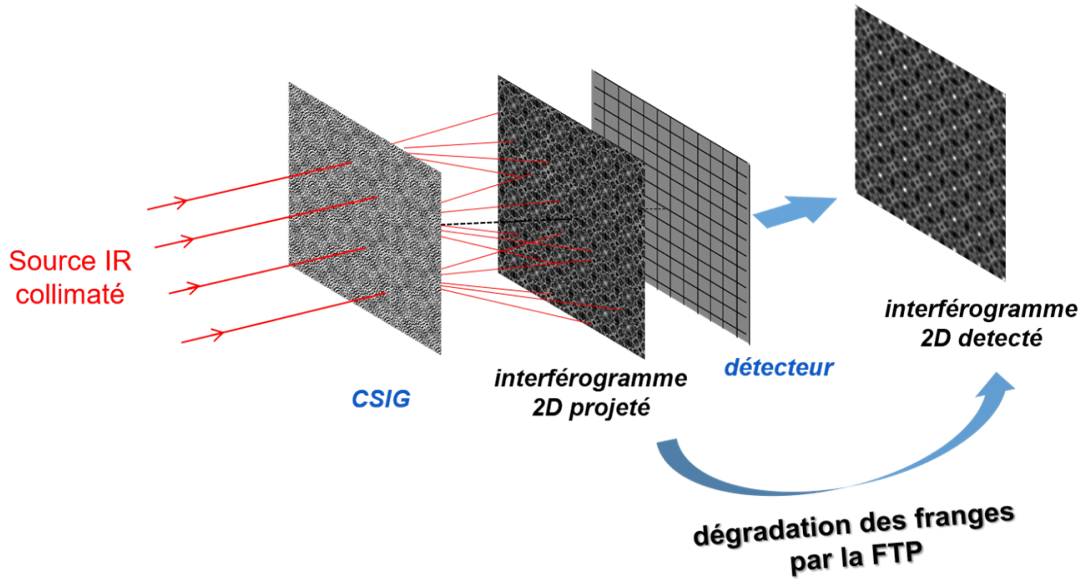


Figure 2.12 – Schéma-type de la mesure de FTP par CSIG

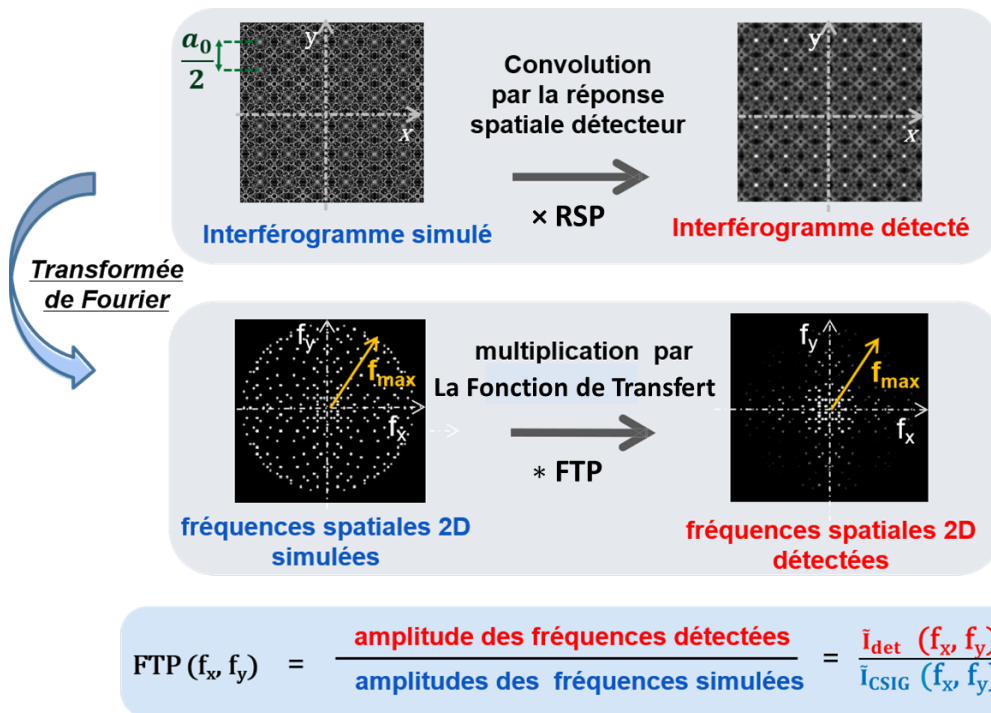


Figure 2.13 – Interférogrammes simulé et détecté (par une matrice de pixels carrés idéaux de taille  $25 \mu\text{m}$ ), ainsi que les fréquences spatiales associées dans le plan de Fourier. La diminution des amplitudes des harmoniques détectées est due à la multiplication par la FTP du détecteur. Notons au passage que, dû à l'autocorrélation des ordres de diffraction, la période de l'interférogramme (indiquée en haut à gauche) est toujours égale à la moitié de la période  $a_0$  du réseau.

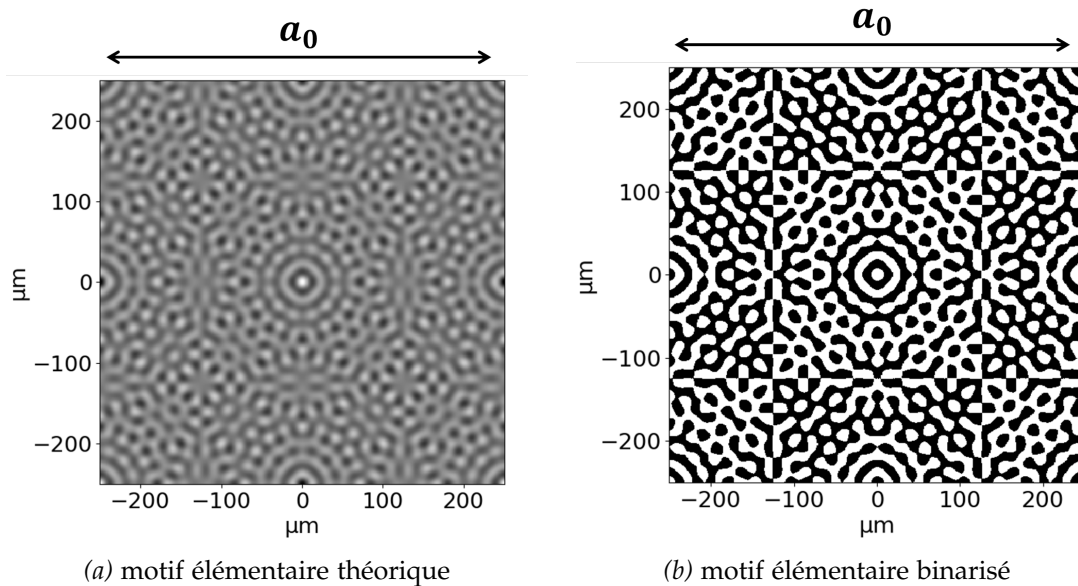
### 2.3.3 Des réseaux CSIG théoriques aux réseaux CSIG fabriqués

Pour réaliser en pratique un réseau CSIG, la procédure est la suivante : une fois choisis les paramètres  $\eta$  et  $a_0$  fixant la répartition des  $N_0$  ordres de diffraction (et donc la densité des harmoniques et la fréquence maximale de mesure), on calcule la transmittance théorique par transformée de Fourier inverse [Figure 2.14a]. Pour des raisons de coût et de faisabilité technique, le réseau est alors binarisé. Plus précisément, la transmittance  $T(x,y)$  étant réelle, on peut écrire :

$$T(x,y) = |T(x,y)| \times S(T(x,y)) \quad (2.22)$$

$$\text{où } S(T) = \begin{cases} -1 & \text{si } T < 0 \\ 1 & \text{si } T > 0 \end{cases}$$

Le codage de la valeur absolue, qui est une fonction continue, est en théorie envisageable. Cependant, un codage sur trois niveaux ou plus serait difficile et onéreux. En pratique, une approximation plus simple du réseau consiste à coder la transmittance sur deux niveaux. Cela revient à coder uniquement le signe  $S$  de  $T(x,y)$ .<sup>30</sup> [Figure 2.14b].



**Figure 2.14 – Binarisation du réseau : exemple d’un CSIG 24 ordres, de période  $a_0 = 500 \mu\text{m}$  (seul le motif élémentaire du réseau est représenté)**

Le codage du signe  $S$  de  $T(x,y)$  peut se faire de deux façons distinctes. Une première possibilité est de coder le signe en amplitude, c’est-à-dire d’avoir une transmission  $T_a(x,y)$  nulle dans les zones négatives et égale à 1 dans les zones positives :

$$T_a(x,y) = \frac{1 + S(T(x,y))}{2} \quad (2.23)$$

L’avantage est ici d’avoir une transmittance achromatique. En revanche, on réduit la transmission globale puisque seules les zones positives laissent passer la lumière. Par

<sup>30</sup>. Martin PIPONNIER et al. (2011). “Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings”. In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.



ailleurs, la valeur moyenne de  $T_a(x, y)$  est non nulle, égale à  $1/2$ . Par conséquent, le réseau diffractera une partie de l'énergie dans l'ordre 0 et cela diminuera donc l'intensité des  $N_0$  ordres du cercle de Montgomery choisi.

Une deuxième possibilité est de coder la transmittance en phase, l'avantage est alors que tout le flux incident est transmis, au coefficient de transmission près du matériau utilisé. Le déphasage est choisi égal à  $\pi$  dans les zones négatives (l'amplitude de l'onde lumineuse  $y$  est donc multipliée par  $-1$ ), et nul dans les zones positives. Ce déphasage (et donc l'épaisseur  $h_{\text{csig}}$  du réseau) est optimisé pour une longueur d'onde précise  $\lambda_{\text{CSIG}}$ . On a alors :

$$h_{\text{csig}} = \frac{\lambda}{2(n-1)} \quad \text{avec } n \text{ l'indice du substrat} \quad (2.24)$$

Par exemple, pour un substrat silicium ( $n = 3.43$ ) en bande MWIR à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , nous obtenons  $h_{\text{csig}} = 823 \text{ nm}$ .

Le réseau obtenu est ainsi nécessairement chromatique, le déphasage dépendant de  $\lambda$ . Pour une longueur d'onde incidente quelconque  $\lambda$ , nous obtenons la transmittance codée en phase  $T_p$  :

$$T_p(x, y, \lambda) = \begin{cases} \exp\left(i\pi \frac{\lambda_{\text{CSIG}}}{\lambda}\right) & \text{si } T(x, y) < 0 \\ 1 & \text{si } T(x, y) > 0 \end{cases} \quad (2.25)$$

À la longueur d'onde optimisée  $\lambda_{\text{CSIG}}$ , la transmittance est de moyenne nulle et il n'y a pas d'énergie dans l'ordre zéro. Cela sera alors d'autant moins vrai que la longueur d'onde incidente  $\lambda$  s'éloigne de  $\lambda_{\text{CSIG}}$ .

Chacun des codages a ainsi ses avantages et ses inconvénients, dont les principaux points sont résumés dans le tableau 3.1. Dans le cas où l'on est limité par le flux, la mire en phase est préférable, car elle a une transmission de 1, tandis que l'achromaticité de la mire en amplitude lui confère un caractère polyvalent en longueur d'onde.

	Mire en phase	Mire en amplitude
Transmission	$T \sim 1$	$T \sim 0.5$
Chromaticité	Chromatique	Achromatique

Table 3.1 Caractéristiques des mires en phase et en amplitude

Pour exemple, voici en figure 2.15 une photographie d'une mire 24 ordres, de période  $500 \mu\text{m}$ . L'image a été réalisée au microscope électronique à balayage (MEB). Cette mire en silicium a été réalisée par l'entreprise SILIOS avec une précision de l'ordre du micron.

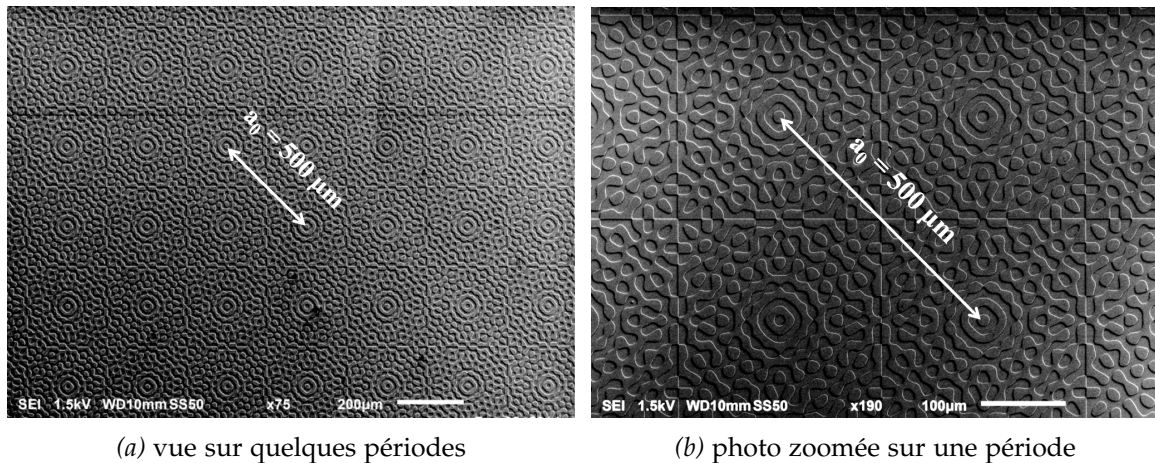


Figure 2.15 – Photographie MEB de la mire 24 ordres en phase

Néanmoins, que cela soit par un codage en phase ou en amplitude, la binarisation impacte les ordres de diffractions  $o_{p,q}$  du réseau. La figure 2.16 présente, par simulation, les amplitudes des ordres du CSIG binarisé. Ces dernières ne sont plus égales à 1 mais varient de l'ordre de 10 %. Ces variations sont donc non négligeables vis-à-vis de la restitution de la FTM, et seront donc prises en compte dans mes simulations des harmoniques pour les chapitres suivants.

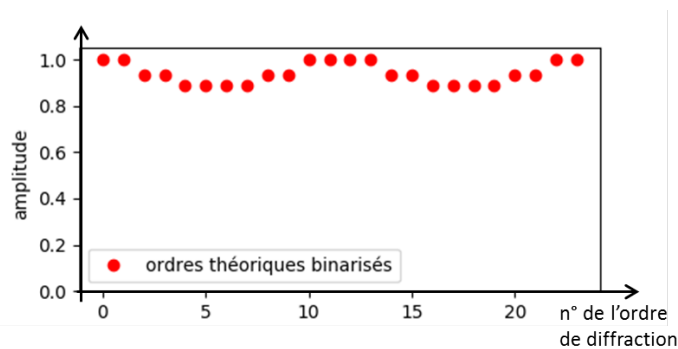


Figure 2.16 – Impact de la binarisation sur l'amplitude des ordres de diffraction principaux. Cette dernière varie jusqu'à 10 % en dessous de leur valeur nominale égale à 1.

En plus de cette variation sur les ordres principaux, la binarisation provoque l'apparition d'un grand nombre d'ordres secondaires de faibles amplitudes (inférieures à 10 % de l'amplitude des ordres principaux), appelés ordres de binarisation et répartis dans le plan de Fourier sur la grille de pas  $1/a_0$ , comme l'illustre la figure 2.17.

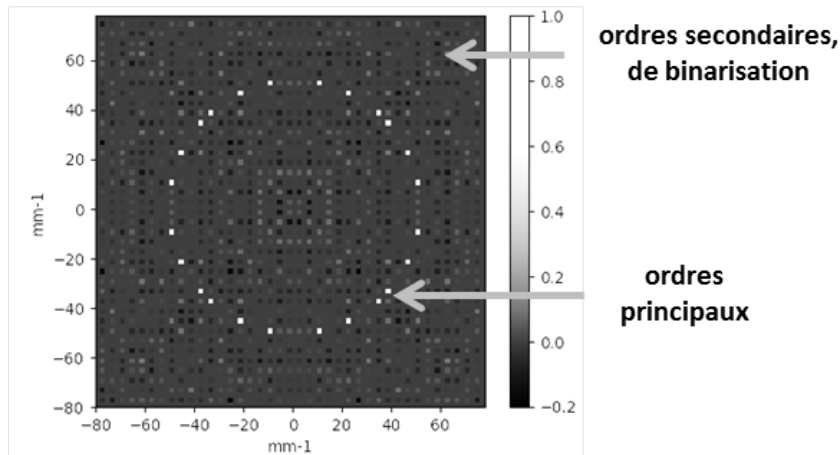


Figure 2.17 – Ordres principaux et secondaires diffractés par un réseau binarisé (exemple d'un CSIG 24 ordres de période 500  $\mu\text{m}$ , codé en phase). Les ordres secondaires dus à la binarisation, de faibles amplitudes mais très nombreux, sont localisés sur l'ensemble de la grille réciproque du réseau.

Ces ordres secondaires génèrent des modulations chromatiques parasites le long de l'axe optique car ils ne respectent pas la condition d'invariance vue précédemment (ils sont situés sur plusieurs cercles de rayons différents et non plus uniquement sur l'unique cercle de Montgomery-Durnin des ordres principaux). Jusqu'à maintenant, ces effets étaient négligés pour la mesure de FTM dans le cadre du régime panchromatique. Dans ce régime, en présence d'un éclairage polychromatique (utilisation d'une source large), la propriété considérée est que ces modulations deviennent négligeables au-delà d'une distance  $Z_{\text{Panchro}}$ , appelée distance de panchromatisation, inversement proportionnelle à la largeur de la source polychromatique<sup>31</sup>. En plaçant le détecteur à une distance du CSIG supérieure à  $Z_{\text{Panchro}}$ , nous atteignons un régime quasi-invariant par propagation. Dans les chapitres 3 et 4, nous nous placerons dans ce régime polychromatique, en négligeant l'impact des ordres secondaires sur la mesure de FTM. Néanmoins, les retours des expériences menées en cours de la thèse m'ont amené en fin de thèse à reconsidérer l'importance de ces modulations parasites pour la mesure de FTM en infrarouge, ouvrant ainsi la voie à un protocole de mesure de FTM monochromatique, ce qui sera l'objet du chapitre 5.

31. Martin PIPONNIER et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.

# DÉCONVOLUTION ET PROPAGATION DU BRUIT DE MESURE

# 3

Au chapitre précédent, nous avons vu la théorie définissant les harmoniques de mesure CSIG projetées sur le détecteur. Nous allons maintenant nous intéresser à la déconvolution permettant de remonter à la FTP continue.

Dans la première section, je présenterai un nouveau traitement, nommé Propice, permettant d'effectuer une interpolation des points de mesure discrets. Cette opération partira d'une hypothèse sur l'étendue spatiale du phénomène de crosstalk, mais sera effectuée sans a priori sur la forme géométrique de la réponse spatiale pixel, ce qui permettra de restituer un profil pixel 2D spécifique. En ce sens, nous nous placerons du point de vue du technologue souhaitant restituer la réponse spatiale pixel, ce qui nécessitera de mesurer la FTP *au-delà de quatre fois la fréquence de Nyquist*. Par ailleurs, la linéarité du procédé permettra l'introduction d'une métrologie sur la propagation du bruit temporel du détecteur à travers la méthode. Ces deux aspects de la méthode seront appuyés par des simulations.

Dans la seconde section, la méthode sera illustrée sur un détecteur proche IR (SWIR) InGaAs, de technologie planaire au pas de 25  $\mu\text{m}$ . Cette deuxième section nous permettra de discuter également des conditions de l'expérience (besoin de sur-échantillonner l'interférogramme, impact des bougés et des vibrations sur la mesure, tolérance angulaire du CSIG).

Une troisième section s'intéressera enfin aux perspectives permettant de mieux gérer la densité des harmoniques, pour obtenir une interpolation plus précise de la FTP.

## 3.1 DESCRIPTION THÉORIQUE DE LA MÉTHODE PROPICE

Afin de simplifier ici la notation et rendre le message le plus pédagogique possible, nous considérerons ici les grandeurs (interférogrammes et les transformées de Fourier associées) comme continues dans les plans transverses réel  $(x,y)$  et réciproque  $(f_x, f_y)$ . Néanmoins, il faudra toujours garder en tête que ces grandeurs sont discrétisées par l'échantillonnage détecteur. L'impact et la gestion de l'échantillonnage seront étudiés en détail dans la deuxième section décrivant le protocole expérimental. Nous parlerons ainsi de mesure de la FTP « continue » par opposition au caractère *discret* des harmoniques de mesures CSIG, et non par rapport à l'échantillonnage de l'image. Dans l'étude qui

suit, nous prenons donc comme point de départ des interférogrammes suffisamment sur-échantillonnés pour lesquels il n'existe pas de problème de repliement de spectre. Nous parlerons donc des pixels « détecteur » (pixels physiques de la matrice) et des pixels « sur-échantillonnés » (dont le pas est donné par le pas pixel divisé par le nombre de sur-échantillonnage  $N_{\text{surech}}$ ). Pour notre application, nous choisirons un nombre de sur-échantillonnage égal à 6, ce qui veut dire qu'un pixel détecteur correspond à  $6 \times 6$  pixels sur-échantillonnés.

### 3.1.1 Introduction au problème d'inversion

Pour rappel, nous souhaitons résoudre l'équation :

$$\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y) = \text{FTP}(f_x, f_y) \times \tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y) \quad (3.1)$$

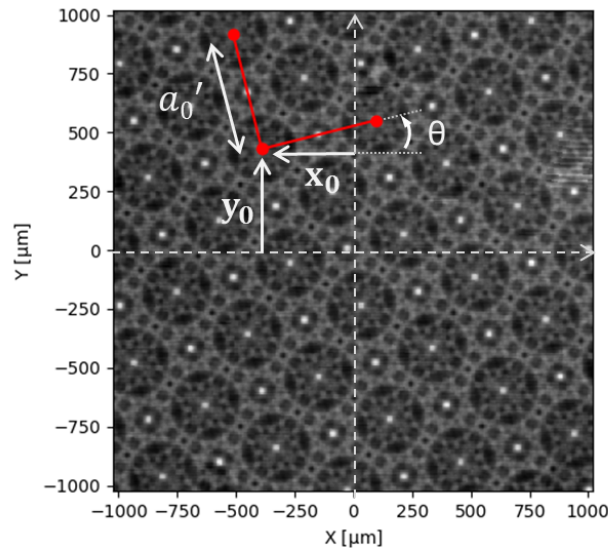
où  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}$  et  $\tilde{I}_{\text{det}}$  sont respectivement les transformées de Fourier des interférogrammes modèle et détecté.

La solution principale de cette équation serait donc donnée par :

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \frac{\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y)}{\tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y)} \quad (3.2)$$

Deux remarques conditionnent alors la réussite de la déconvolution et donc de la mesure.

- D'une part, les harmoniques de mesure étant discrètes, cette solution principale est mal conditionnée et ne peut être appliquée directement, car le contenu fréquentiel de  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y)$  est nul presque partout. Le contenu fréquentiel expérimental  $\tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y)$  contenant inévitablement du bruit de mesure, la division brute ne ferait alors qu'amplifier ce bruit. Il nous faut donc choisir une méthode de déconvolution qui n'amplifie pas le bruit de mesure.
- D'autre part, pour que l'équation (3.1) ait un sens, il est impératif que les positions des harmoniques de mesures modélisées (contenues dans  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}$ ) correspondent précisément aux positions des harmoniques expérimentalement détectées (contenues dans  $\tilde{I}_{\text{det}}$ ). Autrement dit, il faut que les paramètres expérimentaux gérant le dimensionnement de l'interférogramme détecté dans le plan transverse  $(x, y)$  soient connus [Figure 3.1]. Ces paramètres expérimentaux sont :
  - L'orientation angulaire  $\theta$  du CSIG par rapport aux axes du détecteur.
  - La période  $a'_0$  détectée qui peut être légèrement différente de la période théorique du réseau, lorsque le faisceau incident est légèrement divergent ou convergent.
  - La translation  $(x_0, y_0)$  du centre du motif élémentaire de l'interférogramme par rapport au centre du détecteur.



**Figure 3.1** – Définition des paramètres expérimentaux ( $a'_0$ ,  $\theta$ ,  $x_0$ ,  $y_0$ ) à partir de l'interférogramme capturé par le détecteur InGaAs

Le modèle  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}$  dépend donc de ces quatre paramètres ( $\theta$ ,  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $a'_0$ ), qui doivent être estimés précisément à partir de l'interférogramme capturé par le détecteur. Pour remarque, la position  $(x_0, y_0)$ , correspondant à un des maxima de l'interférogramme, est définie à une période près.

Pour résoudre l'équation (3.1), une première solution<sup>1</sup> est alors de simuler entièrement l'interférogramme détecté en utilisant un modèle de fonction de transfert pixel. Plus précisément, si l'on reprend l'exemple d'un pixel rectangulaire de taille  $[t_x, t_y]$  soumis à une diffusion gaussienne de paramètres effectifs de diffusion  $L_{\text{diff}, x}$  et  $L_{\text{diff}, y}$ , selon les axes  $x$  et  $y$ , le modèle de fonction de transfert est le suivant :

$$\text{FTP}_{\text{modèle}}(t_x, t_y, L_{\text{diff}, x}, L_{\text{diff}, y}) = \text{sinc}(\pi t_x f_x) \times \text{sinc}(\pi t_y f_y) \times \text{Gauss}(L_{\text{diff}, x}, L_{\text{diff}, y})$$

Résoudre l'équation (3.1) revient alors à minimiser la fonction de coût suivante :

$$F_{\text{coût}} = \left| \tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y) - \text{FTP}_{\text{modèle}}(t_x, t_y, L_{\text{diff}, x}, L_{\text{diff}, y}) \times \tilde{I}_{\text{CSIG}}(\theta, x_0, y_0, a'_0) \right|^2 \quad (3.3)$$

Dans l'article précédemment cité, De la Barrière et al. minimisent cette fonction de coût grâce à un algorithme itératif de Levenberg - Marquardt pour restituer in fine les paramètres  $(t_x, t_y, L_{\text{diff}, x}, L_{\text{diff}, y})$  du modèle de fonction de transfert ainsi que les paramètres  $\theta, a'_0, x_0, y_0$  du modèle CSIG. Cette approche peut s'avérer suffisante dans le cas où une connaissance a priori sur la réponse spatiale pixel est établie. Néanmoins, il peut être intéressant de restituer la fonction de transfert 2D continue sans a priori sur la géométrie de la RSP, de manière à restituer des formes non conventionnelles de réponse spatiale pixel et/ou des effets de diffusions fins. Par ailleurs, il se pose la question de la propagation

<sup>1</sup>. Florence DE LA BARRIÈRE et al. (2010). "Modulation transfer function measurement of a multichannel optical system". In : *Applied optics* 49.15, p. 2879-2890.

des erreurs de mesure à travers un tel traitement itératif.

Ces deux besoins (absence d'a priori sur la forme pixel et suivi métrologique de la mesure) nous ont conduits à repenser le processus de déconvolution sous une forme plus proche de la solution principale, en interpolant les harmoniques de mesure directement dans le plan de Fourier de l'interférogramme.

Pour cette méthode, on procède en deux étapes :

- Extraction des paramètres expérimentaux dans l'espace de Fourier : à partir de la géométrie des harmoniques détectées dans  $\tilde{I}_{\text{det}}$ , cela permet de paramétrer correctement le modèle  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}(\theta, x_0, y_0, a'_0)$ , indépendamment de la FTP du détecteur.
- Interpolation des harmoniques de mesure par réduction du support d'étude et restitution de la FTP continue (algorithme dénommé « Propice »)

L'extraction des paramètres sera détaillée dans la partie expérimentale. Nous nous intéresserons dans cette section à l'étape d'interpolation, à travers le traitement Propice.

### 3.1.2 Hypothèse sur le crosstalk et réduction du support

Dans la nouvelle méthode proposée, l'interpolation des harmoniques expérimentales et modèles est réalisée avant l'opération de déconvolution, en réduisant le support d'étude de la réponse spatiale pixel grâce à une hypothèse sur l'étendue des phénomènes de crosstalk. Nous expliquerons d'abord ce mécanisme d'interpolation, puis nous discuterons du choix des paramètres de traitement.

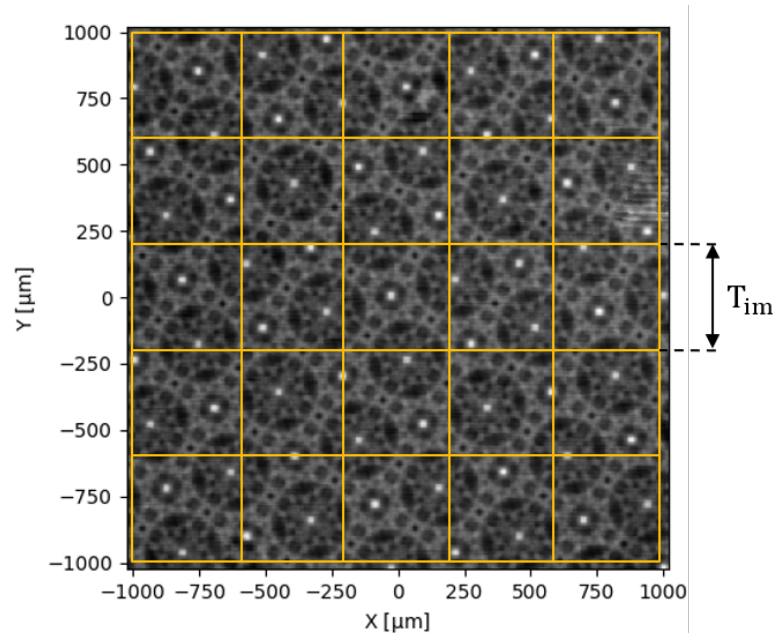
Afin de prendre en compte les effets de diffusion électronique ou crosstalk, il faut mesurer la réponse spatiale sur un pixel et son voisinage. Dans cette étude, je fais intervenir l'hypothèse suivante : nous supposons que le crosstalk est négligeable au-delà des huit pixels voisins du pixel central. Cette hypothèse fait en effet consensus dans la communauté de l'industrie IR pour la majorité des détecteurs IR<sup>23</sup>. Elle fixe donc naturellement le support d'étude de la RSP à un carré de  $3 \times 3$  pixels du détecteur, ou autrement dit un pixel central et ses huit plus proches voisins. L'opération de déconvolution peut donc s'effectuer localement sur ce support. Néanmoins, afin de profiter de l'ensemble de l'interférogramme détecté et de maximiser le rapport signal sur bruit, nous divisons l'image sur-échantillonnée en de multiples sous-imagettes, comme illustré schématiquement en figure 3.2. Chacune des imagettes sera prise en compte dans la déconvolution.

La taille  $T_{\text{im}}$  des imagettes, en nombre de pixels sur-échantillonnées, donnera l'échantillonnage final de la fonction de transfert dans l'espace de Fourier. Pour cette raison, une taille d'imagette plus grande que la zone  $3 \times 3$  pixels détecteurs est préférable. Des

2. Jocelyn BERTHOZ et al. (2015). "Modeling and characterization of MTF and spectral response at small pitch on mercury cadmium telluride". In : *Journal of Electronic Materials* 44.9, p. 3157-3162.

3. Jonathan SCHUSTER et Enrico BELLOTTI (2013). "Numerical simulation of crosstalk in reduced pitch HgCdTe photon-trapping structure pixel arrays". In : *Optics express* 21.12, p. 14712-14727.

imassettes de taille  $128 \times 128$  pixels de l'image *sur-échantillonnée*, correspondant typiquement à une vingtaine de pixels du détecteur pour un nombre d'échantillonnage de 6, sont utilisées ici.



**Figure 3.2 – Illustration du découpage de l'interférogramme en de multiples imassettes de dimensions  $T_{im} > 3 \times 3$  pixels détecteur. Pour la clarté de l'illustration, les imassettes sont présentées jointives. En pratique, des imassettes glissantes sont définies, de manière à paver l'interférogramme au mieux avec les zones  $3 \times 3$  pixels.**

C'est ensuite une étape d'apodisation qui va réduire le support à la taille  $3 \times 3$  pixels et permettre l'interpolation des harmoniques de mesures. Chaque petite imasette est ainsi multipliée par une fenêtre d'apodisation 2D, de largeur à mi-hauteur  $3 \times 3$  pixels.

Pour comprendre l'opération réalisée lors de l'interpolation, il faut tout d'abord se rappeler que les harmoniques modèles et expérimentales associées à un interférogramme fini ne sont pas exactement des Diracs dans l'espace de Fourier. Cela serait le cas uniquement pour un interférogramme de taille infinie. Les Diracs sont en réalité convolués par la transformée de Fourier du support fini et carré de l'interférogramme. Sans opération intermédiaire, les harmoniques se présentent donc comme de petites fonctions sinus cardinal 2D centrées autour des positions des Diracs théoriques. Dans la pratique, il est toujours judicieux d'apodiser l'interférogramme modèle et l'interférogramme expérimental avec une fenêtre d'apodisation, que je nommerai  $F_{apod}$  dans la suite, car cela permet un meilleur raccordement de la transformée de Fourier sur les bords. Pour notre exemple, nous avons choisi une fenêtre gaussienne, par sa simplicité pédagogique (la transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne). Une coupe 1D de la fonction d'apodisation gaussienne est présentée en Figure 3.3.



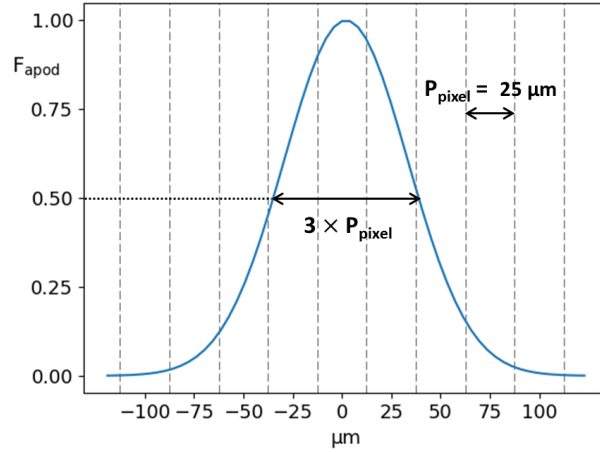


Figure 3.3 – Coupe 1D de la fenêtre gaussienne, de largeur à mi-hauteur 3 pixels détecteur

Dans notre cas, les harmoniques deviennent donc des petites gaussiennes centrées sur la position des Diracs théoriques. Nous pouvons décrire cela par l'équation suivante dans l'espace réel :

$$I_{\text{det}}^{\text{ap}}(x, y) = I_{\text{det}}(x, y) \times F_{\text{apod}}(x, y) \quad (3.4)$$

avec  $I_{\text{det}}^{\text{ap}}$  l'interférogramme apodisé par la fonction  $F_{\text{apod}}$ , et  $I_{\text{det}}$  l'interférogramme initial.

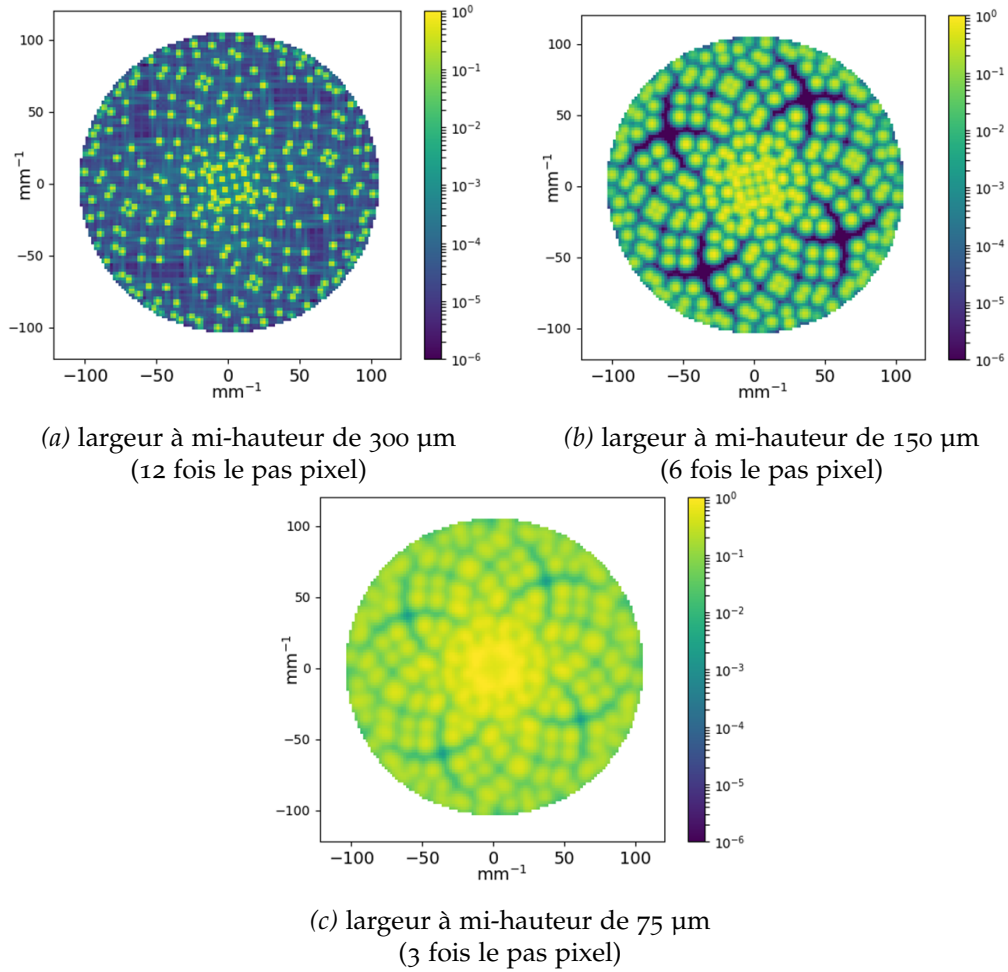
Cette opération est réalisée également sur l'interférogramme modèle  $I_{\text{CSIG}}$ . Dans l'espace réciproque, nous obtenons alors par transformée de Fourier :

$$\begin{cases} \tilde{I}_{\text{det}}^{\text{ap}}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{\text{det}}(f_x, f_y) * \tilde{F}_{\text{apod}}(f_x, f_y) \\ \tilde{I}_{\text{CSIG}}^{\text{ap}}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y) * \tilde{F}_{\text{apod}}(f_x, f_y) \end{cases} \quad (3.5)$$

où  $\tilde{I}_{\text{det}}^{\text{ap}}$  et  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}^{\text{ap}}$  sont les contenus fréquentiels associés et  $*$  le produit de convolution.

C'est cette étape d'apodisation qui permet l'interpolation des harmoniques de mesure. En effet, plus l'apodisation est étroite dans l'espace réel (i.e. plus on se restreint à une petite portion de l'interférogramme), plus les harmoniques seront élargies dans l'espace de Fourier. À partir d'une certaine taille d'apodisation, les harmoniques se recouvrent entre elles et les zones initialement nulles disparaissent.

Sur la figure 3.4 sont illustrés les contenus fréquentiels  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}^{\text{ap}}$ , d'un interférogramme modèle d'un réseau CSIG 24 ordres, respectivement apodisés par des fonctions gaussiennes de largeurs à mi-hauteur égales à 12 fois, 6 fois et 3 fois le pas pixel. Ce réseau, que j'ai utilisé pour la mesure sur le détecteur InGaAs, a pour fréquence maximale  $102 \text{ mm}^{-1}$ , soit environ cinq fois la fréquence de Nyquist, pour une matrice de pas pixel égal à  $25 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.4 – Effet de la réduction du support sur le contenu fréquentiel  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}^{\text{ap}}$ . Exemple d'un CSIG 24 ordres de fréquence  $f_{\text{max}} = 102\text{mm}^{-1}$ , pour un détecteur au pas de 25  $\mu\text{m}$ , soit  $f_{\text{max}} = 5f_{\text{Nyq}}$ . La réduction du support provoque l'interpolation des harmoniques de mesure.**

Pour une fonction d'apodisation de largeur à mi-hauteur trois fois le pas pixel, l'interpolation des fréquences est suffisante pour permettre la division par le modèle  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}^{\text{ap}}$  puisque les zones nulles ont disparu. Cette opération est réalisée sur chacune des  $N$  imagettes, et nous noterons par la suite  $\tilde{I}_{\text{det}, k}^{\text{ap}}$  et  $\tilde{I}_{\text{CSIG}, k}^{\text{ap}}$  les contenus fréquentiels de la  $k^{\text{ème}}$  imagette apodisée (pour l'image expérimentale et le modèle). Nous pouvons alors cette fois-ci effectuer la division donnant la FTP mesurée pour la  $k^{\text{ème}}$  imagette :

$$\text{FTP}_{\text{mes}, k}(f_x, f_y) = \frac{\tilde{I}_{\text{det}, k}^{\text{ap}}(f_x, f_y)}{\tilde{I}_{\text{CSIG}, k}^{\text{ap}}(f_x, f_y)} \quad (3.6)$$

En pratique, pour augmenter le rapport signal sur bruit, nous sommions les contributions issues des différentes imagettes pour le calcul de la FTP globale. Nous traitons ainsi l'ensemble des  $N$  imagettes au sens des moindres carrés, c'est-à-dire que nous cherchons la fonction de transfert globale  $\text{FTP}_{\text{mes}}$  qui minimise la quantité suivante :

$$E = \iint_{|f_x^2 + f_y^2| < f_{\max}^2} \sum_{k=1}^N |\tilde{I}_{k, \det}^{\text{ap}}(f_x, f_y) - \tilde{I}_{k, \text{CSIG}}^{\text{ap}}(f_x, f_y) \times \text{FTP}_{\text{mes}}(f_x, f_y)|^2 df_x df_y \quad (3.7)$$

Une approche similaire a déjà été appliquée à des fins de déconvolution d'images en astronomie<sup>4</sup>. Après calcul et annulation de la dérivée de E par rapport aux parties réelles et imaginaires de  $\text{FTP}_{\text{mes}}$ , on trouve comme expression :

$$\text{FTP}_{\text{mes}}(f_x, f_y) = \frac{\sum_{k=1}^N \tilde{I}_{k, \det}^{\text{ap}} \times \left( \tilde{I}_{k, \text{CSIG}}^{\text{ap}} \right)^*}{\sum_{k=1}^N |\tilde{I}_{k, \text{CSIG}}^{\text{ap}}|^2} (f_x, f_y) \quad (3.8)$$

où \* est l'opération conjugaison dans  $\mathbb{C}$ .

Cette expression prend la forme d'un filtre régressif multi-linéaire<sup>5</sup> tel que défini dans la littérature<sup>6,7</sup>.

### 3.1.3 Restitution de la fonction de transfert pixel

Nous remarquons sur la figure 3.4c qu'avec un pixel de 25  $\mu\text{m}$ , l'interpolation des harmoniques par réduction du support (à une taille de  $3 \times 25 \mu\text{m} = 75 \mu\text{m}$ ) laisse des disparités résiduelles dans le disque de diamètre  $f_{\max}$ . Ces disparités sont liées à la densité trop faible des harmoniques de mesures du CSIG 24 ordres utilisé face au rapport  $f_{\max}/f_{\text{Nyq}} = 5$ , ce qui est élevé pour une mesure de FTM. L'interpolation n'est donc pas parfaite, et sans traitement supplémentaire, la fonction de transfert brute restituée souffre d'un biais là où il y a des lacunes en fréquence.

Une solution proposée, lorsque l'on se retrouve dans un tel cas de densité trop faible d'harmoniques, est alors de calculer la réponse spatiale pixel brute par transformée de Fourier inverse une première fois (par application d'un algorithme de transformée de Fourier rapide inverse IFFT sur la FTP brute), puis de ré-appliquer l'hypothèse du support sur la RSP obtenue, ce qui revient à annuler toute information au-delà du support de taille  $3 \times 3$  pixels. La fonction de transfert est alors calculée de nouveau par un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) :

$$\text{FTP}_{\text{brute}} \xrightarrow{\text{IFFT}} \text{RSP}_{\text{brute}} \xrightarrow{\text{ré-application du support}} \text{RSP} \xrightarrow{\text{FFT}} \text{FTP}$$

4. J PRIMOT, G ROUSSET et JC FONTANELLA (1990). "Deconvolution from wave-front sensing : a new technique for compensating turbulence-degraded images". In : *JOSA A* 7.9, p. 1598-1608.

5. Edouard HUARD et al. (2018). "Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data". In : *Optics express* 26.5, p. 5200-5211.

6. Mehmet K OZKAN et al. (1992). "Efficient multiframe Wiener restoration of blurred and noisy image sequences". In : *IEEE Transactions on image processing* 1.4, p. 453-476.

7. Justo ARINES et Salvador BARÁ (2011). "Optics and Deconvolution : Wavefront Sensing". In : *Optical and Digital Image Processing : Fundamentals and Applications*, p. 549-569.

Cette opération permet de régulariser la FTP obtenue et de lisser les biais dus à l'interpolation.

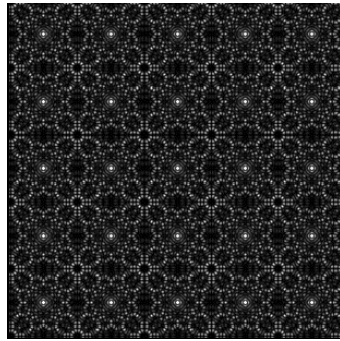
Pour illustrer cette étape, j'ai appliqué la méthode à une fonction de transfert simulée. Prenons l'exemple d'un pixel carré diffus de taille  $t_{\text{pix}} = 25 \mu\text{m}$ , et de longueur de diffusion effective  $L_{\text{diff}} = 6 \mu\text{m}$ . La FTP de ce pixel est modélisée par l'équation :

$$\text{FTP}_{\text{modèle}}(f_x, f_y) = \text{sinc}(\pi t_{\text{pix}} f_x) \times \text{sinc}(\pi t_{\text{pix}} f_y) \times \text{Gauss}(L_{\text{diff}}, L_{\text{diff}})$$

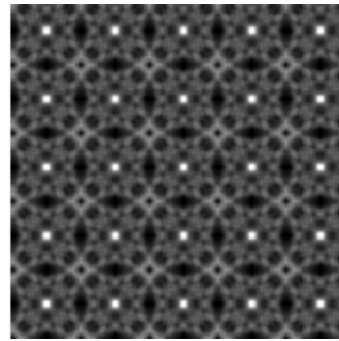
En prenant, par défaut, des paramètres expérimentaux ( $\theta = 0^\circ$ ,  $x_0 = 0 \mu\text{m}$ ,  $y_0 = 0 \mu\text{m}$ ,  $a'_0 = 500 \mu\text{m}$ ), nous pouvons simuler le contenu fréquentiel  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}$  puis nous calculons :

$$\tilde{I}_{\text{det}} = \tilde{I}_{\text{CSIG}} \times \text{FTP}_{\text{modèle}}.$$

Enfin, nous calculons par transformée de Fourier les interférogrammes associés  $I_{\text{CSIG}}$  et  $I_{\text{det}}$  [Figure 3.5], que nous pouvons mettre en entrée de l'algorithme Propice.



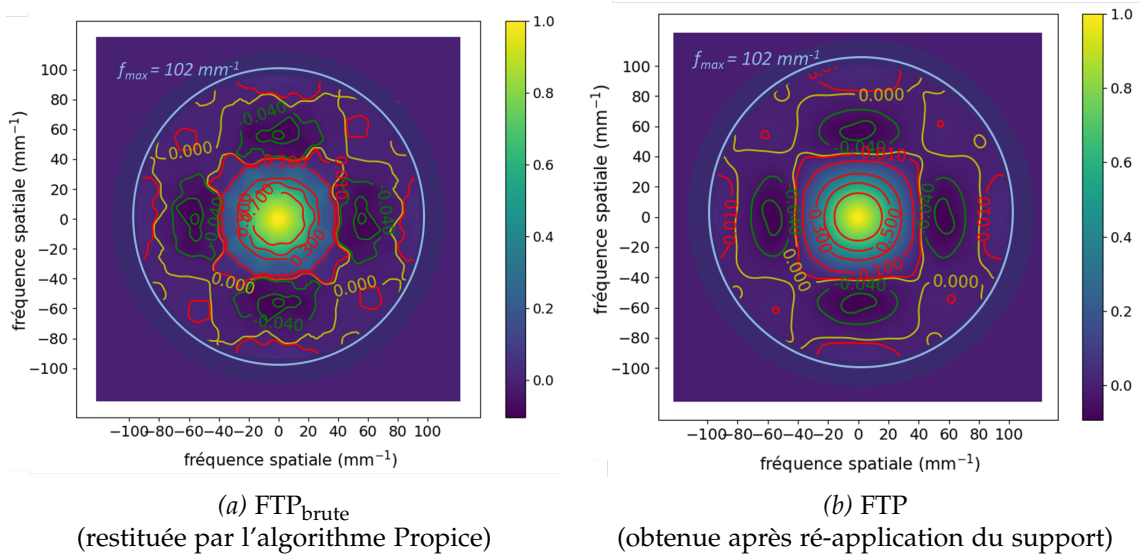
(a) Interférogramme  $I_{\text{CSIG}}$   
(modèle théorique)



(b) Interférogramme  $I_{\text{det}}$   
(modèle filtré par  $\text{FTP}_{\text{modèle}}$ )

**Figure 3.5 – Génération des interférogrammes  $I_{\text{CSIG}}$  et  $I_{\text{det}}$**

En figure 3.6 sont illustrées les FTP 2D, en sortie de l'algorithme Propice, respectivement restituées avant et après l'opération de régularisation, à partir d'un modèle pixel carré de longueur de diffusion  $L_{\text{diff}} = 6 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.6 – Effet de lissage par la ré-application de l’hypothèse du crosstalk. Le cercle bleu représente la limite en fréquence spatiale  $f_{\max}$  accessible à la mesure.**

Il est important de noter, pour cette figure et pour toutes celles qui suivront dans la suite du manuscrit, la présence du cercle de fréquence  $f_{\max} = 102 \text{ mm}^{-1}$ , tracé pour fixer le support de mesure de la FTP. Les informations hautes fréquences en dehors de ce support sont mises à zéro par défaut, car elles sont inaccessibles à la mesure (il n’y a pas d’harmoniques de mesure CSIG au-delà de  $f_{\max}$ ).

Attention toutefois, l’opération décrite ci-dessus ne supprime pas totalement ce biais, comme le montre la figure 3.7 comparant les coupes 1D, sur l’axe horizontal et l’axe diagonal, des figures précédentes (en bleu) aux coupes 1D de la fonction de transfert modélisée en entrée (en vert). Nous étudierons, à la fin de ce chapitre, des pistes sur la gestion de la densité des harmoniques pour supprimer totalement ce biais dû à l’interpolation.

Les points rouges correspondent aux amplitudes simulées des harmoniques discrètes 2D du CSIG, altérées par la fonction de transfert simulée :  $\tilde{I}_{\text{CSIG}} \times \text{FTP}_{\text{modèle}}$ . Ces amplitudes sont projetées *radialement* sur l’axe 1D. Il est important de noter que l’étalement de ces points entre les deux courbes (sur l’axe et la diagonale) ne relève pas d’un biais, mais s’explique simplement par la variation angulaire de la FTP 2D. En effet, un pixel de forme carré n’est pas à symétrie de révolution, et la FTP associée ne l’est donc pas non plus.

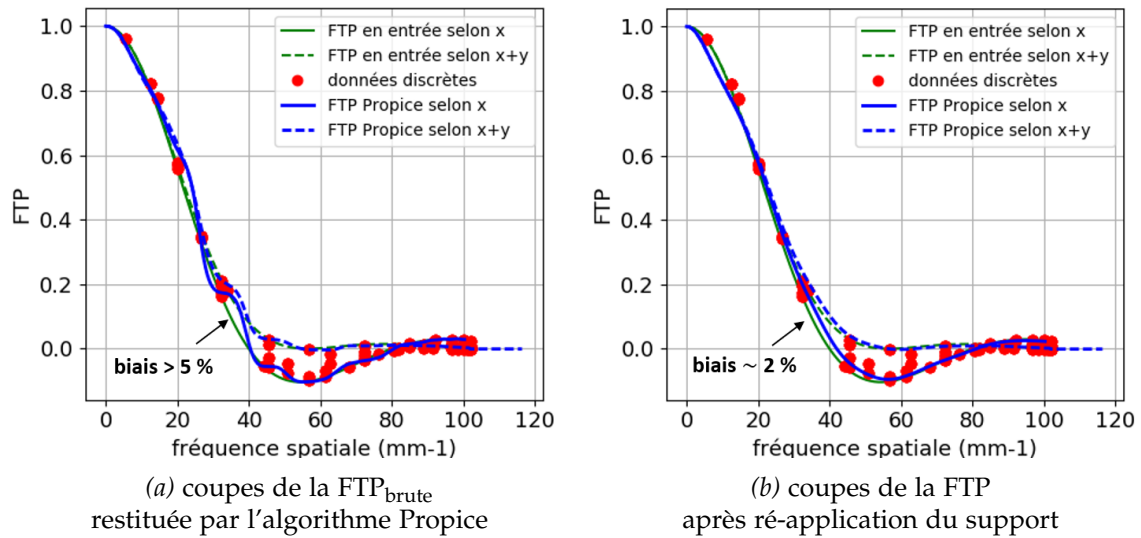


Figure 3.7 – Comparaison des FTP restituées (en bleu) par rapport à la FTP en entrée (en vert). Le biais résiduel maximal avant ré-apodisation est supérieur à 5 %. Après ré-apodisation, il est de l’ordre de 2 %.

### 3.1.4 Restitution de la réponse spatiale pixel

Une fois la FTP calculée, nous pouvons restituer la RSP finale par transformée de Fourier inverse. Nous pouvons remarquer ici que la seule hypothèse que nous avons utilisée sur la réponse spatiale concerne son extension maximale (support  $3 \times 3$  pixels) et non sa forme géométrique.

Afin de valider la restitution de la RSP par l’algorithme, j’ai appliqué ce dernier à des pixels simulés de différentes formes, comme illustré en Figure 3.8 sur laquelle on peut visualiser une réponse spatiale carrée et une réponse spatiale en forme de L. Dans les deux cas, des effets de diffusion ont été pris en compte dans la simulation par l’application d’un masque gaussien, de largeur à mi-hauteur de  $3 \mu\text{m}$ .

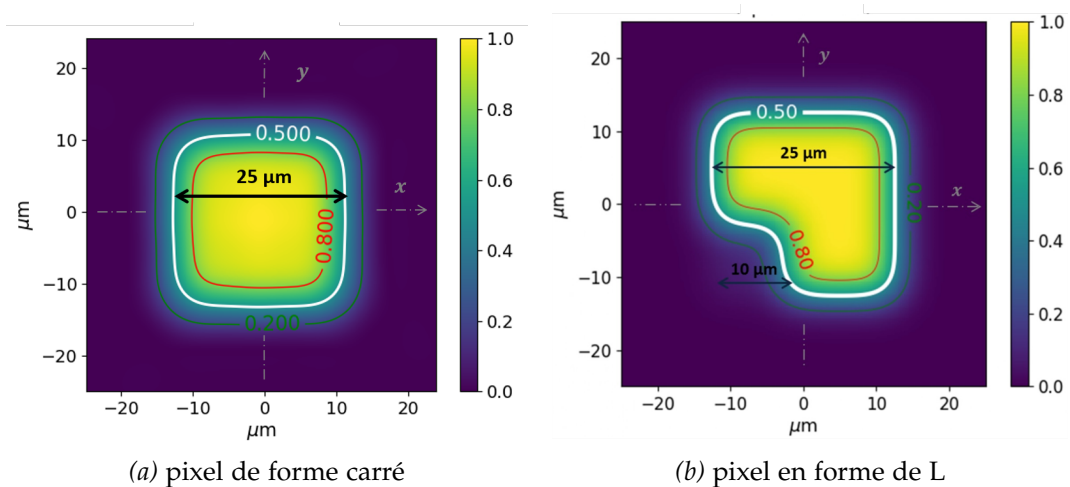


Figure 3.8 – Formes pixel simulées

J’ai ensuite généré par simulation les interférogrammes détectés par ces deux formes

pixels. On constate que ces interférogrammes sont très similaires, mais la différence de filtrage entre le pixel en L et le pixel carré est cependant légèrement visible à l'œil nu [Figure 3.9].

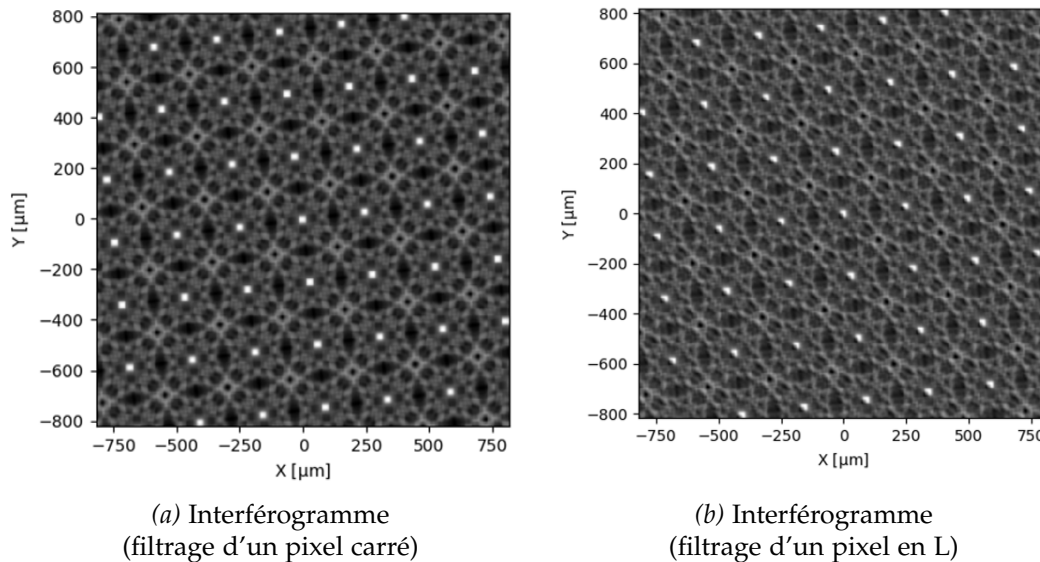


Figure 3.9 – Interférogrammes résultant du filtrage spatial des RSP simulées

Grâce à l'algorithme Propice, et sans a priori sur la forme géométrique, j'ai pu restituer correctement la FTP continue en sortie comme cela est illustré en figure 3.10. Le pixel carré étant symétrique, sa FTP associée est réelle. Pour plus de clarté, les lignes de niveau des zones positives sont en rouge, celles des zones négatives en vert, et enfin les lignes de zéro sont orange. La forme de la FTP correspond bien à la forme attendue d'un sinus cardinal bidimensionnel. En revanche, le pixel en L n'étant pas symétrique, la FTP associée est complexe, j'ai donc tracé son module, la FTM. Nous pouvons remarquer que la FTM a une forme elliptique. Notons que cet effet du pixel en L sur la forme 2D de la FTM a déjà été observé et mesuré sur des technologies CMOS présentant de telles formes de pixel.<sup>8 9</sup>

8. Magali ESTRIBEAU (2004). "Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images à pixels actifs CMOS". Thèse de doct. École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (Toulouse).

9. Razy SEGAL, Igor SHCHERBACK et Orly YADID-PECHT (2007). "CMOS image sensors : Two-dimensional MTF for anisotropic resolution characterization". In : *IEEE Sensors Journal* 7.6, p. 947-952.

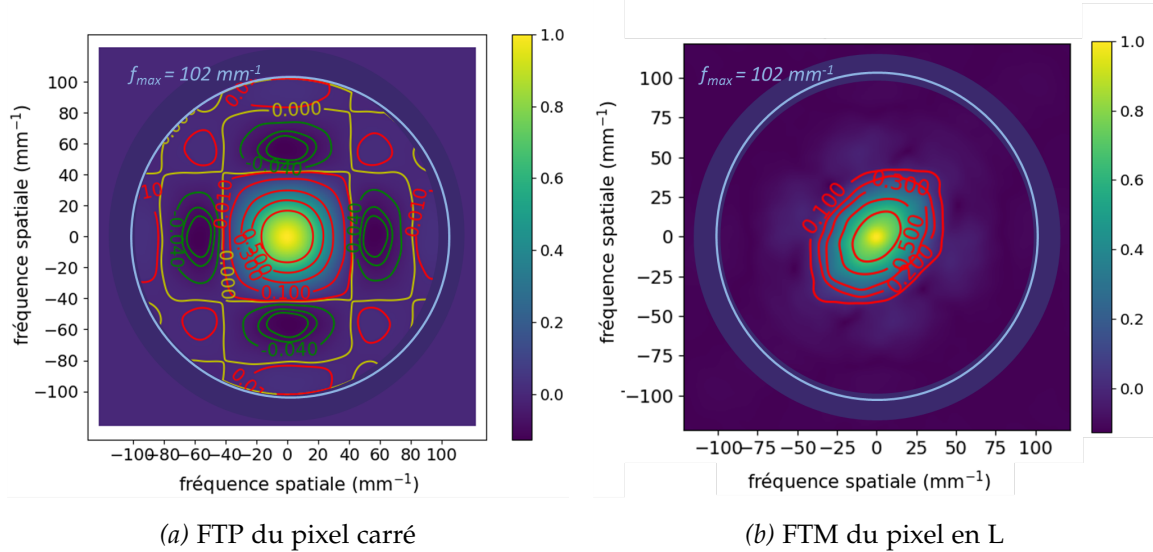


Figure 3.10 – Restitution par l'algorithme des FTP associées

Par calcul de la transformée de Fourier inverse discrète 2D, nous pouvons restituer les RSP correspondantes, afin de voir si l'on retrouve bien les formes initiales des pixels simulés. En figure 3.11 sont présentés les résultats en sortie.

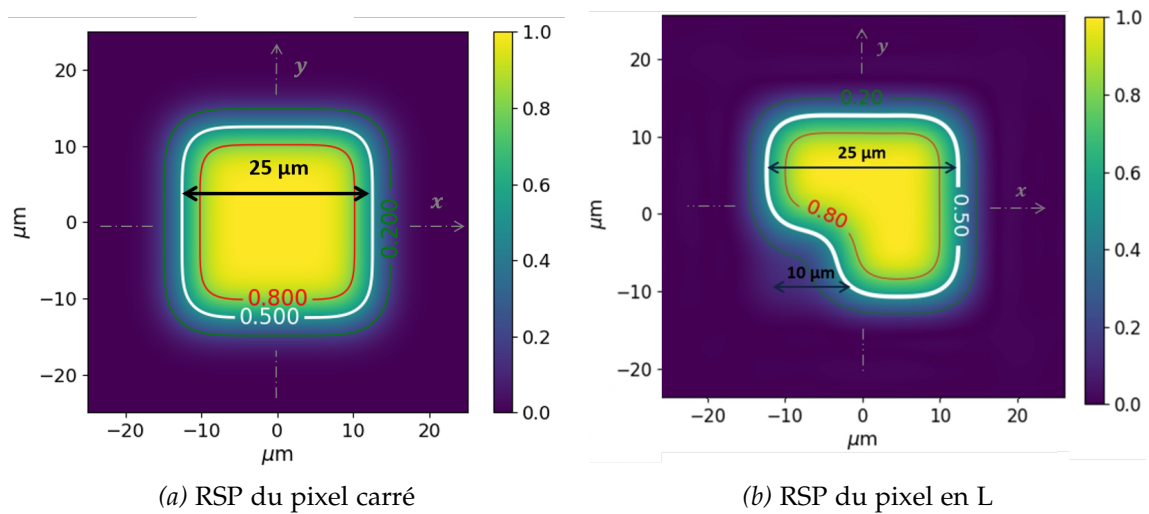


Figure 3.11 – Calcul par transformée de Fourier 2D des RSP associées. Nous retrouvons bien les formes initialement simulées.

En figure 3.12 sont illustrées les coupes 1D (selon l'axe horizontal  $x$ ) des réponses spatiales restituées, superposées aux fonctions données en entrée. Nous pouvons observer un léger biais résiduel dans la restitution de la RSP. Cela pourrait s'expliquer par le biais résiduel sur la FTP énoncé plus haut, et également par le caractère fini du support de mesure de la FTP. En effet, la réponse spatiale pixel devrait théoriquement se mesurer sur un support infini en fréquences; cela n'est pas le cas puisque l'on se restreint au disque de fréquences inférieures à  $f_{\max}$ .



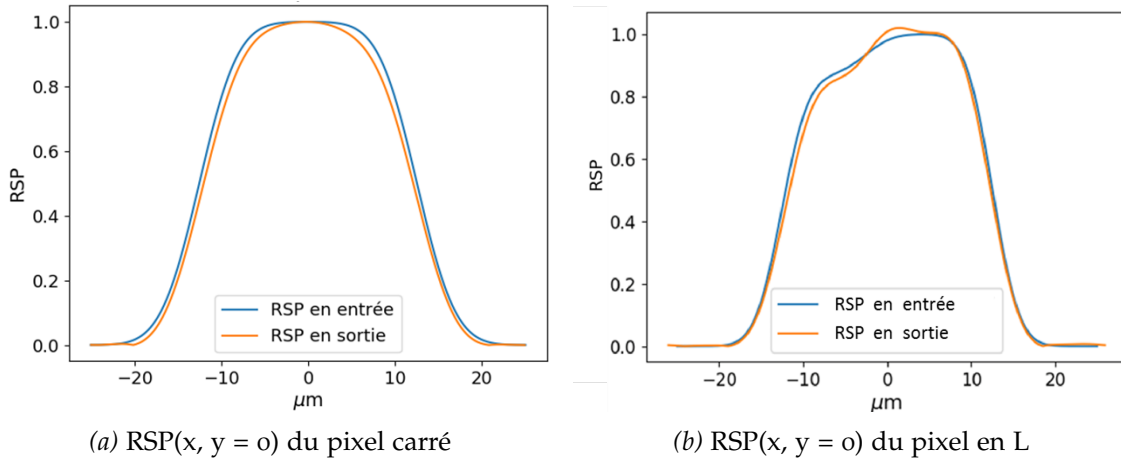


Figure 3.12 – Coupes 1D en entrée et en sortie de l'algorithme

Notons qu'il s'agit ici de données entièrement simulées qui ne comportent aucun bruit de mesure. Nous allons nous intéresser, dans la prochaine section, à l'impact du bruit de mesure issu du détecteur.

### 3.1.5 Propagation du bruit de mesure

Concernant les détecteurs matriciels, il convient de distinguer deux natures de bruits distincts : le bruit temporel, lié à la fluctuation de la réponse en courant (face à un flux constant) de chaque pixel au cours du temps, et le bruit spatial, lié à la disparité de réponse en courant (face à un flux uniforme) des pixels entre eux à un instant donné. Voyons maintenant comment ces différents bruits peuvent impacter la mesure de FTM.

#### Impact du bruit spatial

Les origines du bruit spatial peuvent être liées tant au circuit de lecture (variation de la capacité d'intégration par exemple) qu'aux disparités des pixels eux-mêmes (variation du rendement quantique, de la longueur d'onde de coupure...). Il est commun alors d'effectuer une correction « deux points » en appliquant des tables de gain et d'offset pour uniformiser la réponse en courant des pixels. Ces tables sont calculées par référence à la réponse du détecteur face à deux fonds uniformes de flux différents  $F_1$  et  $F_2$ . Cependant, la véritable source d'inhomogénéité spatiale, résultante sur le détecteur, provient du fait que l'éclairement incident sur le CSIG n'est pas parfaitement uniforme. Néanmoins, cette disparité spatiale, est en général suffisamment basse fréquence pour être considérée négligeable sur la restitution de la FTP. Pour mes mesures, je me suis contenté de faire une correction « un point », c'est-à-dire en corrigeant l'offset entre les pixels. Ceci est rendu possible par l'acquisition d'une image du fond expérimental, que l'on effectue à l'aide d'un obturateur en sortie du collimateur. L'exemple d'une telle opération, effectuée avec le détecteur SWIR InGaAs, est présenté en Figure 3.13. Cette opération laisse cependant un bruit spatial résiduel.

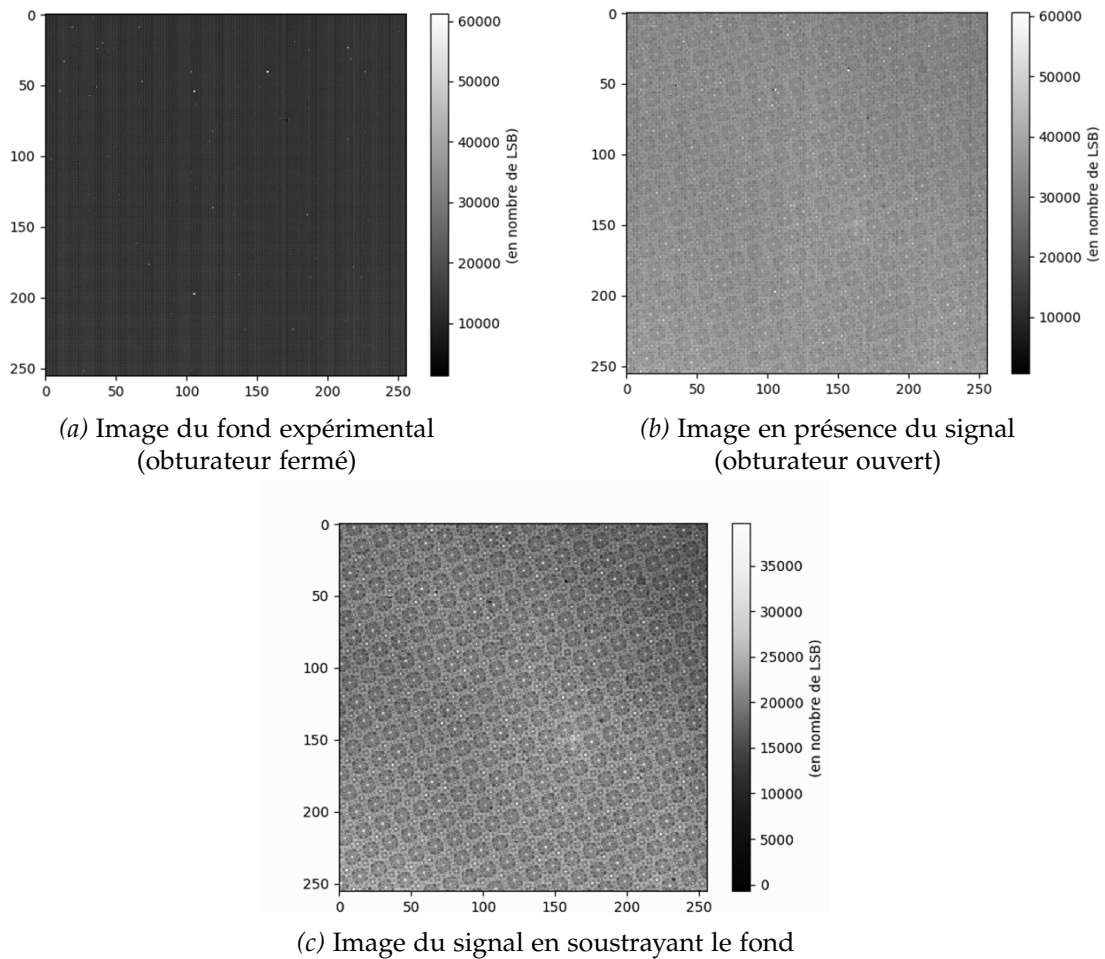


Figure 3.13 – Correction un point par correction de l’offset

Par ailleurs, de façon indépendante de ma thèse, des travaux sont en cours dans l’équipe<sup>10 11</sup> pour générer une correction deux points directement sur une image présentant des franges d’interférence. Ces travaux permettront à terme d’intégrer une correction de gain et d’offset dans le protocole de mesure, pour réduire le bruit spatial résiduel.

### Impact du bruit temporel

Ce bruit est composé entre autres du bruit de photons, du bruit de Schottky sur le courant d’obscurité et du bruit du circuit lecture. En ce qui concerne les mesures de FTM, nous travaillons avec un temps d’intégration suffisamment long (au moins à mi-dynamique du détecteur) pour avoir un rapport signal à bruit suffisant. En conséquence, dans la grande majorité des cas rencontrés, le bruit photonique est prépondérant devant les autres bruits. Plus précisément, le bruit photonique est la somme du bruit photonique associé au flux signal  $F_{\text{signal}}$  et du bruit photonique du fond instrumental  $F_{\text{fond}}$ . La proportion entre ces

<sup>10</sup>. Alain KATTNIG, Sophie THETAS et Jérôme PRIMOT (2015). “Ensuring long-term stability of infrared camera absolute calibration”. In : *Optics express* 23.14, p. 18381-18390.

<sup>11</sup>. Alain KATTNIG (2019). “Theoretical and practical analysis of spatial and spectral calibration of static Fourier transform infrared spectrometers”. In : *Optics express* 27.10, p. 14819-14834.

deux contributions est très variable en fonction des conditions expérimentales et de la source utilisée. Néanmoins, notons qu'en général, en infrarouge, le fond instrumental est souvent non négligeable (comme c'est le cas pour le détecteur SWIR ici, cf. figure 3.13). Il est par ailleurs d'autant plus prépondérant pour les hautes longueurs d'onde (dans le MWIR et encore plus dans le LWIR). Ainsi, pour un certain nombre de cas, nous pourrions faire l'hypothèse d'un bruit photonique dominé par le fond.

Notons enfin que, puisque l'algorithme Propice travaille sur une seule image sur-échantillonnée, nous ne pouvons distinguer le bruit temporel du bruit spatial fixe résiduel dans l'image finale traitée. Nous parlerons donc dans la suite simplement de bruit de mesure  $B$ , comprenant à la fois les composantes temporelle et spatiale.

De par sa nature aléatoire, nous ne pouvons pas extraire ce bruit de la mesure, mais nous pouvons en estimer, par simulation ou par mesure de répétabilité, un écart-type  $\sigma_B(x, y)$ . En pratique, nous travaillons dans l'espace de Fourier de l'interférogramme. Ce qui nous intéresse, c'est donc l'écart-type de la transformée de Fourier du bruit  $\tilde{B}$ . Cet écart-type sera noté  $\sigma_{\tilde{B}}(f_x, f_y)$ .

Ce bruit va impacter la mesure de la fonction de transfert. Dans la suite, nous noterons  $FTP_{mes}$  la fonction de transfert mesurée bruitée et  $FTP$  la mesure exacte :

$$FTP_{mes}(f_x, f_y) = FTP(f_x, f_y) + \delta FTP(f_x, f_y) \quad (3.9)$$

avec  $\delta FTP$  l'erreur sur la FTP due au bruit de mesure. Nous noterons  $\sigma_{FTP}(f_x, f_y)$  l'écart-type associé à cette erreur.

Notre but est donc d'estimer  $\sigma_{FTP}(f_x, f_y)$  à partir de la connaissance de  $\sigma_{\tilde{B}}(f_x, f_y)$ .

Reprenons la formule générale de l'algorithme Propice, avec un nombre  $N$  d'imagettes :

$$FTP_{mes}(f_x, f_y) = \frac{\sum_{k=1}^N \tilde{I}_{det, k}^{ap} \times \left( \tilde{I}_{CSIG, k}^{ap} \right)^*}{\sum_{k=1}^N \left| \tilde{I}_{CSIG, k}^{ap} \right|^2} (f_x, f_y) \quad (3.10)$$

Nous remarquons que les termes en  $\tilde{I}_{CSIG, k}^{ap}$  sont uniquement liés au modèle CSIG et à la fonction d'apodisation, ils ne comportent donc aucun bruit de mesure.

Nous pouvons ré-écrire cette équation sous la forme :

$$FTP_{mes}(f_x, f_y) = \sum_{k=1}^N M_k \times \tilde{I}_{det, k}^{ap}(f_x, f_y) \quad (3.11)$$

où le terme « modèle »  $M_k(f_x, f_y) = \frac{\left( \tilde{I}_{CSIG, k}^{ap} \right)^*}{\sum_{k=1}^N \left| \tilde{I}_{CSIG, k}^{ap} \right|^2} (f_x, f_y)$  ne comporte pas de bruit.

Par ailleurs, chaque imagette, définie par le support  $3 \times 3$  pixels, porte une réalisation spatiale différente du bruit de mesure. Ainsi, dans l'espace de Fourier, nous pouvons écrire pour chaque imagette :

$$\tilde{I}_{\text{mes}, k}^{\text{ap}}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{\text{det}, k}^{\text{ap}}(f_x, f_y) + \tilde{\delta I}_{\text{det}, k}(f_x, f_y) \quad (3.12)$$

où  $\tilde{I}_{\text{mes}, k}^{\text{ap}}$  est la transformée de Fourier bruitée de l'interférogramme mesuré pour la  $k^{\text{ème}}$  imagette, composé de la valeur exacte  $\tilde{I}_{\text{det}, k}^{\text{ap}}$  et du bruit de mesure  $\tilde{\delta I}_{\text{det}, k}$ .

En injectant cette expression (3.12) dans l'équation (3.11), nous obtenons directement par linéarité :

$$\text{FT}_{\text{mes}}(f_x, f_y) = \underbrace{\sum_{k=1}^N M_k \times \tilde{I}_{\text{det}, k}^{\text{apod}}(f_x, f_y)}_{\text{FTP}} + \underbrace{\sum_{k=1}^N M_k \times \tilde{\delta I}_{\text{det}, k}(f_x, f_y)}_{\delta \text{FTP}} \quad (3.13)$$

Comme indiqué dans la formule (3.13) par identification avec l'équation (3.9), il vient :

$$\delta \text{FTP}(f_x, f_y) = \sum_{k=1}^N M_k \times \tilde{\delta I}_{\text{det}, k}(f_x, f_y) \quad (3.14)$$

La linéarité de la méthode nous a permis d'isoler la contribution du bruit. Les termes modèles  $M_k(f_x, f_y)$ ,  $k \in [1..N]$ , vont donc moduler la distribution fréquentielle de bruit. Avec la connaissance du modèle et de la statistique du bruit de mesure, nous pouvons en déduire l'écart-type  $\sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y)$  des erreurs causées par ce bruit sur l'estimation de la FTP. Nous supposons ici que le bruit est de moyenne nulle (en pratique on soustrait la moyenne de l'interférogramme). Dans ce cas, par définition, le carré de l'écart-type (ou variance) est défini comme la moyenne du carré des erreurs  $\delta \text{FTP}_j$ ,  $j \in [1..J]$ , calculée sur un grand nombre  $J$  de mesures :

$$\sigma_{\text{FTP}}^2(f_x, f_y) = \lim_{J \rightarrow +\infty} \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J |\delta \text{FTP}_j(f_x, f_y)|^2 \quad (3.15)$$

Tout d'abord, en reprenant l'équation (3.14), calculons le module au carré  $|\delta \text{FTP}_j|^2$  pour chaque réalisation  $j$ . En utilisant la notation  $(k, l) \in [1..N]^2$  comme variables muettes pour les imagettes, ce module est égal au produit des conjugués :

$$|\delta \text{FTP}_j|^2 = \left( \sum_{k=1}^N M_k \times \tilde{\delta I}_{\text{det}, k, j} \right) \times \left( \sum_{l=1}^N M_l \times \tilde{\delta I}_{\text{det}, l, j} \right)^* \quad (3.16)$$

pour  $j \in [1..J]$

Notons bien que  $J$  représente le nombre de fois que la mesure est répétée, tandis que  $N$  est le nombre d'imagettes pour chaque mesure.  $\tilde{\delta I}_{\text{det}, k, j}$  correspond donc à la réalisation de bruit de la  $k^{\text{ème}}$  imagette pour la  $j^{\text{ème}}$  mesure répétée.

Nous pouvons ensuite séparer ce produit de conjugués en une somme des carrés ( $k = 1$ ) et une somme des doubles produits ( $k \neq 1$ ) :

$$|\delta_{\text{FTP}, j}|^2 = \sum_{k=1}^N |M_k|^2 \times |\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j}|^2 + \underbrace{\sum_{\substack{k, l \in [1..N]^2 \\ k \neq l}} M_k M_l^* \times \tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j} \tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, l, j}^*}_{\xrightarrow{N \rightarrow +\infty} 0} \quad (3.17)$$

Comme indiqué dans l'équation (3.17), la somme des doubles produits tend vers zéro lorsque le nombre  $N$  d'imagettes est suffisamment grand (typiquement  $N > 100$ ). En effet, les réalisations de bruit des différentes imagettes  $\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k}$  et  $\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, l}$  sont spatialement et temporellement indépendantes (avec l'hypothèse d'un bruit blanc), et cette somme devient donc négligeable lorsque  $N$  augmente.

En négligeant les doubles produits, il reste donc :

$$|\delta_{\text{FTP}, j}|^2 = \sum_{k=1}^N |M_k|^2 \times |\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j}|^2 \quad (3.18)$$

Ensuite, en injectant cette dernière expression dans le calcul de l'écart-type (équation 3.15), nous obtenons :

$$\sigma_{\text{FTP}}^2(f_x, f_y) = \lim_{J \rightarrow +\infty} \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^N |M_k|^2 \times |\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j}|^2 \quad (3.19)$$

Nous sommes sur un nombre fini d'imagettes. Nous pouvons donc échanger l'ordre des sommes :

$$\sigma_{\text{FTP}}^2(f_x, f_y) = \sum_{k=1}^N \lim_{J \rightarrow +\infty} \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J |M_k|^2 \times |\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j}|^2 \quad (3.20)$$

De plus, nous avons vu que les termes  $|M_k|^2$  issus du modèle CSIG sont indépendants du bruit de mesure. Ils sont par conséquent indépendants de  $j$ , et nous pouvons les sortir de la somme associée à  $j$ . Nous reconnaissons alors, dans la formule, l'expression de la variance du bruit de mesure  $\sigma_{\text{B}}^2$  :

$$\sigma_{\text{FTP}}^2(f_x, f_y) = \sum_{k=1}^N |M_k|^2 \underbrace{\lim_{J \rightarrow +\infty} \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J |\tilde{\delta}_{\text{I}_{\text{det}}, k, j}|^2}_{\sigma_{\text{B}}^2} \quad (3.21)$$

Le bruit de mesure  $\sigma_{\text{B}}(f_x, f_y)$  est supposé constant d'une imagette à l'autre (ce qui est le cas pour un bruit dominé par le bruit photonique du fond instrumental). Finalement, l'écart-type sur la mesure s'écrit simplement :

$$\sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y) = \sigma_{\tilde{B}}(f_x, f_y) \sqrt{\sum_{k=1}^N |M_k(f_x, f_y)|^2} \quad (3.22)$$

Pour valider cette formule, j'ai simulé la propagation du bruit en ajoutant, à un interférogramme simulé  $I_0$ , des réalisations de bruit de statistique temporelle normale (gaussienne). La statistique de ce bruit temporel est supposée spatialement homogène sur la matrice du détecteur :  $\tilde{\sigma}_B(f_x, f_y) = \tilde{\sigma}_B$ . Ce choix est discutable, car il ne prend pas en compte l'impact du signal sur la cartographie du bruit. Néanmoins, c'est une première approche qui a l'avantage de décorréler l'impact de l'algorithme sur le bruit, indépendamment de la cartographie initiale de  $\tilde{\sigma}_B(f_x, f_y)$ . La méthode reste cependant générale et des modélisations de bruits plus complexes pourront être prises en compte dans des travaux futurs.

Afin de bien voir les effets produits par l'algorithme, nous prenons ici un écart-type égal à 10 % de la valeur *maximale* de l'interférogramme, ce qui correspond à un bruit relativement important. Sur la figure 3.14 sont illustrés l'interférogramme sans bruit et l'interférogramme bruité (zoomés sur quelques périodes).

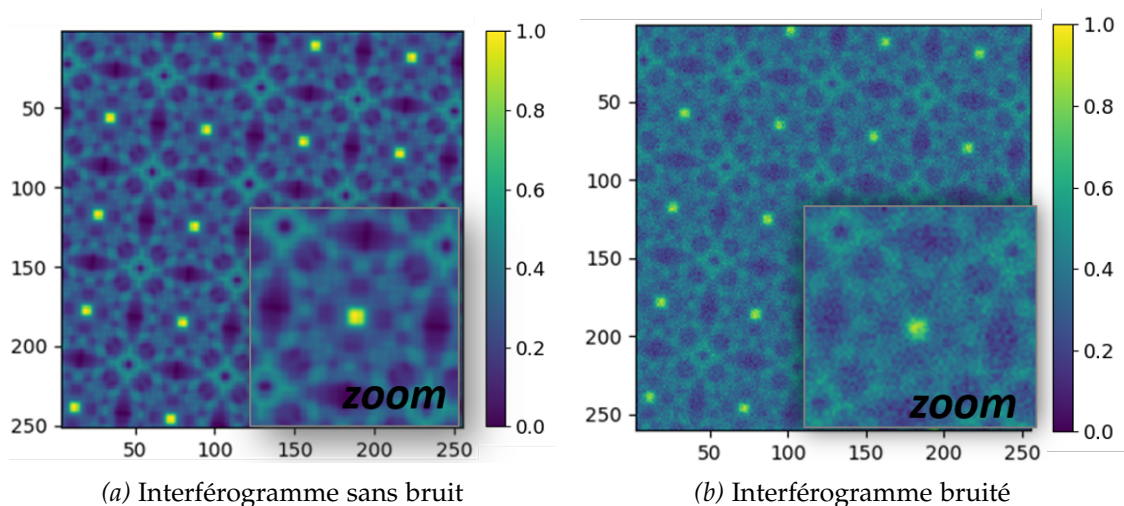


Figure 3.14 – Simulation de bruit blanc gaussien sur l'interférogramme

Dans l'espace de Fourier, le bruit, dont l'écart-type est supposé ici indépendant de la fréquence spatiale, acquiert une signature fréquentielle due à la multiplication par le terme modèle  $M_k(f_x, f_y)$ . Afin de calculer l'écart type résultant sur la FTP, j'ai simulé 100 réalisations d'interférogrammes bruités, qui ont été traitées une par une par l'algorithme. Ensuite,  $\sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y)$  est calculé comme l'écart-type des 100 FTP obtenues en sortie de l'algorithme. Le résultat est présenté en figure 3.15.

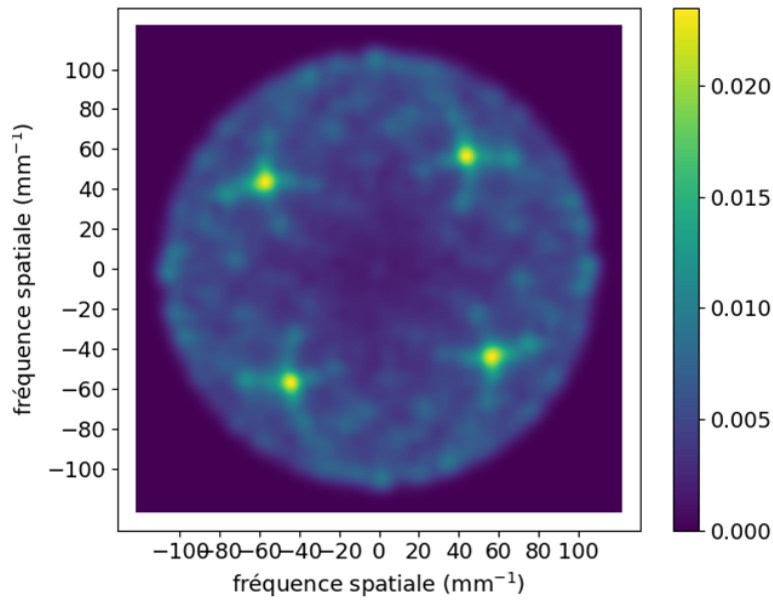


Figure 3.15 – Restitution de l'écart-type  $\sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y)$  par simulation du bruit

J'ai également calculé l'écart-type par la formule théorique 3.22 [Figure 3.16].

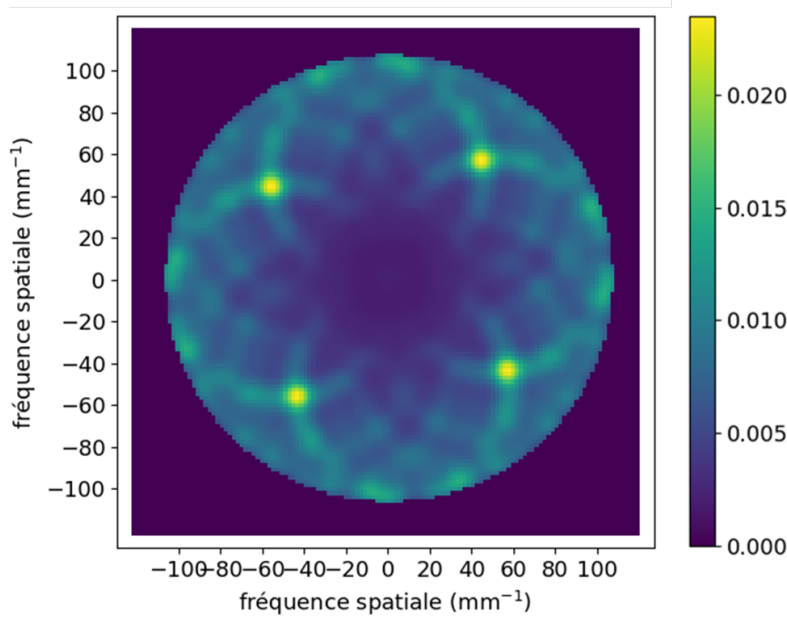


Figure 3.16 – Restitution de l'écart-type  $\sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y)$  par la formule théorique

On observe bien une concordance des deux écarts-types calculés et simulés par les deux méthodes. Ces derniers ne sont plus homogènes spatialement comme l'était par hypothèse notre bruit initial : les structures observées correspondent aux disparités résiduelles du modèle CSIG apodisé. Le bruit est maximal là où il y a un déficit d'harmoniques de mesures, car le terme  $M_k$  suit une tendance en inverse du modèle  $\tilde{I}_{\text{CSIG}, k}^{\text{ap}}$ . En effet, pour rappel,  $M_k$  est donné par la formule :

$$M_k(f_x, f_y) = \frac{\left(\hat{I}_{\text{CSIG},k}^{\text{ap}}\right)^*}{\sum_{k=1}^N \left|\hat{I}_{\text{CSIG},k}^{\text{ap}}\right|^2} (f_x, f_y)$$

Par ailleurs, nous pouvons également mesurer l'impact du nombre d'images sur la moyenne spatiale de cet écart-type, moyenne que nous noterons  $\sigma_m$  :

$$\sigma_m = \langle \sigma_{\text{FTP}}(f_x, f_y) \rangle_{f_x^2 + f_y^2 < f_{\text{max}}^2} \quad (3.23)$$

Comme nous moyennons  $N$  réalisations spatiales de bruit, supposées indépendantes, nous attendons que l'erreur de mesure soit divisée par  $\sqrt{N}$ . J'ai validé cet effet en simulant la propagation du bruit pour différents nombres d'images prises en compte. Sur la figure 3.17, est représenté cet écart type moyen en fonction du nombre  $N$ , en échelle *logarithmique*, avec en pointillé le comportement attendu en  $\sqrt{N}$ .

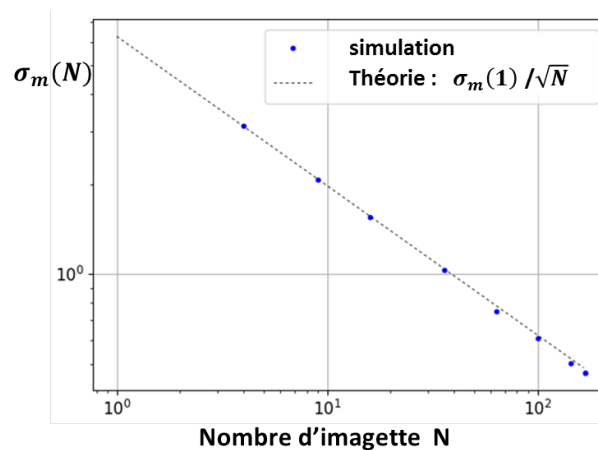


Figure 3.17 –  $\sigma_m$  en fonction du nombre d'images. La décroissance de l'écart-type moyen est bien en  $1/\sqrt{N}$ .

Nous avons donc tout intérêt à prendre en compte un nombre important d'images pour réduire l'incertitude sur la FTP restituée. Typiquement, pour la mesure détaillée dans les sections suivantes, j'ai pu prendre  $N = 400$ .

En conclusion de cette section, nous pouvons voir que l'étude de la propagation de l'erreur par simulation permet d'établir un premier bilan d'erreur sur la FTM, afin d'estimer, pour le CSIG choisi, la bonne tenue de la méthode au bruit de mesure.

### 3.2 APPLICATION À UN DÉTECTEUR INGAAS SWIR

J'ai appliqué cette méthode sur un détecteur matriciel de technologie InGaAs, sensible dans le SWIR (bande spectrale entre 0.9 et 1.7  $\mu\text{m}$ ), avec un pas pixel de 25  $\mu\text{m}$ . Ce détecteur a une structure planaire, avec un facteur de remplissage proche de 1 (structure définie au chapitre 1, page 24).



### 3.2.1 Description du banc de mesure

Cette section présente successivement les enjeux expérimentaux liés à la mesure et les choix qui en découlent.

Le banc expérimental est constitué d'une source SWIR (source Tungsten-Halogène de température 2230 K), placée devant un trou source au foyer d'un collimateur réfléchissant. En sortie de ce dernier, le faisceau ainsi collimaté traverse le CSIG, qui génère l'interférogramme. Ce dernier est ensuite imagé par le détecteur, placé à environ 6 mm du réseau. Les platines (berceau rotatif supportant le détecteur et platine de translation supportant le CSIG) sont nécessaires pour le sur-échantillonnage de l'interférogramme.

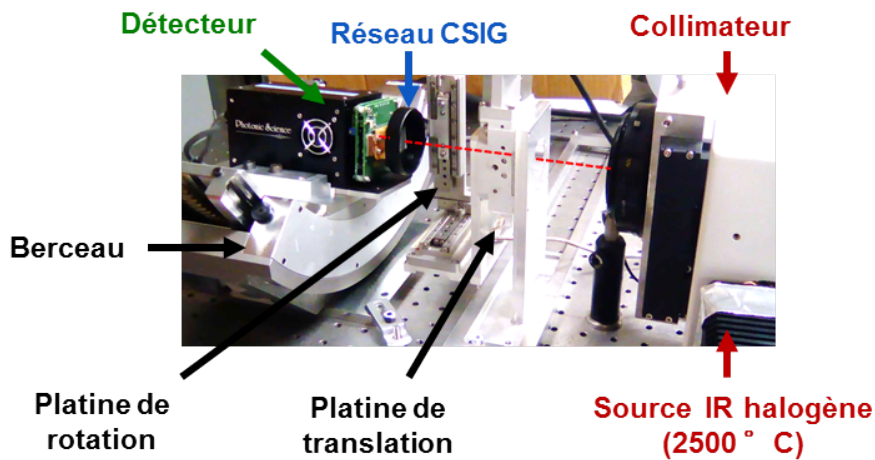


Figure 3.18 – Photo du montage de mesure FTM par la méthode CSIG

La fréquence de Nyquist associée à un pas pixel de  $25 \mu\text{m}$  est égale à  $20 \text{ mm}^{-1}$ . Nous nous plaçons ici dans le cadre d'un besoin de retour technologique sur la RSP, et nous choisirons donc un CSIG dont la fréquence maximale  $f_{\text{max}}$  vérifie typiquement :

$$f_{\text{max}} > 4 \times f_{\text{Nyq}} \text{ soit } f_{\text{max}} > 80 \text{ mm}^{-1} \quad (3.24)$$

Le réseau choisi est le CSIG 24 ordres ( $\eta^2 = 650$ ), déjà disponible au laboratoire, de fréquence maximale  $102 \text{ mm}^{-1}$ , de période  $500 \mu\text{m}$ , réalisé en silice sur un substrat carré de  $20 \text{ mm}$  par  $20 \text{ mm}$  [Figure 3.19] et codé en amplitude par dépôt de chrome métallique.

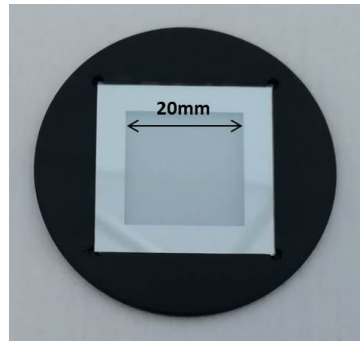


Figure 3.19 – Photo du réseau CSIG dans sa monture de deux pouces

### Sur-échantillonnage de l'interférogramme

Comme évoqué au chapitre 1, une des difficultés de la mesure FTM d'une matrice de pixels est la gestion du repliement de spectre : toute fréquence spatiale projetée qui est supérieure à la fréquence de Nyquist du détecteur sera sous-échantillonnée par le détecteur.

Plus précisément en deux dimensions, l'échantillonnage intervient selon les axes  $(x,y)$  de la matrice. Pour visualiser le repliement du contenu en fréquences spatiales du CSIG, on peut donc tracer un carré de demi-côté  $f_{Nyq} = 1/p_{pix}$  [Figure 3.20]. Les harmoniques CSIG présentes au-delà de ce carré seront repliées : elles seront vues comme de plus basses fréquences par le détecteur [Figure 3.20b]. Lorsque les hautes fréquences repliées se superposent aux basses fréquences, ce repliement peut impacter la mesure dans sa globalité : les hautes fréquences sont perdues, et les basses fréquences sont biaisées par la présence des fréquences sous-échantillonnées.

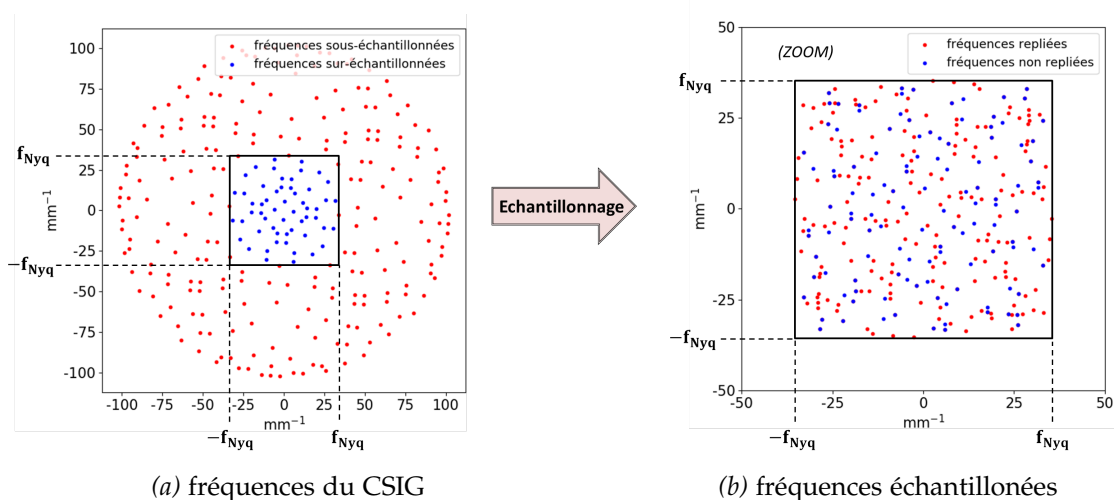
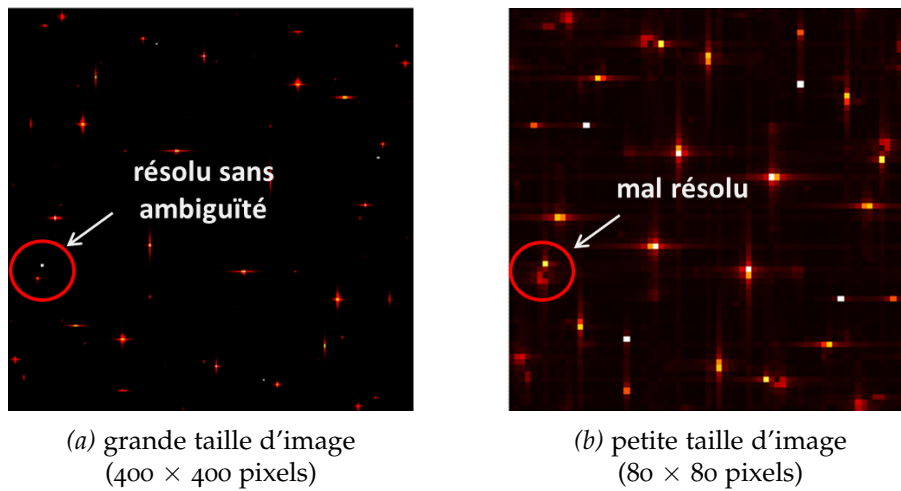


Figure 3.20 – Repliement de spectre sur un CSIG 24 ordres, avec  $f_{max} = 102 \text{ mm}^{-1}$  et  $f_{Nyq} = 33.3 \text{ mm}^{-1}$  ( $t_{pix} = 15 \text{ }\mu\text{m}$ ). Les harmoniques hautes fréquences repliées se mélangent aux harmoniques basses fréquences.

Deux solutions sont alors possibles pour résoudre ce problème. Une première solution

consiste à utiliser le caractère discret des harmoniques du CSIG. En tiltant le réseau d'un angle judicieusement choisi, on peut s'assurer que les harmoniques supérieures à  $f_{Nyq}$  ne se superposent pas aux harmoniques basses fréquences non repliées. Ainsi, l'information haute fréquence n'est pas perdue et ne perturbe pas celle des basses fréquences, elle est juste « stockée » dans les fréquences repliées. Cette solution peut être suffisante lorsque d'une part la fréquence  $f_{max}$  du CSIG utilisé n'est pas trop supérieure à la fréquence de Nyquist (i.e. lorsque le nombre d'harmoniques repliées à gérer n'est pas trop important), et que d'autre part l'échantillonnage du spectre détecté, directement lié à la taille de l'image expérimentale utilisée, permet de résoudre spatialement les fréquences repliées et non repliées [Figure 3.21].



**Figure 3.21 – Gestion du repliement par tilt : exemple de l'influence de la taille de l'image**

Cette première solution peut fonctionner lorsque l'on vient extraire les amplitudes des harmoniques une à une. Néanmoins, dans le cadre de l'algorithme Propice, nous interpolons directement les harmoniques dans l'espace de Fourier de l'image détectée. Cette solution n'est donc pas acceptable ici, car elle aboutirait à un mélange des harmoniques repliées et non repliées. La deuxième solution, qui sera retenue pour notre expérience, est le sur-échantillonnage de l'interférogramme. Sur-échantillonner revient à capturer des images successives en déplaçant, dans le plan transverse  $(x,y)$ , l'interférogramme par rapport au détecteur avec un pas  $p_{surech}$  inférieur au pas pixel :

$$p_{surech} = \frac{p_{pixel}}{N_{surech}} \text{ où } N_{surech} > 1 \quad (3.25)$$

Les images successives sont ensuite recombinaées pour former une unique image sur-échantillonnée au pas  $p_{surech}$ . La fréquence de Nyquist  $f_{Nyq,surech} = N_{surech} \times f_{Nyq}$  associée à l'image sur-échantillonnée peut être adaptée vis-à-vis de la fréquence  $f_{max}$  du CSIG en fonction du besoin de mesure. En particulier, dans notre cas d'interpolation des harmoniques de mesures, nous devons avoir, afin d'éviter tout repliement de spectre :

$$f_{Nyq,surech} > f_{max} \quad (3.26)$$

Pour l'application de la méthode à un détecteur SWIR InGaAs au pas de  $25 \mu m$ , nous choisirons donc ici un sur-échantillonnage de  $N_{surech} = 6$  qui, pour un pas pixel de  $25 \mu m$ ,

donne une fréquence  $f_{\text{Nyq,surech}} = 120 \text{ mm}^{-1}$ . Ceci est suffisant pour couvrir la fréquence maximale du CSIG qui est de  $102 \text{ mm}^{-1}$ . Le pas de sur-échantillonnage est donc de  $25/6 \simeq 4.1 \text{ }\mu\text{m}$ .

L'interférogramme obtenu est présenté en figure 3.22.

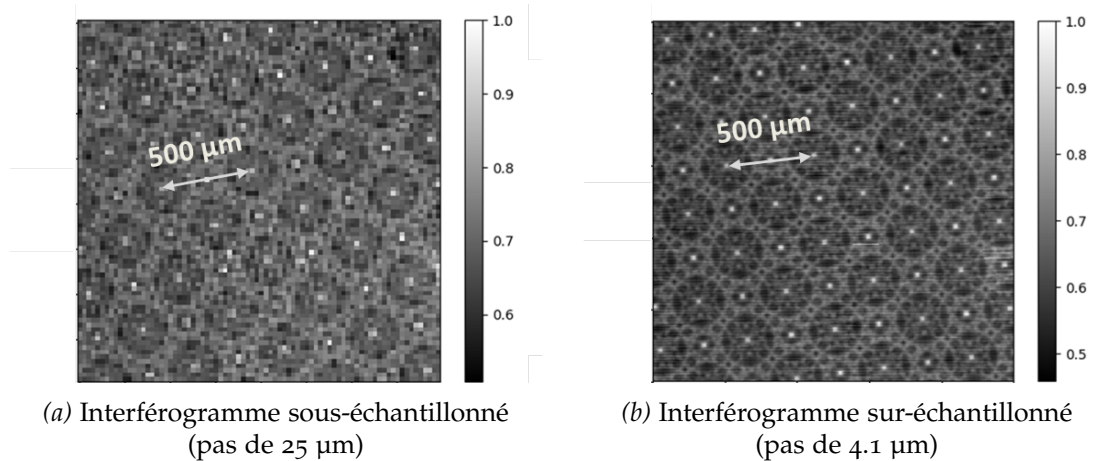


Figure 3.22 – Résultat du sur-échantillonnage sur l'interférogramme

Ce sur-échantillonnage à travers les deux dimensions de la matrice peut être réalisé par un déplacement 2D du CSIG sur une platine verticale et une platine horizontale<sup>12</sup>. Dans cette expérience cependant, afin de limiter les vibrations dus à la platine verticale (soumise à l'effet de pesanteur), j'ai effectué un sur-échantillonnage original selon une direction inclinée par rapport aux axes du détecteur, en utilisant seulement une platine horizontale [Figure 3.23], le CSIG se déplaçant toujours dans le même sens, ce qui permet d'éviter des biais de retours.

Plus précisément, le CSIG est déplacé pas-à-pas selon la grille sur-échantillonnée, tout en faisant face au détecteur qui reste immobile et est incliné avec un angle  $\alpha$  précis grâce à un berceau rotatif. Cet angle est choisi de manière à ce que les pixels sur-échantillonnés correspondent aux pixels du détecteur périodiquement le long de la grille. Plus précisément,  $\alpha = \arctan(M/N)$ , où  $M$  et  $N$  sont respectivement le nombre de lignes et de colonnes de pixels qui doivent être scannés par le pixel  $(i,j)$  avant d'atteindre la position du pixel suivant  $(i+N, j+M)$ . La grille sur-échantillonnée a besoin de  $K = M^2 + N^2$  positions pour être entièrement balayée. Dans notre cas, avec  $M = 1$  et  $N = 6$ , nous obtenons 37 positions et un angle de  $9.4^\circ$ . A chaque position du CSIG, 100 images sont enregistrées et moyennées (pour augmenter le rapport signal sur bruit), et pas à pas, la grille sur-échantillonnée est remplie.

<sup>12</sup>. Jean NGHIEM et al. (2018). "MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler". In : *Opt. Express* 26.8, p. 11034-11045.

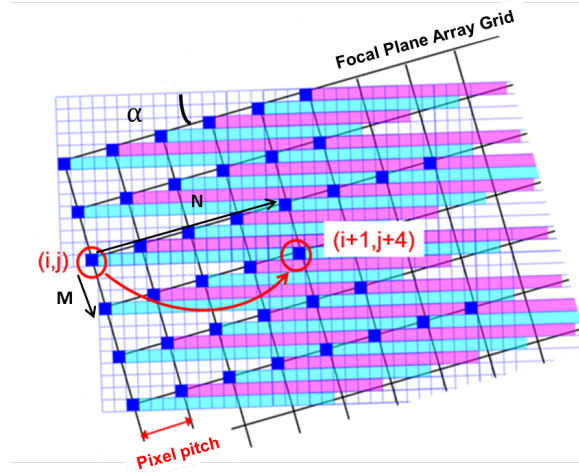


Figure 3.23 – Processus de sur-échantillonnage linéaire avec inclinaison du détecteur : l'angle  $\alpha$  entre le détecteur et le CSIG permet à ce dernier de parcourir différentes positions 2D des pixels avec un seul déplacement horizontal.

#### Extraction des paramètres $(\theta, x_0, y_0, a'_0)$

Dans l'espace de Fourier, les paramètres expérimentaux  $\theta$  et  $a'_0$ , (définis en 3.1.1, page 55), génèrent respectivement une rotation et une homothétie des harmoniques de mesure. En tirant avantage du caractère discret du spectre de l'interférogramme CSIG, ces paramètres sont estimés directement dans l'espace de Fourier. Un algorithme cherche le point de fonctionnement géométrique  $(a'_0, \theta)$  qui *maximise* le produit du modèle  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}(a'_0, \theta)$  avec la transformée de Fourier  $\tilde{I}_{\text{det}}$  de l'interférogramme détecté. En pratique, il suffit de le faire sur quelques harmoniques basses fréquences (plus robustes que les hautes fréquences car, moins impactées par le filtrage pixel, elles ont un meilleur rapport signal sur bruit). En figure 3.24 sont illustrées les optimisations en  $(a'_0, \theta)$  sur 5 harmoniques basses fréquences numérotées de  $h_1$  à  $h_5$ .

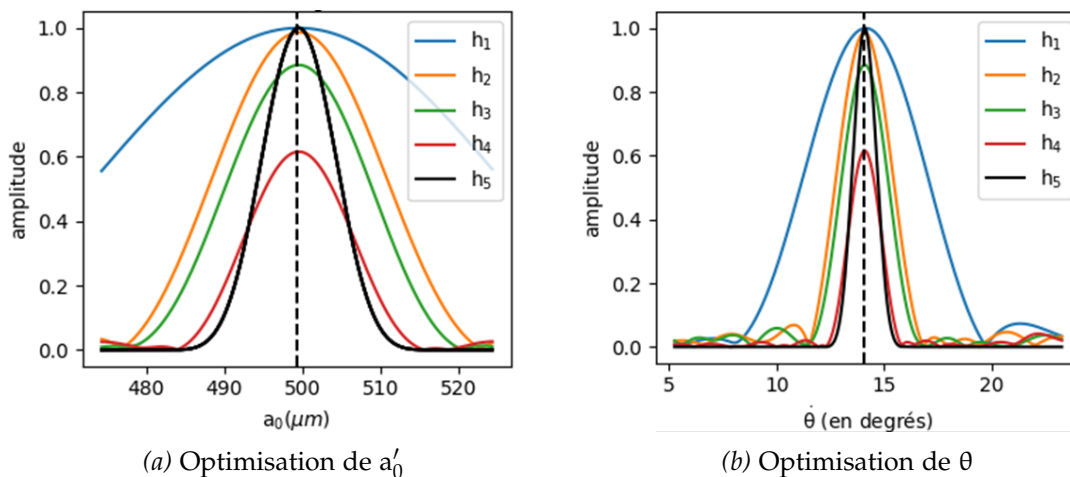


Figure 3.24 – extraction des paramètres  $a'_0$  et  $\theta$  par détection du maximum sur les harmoniques  $h_1$  à  $h_5$ .

Une fois ces deux paramètres estimés, les positions des harmoniques modèles correspondent exactement à celles des harmoniques détectées. Il nous reste alors à estimer le décalage  $(x_0, y_0)$  de l'interférogramme par rapport au centre du détecteur, qui agit quant à lui sur la phase des harmoniques.

Cette opération est réalisée en optimisant une rampe de phase. En effet, un décalage expérimental  $(x - x_0, y - y_0)$  de l'interférogramme dans le plan réel aura pour effet, dans l'espace de Fourier, de perturber les  $N_h$  harmoniques de mesure d'une *unique* phase  $\Phi_0$ . Plus précisément, l'impact de ce décalage sur l'amplitude de mesure  $a_k$  peut s'écrire par la formulation suivante :

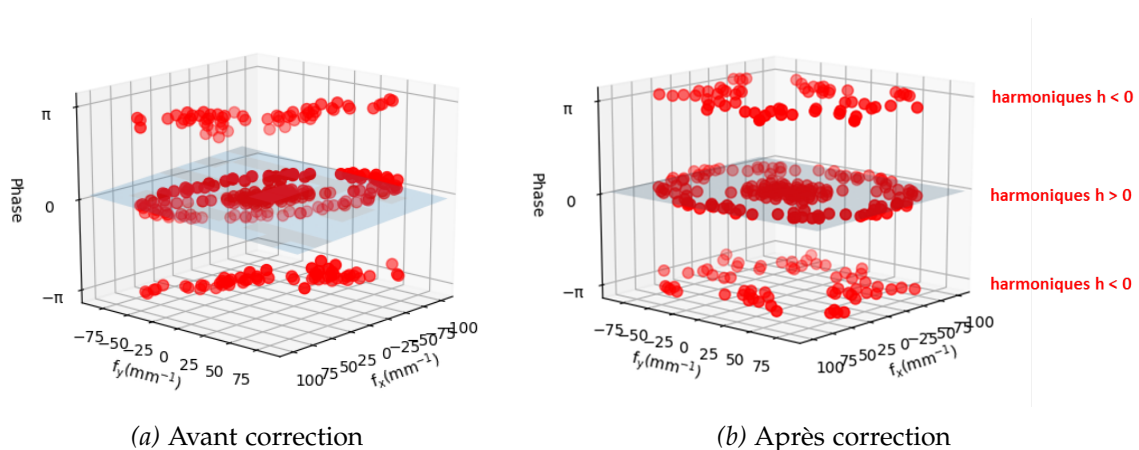
$$a_k \leftarrow a_k \times \exp \left( i \underbrace{2\pi (f_{x, k} x_0 + f_{y, k} y_0)}_{\Phi_0} \right) \quad (3.27)$$

où  $a_k$  et  $(f_{x, k}, f_{y, k})$  sont respectivement les amplitudes complexes et les positions des harmoniques de mesures, pour  $k = 1$  à  $N_h$ .

Il nous suffit alors d'ajuster le plan  $z_k = f_{x, k} \cdot x_0 + f_{y, k} \cdot y_0$  avec comme paramètres d'optimisation  $(x_0, y_0)$  et comme données  $(z_k, f_{x, k}, f_{y, k}, k = 1..N)$  où :

$$z_k = \frac{\text{argument}(a_k)}{2\pi}$$

Les paramètres en sortie de l'ajustement sont directement les données géométriques  $(x_0, y_0)$  recherchées. Nous pouvons alors appliquer la correction de phase pour raccorder la mesure au modèle. Après correction, nous retrouvons alors une phase égale à zéro pour les harmoniques d'amplitudes  $h$  positives et égale à  $\pm\pi$  pour les harmoniques d'amplitudes  $h$  négatives, comme cela est illustré en figure 3.25, où sont positionnées les phases des 288 harmoniques du CSIG 24 ordres, avant correction (les phases présentent une rampe) et après correction (les phases sont contenues dans les plans  $\pm\pi$  ou 0).



**Figure 3.25 – Correction du plan de phase des harmoniques du CSIG. Avant correction (à gauche), les phases ne sont pas contenues dans les plans 0 et  $\pm\pi$ , mais présentent une rampe due au décalage  $(x_0, y_0)$ .**

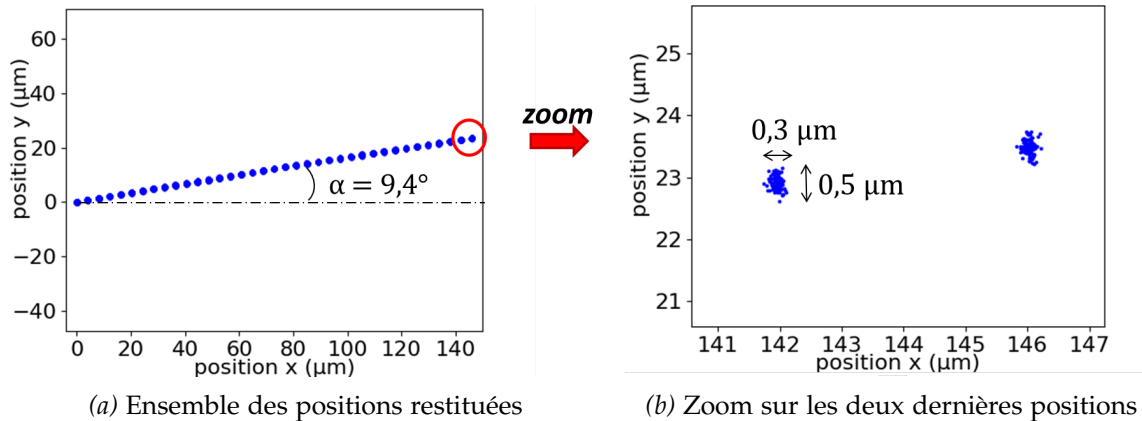
Ainsi, à partir de ces paramètres estimés, nous pouvons établir le modèle final  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}(\theta, x_0, y_0, a'_0)$  qui sera utilisé par la suite dans l'algorithme Propice. Par ailleurs, l'extraction du positionnement  $(x_0, y_0)$  nous permet également de faire un retour quantitatif sur la validité du sur-échantillonnage et sur l'impact des vibrations résiduelles du banc de mesure, comme expliqué ci-dessous.

### Estimation des bougés et des vibrations de mesure

Le bloc d'images enregistrées est composé de  $36 \times 100$  images sous-échantillonnées. L'algorithme d'ajustement de plan de phase décrit plus haut permet de remonter à la position  $(x_0, y_0)$  de l'interférogramme pour chaque image individuelle. En sortie de l'algorithme, nous obtenons les 36 positions suivantes, conformes au déplacement prévu [Figure 3.26a]. Avec les données d'entrées (pas de  $4.1 \mu\text{m}$ , angle de  $9.4^\circ$  et  $N = 37$  soit 36 petits déplacements), le déplacement total sur les axes  $x$  et  $y$  doit être de :

$$\begin{cases} \Delta x = 36 \times 4.1 \mu\text{m} \times \cos(9.4^\circ) \simeq 146 \mu\text{m} \text{ selon l'axe } x \\ \Delta y = 36 \times 4.1 \mu\text{m} \times \sin(9.4^\circ) \simeq 24 \mu\text{m} \text{ selon l'axe } y \end{cases}$$

Ces valeurs sont cohérentes avec la restitution donnée par l'algorithme [Figure 3.26a]. Par ailleurs, chacun de ces 36 « nuages de points » contient les bougés des 100 images (la platine étant maintenue fixe à chaque position courante), ce qui nous permet de restituer l'impact des vibrations de l'ensemble du banc sur la mesure [Figure 3.26b].



**Figure 3.26 – Restitution des positions de mesures (36 positions  $\times$  100 images). Les positions (à gauche) correspondent bien aux consignes données à la platine. Les positions des images individuelles (à droite) renseignent sur la présence et l'étendue des vibrations du banc de mesure.**

Dans le cas présent, ce bougé reste faible, de l'ordre de  $0.3 \mu\text{m}$  horizontalement et  $0.5 \mu\text{m}$  verticalement, ce qui représente environ 10 % du déplacement de  $4.1 \mu\text{m}$ , et 1 à 2 % du pas pixel.

Ce retour sur les vibrations et sur la qualité des déplacements du réseau s'avère ainsi un des points forts de la méthode interférentielle CSIG. L'impact des bougés sur la mesure FTM en fonction de la fréquence de vibration (notamment de la machine à froid) a été étudiée sur un détecteur opérationnel super-réseau IRNovA via cette technique dans le

cadre de la thèse de Jean Nghiem, portant sur la caractérisation de détecteurs super-réseau en condition opérationnelle. Cette étude a fait l'objet d'une publication *Optics Express* dont je suis co-auteur<sup>13</sup>.

### Choix de la distance CSIG - détecteur

Dans le cadre du régime panchromatique, nous devons, pour atteindre un régime de propagation quasi-invariante, placer le CSIG à une distance suffisante du détecteur pour limiter les effets de binarisation. Pour ce faire, j'ai utilisé le critère défini par Piponnier et al<sup>14</sup>. Selon ce critère, pour que le régime quasi-invariant soit atteint, il faut que la distance d'observation  $z$  soit supérieure à la distance  $Z_{\text{panchro}}$  définie par :

$$Z_{\text{panchro}} = \frac{2 * a_0^2}{\eta^2 \Delta\lambda} \quad (3.28)$$

Avec la source IR Tungsten-Halogène utilisée (assimilable à un corps noir de température 2230 K), c'est la bande spectrale du détecteur SWIR InGaAs, comprise entre 0.9 et 1.7  $\mu\text{m}$ , soit  $\Delta\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ , qui est limitante. Avec ces données, nous obtenons alors  $Z_{\text{panchro}} = 0.9 \text{ mm}$ . Or, le packaging du détecteur nous contraint à placer le CSIG à une distance minimale de 6 mm. A cette distance, le régime quasi-invariant est donc atteint, d'après le critère énoncé.

### Impact du système source {Trou et collimateur}

La fonction de transfert de l'ensemble {Trou et collimateur} est un des contributeurs à la fonction de transfert mesurée. Il faut donc la prendre en compte. La planéité RMS  $\sigma$  du miroir du collimateur est certifiée, par le constructeur, à  $\lambda/30$  pour  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$ . Ce qui équivaut dans le proche infrarouge à  $\lambda/50$  pour  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Nous pouvons calculer le rapport de Strehl associé  $S$ , qui est donné par :

$$S = e^{\left(-\frac{2\pi\sigma}{\lambda}\right)^2} \quad (3.29)$$

Ce qui donne ici  $S = 0.995$ . La fréquence de coupure du collimateur est donc, dans l'infrarouge, très proche de celle d'une optique idéale. C'est la taille de l'image du trou source qu'il faut alors prendre en compte. Le diamètre de la tache-image du trou source, par le collimateur de longueur focale  $f$ , dans le plan du détecteur et à une distance  $z$  du CSIG, est donné par :

$$\Phi' = \Phi \times \frac{z}{f} \quad (3.30)$$

La fréquence de coupure associée au trou source est alors donnée dans le plan du détecteur par  $1.22 / \Phi'$  soit :

<sup>13</sup>. Jean NGHIEM et al. (2018). "MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler". In : *Opt. Express* 26.8, p. 11034-11045.

<sup>14</sup>. Martin PIPONNIER et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.



$$f_{c, \text{trou}} = \frac{1.22f}{\Phi z} \quad (3.31)$$

Plus la distance entre le CSIG et le détecteur est importante plus la FTM mesurée sera impactée par la taille du trou source. On a donc intérêt à avoir la distance la plus courte possible, en respectant les autres limites (packaging du détecteur, distance de panchromatisation).

Nous choisissons un trou de diamètre  $\Phi = 500 \mu\text{m}$ , afin d'avoir suffisamment de flux, ce qui donne avec  $f = 760 \text{ mm}$  et  $z = 6 \text{ mm}$  :  $f_{c, \text{trou}} = 309 \text{ mm}^{-1}$ . Pour rappel, la fréquence maximale de mesure  $f_{\text{max}}$  est de  $102 \text{ mm}^{-1}$ , nous sommes donc dans la condition favorable  $f_{c, \text{trou}} \gg f_{\text{max}}$ .

### Défaut d'alignement : tolérance angulaire du CSIG

Druart et al. ont démontré<sup>15</sup> que lorsqu'on éclaire le CSIG avec un angle d'incidence non nul, l'interférogramme se déforme d'autant plus que l'angle d'incidence est élevé (apparition d'aberrations de champ). Selon cette étude, les aberrations sont négligeables (au sens du critère de Rayleigh) si l'angle d'incidence est inférieur à un angle critique  $\alpha_c$  donné par :

$$\alpha_c = \frac{a_0}{\eta} \times \frac{1}{\sqrt{2 \lambda z}} \quad (3.32)$$

Dans le SWIR à  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , cet angle critique est très peu problématique. Par exemple pour le CSIG choisi ( $\eta^2 = 650$ ,  $a_0 = 500 \mu\text{m}$ ) et à la distance  $z = 6 \text{ mm}$  choisie, nous obtenons un angle de  $8.3^\circ$ . Néanmoins, par précaution, j'ai aligné par auto-collimation (à l'aide d'un laser visible) le trou source, le CSIG et le détecteur, ce qui m'a permis d'avoir un alignement précis (angle d'incidence inférieur à  $1^\circ$ ).

### Gestion des modulations parasites basses fréquences

J'ai pu observer, lors de mes mesures, des modulations basses fréquences dans l'image, faisant apparaître un effet « damier » (de période  $0.5 \text{ mm}$ ) sur l'interférogramme projeté [Figure 3.27]. Ce damier n'existe pas sur le modèle du CSIG prenant en compte les 24 ordres principaux de diffraction. Il y a donc des interférences « parasites » dans l'interférogramme.

---

<sup>15</sup>. Guillaume DRUART et al. (2007b). "Nonparaxial analysis of continuous self-imaging gratings in oblique illumination". In : *JOSA A* 24.10, p. 3379-3387.

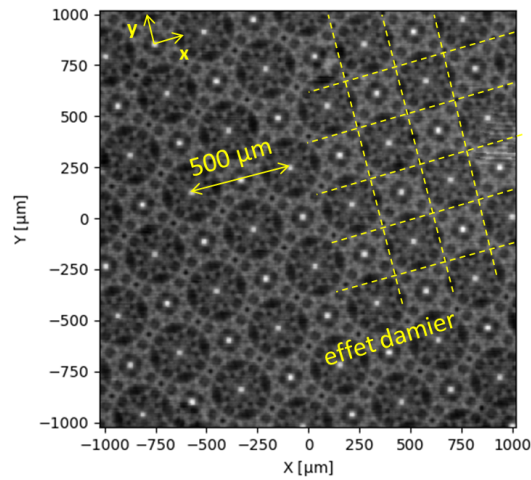
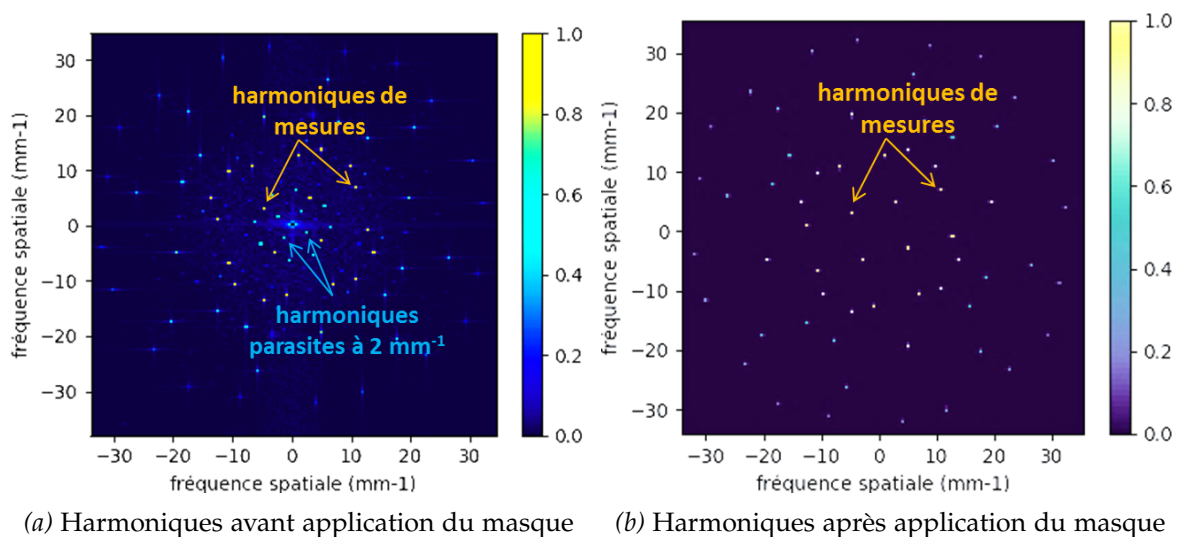


Figure 3.27 – Interférogramme détecté : mise en évidence de l’effet damier. L’alternance du contraste, entre les cases en pointillées jaunes, est due à la présence d’interférences parasites, d’interfranges égales à  $500\ \mu\text{m}$  dans les directions  $x$  et  $y$ . Cet effet n’est pas présent dans le modèle CSIG théorique parfait.

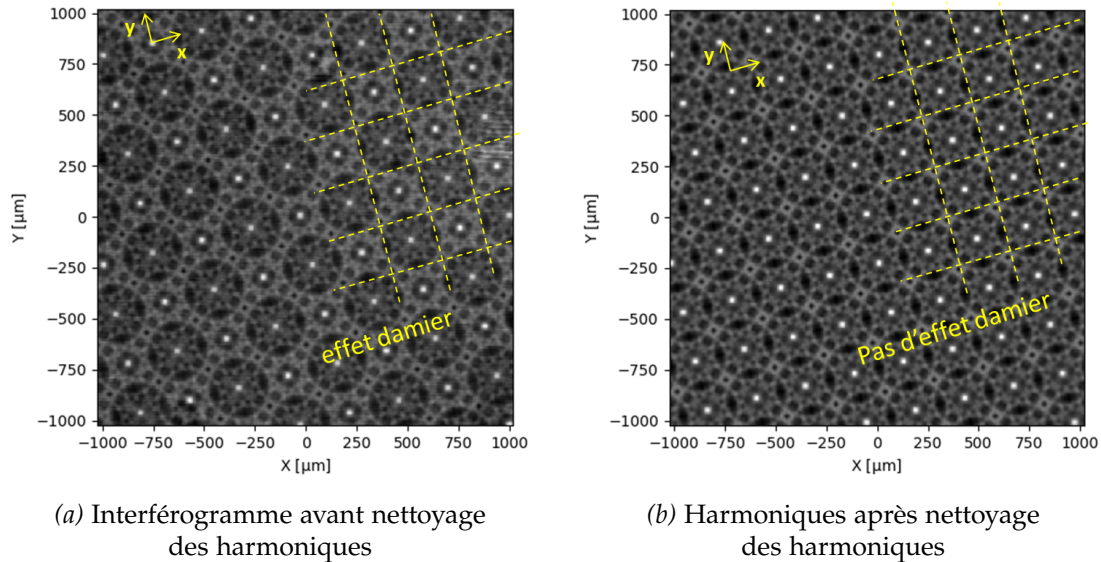
À ces modulations parasites présentes dans l’image, correspondent, dans l’espace de Fourier de l’interférogramme, des harmoniques CSIG « parasites ». La présence de ces harmoniques parasites va perturber l’interpolation des harmoniques principales de mesure. Nous choisissons donc de supprimer pour l’instant toute information en dehors des harmoniques de mesure. Cette opération de nettoyage est effectuée par l’application d’un masque dans l’espace de Fourier, qui met à zéro les zones entre harmoniques de mesures. En figure 3.28 sont présentés les contenus fréquentiels (zoomés sur les basses fréquences) de l’interférogramme avant et après application du masque.



(a) Harmoniques avant application du masque (b) Harmoniques après application du masque

Figure 3.28 – Nettoyage des harmoniques parasites par application d’un masque adapté

En faisant la transformée de Fourier inverse, nous retrouvons un interférogramme nettoyé [Figure 3.29], au sein duquel il est clair que l'effet « damier » parasite a disparu.



**Figure 3.29 – Suppression de l'effet damier par nettoyage des harmoniques de mesures.**

La présence de ces harmoniques parasites était inexpliquée au moment des mesures, et a posé des questions sur le biais du modèle CSIG parfait (où l'on ne prend en compte que les 24 ordres de diffraction principaux du CSIG) par rapport au CSIG fabriqué. Ces harmoniques supplémentaires seraient alors le résultat de l'interférence des ordres secondaires dus à la binarisation du CSIG. Des précisions sur ce point seront apportées dans le chapitre 5. À ce stade de l'étude, nous supprimons ces parasites à l'aide du masque. Néanmoins, dans le cas où elles peuvent être prédites par le modèle, ces harmoniques pourraient alors devenir une source d'information supplémentaire et être prises en compte dans l'algorithme de restitution de la FTP.

### 3.2.2 Restitution de la fonction de transfert pixel

À la sortie de l'algorithme de déconvolution, nous obtenons la fonction de transfert 2D suivante, représentée en figure 3.30. Pour rappel, le détecteur est incliné d'un angle de  $9.4^\circ$  pour des raisons de sur-échantillonnage, ce qui explique l'orientation de la FTP qui est tournée du même angle. D'après les résultats, nous obtenons une fréquence de coupure pixel (sur les axes  $f_x$  et  $f_y$ ) de  $40.9 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui est cohérent avec la fréquence de coupure d'un pixel de taille  $25 \text{ } \mu\text{m}$  qui est égale à  $40 \text{ mm}^{-1}$ .

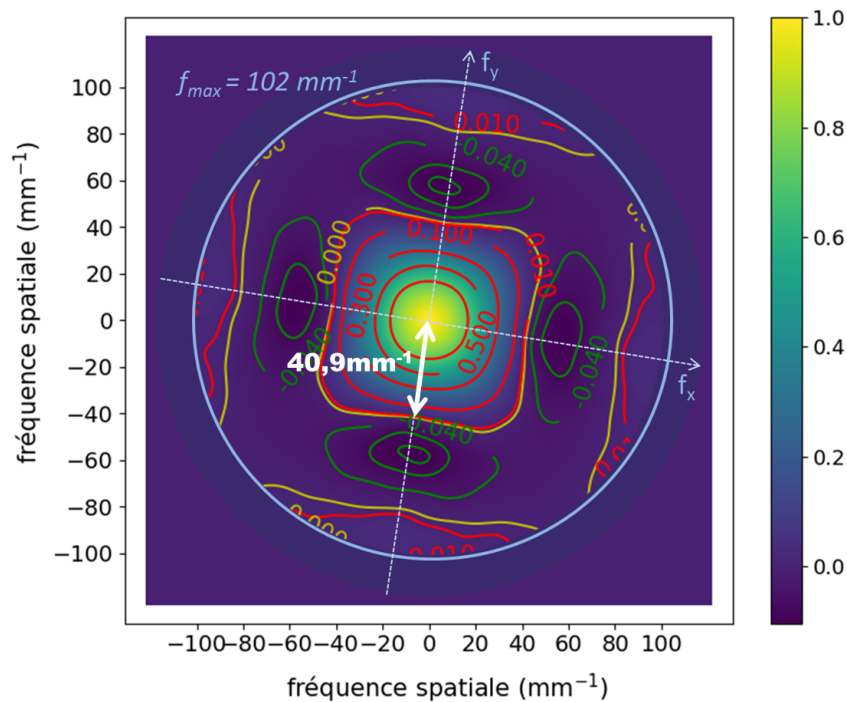


Figure 3.30 – FTP 2D mesurée du détecteur InGaAs au pas de  $25 \mu\text{m}$ . La couleur des lignes de niveau est fonction du signe de la FTP (rouge pour les zones positives, vertes pour les zones négatives). Les lignes de zéro sont en orange. Nous retrouvons une forme de type sinus cardinal bidimensionnel, avec une fréquence de coupure sur les axes de  $40.9 \text{ mm}^{-1}$ .

Des coupes de la fonction de transfert selon l'axe du détecteur  $f_x$  et l'axe diagonal  $f_x + f_y$  sont présentées en figure 3.31 (courbes bleues) et sont comparées avec le résultat de la méthode d'ajustement, par raccordement au modèle pixel (courbes vertes). Pour rappel, ce modèle pixel comprend un sinus cardinal 2D multiplié par une gaussienne 2D. Le paramètre de taille pixel trouvé par l'ajustement est égal à  $24,6 \mu\text{m}$  selon les deux axes. Les paramètres de diffusion *effectifs* trouvés sont respectivement de  $6.9 \mu\text{m}$  et  $6.7 \mu\text{m}$  selon  $x$  et  $y$ . Enfin, les données (points rouges) correspondent aux points de mesures FTP discrets (correspondant à l'ensemble des harmoniques de mesures 2D projetées *radialement*). La FTP n'étant pas à symétrie de révolution, ces points sont donc dispersés en 1D car leurs amplitudes dépendent des positions angulaires, dans le plan de Fourier 2D, des harmoniques associées.

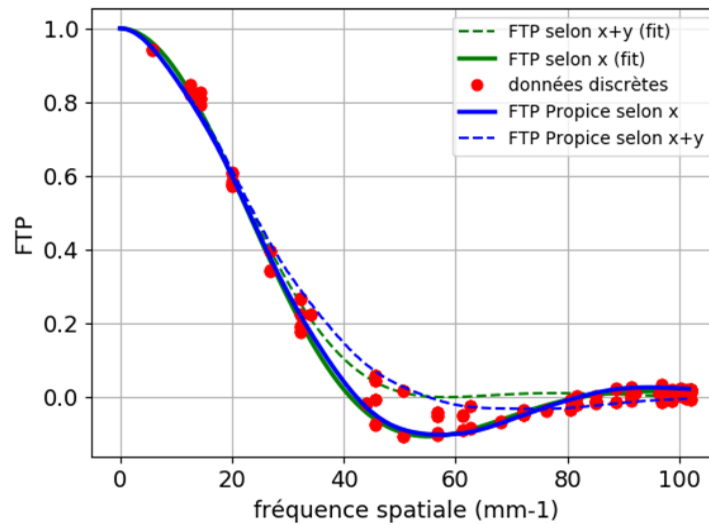


Figure 3.31 – Coupes 1D : comparaison entre les résultats de Propice (en bleu) et de l’ajustement par modèle pixel (en vert). Les coupes selon l’axe sont en train plein, et les coupes selon la diagonale sont en pointillés. Les points rouges correspondent aux amplitudes des harmoniques CSIG discrètes (extraites de l’image expérimentale).

Nous remarquons que les coupes sur l’axe (en traits pleins) sont quasi-parfaitement superposées. Cela n’est pas le cas sur l’axe diagonal où nous observons un écart entre la mesure issue de l’algorithme Propice et le modèle pixel basé sur un sinus cardinal. Ce modèle pixel, choisi a priori, ne permet donc pas de décrire finement le filtrage pixel dans la diagonale. Ce point sera éclairci ci-après, en interprétant la forme particulière trouvée pour la réponse spatiale pixel grâce à l’algorithme Propice.

### 3.2.3 Restitution de la réponse spatiale pixel

Par application d’une transformée de Fourier discrète, j’ai pu restituer la RSP (normalisée à 1) du détecteur InGaAs [Figure 3.32]. Pour rappel, la méthode étant ici globale, la RSP mesurée représente un profil pixel moyenné sur l’ensemble de la matrice. Il est alors intéressant de noter la forme particulière de la RSP sur ses bords. Ceux-ci présentent une signature particulière du crosstalk : la RSP est plus étendue sur les axes diagonaux que sur les axes horizontal et vertical de la matrice. Un effet similaire avait été observé par les chercheurs du CEA/LETI sur un détecteur HgCdTe de technologie planaire, via une méthode de spot scan<sup>16</sup>.

Les valeurs de la RSP en dehors du pixel central restent faibles (inférieures environ à 0.1), mais ce phénomène léger a pu être correctement restitué par la méthode Propice. Il n’aurait pas pu l’être par la méthode d’ajustement par modèle pixel, puisque ce dernier ne délivrera toujours qu’une forme correspondant à un sinus cardinal multiplié par une gaussienne, ce qui explique les écarts vus précédemment sur la FTP.

<sup>16</sup>. O GRAVRAND et al. (2006). “Study of the spatial response of reduced pitch Hg 1- x Cd x Te dual-band detector arrays”. In : *Journal of electronic materials* 35.6, p. 1159-1165.

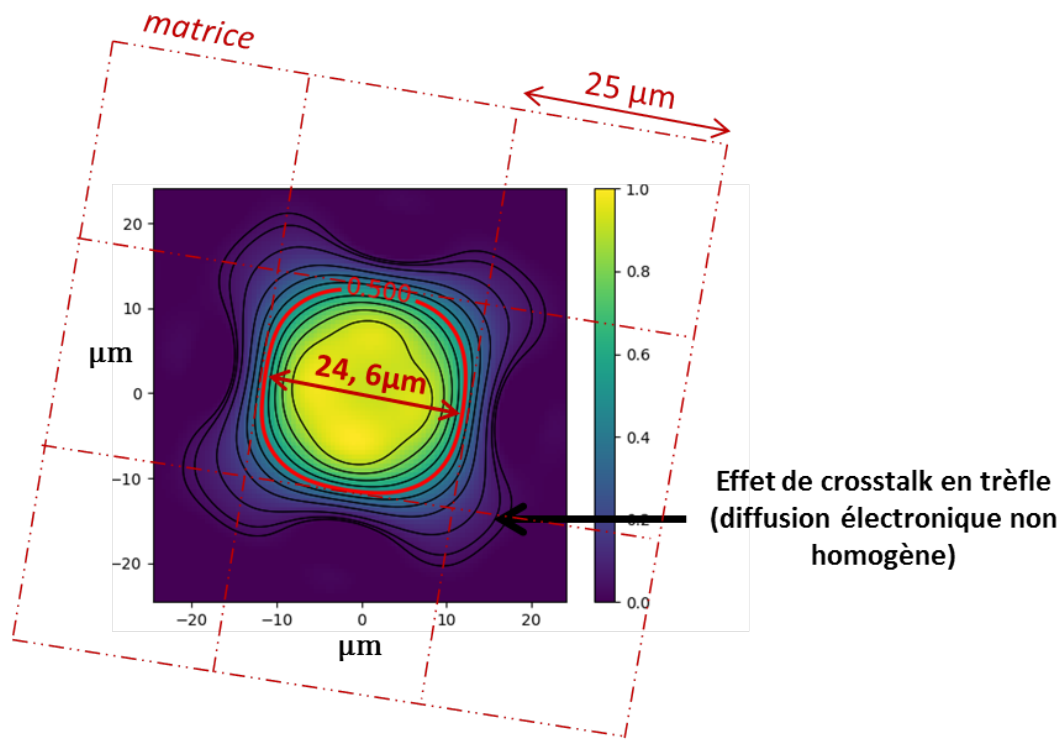


Figure 3.32 – RSP 2D du détecteur InGaAs au pas de 25  $\mu\text{m}$ . La ligne rouge correspond à la largeur à mi-hauteur de la RSP, correspondant à la taille pixel trouvée, associée à une fréquence de coupure de 40.9  $\text{mm}^{-1}$ . Les effets de crosstalk sont différents selon si on se place sur l'axe ou sur la diagonale.

Pour interpréter cette forme de trèfle, il faut se rappeler que le pixel est ici de technologie planaire, qui a été présentée dans le chapitre 1, page 24. Dans cette configuration, les électrons sont soumis à l'influence du champ électrique du pixel central et également, dans une moindre mesure, au champ des pixels voisins. Ce champ est présent dans la zone de charge d'espace du pixel. Cela étant vrai pour tous les pixels de la matrice, considérons maintenant les pixels voisins. Par construction, la distance à parcourir par un électron généré au coin d'un pixel ( $d_2$  sur la figure 3.33) est plus grande que celle d'un électron généré sur les axes ( $d_1$ ). L'électron, généré sur la diagonale dans le coin du pixel voisin, sera plus susceptible de diffuser vers le pixel central. Au contraire, l'électron généré proche de l'axe (axe vertical sur la figure) sera plus facilement collecté par le pixel voisin et sera moins susceptible de participer à l'effet de crosstalk vers le pixel central.

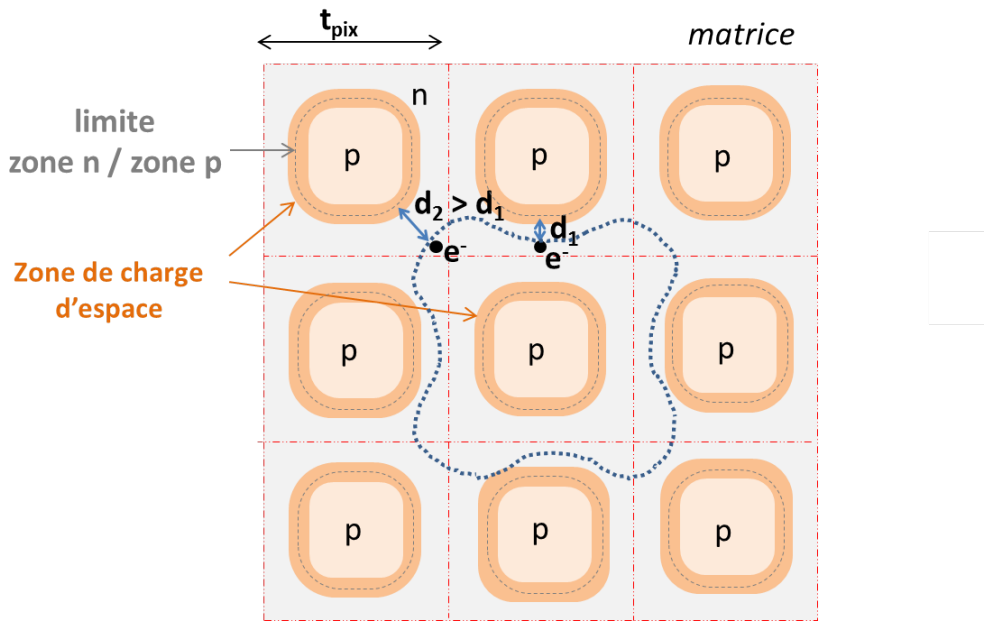


Figure 3.33 – Tentative d'interprétation de la forme de trèfle.

### 3.2.4 Impact du bruit de mesure

Pour la mesure InGaAs, nous estimons le bruit de mesure à partir de 100 images de l'interférogramme, prises successivement. La figure 3.34 donne la cartographie spatiale  $\sigma_B(x, y)$  de ce bruit de mesure et l'histogramme associé.

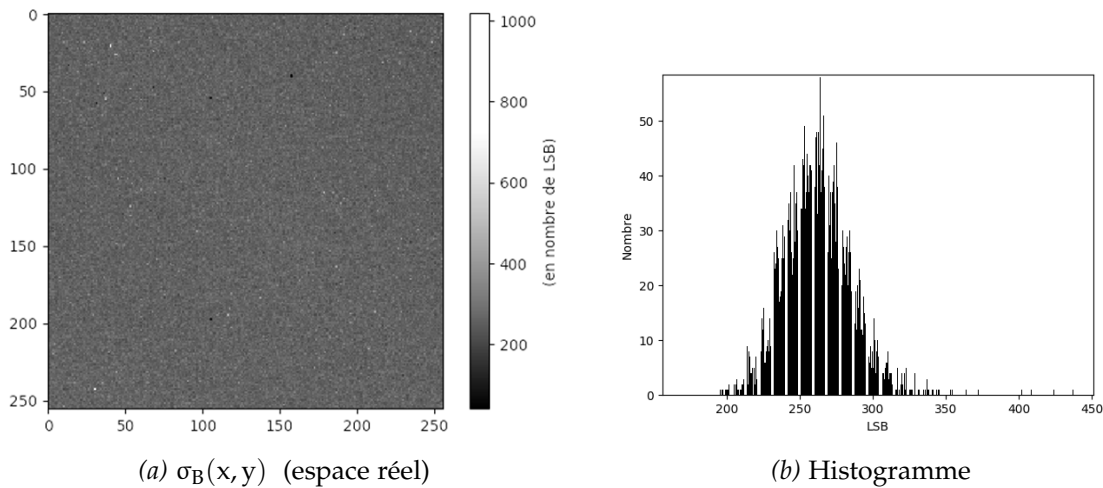


Figure 3.34 – Cartographie du bruit et histogramme associé

La valeur moyenne spatiale du bruit est égale à 262 LSB. Avec une moyenne du signal (moyenne de l'interférogramme après soustraction du fond) mesurée à 20 354 LSB, cela nous donne un bon rapport signal sur bruit de 77. Nous attendons donc à voir un très faible impact de ce bruit détecteur sur la FTM. L'histogramme expérimental approchant la forme d'une gaussienne, nous considérerons que le bruit de mesure comme un bruit spatialement blanc. Par calcul de la propagation du bruit, selon le protocole décrit en

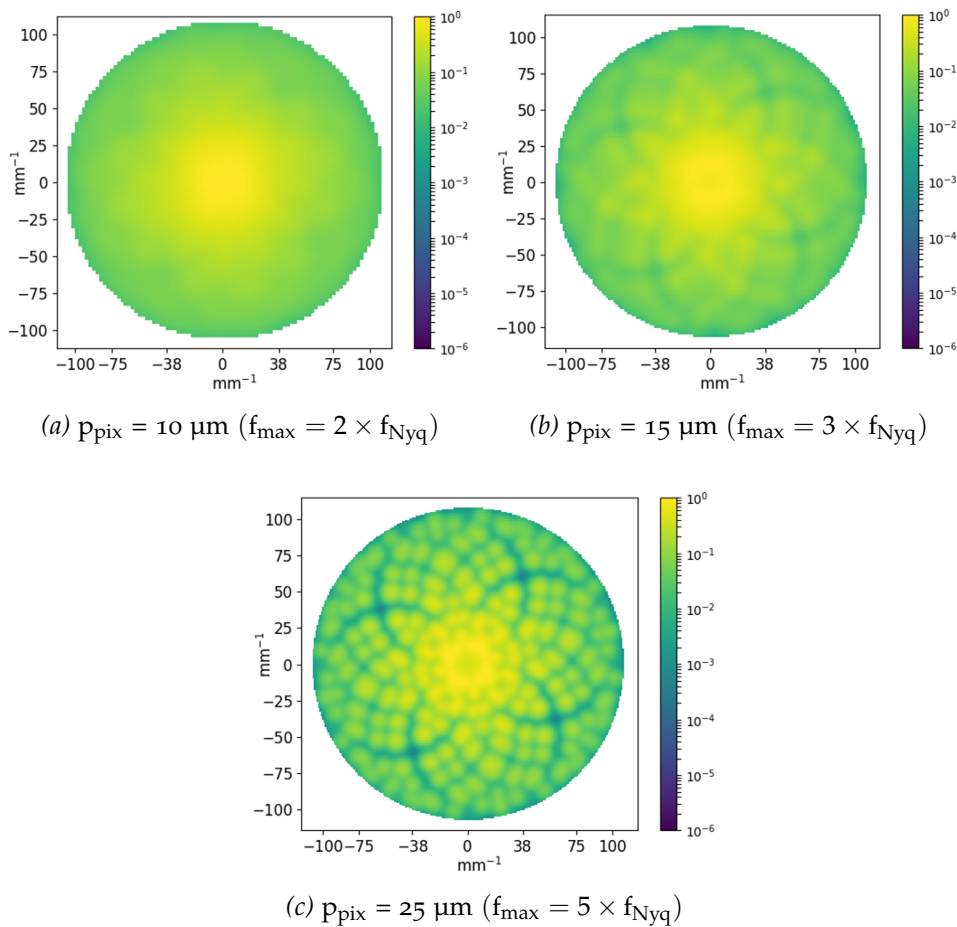
section 2, page 71, l'écart-type de la FTP, dû au bruit de mesure issu du détecteur, est alors inférieur à 1 % sur l'ensemble du disque d'harmoniques, ce qui est suffisant vis-à-vis des exigences en termes de mesure de FTM.

Néanmoins, pour cette mesure, ce sont a priori les incertitudes sur les amplitudes des harmoniques basses fréquences (limite du régime pseudo-invariant) qui limitent la précision de la mesure. En effet, nous avons supprimé l'effet « damier » parasite en nettoyant le contenu fréquentiel de l'interférogramme détecté. En revanche, des harmoniques parasites, provenant également des ordres secondaires de binarisation, peuvent également être localisées sur les harmoniques de mesures elles-mêmes, et engendrer des légères variations des amplitudes propagées. Autrement dit, la source d'erreur principale n'est pas ici dans la mesure  $\tilde{I}_{\text{det}}$  mais plutôt a priori dans l'écart du modèle CSIG parfait  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}$  à la réalité expérimentale. Cet aspect sera détaillé et quantifié dans le chapitre 5.



### 3.3 VERS UNE GESTION FINE DE LA DENSITÉ DU CSIG

Nous avons vu que le CSIG 24 ordres utilisé avait une densité insuffisante pour restituer directement la FTP, ce qui nous a amenés à appliquer une régularisation supplémentaire pour limiter et lisser les biais du au traitement d'interpolation. En pratique, pour un paramètre  $\eta$  fixé du CSIG, l'efficacité de l'interpolation va dépendre de la position de la fréquence  $f_{\max}$  du CSIG vis-à-vis de la fréquence de Nyquist  $f_{\text{Nyq}}$  du détecteur à caractériser. Reprenons l'exemple de notre CSIG 24 ordres ( $\eta^2 = 650$ ) de fréquence  $f_{\max} = 102 \text{ mm}^{-1}$ , et appliquons la réduction du support  $3 \times 3$  pixels par apodisation gaussienne. Nous réalisons cette opération pour trois pas pixel  $p_{\text{pix}}$  différents :  $10 \mu\text{m}$ ,  $15 \mu\text{m}$  et  $25 \mu\text{m}$ , de fréquence de Nyquist respective  $50 \text{ mm}^{-1}$ ,  $33 \text{ mm}^{-1}$  et  $20 \text{ mm}^{-1}$ . Ainsi, à  $\eta$  fixé, plus le rapport  $f_{\max}/f_{\text{Nyq}}$  est petit, plus efficace sera l'interpolation.

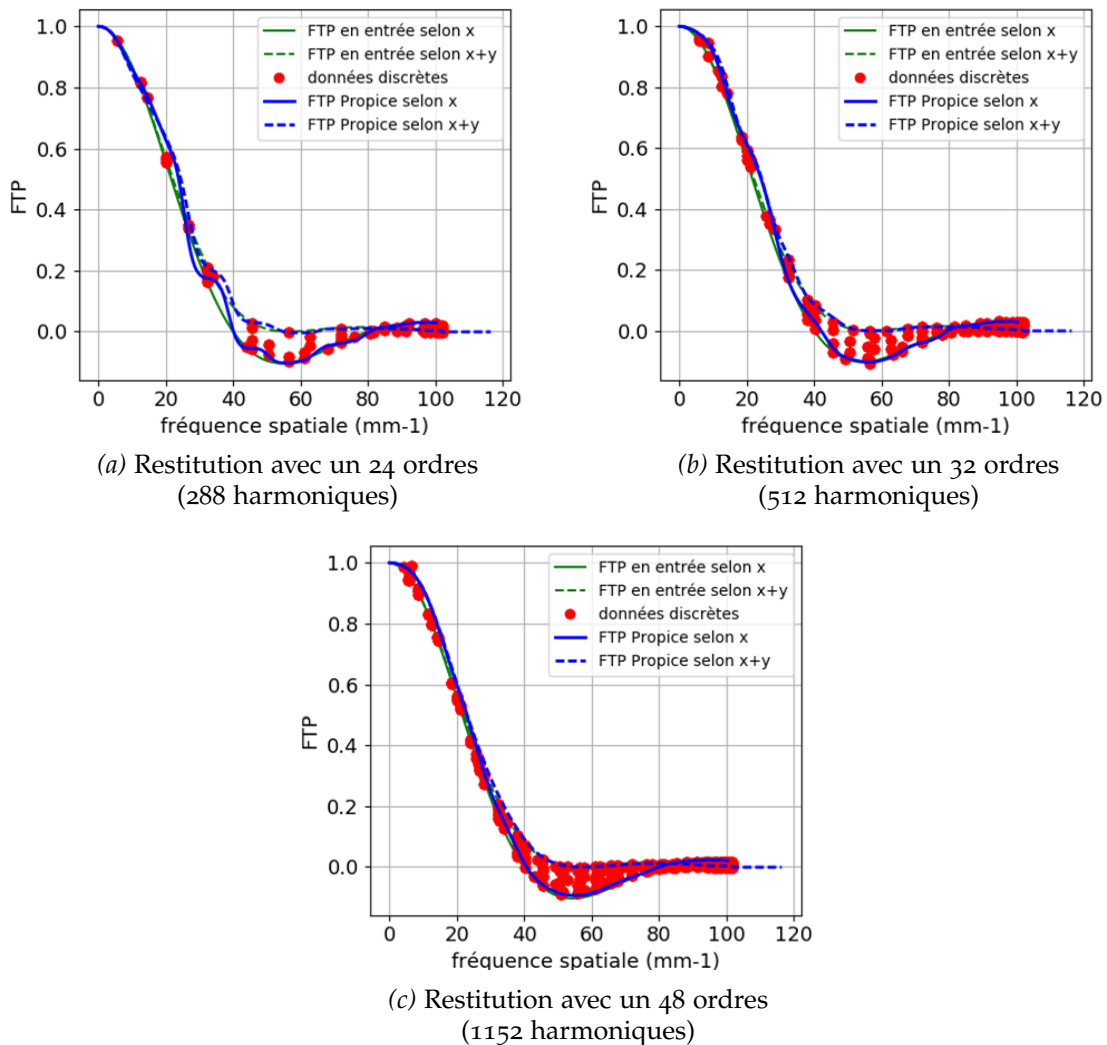


**Figure 3.35 – Efficacité de l'interpolation en fonction de  $f_{\max}$  versus la fréquence de Nyquist, en respectant l'hypothèse du support  $3 \times 3$  pixels. Cette figure nous indique que, plus nous cherchons à mesurer au-delà de la fréquence de Nyquist, plus nous devons avoir une densité importante d'harmonique.**

Nous voyons ici que le cas expérimental décrit en section 2 (pas pixel de  $25 \mu\text{m}$ ,  $f_{\max}/f_{\text{Nyq}} = 5$ ) est un cas limite d'application de l'algorithme Propice, où il reste des inhomogénéités d'environ deux ordres de grandeur. En conséquence, le résultat sur la fonction de transfert

souffre d'un biais car les harmoniques ne se recouvrent pas suffisamment.

Nous avons choisi  $f_{\max}/f_{Nyq} = 5$ , car le but était ici d'estimer précisément la réponse spatiale pixel (pour une simple mesure de FTM, un rapport  $f_{\max}/f_{Nyq} = 2$  aurait suffit). Dans notre cas, pour avoir une interpolation efficace, nous devrions passer à un CSIG d'ordres plus élevés, comme le 32 ordres (512 harmoniques) [Figure 3.36b] ou le 48 ordres (1152 harmoniques) [Figure 3.36c]. Sur les courbes ci-dessous, les FTM simulées correspondent à un pixel carré de  $25 \mu\text{m}$ , avec une longueur de diffusion effective de  $8 \mu\text{m}$ .

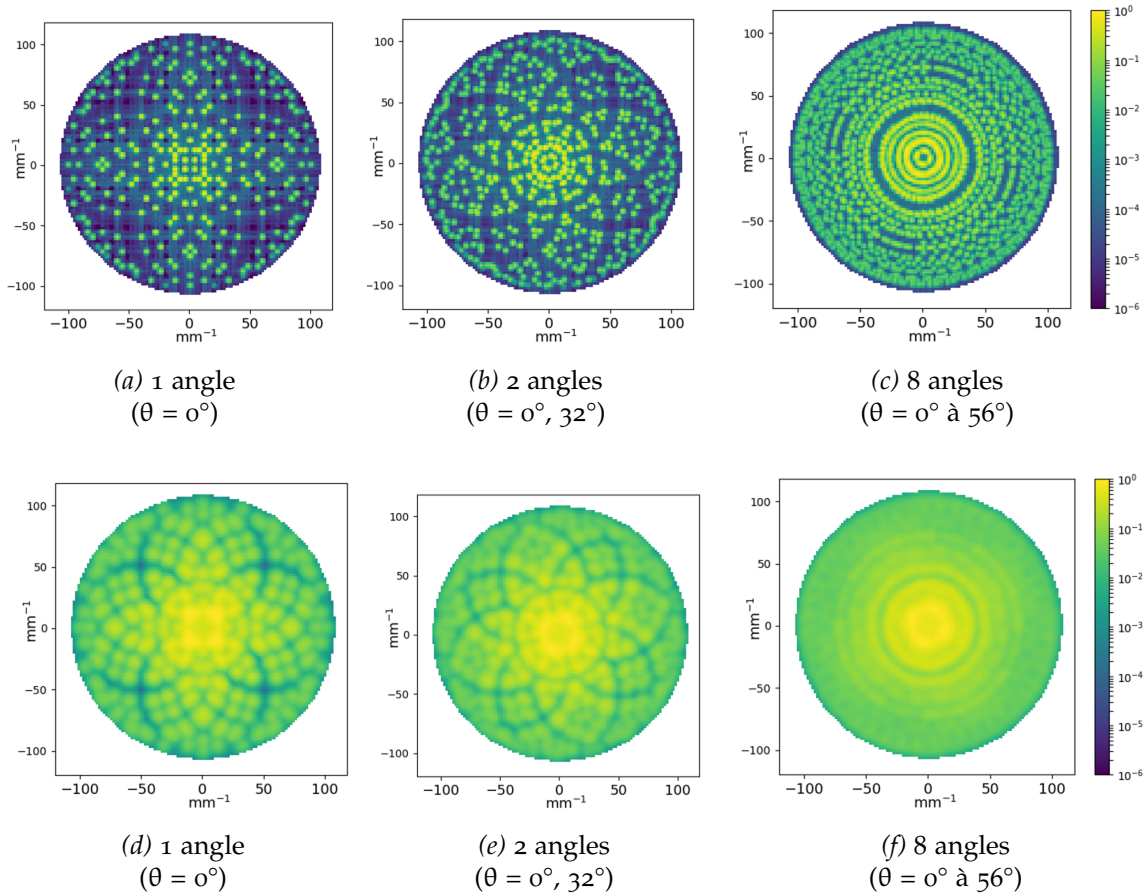


**Figure 3.36 – Réduction du biais par densification des harmoniques de mesures. La densification des harmoniques par augmentation du nombre d'ordres du CSIG permet une restitution plus fidèle de la FTP.**

Néanmoins, dans le cas où la faible densité d'harmoniques est une contrainte (par exemple pour optimiser le rapport signal à bruit), il reste des degrés de liberté expérimentaux à explorer. Je propose ici deux pistes, qui pourront être explorées lors de futurs travaux :

- Une première piste est d'incorporer dans l'algorithme plusieurs mesures successives

avec une répartition des harmoniques différente pour chaque mesure. La première idée envisagée est d'effectuer des rotations successives du CSIG dans son plan, à des angles  $\theta$  bien définis. On calcule ensuite la somme des contributions issues de chaque angle, comme illustré dans la figure 3.37. Dans ce cas, l'efficacité de l'interpolation finale dépendra de la répartition radiale des harmoniques.



**Figure 3.37 – Densification des harmoniques par rotation du CSIG (simulation).** Les figures (a), (b) et (c) correspondent à une fenêtre d'apodisation large afin de distinguer les harmoniques. Les figures (d), (e) et (f) correspondent à une fenêtre d'apodisation de largeur 3 fois la taille pixel, avec  $t_{\text{pix}} = 25 \mu\text{m}$

- Enfin, pour corriger les lacunes radiales éventuelles, une deuxième idée serait d'utiliser, en incidence sur le CSIG, un faisceau dont la divergence / convergence serait contrôlable, ce qui aurait pour effet d'augmenter la période  $a_0$  de l'interférogramme et donc compresser / dilater les harmoniques radialement.

En conclusion, la méthode Propice repose avant tout sur l'hypothèse d'un crosstalk limité aux plus proches voisins. Cette hypothèse fixe donc la plus petite fenêtre d'apodisation applicable aux imagerie de l'interférogramme. L'efficacité de l'interpolation dans l'espace de Fourier dépend alors de la densité des harmoniques, qui peut se gérer soit en augmentant le nombre d'ordres du CSIG, soit expérimentalement en jouant sur les dimensions des harmoniques discrètes (rotation, dilatation) dans le plan de Fourier.

# MESURES SPECTRALES DANS LE BANC MIRCOS

# 4

Comme cela est expliqué au chapitre 1, avec l'émergence de systèmes optiques hyperspectraux et l'évolution des pixels (optimisation des structures, réduction du pas, ajout de fonctions plasmoniques...), les mesures de FTM spectrales dans la bande de sensibilité du détecteur peuvent devenir un enjeu important. Dans ce chapitre, nous explorons la dépendance de la FTM en longueur d'onde d'un détecteur MWIR HgCdTe spécifique, que nous nommerons le détecteur A. Cette partie a pour but de valider notre capacité à mesurer spectralement la FTM par la méthode CSIG dans le MWIR.

## 4.1 MESURE DE LA FTM SPECTRALE D'UN DÉTECTEUR MWIR HGCDTE

### 4.1.1 Description des neuf zones du détecteur

Le détecteur A, au pas pixel de  $30\ \mu\text{m}$ , a été fabriqué par le CEA-LETI en 2011 à des fins scientifiques pour l'ONERA dans le cadre de la thèse de F. de la Barrière<sup>1</sup> travaillant sur de l'imagerie multi-voies et la miniaturisation de systèmes optiques. L'idée était alors d'optimiser la structure d'implantation des pixels pour cette application, en testant plusieurs structures comportant différents facteurs de remplissage.

Ce détecteur est ainsi un bon candidat pour explorer l'influence de la longueur d'onde sur la FTM par sa variété des structures pixel qui y sont implantées dans les neuf zones distinctes de la matrice. Ces structures pixel sont résumées dans la figure 4.1. La zone centrale correspond à un pixel standard de facteur de remplissage proche de 1. Les autres zones comportent des zones d'implantation de diode circulaire de taille  $2\ \mu\text{m}$  (zones 1, 2, 3, et 4) ou  $3\ \mu\text{m}$  (zones 6, 7, 8 et 9). Enfin, afin de faire varier le facteur de remplissage des différentes zones, un confinement a été ajouté par dopage sur certaines zones (zones 1,2,3 et 7,8,9).

---

1. Florence de LA BARRIERE (2012). "Vers l'intégration de fonctions d'imagerie sur le plan focal infrarouge. Application à la conception et à la réalisation d'une caméra sur puce infrarouge cryogénique." Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.

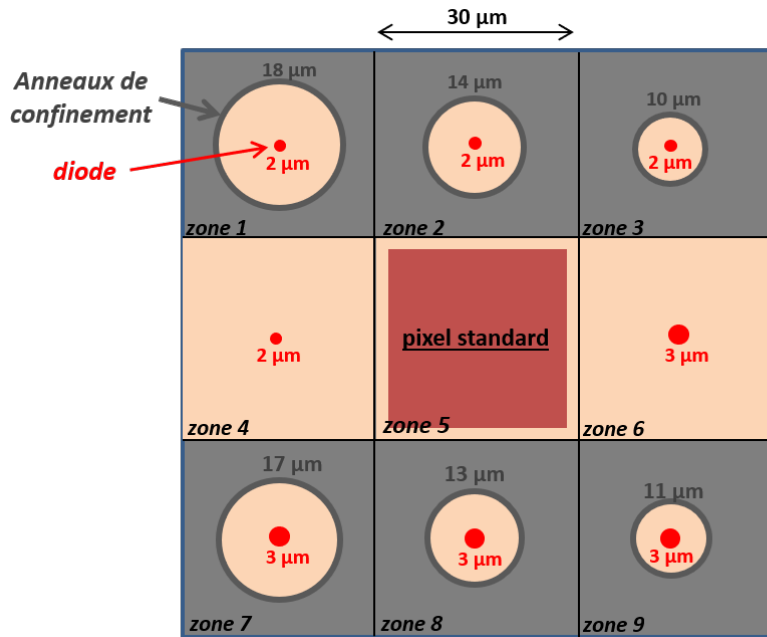


Figure 4.1 – Schéma des neuf structures pixels du détecteur A : les pixels de la zone centrale sont d’implantations carrées, avec un haut facteur de remplissage, les pixels des autres zones sont d’implantations circulaires de petite dimension (2 ou 3  $\mu\text{m}$ ). Pour les zones concernées, l’anneau de confinement vient limiter spatialement la collection par diffusion des électrons vers la diode.

En raison de la présence de différents facteurs de remplissage, les neuf zones distinctes répondent différemment face un éclairage uniforme, comme illustré en figure 4.4.

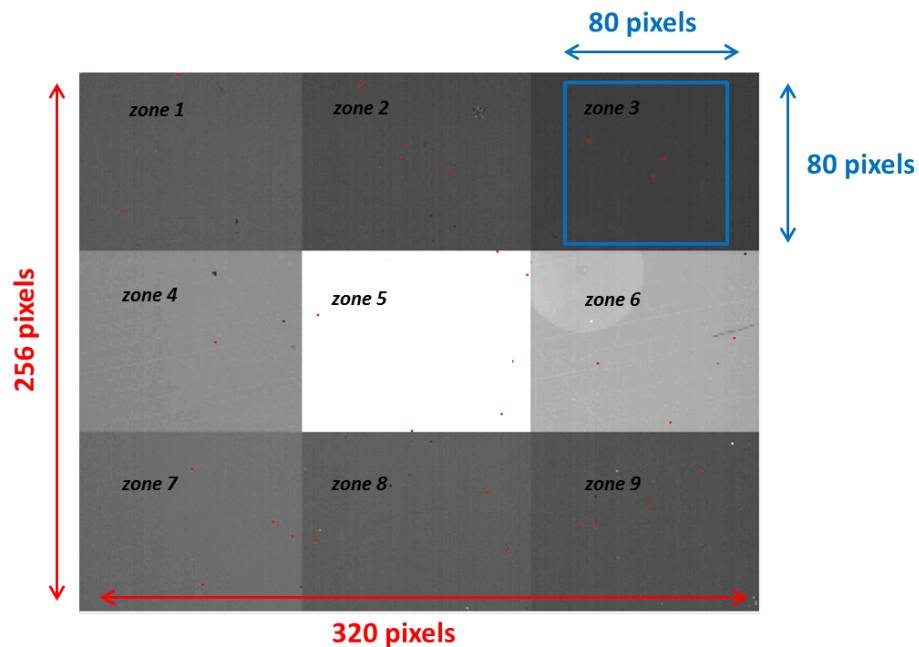


Figure 4.2 – Réponse de la matrice A face à un éclairage uniforme. En bleu figure la zone carrée de  $80 \times 80$  pixels retenue pour la mesure de FTM de chacune des zones rectangulaires.

Pour les pixels des zones (1, 2, 3) et (4, 5, 6), l'anneau de confinement a été réalisé en encerclant la diode (jonction P/N centrale) d'une zone dopée N reliée au potentiel nul via un contact métallique avec le substrat. Il y a formation d'une zone de charge d'espace au niveau de cette jonction : les paires électrons - trous photo-générés à proximité de cette zone de confinement sont collectés par cette ZCE de confinement (et non par la ZCE de la jonction P/N centrale), et ne peuvent plus ainsi participer au signal.

Une illustration est proposée en figure 4.3 pour les zones 5, 7 et 9.

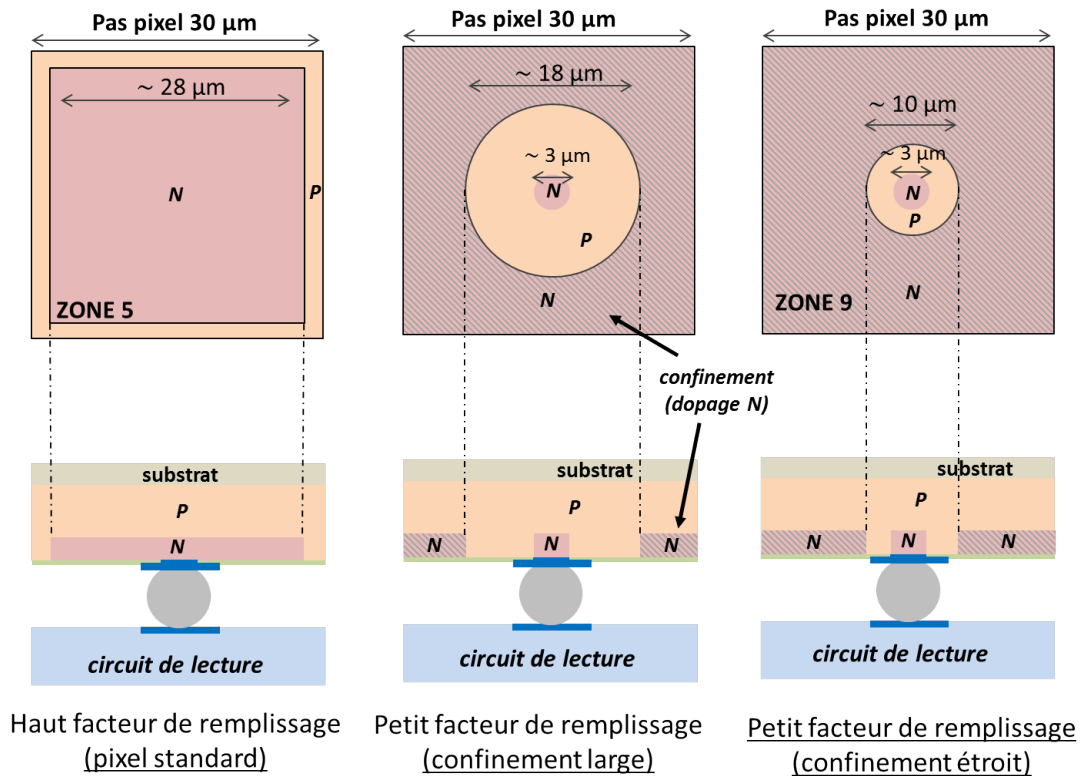


Figure 4.3 – Structure de la zone centrale (zone 5) et structure du confinement par dopage N (exemple des zones 7 et 9).

#### 4.1.2 Présentation et justification des choix expérimentaux réalisés

##### Mise en place du réseau CSIG dans le banc cryogénique

Pour mener cette expérience, nous nous plaçons toujours dans le cadre du régime pan-chromatique. Dans une première approche, nous avons décidé d'utiliser une source large (corps noir à 1200°C) combinée à des filtres spectraux de 500 nm de large, afin de travailler en régime quasi-invariant.

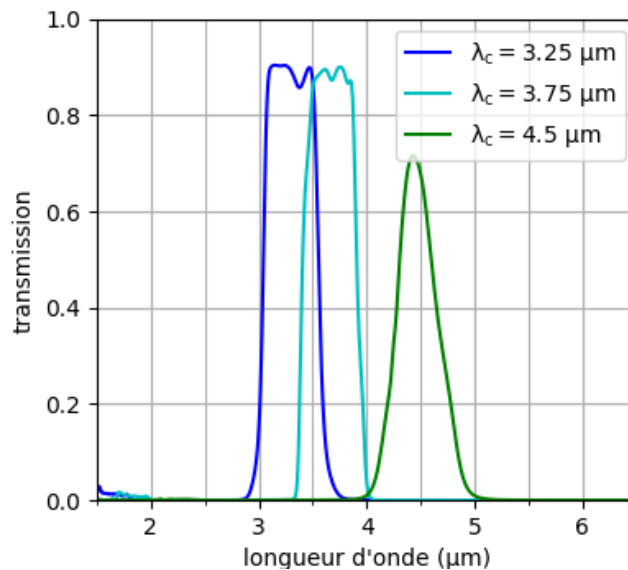


Figure 4.4 – Gabarits des filtres utilisés lors de la mesure, mesurés au spectromètre infrarouge à transformée de Fourier

Les effets spectraux recherchés étant a priori faibles, j'ai réalisé les mesures de fonction de transfert dans le banc expérimental MIRCOS, présenté en chapitre 2 page 33, afin de travailler avec un fond thermique réduit. Le réseau CSIG est donc placé à l'intérieur de l'enceinte cryogénique et est refroidi à 80 K. Il est positionné sur des platines cryogéniques permettant son déplacement et son orientation dans les trois directions de l'espace. Avec ces degrés de liberté, nous pouvons régler la distance du réseau au détecteur selon l'axe optique z, gérer finement l'alignement du réseau par auto-collimation à l'aide d'un laser (réglage au dixième de degré près), et effectuer une mesure sur-échantillonnée par déplacement du CSIG dans le plan transverse (x, y). Des sondes de températures sont fixées sur la monture du réseau pour suivre sa température. L'ensemble du banc est présenté, vu de dessus, en figure 4.5.

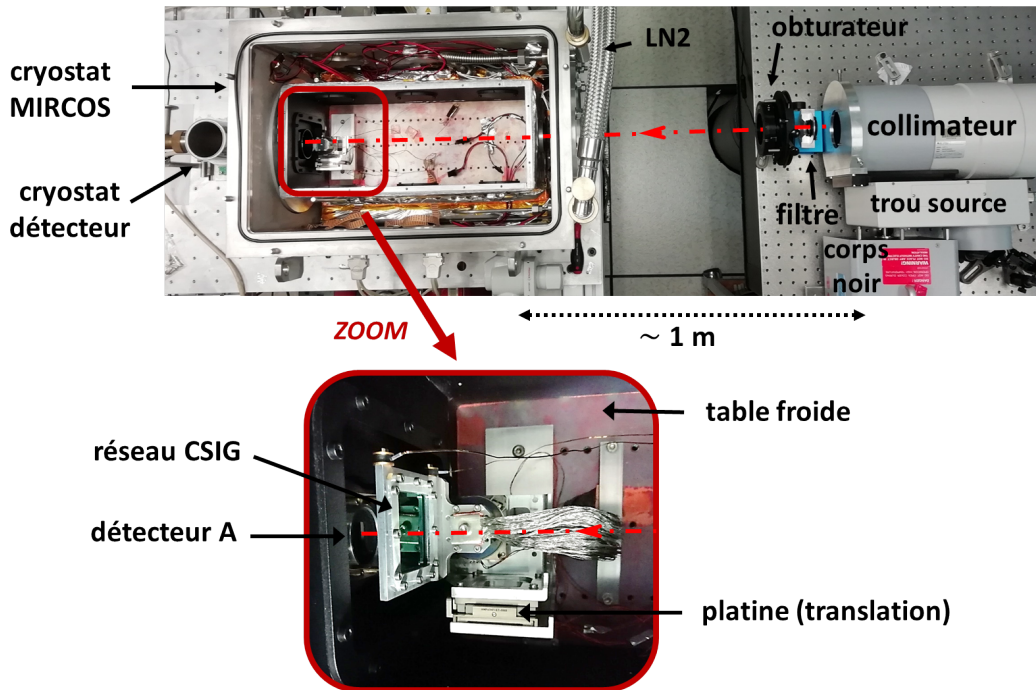


Figure 4.5 – Banc MIRCOS devant l'ensemble source {Corps noir - collimateur - filtres}

Le refroidissement du réseau par conduction depuis la table froide en passant à travers l'ensemble des platines et des supports mécaniques associés étant très lent, j'ai rajouté des tresses en cuivre pour relier la monture du réseau directement à la table froide [Figure 4.6]. Grâce à ces tresses, le temps de mise en froid de l'ensemble est passé de quelques jours à deux heures.

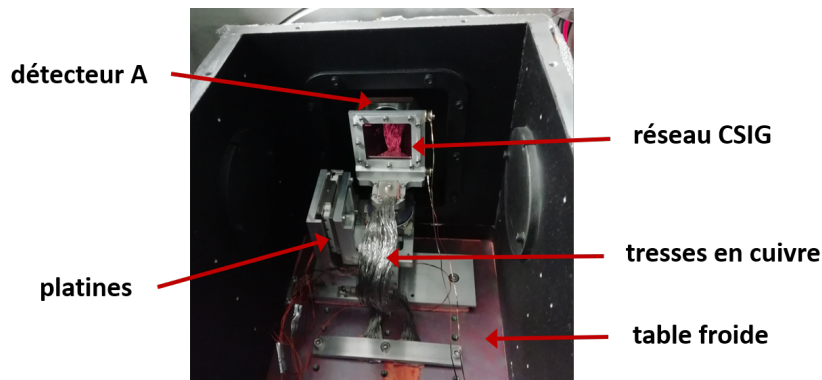


Figure 4.6 – Vue latérale du CSIG et des tresses de conduction

### Choix du CSIG et du sur-échantillonnage

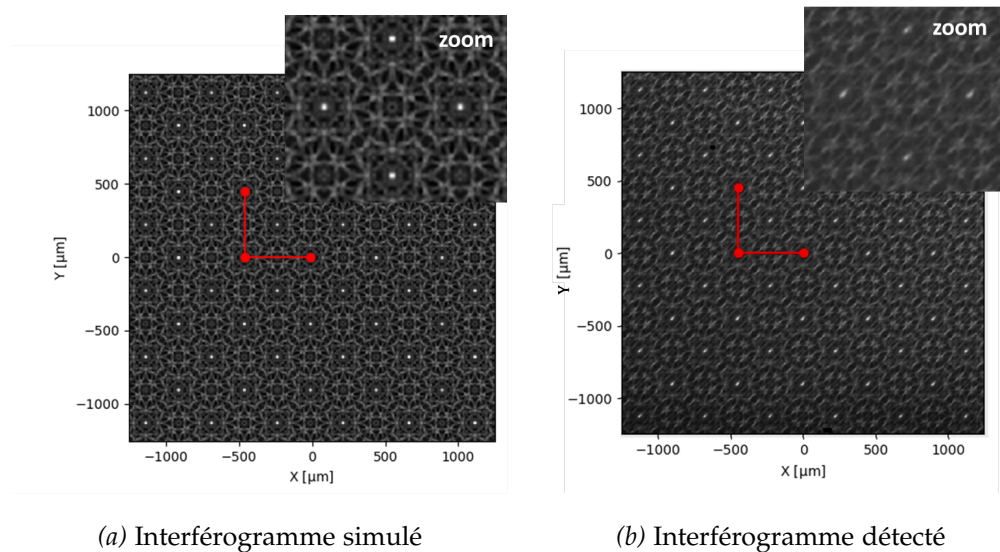
Les tailles des anneaux de confinement étant autour de  $10 \mu\text{m}$ , nous pouvons nous attendre à une coupure pixel aux alentours de  $1/(10 \mu\text{m}) = 100 \text{ mm}^{-1}$ . Pour mesurer la FTM jusqu'à la fréquence de coupure, j'ai donc réalisé des expériences avec une mire 24 ordres de fréquence maximale  $f_{\text{max}} = 102 \text{ mm}^{-1}$ , et j'ai également effectué, pour essayer d'aller plus loin, des mesures avec une mire 32 ordres de fréquence maximale  $194 \text{ mm}^{-1}$ . Ces deux réseaux CSIG, codés en phase, ont été réalisés par l'entreprise Silios et fabriqués



en silicium.

Par ailleurs, le pas d'échantillonnage du détecteur A est de  $30 \mu\text{m}$ , ce qui implique une fréquence de Nyquist de  $16.66 \text{ mm}^{-1}$ . Afin d'éviter le repliement de spectre, nous devons donc sur-échantillonner l'interférogramme d'un facteur  $N_{\text{surech}} = f_{\text{max}} / 16.66 \text{ mm}^{-1}$ . Ce qui donne un sur-échantillonnage de  $N_{\text{surech}} = 6$  pour la mire 24 ordres et de  $N_{\text{surech}} = 12$  pour la mire 32 ordres. Les pas de sur-échantillonnage correspondant sont donc respectivement de  $30 \mu\text{m} / 6 = 5 \mu\text{m}$  et  $30 \mu\text{m} / 12 = 2.5 \mu\text{m}$ .

Les platines cryogéniques Attocube utilisées ont une précision théorique d'une centaine de nanomètres. Néanmoins, j'ai pu observer un décalage entre les positions du système de lecture des platines et les positions réelles  $(x_0, y_0)$ , restituées par l'algorithme d'extraction des paramètres expérimentaux, décrit dans le chapitre 4 page 76. Ce décalage s'est avéré particulièrement prononcé pour la platine verticale (de l'ordre de un à deux microns par déplacement). Il peut être dû à la présence des tresses qui sont peut-être trop rigides à froid (pouvant imposer un « recul » sur chaque position, d'après l'avis du constructeur Attocube). Cette erreur de positionnement aboutit à une reconstruction biaisée (ou floutée) de l'interférogramme. La figure 4.7 illustre les interférogrammes sur-échantillonnés modèle et détecté pour le CSIG 32 ordres. Le caractère flou de l'interférogramme détecté, dû au biais des platines, y est bien visible.

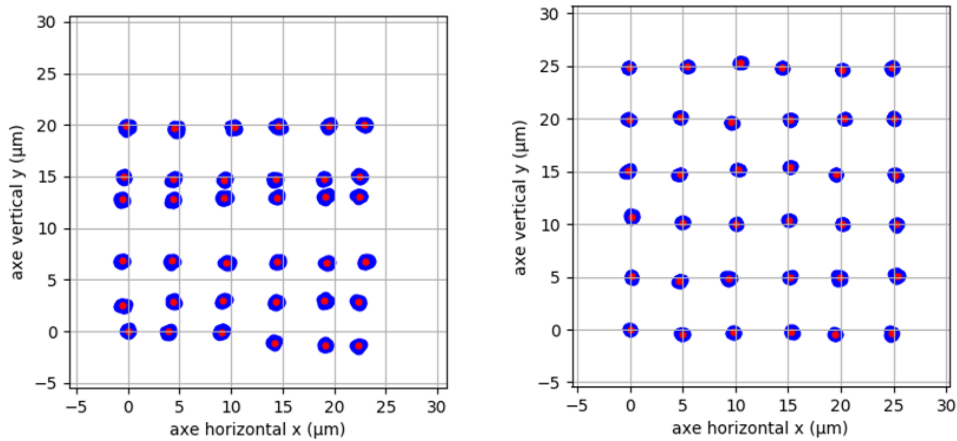


**Figure 4.7 – Interférogrammes sur-échantillonnés simulé et détecté du CSIG 32 ordres ( $N_{\text{surech}} = 12$ ). À gauche, l'interférogramme a été simulé en prenant en compte un modèle pixel carré correspondant à la structure de la zone centrale. À droite, l'interférogramme détecté, par la zone centrale, est flouté, dû aux biais des platines cryogéniques.**

Afin de résoudre ce problème et d'atteindre les positions exactes du sur-échantillonnage, j'ai alors mis en place un système en boucle fermée utilisant l'algorithme d'extraction des positions  $(x_0, y_0)$  afin de converger précisément sur les positions souhaitées. Cet algorithme doit être appliqué pour chaque position du réseau CSIG et pour chaque filtre. Le CSIG 32 ordres nécessitant un grand nombre de positions ( $12 \times 12 = 144$  positions de mesures), j'ai décidé de me concentrer uniquement sur la mire 24 ordres ( $12 \times 12 = 36$  positions de mesures). Les expériences avec le CSIG 32 ordres sur la matrice A pourront

être menées, au-delà du contexte de ma thèse, avec un allègement des contraintes thermo-mécaniques des platines.

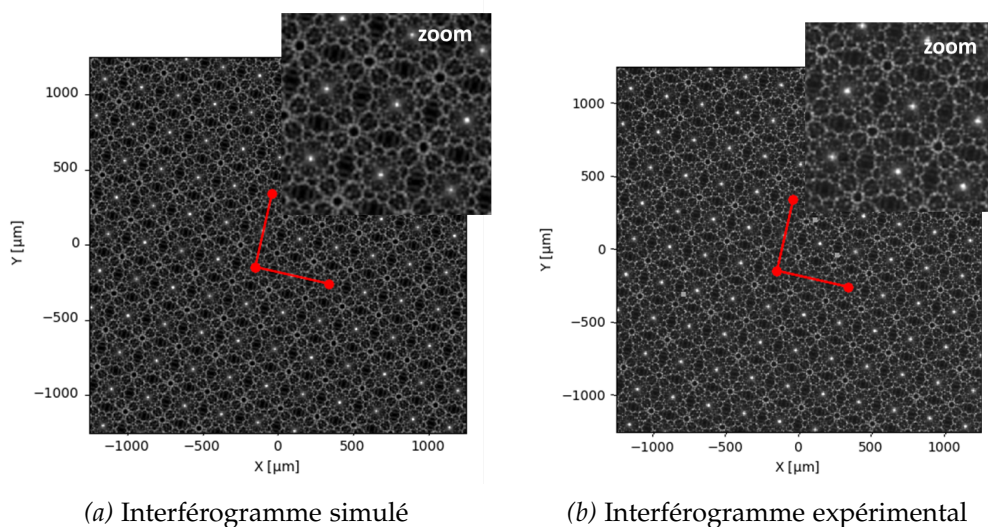
J'ai appliqué cette boucle de rétro-action sur le composant 24 ordres avec succès comme l'illustre la figure 4.8 montrant les positions  $(x_0, y_0)$  obtenues avec et sans la boucle. L'écart à la position nominale après correction est alors de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$ .



(a) Positions sans boucle de rétro-action (b) Positions avec boucle de rétro-action

**Figure 4.8 – Positions extraites du CSIG via l'algorithme de plan de phase sans puis avec la boucle de rétro-action. Pour rappel, à chaque position, 100 images sont capturées et moyennées. Les points rouges correspondent aux positions extraites des images moyennes et les nuages de points bleus correspondent aux images individuelles. Le biais sur les positions des images moyennes (corrigées par la boucle de rétro-action), par rapport à la position nominale, est inférieur à  $0.5 \mu\text{m}$ , ce qui est suffisant pour notre mesure au pas de  $5 \mu\text{m}$ .**

Grâce à la boucle de rétro-action, l'interférogramme sur-échantillonné de la zone 3 correspond bien à l'interférogramme simulé, comme illustré en Figure 4.9.



(a) Interférogramme simulé

(b) Interférogramme expérimental

**Figure 4.9 – Interférogrammes sur-échantillonnés simulé et détecté du CSIG 24 ordres ( $N_{\text{surech}} = 6$ ).**

Dans la suite du manuscrit, les résultats présentés ont été effectués à l'aide de cette boucle sur le CSIG 24 ordres. Pour note, le motif du réseau 24 ordres de fréquence  $102 \text{ mm}^{-1}$  comporte les mêmes dimensions que le réseau utilisé pour les mesures SWIR du chapitre 4 (pas  $a_0 = 500 \mu\text{m}$ ,  $\eta^2 = 650$ ), mais la mire choisie est codée en phase et non en amplitude afin d'avoir une transmission proche de 100 % et donc augmenter encore le rapport signal à bruit. La marche de phase est optimisée, c'est-à-dire égale à  $\pi$ , pour la longueur d'onde centrale de  $4 \mu\text{m}$ .

### 4.1.3 Résultats et interprétation

Les interférogrammes sur-échantillonnés des neuf zones, donnés par l'algorithme de positionnement précédemment décrit, sont illustrés en Figure 4.10.

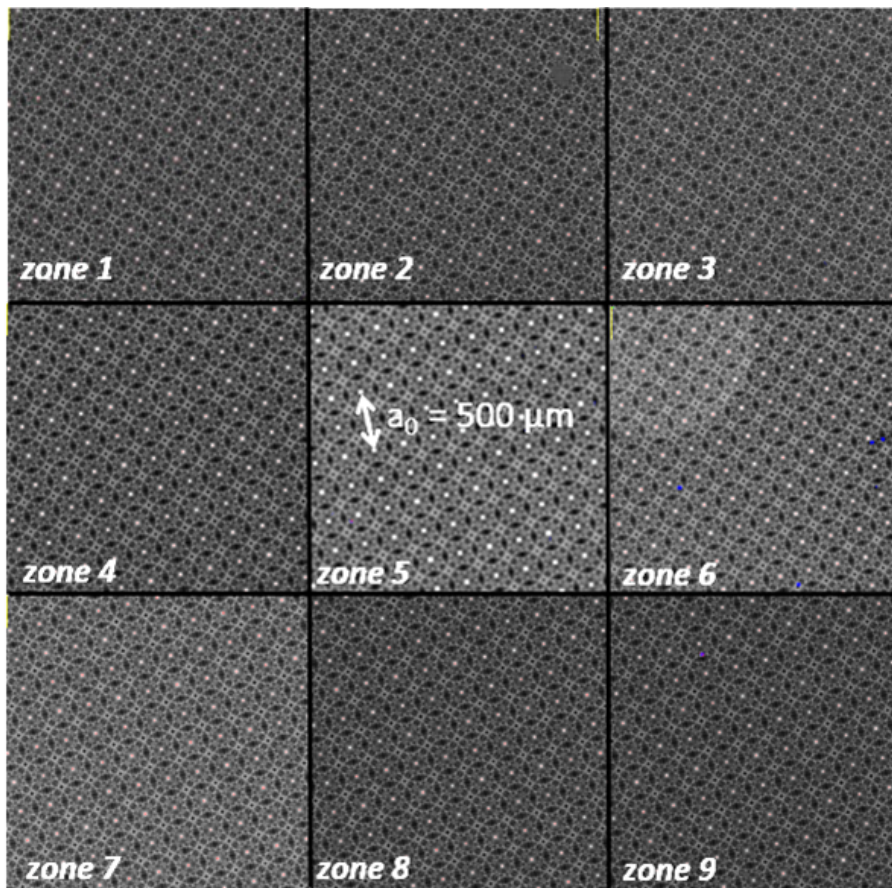


Figure 4.10 – Interférogrammes sur-échantillonnés des neuf zones (CSIG 24 ordres)

En zoomant sur quelques périodes, nous pouvons voir directement que les filtrages des pixels de la zone centrale (à facteur de remplissage élevé) et le filtrage des pixels des autres zones (à faibles facteurs de remplissage) sont différents. Les pixels de la zone centrale sont plus filtrants. Par exemple, on peut comparer ainsi les zones 5 et 2 :

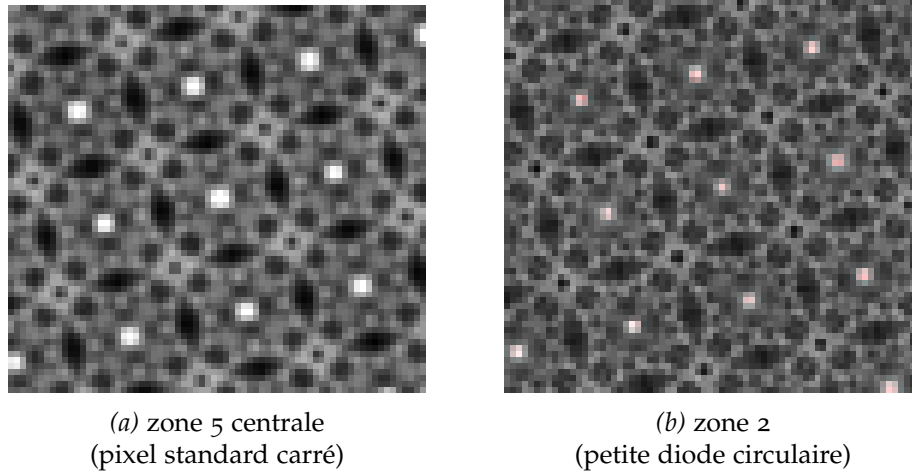


Figure 4.11 – Filtrage différent selon le facteur de remplissage

Lors de mes mesures, j'ai constaté que les harmoniques basses fréquences (environ inférieures à  $f_{\text{Nyq}} / 2 = 16.6 \text{ mm}^{-1}$ ) présentait une variabilité plus importante que les harmoniques hautes fréquences. Ce phénomène, que j'ai attribué à l'impact de la binarisation du CSIG, m'a amené (tout comme l'effet « damier » vu au chapitre 3) à étudier en fin de thèse l'impact des ordres secondaires de binarisation sur la mesure FTM. Cet effet sera quantifié dans le chapitre 5. Afin de pouvoir tout de même exploiter les mesures réalisées, j'ai décidé de procéder en deux étapes :

- L'algorithme Propice prenant nécessairement en compte les basses fréquences, il nous permettra de confirmer en premier lieu *qualitativement* la forme du pixel sans a priori géométrique.
- Une fois cette forme restituée, nous pourrons étudier *quantitativement* la FTP à l'aide d'un modèle de fonction de transfert pixel adapté à la forme trouvée précédemment. L'ajustement du modèle prendra alors en compte uniquement les fréquences supérieures à  $f_{\text{Nyq}} / 2 = 16.6 \text{ mm}^{-1}$ . Cette étape nous permet de restituer les longueurs de diffusion effectives  $L_{\text{diff},x}$  et  $L_{\text{diff},y}$ . Pour rappel, cette longueur est définie comme l'inverse de l'écart-type de la fonction gaussienne utilisée dans le modèle pixel :

$$\text{Gauss}(f_x, f_y) = \exp\left(-\frac{f_x^2 L_{\text{diff},x}^2 + f_y^2 L_{\text{diff},y}^2}{2}\right) \quad (4.1)$$

### Étude de la zone centrale

Pour la zone centrale, l'algorithme Propice, sans a priori sur la forme carrée de l'implantation, nous permet de confirmer la présence d'une géométrie du type sinus cardinal 2D [Figure 4.12]. Sur cette dernière figure, les lignes de niveau rouges correspondent aux zones positives et les lignes de niveau vertes aux zones négatives.

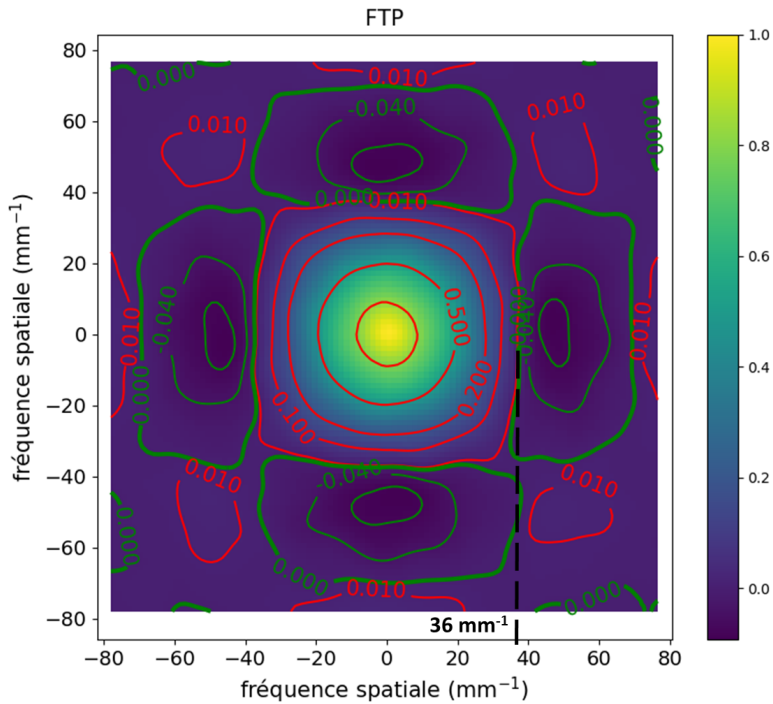


Figure 4.12 – FTP calculée par l'algorithme Propice. Nous retrouvons bien ici une forme de sinus cardinal 2D bidimensionnel. Au passage, nous remarquons que le signe de la FTP est positif dans la diagonale, contrairement à la FTP trouvée pour le détecteur InGaAs au chapitre 3. La FTP semble ici correspondre parfaitement au modèle de fonction de transfert d'un pixel carré diffus.

D'après cette première mesure, effectuée sans filtre, la FTP présente une fréquence de coupure autour de  $36 \text{ mm}^{-1}$ , soit une taille pixel équivalente à  $27.8 \text{ }\mu\text{m}$ , pour un pas pixel de  $30 \text{ }\mu\text{m}$ .

Avec la confirmation d'un profil pixel de type carré diffus, les données ont donc été ajustées par le modèle pixel suivant :

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \text{sinc}(\pi t_x f_x) \times \text{sinc}(\pi t_y f_y) \times \text{Gauss}(f_x, f_y) \quad (4.2)$$

Pour les différents filtres, nous avons obtenu les fonctions de transfert suivantes, présentées en Figure 4.13 selon l'axe horizontal  $f_x$  et l'axe diagonal  $f_x + f_y$ . J'ai choisi de tracer ici la FTM, égale à la valeur absolue de la FTP, car c'est généralement sous ce format que cette caractéristique est représentée en une dimension dans la littérature.

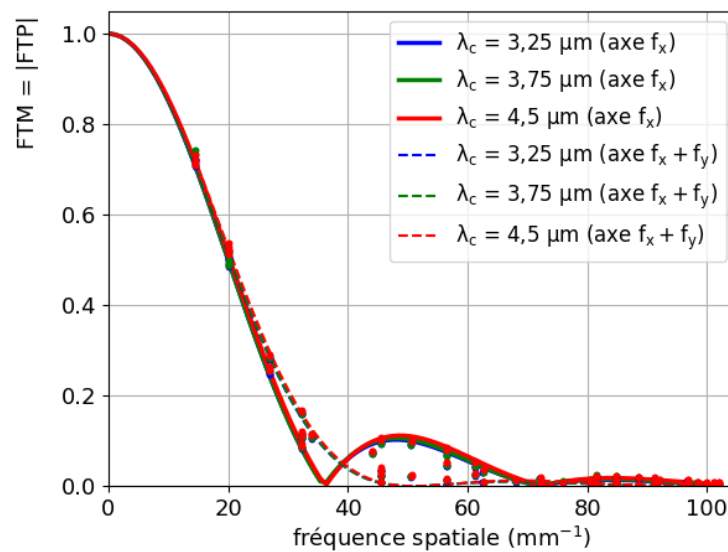


Figure 4.13 – FTM calculée par l’algorithme Propice en fonction des filtres. Les lignes en trains pleins correspondent à une coupe sur l’axe horizontal, les coupes en pointillés à une coupe sur l’axe diagonal. Nous constatons que les courbes d’un filtre à l’autre sont quasi-superposées.

Les paramètres  $t_x$  et  $t_y$  trouvés par l’ajustement sont respectivement égaux à 27.8  $\mu m$  et 27.9  $\mu m$ , ce qui correspond bien au résultat trouvé précédemment. Les paramètres de diffusion effectifs  $L_{diff,x}$  et  $L_{diff,y}$  sont respectivement égaux à 7.3  $\mu m$  et 7.2  $\mu m$ . Nous remarquons un effet négligeable de la longueur d’onde sur la FTP pour cette zone à haut facteur de remplissage. La fonction de transfert pixel de la zone à haut facteur de remplissage est quasi-achromatique.

### Étude des zones à petites diodes circulaires

Pour ce qui est des zones à petit facteur de remplissage, l'implantation centrale dopée N est un disque de rayon  $\Phi_{\text{diode}} = 2$  ou  $3 \mu\text{m}$ , et l'anneau de confinement est également de géométrie circulaire, donc la FTP doit vraisemblablement être de forme circulaire et positive. Cela est vérifié par l'algorithme Propice, comme illustré en figure 4.14 pour les zones (4, 1, 2, 3), listées des pixels les moins confinés aux plus confinés. Les zones (6,7,8,9) ont une forme similaire à celles présentées.

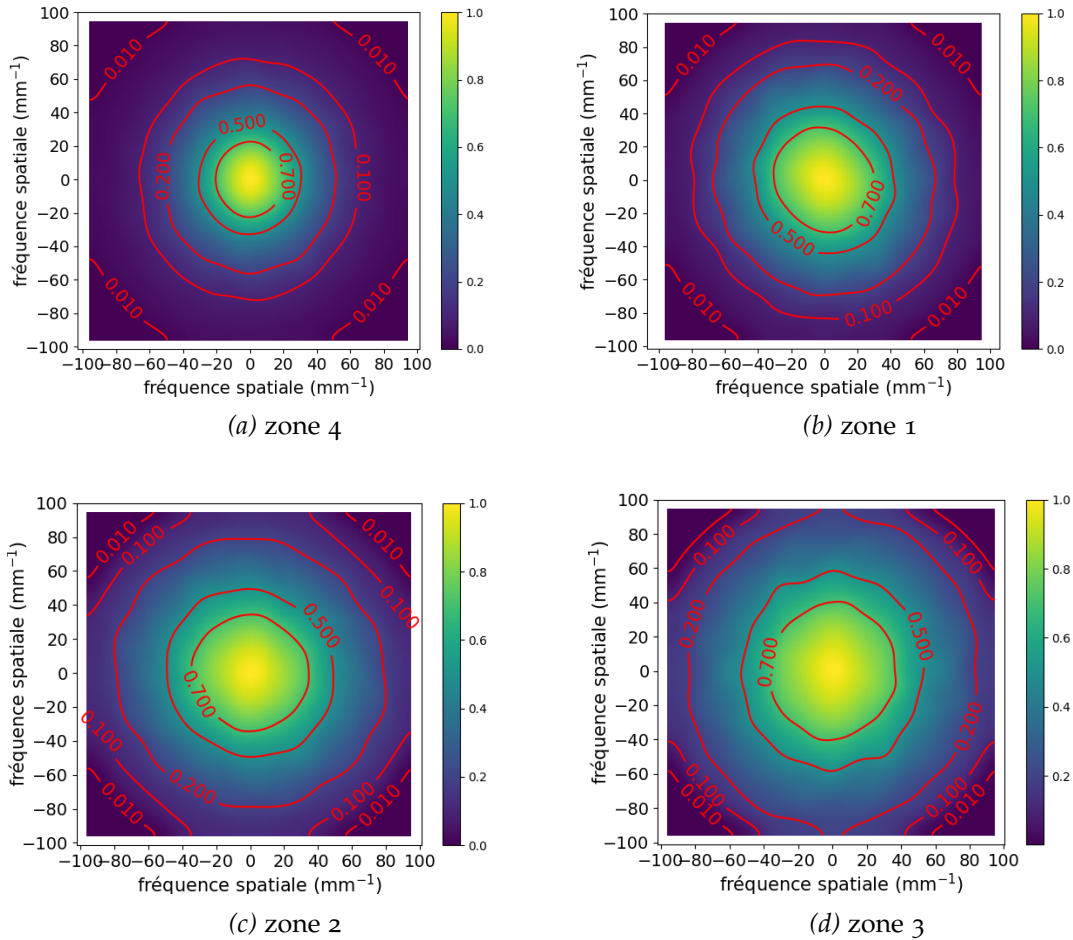


Figure 4.14 – FTP 2D des zones 1 à 4. Plus le pixel est confiné, moins celui-ci est filtrant, et donc meilleure est la FTP (elle tend moins vite vers zéro).

Par conséquent, nous pouvons choisir pour ces zones un modèle pixel égal à la transformée de Fourier d'un disque, c'est-à-dire une fonction d'Airy. Nous pouvons observer une faible ellipticité de la fonction de transfert selon les zones. Nous choisirons donc une fonction de Bessel du 1er ordre (approximation de la fonction d'Airy), que nous multiplierons par une gaussienne 2D pour tenir compte des effets de diffusion et du caractère légèrement elliptique observé. Le modèle est donc le suivant :

$$\text{FTP}(f_x, f_y) = \text{Airy}(\pi \Phi_{\text{diode}} \sqrt{f_x^2 + f_y^2}) \times \text{Gauss}(f_x, f_y) \quad (4.3)$$

où la fonction Airy est définie par  $\text{Airy}(x) = 2 J_1(x)/x$  avec  $J_1$  la fonction de Bessel du premier ordre.

Nous allons d'abord étudier les résultats de cet ajustement sur les zones non confinées (4 et 6) puis sur les zones confinées (1, 2, 3) et (7, 8, 9).

### Zones sans anneaux de confinement

Les zones 4 et 6 (sans anneaux) présentent un faible effet spectral [Figure 4.15], néanmoins elles nous permettent de déterminer la longueur de diffusion effective sans confinement dans le matériau en fonction de la longueur d'onde. Ces longueurs sont résumées dans la table 5.1.

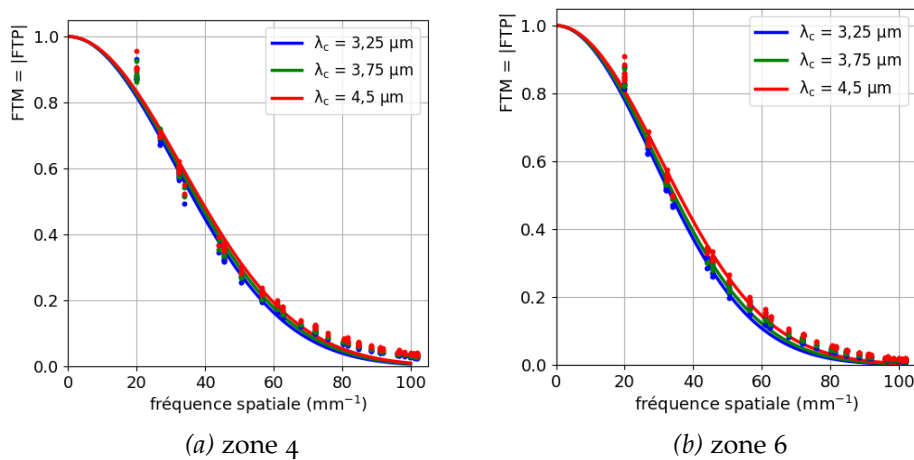


Figure 4.15 – FTM des zones 4 et 6 en fonction des filtres.

Zone 4	$\lambda_c = 3.25 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 3.75 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$
$L_{\text{diff}, x} (\mu\text{m})$	10.0	9.8	9.6
$L_{\text{diff}, y} (\mu\text{m})$	9.8	9.6	9.4
Zone 6	$\lambda_c = 3.25 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 3.75 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$
$L_{\text{diff}, x} (\mu\text{m})$	11.3	10.7	10.3
$L_{\text{diff}, y} (\mu\text{m})$	10.4	10.2	10.1

Table 5.1 Longueurs de diffusion effectives en fonction du filtre pour les zones 4 et 6. La longueur de diffusion effective diminue avec la longueur d'onde.

Ces valeurs donnent une indication sur les longueurs de diffusion en fonction de la longueur d'onde, sans confinement. Théoriquement, ces longueurs doivent être proches de la longueur de diffusion physique dans le matériau constituant les pixels, environ 8

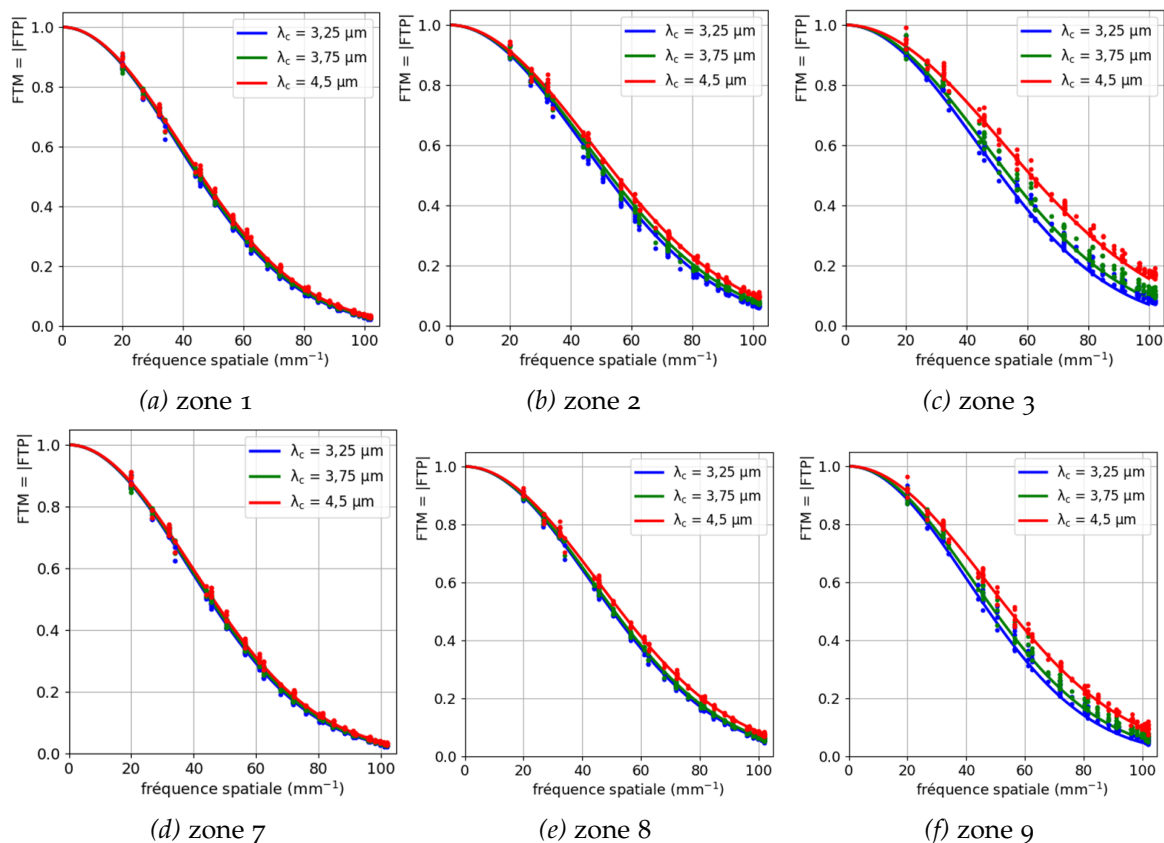


$\mu\text{m}$  pour le MCT pour ce composant<sup>2</sup>. Nous remarquons que la longueur de diffusion effective est alors égale grossièrement à la longueur de diffusion physique plus la taille de la diode (qui est de  $2\ \mu\text{m}$  pour la zone 4 et de  $3\ \mu\text{m}$  pour la zone 6), ce qui nous montre que la longueur de diffusion effective dépend à la fois de la longueur de diffusion réelle du matériau et de la taille de la zone N implantée.

Par ailleurs, la variation spectrale de  $L_{\text{diff}}$ , pour une zone donnée, montre que l'impact de la diffusion dépend de la longueur d'onde. Cet effet, dû à la profondeur de pénétration des différentes longueurs d'onde dans le matériau, sera expliqué plus loin.

### Zones avec anneaux de confinement

La figure 4.16 résume les résultats spectraux obtenus pour les zones avec anneaux de confinement : les zones (1,2,3) d'une part et les zones (7,8,9) d'autre part. On observe une tendance spectrale : la FTM est plus élevée pour les longueurs d'onde les plus élevées. Cela est en particulier visible pour les zones 3 et 9 (les zones où les pixels sont les plus confinés). L'effet spectral est d'autant plus prononcé que l'anneau de confinement est étroit.



**Figure 4.16 – FTM des zones 1,2,3 et 7,8,9 en fonction des filtres. Un effet spectral est constaté, en particulier pour les zones les plus confinées (zones 3 et 9).**

2. Florence de LA BARRIERE (2012). "Vers l'intégration de fonctions d'imagerie sur le plan focal infrarouge. Application à la conception et à la réalisation d'une caméra sur puce infrarouge cryogénique." Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.

Les tableaux suivants résument les longueurs de diffusions effectives  $L_{\text{diff}, x}$ ,  $L_{\text{diff}, y}$  trouvées par l'ajustement gaussien 2D pour les zones 1, 2, 3 en fonction des trois filtres utilisés, les zones (7, 8, 9) ayant des résultats similaires. Ces résultats mettent en lumière les deux observations attendues :

- En comparant les tableaux d'une zone à l'autre, les longueurs de diffusion effective sont d'autant plus faibles que l'anneau de confinement est étroit. Autrement dit, pour les diodes à petits facteurs de remplissage, plus la réponse spatiale pixel est confinée radialement, meilleure est la FTM, ce qui confirme l'impact du confinement sur la diffusion des porteurs de charges.
- Pour chacune des zones, les longueurs de diffusions effectives sont d'autant plus faibles que la longueur d'onde est grande. Ce qui indique que l'impact du confinement sur la diffusion des porteurs est plus grand pour les hautes longueurs d'onde que les courtes longueurs d'onde.

Zone 1	$\lambda_c = 3.25 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 3.75 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$
$L_{\text{diff}, x} (\mu\text{m})$	8.3	8.0	7.8
$L_{\text{diff}, y} (\mu\text{m})$	8.4	8.2	7.9
Zone 2	$\lambda_c = 3.25 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 3.75 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$
$L_{\text{diff}, x} (\mu\text{m})$	7.4	6.9	6.5
$L_{\text{diff}, y} (\mu\text{m})$	7.5	7.1	6.6
Zone 3	$\lambda_c = 3.25 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 3.75 \mu\text{m}$	$\lambda_c = 4.5 \mu\text{m}$
$L_{\text{diff}, x} (\mu\text{m})$	7.1	6.6	6.1
$L_{\text{diff}, y} (\mu\text{m})$	6.9	6.4	5.8

Table 5.2 Longueurs de diffusion effectives en fonction du filtre pour les zones 1 à 3

### Discussion des résultats

L'amélioration de la FTM, par confinement du pixel, apparaît ainsi plus efficace pour les hautes longueurs d'onde. Ce phénomène est lié à l'efficacité de la collection des électrons générés dans le pixel en fonction de la longueur d'onde.

Cette efficacité de collection peut dépendre a priori de deux paramètres ( $r$ ,  $z$ ) définissant la position où est générée la paire électron-trou, comme illustré en figure 4.17. À partir de cette position, l'électron diffuse dans le matériau. Il existe alors une certaine probabilité qu'il atteigne la zone de charge d'espace. Plus l'électron est généré radialement proche de cette zone, plus sa probabilité d'être collecté est élevée. Cela est aussi vrai pour la zone de confinement : plus l'électron est généré proche de cette dernière, plus la probabilité de perdre cet électron est élevée.

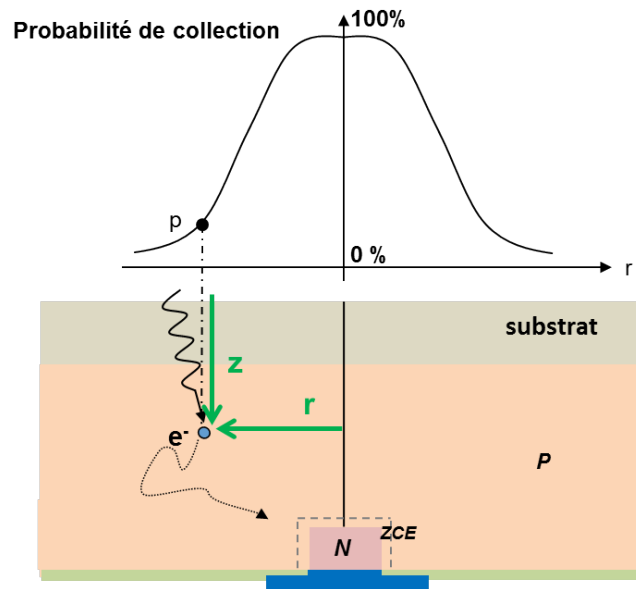


Figure 4.17 – Position où le photo-électron est généré

Il est important ici de dissocier les paramètres  $r$  et  $z$  car :

- La profondeur  $z$  à laquelle sont absorbés les photons (et donc sont créées les paires électron-trou) dépend de la longueur d'onde. Plus cette dernière est élevée, plus le photon est susceptible d'être absorbé en profondeur. La figure 4.18 illustre la décroissance de l'amplitude du champ électromagnétique incident, en fonction de la profondeur  $z$ , pour les longueurs d'onde centrales des différents filtres. Cette décroissance s'exprime en effet selon une loi exponentielle (Loi de Beer-Lambert) ayant pour paramètre le coefficient d'absorption  $\alpha$ , qui dépend de  $\lambda$  :

$$E(z, \lambda) = E_0 \exp\left(-\frac{2\pi \alpha(\lambda)}{\lambda} z\right) \quad (4.4)$$

Les coefficients d'absorption pris en compte pour la simulation précédente pro-

viennent des travaux de Salima Mouzali et al.<sup>3</sup> sur la variation spectrale des indices optiques dans le matériau HgCdTe.

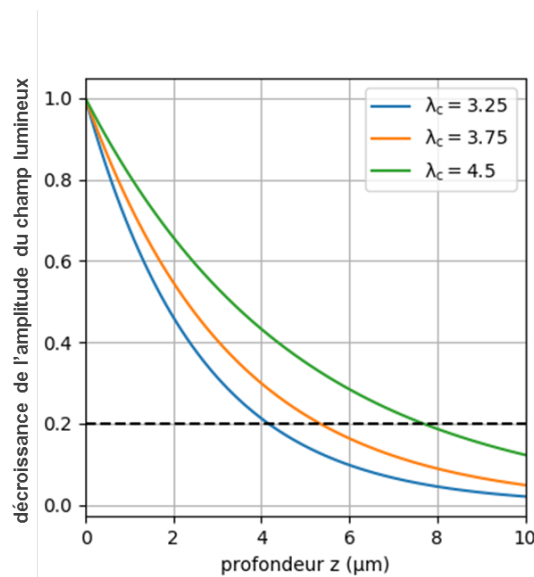


Figure 4.18 – Décroissance de l'amplitude du champ lumineux incident en fonction de la profondeur. Les hautes longueurs d'onde ont une probabilité plus haute d'être absorbées en profondeur. Par exemple, l'absorption est réalisée à 80 % (ligne en pointillé) pour des profondeurs différentes en fonction des filtres, respectivement à 4 μm, 5.6 μm et 8 μm de profondeur.

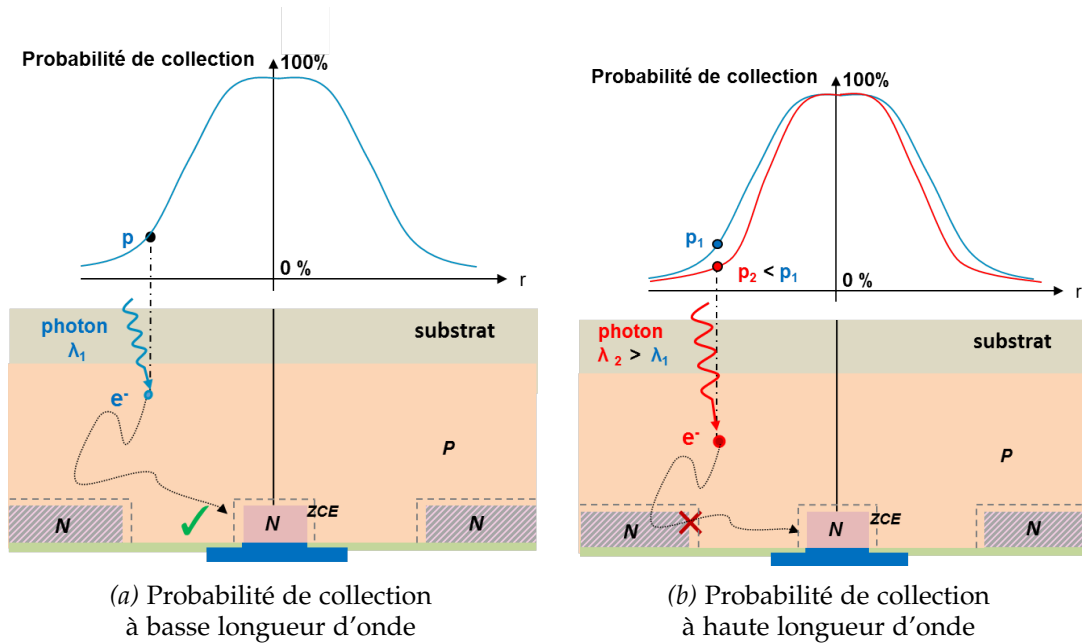
- La position radiale  $r$  initiale du photo-électron généré, quant à elle, ne dépend pas de la longueur d'onde du photon absorbé, mais a tout de même un impact sur la probabilité de collection du photo-électron généré. Plus cette position radiale est proche de l'axe central du pixel, plus la probabilité de collection est élevée.

Physiquement, la probabilité de collection est le résultat d'une compétition entre le mécanisme de diffusion d'une part et celui de dérive dû au champ électrique dans la zone de charge d'espace d'autre part. L'impact de la diffusion latérale des porteurs de charge sur la réponse spatiale pixel (et donc la FTM) va dépendre de la profondeur à laquelle l'électron est photo-généré. Plus l'électron est généré en surface (à un  $z$  faible), plus il aura de distance à parcourir pour arriver dans les zones de charge d'espace et y être collecté, et donc plus sa capacité à diffuser latéralement sera élevée. Cela explique aussi les résultats des zones 4 et 6 : même sans anneau de confinement, la longueur de diffusion effective augmente avec la longueur d'onde.

Cet effet spectral est exacerbé en présence des anneaux de confinement qui entourent la diode centrale. Pour les hautes longueurs d'onde, les électrons sont photo-générés en moyenne plus proche des anneaux, et le confinement réduit la zone de collection latérale des électrons pour le signal utile [Figure 4.19]. Cela n'est a priori pas intrinsèque au confinement : c'est avant tout la profondeur d'absorption des photons et de la diffusion

3. Salima MOUZALI et al. (2015b). "Prediction of HgCdTe spectral inhomogeneities based on optical and material properties". In : *Infrared Physics & Technology* 71, p. 356-362.

des porteurs de charges qui en est la cause physique.



**Figure 4.19 – Illustration expliquant la distribution radiale de la probabilité de collection selon la longueur d'onde des photons absorbés. Plus la longueur d'onde est haute (photon rouge), plus la réponse spatiale liée à cette probabilité est étroite (courbe rouge).**

La réponse spatiale étant directement liée à la probabilité de collection, on peut ainsi prédire que la réponse spatiale est plus étendue pour les basses longueurs d'onde. Par transformée de Fourier, la fonction de transfert décroît donc plus vite pour les basses longueurs d'onde, ce qui est cohérent avec mes mesures.

## 4.2 MESURE DE RÉPONSE SPECTRALE DU DÉTECTEUR

En parallèle des mesures de FTM spectrales, il est intéressant de mesurer la réponse spectrale des différentes zones. Cette section n'a pas pour objectif de fournir des résultats quantitatifs, mais propose une ouverture qualitative vers des études sur le lien entre la FTM et la réponse spectrale d'un détecteur.

### 4.2.1 Principe de la mesure de réponse spectrale

J'ai mesuré la réponse spectrale relative des différentes zones en utilisant un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (spectromètre FTIR) de type VERTEX 70V (Fabricant Brüker) placé en face du cryostat MIRCOS. Ce spectromètre contient une source moyen IR, un interféromètre de Michelson (composé d'un miroir fixe M1 et d'un miroir mobile M2) ainsi qu'un détecteur de référence [Figure 4.20]. Le spectromètre est placé devant le cryostat MIRCOS, contenant le détecteur A. Notons que, dans cette expérience, nous n'avons pas encore installé une connexion sous vide entre le FTIR et le cryostat MIRCOS, ce qui implique une absorption atmosphérique résiduelle sur les cinquante centimètres séparant le vide du FTIR du vide du cryostat MIRCOS.

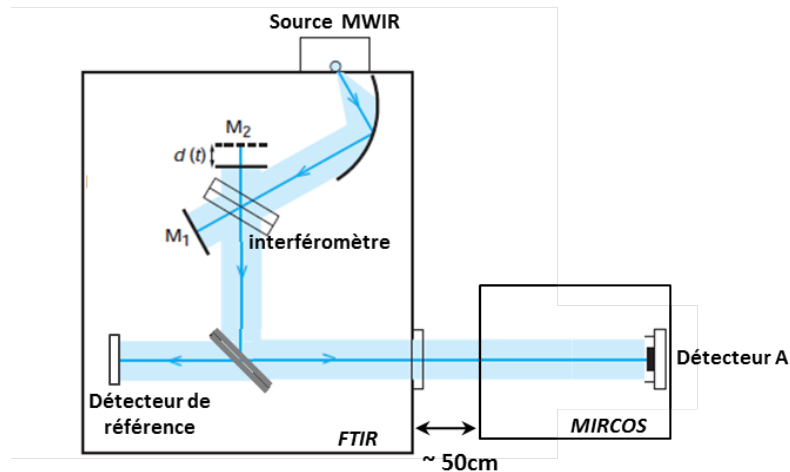


Figure 4.20 – Schéma illustratif du spectromètre FTIR devant le cryostat MIRCOS (inspiré d'un schéma, par N. Guérineau et al<sup>10</sup>.)

Grâce au déplacement contrôlé  $d(t)$  du miroir mobile  $M_2$ , le spectromètre fournit un interférogramme en fonction du temps  $t$ . Cet interférogramme  $I(t)$  contient en une mesure la somme des interférences dues à l'ensemble des longueurs d'onde étudiées. En calculant la transformée de Fourier de  $I(t)$ , on obtient la réponse spectrale du composant. La méthode<sup>4</sup> consiste à mesurer d'abord le spectre de la source  $R_S$  grâce à un détecteur de référence (ayant une réponse spectrale connue), puis la réponse brute du détecteur A. Cette dernière est ensuite divisée par la réponse de la source pour obtenir la réponse due au détecteur seul [Figure 4.21]. Lors de cette mesure, nous ne connaissons pas le niveau absolu du flux arrivant sur le détecteur. Cette mesure nous donne uniquement une valeur *relative* des réponses spectrales des différentes zones.

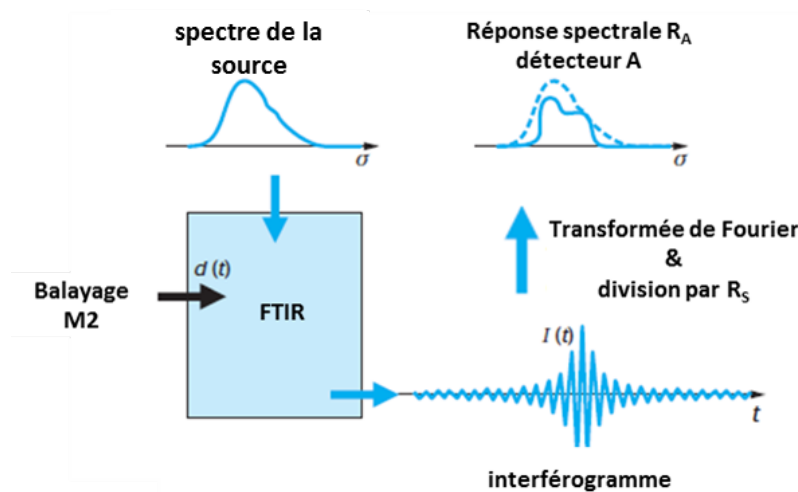
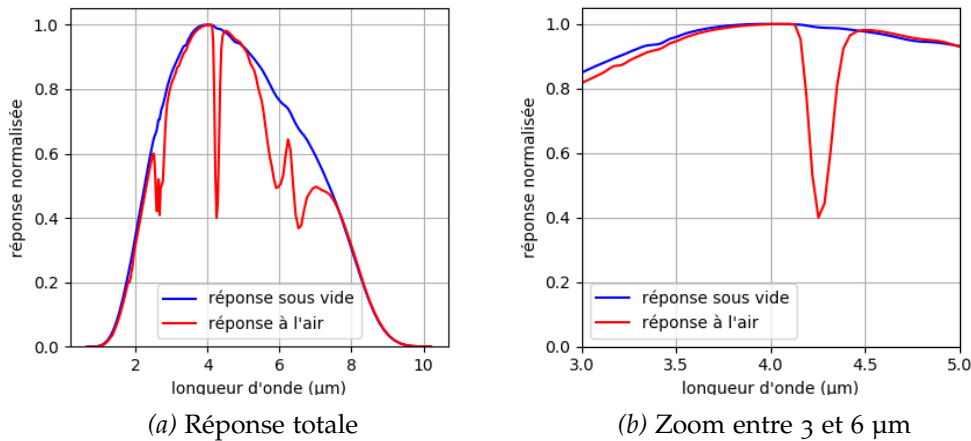


Figure 4.21 – Principe du spectromètre IRTF

Le spectre de la source est illustré en Figure 4.22. Sa mesure nécessite un traitement spécifique pour corriger la réponse temporelle du détecteur de référence. Cette calibration,

4. Nicolas GUÉRINEAU et al. (2007). "Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR". In :

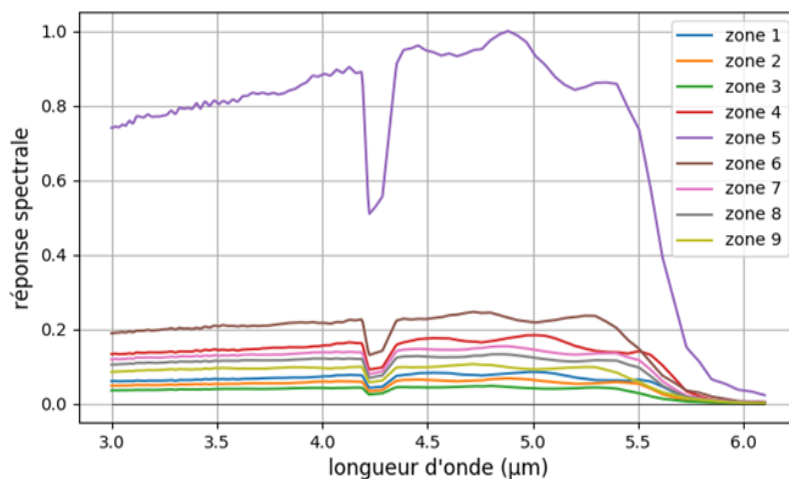
dépassant le cadre de cette thèse, ne sera pas détaillée ici, mais des précisions sur le sujet peuvent être trouvées dans la littérature<sup>5</sup>. Sur la figure ci-dessous, j'ai superposé les réponses mesurées sous vide et à l'air, afin d'identifier l'impact de la transmission atmosphérique.



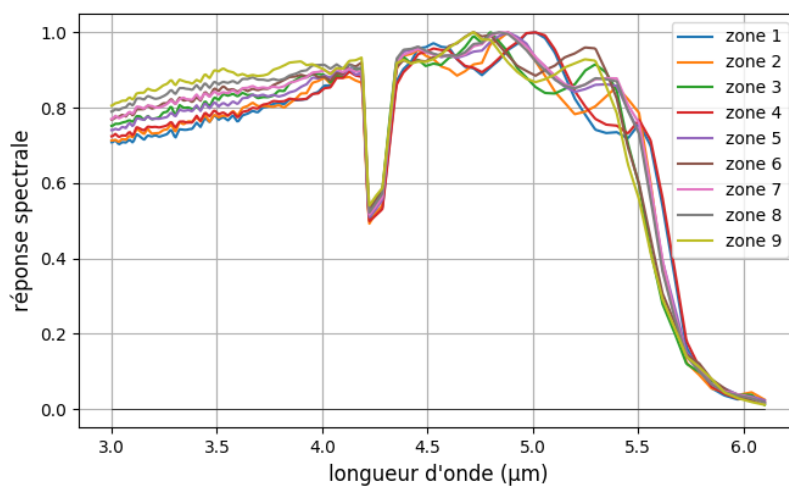
**Figure 4.22 – Spectre de la source du FTIR.** Sur la droite, j'ai zoomé sur la bande spectrale d'intérêt du détecteur A, soit entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ . Due à l'absence de vide entre le FTIR et le cryostat MIRCOS, la présence du pic d'absorption du  $\text{CO}_2$  est bien visible à 4.25  $\mu\text{m}$ .

Les réponses spectrales obtenues pour les différentes zones, après division par le spectre de la source, sont données en figure 4.23. En figure 4.23a sont présentées les réponses normalisées par rapport à la zone centrale à haut facteur de remplissage (zone 5), et sur la figure 4.23b sont présentées les réponses normalisées une à une. Nous retrouvons pour chacune des zones le pic d'absorption atmosphérique du  $\text{CO}_2$ .

5. Olivier GRAVRAND, J Wlassow et L BONNEFOND (2014). "A calibration method for the measurement of IR detector spectral responses using a FTIR spectrometer equipped with a DTGS reference cell". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*. T. 9154. International Society for Optics et Photonics, 91542O.



(a) normalisées par rapport à la zone centrale



(b) normalisées individuellement

Figure 4.23 – Réponses spectrales des neuf zones. En (a), les réponses spectrales relatives sont d'autant plus faibles que les diodes sont confinées et d'implantation petite (dans l'ordre en dessous de la zone centrale 5 : les zones non confinées (6 puis 4), puis les zones confinées (7, 8 puis 9) et enfin (1, 2 puis 3). En (b) on distingue, sur les courbes normalisées, des oscillations proches de la coupure (entre 4,5  $\mu\text{m}$  et 5,5  $\mu\text{m}$ ), différentes d'une zone à l'autre.

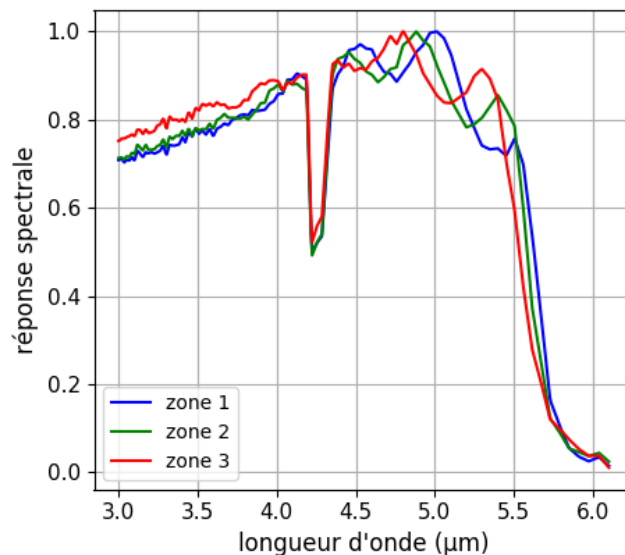


Les oscillations observées proche de la longueur d'onde de coupure sont un phénomène bien connu, résultant des interférences de type Fabry-Perot (constructives ou destructives selon la longueur d'onde) entre les différentes interfaces constituant les pixels. Ce phénomène a notamment été bien décrit dans la thèse de Salima Mouzali<sup>6</sup><sup>7</sup>. Je n'ai vu aucune évolution des oscillations selon les pixels d'une même zone. Cependant, en comparant zone par zone, il apparaît très clairement que les formes de ces oscillations sont différentes d'une zone à l'autre.

#### 4.2.2 Étude préliminaire des oscillations

##### Étude à iso-taille de diode

J'ai pu noter en particulier un décalage des oscillations assez remarquable pour les zones 1 à 3, correspondant à la plus petite diode de taille  $\Phi_{\text{diode}} = 2\mu\text{m}$  [Figure 4.24]. Les oscillations semblent se déphaser vers les courtes longueurs d'onde lorsque le confinement devient plus étroit.



**Figure 4.24 – Réponses spectrales normalisées des zones 1 à 3 (diode de diamètre 2  $\mu\text{m}$ )**

Pour les zones 7 à 9 (diode de diamètre 3  $\mu\text{m}$ ), on observe également un décalage, mais seulement pour la zone 9 (anneau de confinement le plus étroit) [Figure 4.25].

Nous pouvons en conclure que la forme des oscillations semble donc dépendre à la fois d'un effet de la taille de la diode et de la taille de l'anneau de confinement.

6. Salima MOUZALI (2015). "Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe : application à un micro-spectromètre". Thèse de doct.

7. Salima MOUZALI et al. (2015a). "Modeling of HgCdTe focal plane array spectral inhomogeneities". In : *Integrated Photonics : Materials, Devices, and Applications III*. T. 9520. International Society for Optics et Photonics, 95200S.

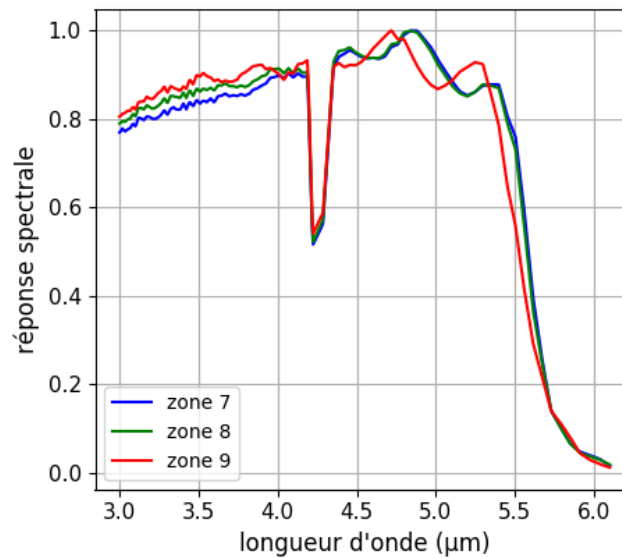
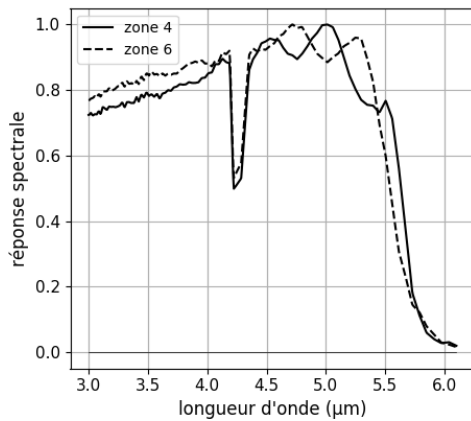


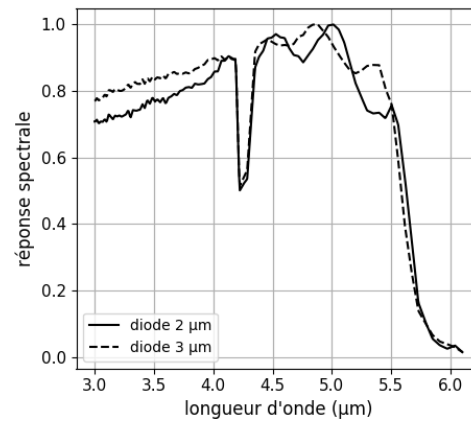
Figure 4.25 – Réponses spectrales normalisées des zones 7 à 9 (diode de diamètre 3 μm)

#### Étude à iso-taille d'anneau de confinement

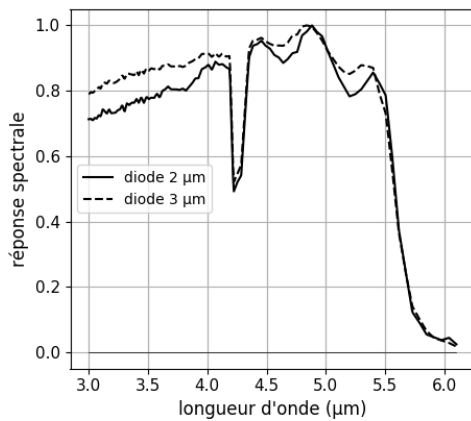
Pour mettre en avant l'influence de la taille de la diode sur la forme des oscillations, j'ai comparé les réponses spectrales des zones comprenant une taille d'anneau comparable, mais des tailles de diodes différentes. Il s'agit donc des couples (zone 1, zone 7), (zone 2, zone 8), (zone 3, zone 9). J'y ai rajouté également les zones non confinées (zone 4, zone 6). Ces comparaisons sont présentées en figure 4.26.



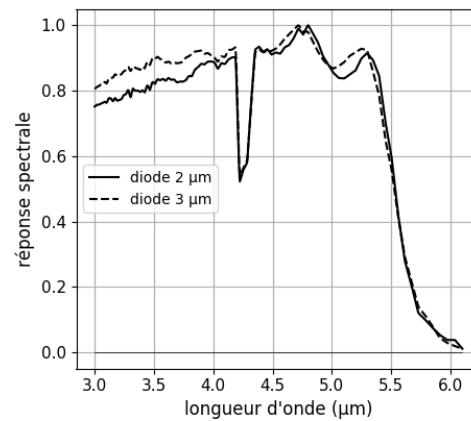
(a) zone 4 et 6 : pas de confinement



(b) zone 1 et 7 : confinement large



(c) zone 2 et 8 : confinement moyen



(d) zone 3 et 9 : confinement étroit

**Figure 4.26 – Comparaison des oscillations en fonction de la taille de la diode. Pour les zones de pixels non confinés (a) ou peu confinés (b), la forme des oscillations semble principalement de la taille  $\Phi_{\text{diode}}$  de la diode. Au contraire, pour les zones de pixels plus confinés [(c) et (d)], la forme des oscillations dépend plutôt de la taille du confinement et non de  $\Phi_{\text{diode}}$ .**

La compréhension fine de ces résultats nécessite une modélisation précise des interférences, réflexions et réfractions de la lumière à l'intérieur du volume des pixels, qui dépasse le cadre de ma thèse. Cette étude préliminaire ouvre néanmoins des perspectives pour des travaux futurs afin de mieux comprendre les liens entre mesures de réponse spectrale et mesures de FTM. Comme les phénomènes d'interférence ont a priori un impact sur la carte d'absorption à l'intérieur du pixel (et donc sur la position de génération des porteurs), ils doivent avoir également un effet quantifiable sur la réponse spatiale pixel.

# VERS UNE ÉVOLUTION DU PROTOCOLE DE MESURE

# 5

Jusqu'ici, nous avons pris en compte l'impact de la binarisation sur les ordres de diffraction principaux seulement, dans le cadre du régime panchromatique pseudo-invariant. Néanmoins, nous avons pu voir dans les précédents chapitres que les interférogrammes expérimentaux présentaient des incertitudes résiduelles. Ces incertitudes sont vraisemblablement liées à la propagation non-invariante des harmoniques produites par les ordres secondaires de binarisation : présence d'un damier basse fréquence pour les mesures sur le détecteur SWIR InGaAs et incertitude sur les harmoniques de basses fréquences pour les mesures sur le détecteur MWIR HgCdTe). Le retour d'expérience de ces mesures est donc que la prise en compte de la binarisation, uniquement sur les ordres principaux du CSIG, ne permet pas d'atteindre une précision suffisante pour la mesure de FTM. Par ailleurs, le régime panchromatique utilisé nécessite une source large et ne permettra pas à terme l'étude de la FTM sur des bandes spectrales très étroites et encore moins une mesure monochromatique.

Dans ce chapitre, nous reprenons le modèle CSIG présenté dans le chapitre 2, et nous introduisons l'impact des ordres secondaires de binarisation sur le modèle, en fonction de la longueur d'onde et de la distance d'observation. Nous devons pour cela simuler la propagation des ondes diffractées par les ordres du réseau binarisé. J'ai réalisé ces simulations sous Python, et je me suis appuyé pour cette étude notamment sur les résultats théoriques de la thèse de Martin Piponnier, qui avait étudié les objets CSIG en vue d'une application d'imagerie<sup>1</sup>. Les ordres secondaires étaient alors vus comme néfastes, car ils réduisaient la profondeur de champ du système imageur (théoriquement infinie pour un interférogramme invariant par propagation), ce qui avait amené à la formulation du régime panchromatique pour retrouver un régime de quasi-invariance. Dans mon étude sur l'utilisation du CSIG pour la mesure de FTM, l'idée qui ressort est au contraire de tirer avantage des modulations dues aux ordres secondaires pour améliorer la précision de la mesure. Ce chapitre constitue donc un changement de paradigme dans le protocole de mesure, qui reposait jusqu'ici sur le régime panchromatique pseudo-invariant du CSIG.

---

1. Martin PIPONNIER et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.

## 5.1 AFFINEMENT DU MODÈLE CSIG BINARISÉ

### 5.1.1 Prédicibilité des harmoniques selon $z$ et $\lambda$

Pour rappel, la transformée de Fourier du réseau binarisé est illustrée en figure 5.1.

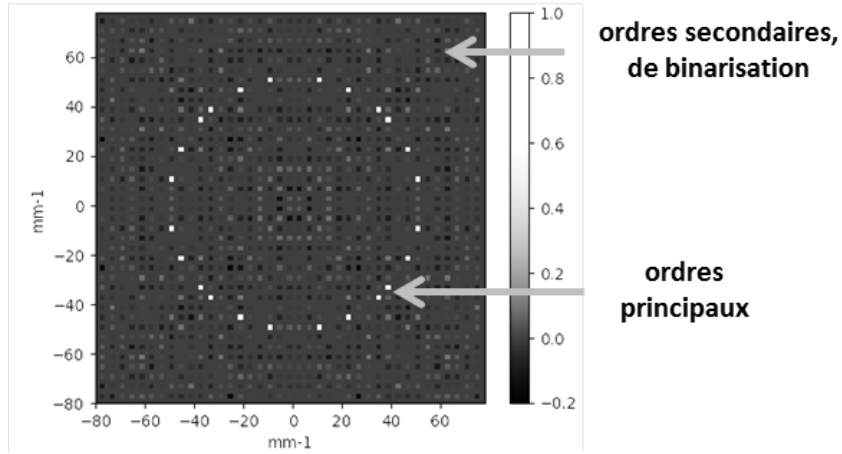


Figure 5.1 – Ordres diffractés par un réseau binarisé (exemple d'un CSIG 24 ordres de période 500  $\mu\text{m}$ , codé en phase). Les ordres de binarisation sont répartis sur l'ensemble de la grille réciproque du réseau et sont d'amplitudes variables.

Le réseau binarisé restant périodique de période  $a_0$ , les ordres de binarisation décrits précédemment sont toujours situés sur la grille réciproque de pas  $1/a_0$ . En revanche, ils ne sont majoritairement pas situés sur le cercle théorique initial de rayon  $\rho_0$ , et ne vérifient donc pas la condition d'invariance évoquée en 2.3.1. Ces ordres de binarisation vont engendrer une variation de l'interférogramme selon  $z$  et  $\lambda$ . Toutes les ondes planes issues de chacun des ordres de diffraction (théoriques ou de binarisation) vont interférer entre elles et contribuer à l'interférogramme projeté. Par principe de superposition, l'interférogramme est ainsi la somme des interférogrammes élémentaires à deux ondes issus de tous les couples possibles parmi tous les ordres  $(p,q)$  du réseau, en prenant en compte à la fois les 24 ordres principaux et les nombreux ordres secondaires.

Considérons un couple d'ordres de coordonnées  $(p,q)$  et  $(p',q')$ , d'amplitudes respectives  $o_{p,q}$  et  $o_{p',q'}$ . Pour rappel, nous noterons :

$$\begin{cases} \bar{p} = p - p' \\ \bar{q} = q - q' \end{cases} \quad (5.1)$$

Après propagation selon  $z$ , les amplitudes des deux ondes planes diffractées deviennent :

$$\begin{cases} U_{p,q}(x,y) = \exp\left(2i\pi\frac{px+qy}{a_0}\right) o_{p,q} \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_{p,q}^2}\right) \\ U_{p',q'}(x,y) = \exp\left(2i\pi\frac{p'x+q'y}{a_0}\right) o_{p',q'} \exp\left(i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_{p',q'}^2}\right) \end{cases} \quad (5.2)$$

où  $\rho_{p, q} = |(p, q)|/a_0$  et  $\rho_{p', q'} = |(p', q')|/a_0$  sont les normes associées (distances entre les ordres considérés et l'ordre zéro, en  $\text{mm}^{-1}$ ).

L'intensité résultant de l'interférence à deux ondes est donnée par :

$$I_{(p, q), (p', q')} (x, y) = |U_{p, q}|^2 + |U_{p', q'}|^2 + U_{p, q} U_{p', q'}^* + U_{p', q'} U_{p, q}^* \quad (5.3)$$

Le terme  $|U_{p, q}|^2 + |U_{p', q'}|^2$  ne nous intéresse pas ici, car il contribue uniquement à l'énergie contenue dans la fréquence spatiale nulle (offset sur le fond continu dans l'image qui sera retiré lors du traitement des mesures). Nous ne le prendrons donc pas en compte dans la suite. Après calcul du terme croisé  $U_{p, q} U_{p', q'}^*$ , deux cas différents se présentent :

$$U_{p, q} U_{p', q'}^* (x, y) = \begin{cases} \exp\left(2i\pi \frac{(p - p')x + (q - q')y}{a_0}\right) o_{p, q} o_{p', q'}^* & \text{si } \rho_{p, q} = \rho_{p', q'} \\ \underbrace{\exp\left(2i\pi \frac{(p - p')x + (q - q')y}{a_0}\right)}_{\text{décrit la position de l'harmonique générée dans l'espace réciproque}} \underbrace{o_{p, q} o_{p', q'}^* \exp\left(i2\pi \frac{z}{Z_{p, q, p', q'}(\lambda)}\right)}_{\text{décrit l'amplitude } h_{p, q} \text{ propagée selon } z} & \text{si } \rho_{p, q} \neq \rho_{p', q'} \end{cases} \quad (5.4)$$

$$\text{où } Z_{p, q, p', q'}(\lambda) = \frac{\lambda}{\left(\sqrt{1 - \lambda^2 \rho_{p, q}^2} - \sqrt{1 - \lambda^2 \rho_{p', q'}^2}\right)}$$

est la période d'oscillation de l'harmonique.

Pour rappel,  $\rho_{p, q}$  et  $\rho_{p', q'}$  sont les normes, en  $\text{mm}^{-1}$ , associées aux positions  $(p, q)$  et  $(p', q')$ . Nous voyons donc ici apparaître deux populations de couples d'ordres. :

- Les couples d'ordres de même norme, c'est-à-dire situés sur un même cercle dans l'espace réciproque, génèrent une amplitude invariante par propagation.
- Les couples de normes différentes génèrent une amplitude variant selon  $z$  et  $\lambda$  à la période d'oscillation  $Z_{p, q, p', q'}$ .

Pour remarque, la formulation de  $Z_{p, q, p', q'}$  est une formule généralisée de celle donnant la période de Talbot d'un réseau 1D. En effet, en définissant  $\rho_{p, q} = \rho = 1/d$  l'unique fréquence du réseau 1D de période  $d$ , et en posant  $\rho_{p', q'} = 0$ , nous obtenons bien la formule de la période de l'effet Talbot trouvée par Rayleigh en 1881<sup>2</sup> :

$$Z_{\text{talbot}}(d, \lambda) = \frac{\lambda}{\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{d^2}}\right)} \text{ avec } d \text{ la période du réseau 1D.}$$

Cette période de Talbot est souvent approximée dans le cas où la période du réseau  $d$  est grande devant la longueur d'onde ( $\lambda/d \ll 1$ ), ce qui amène l'expression :

$$Z_{\text{talbot}}(d, \lambda) = \frac{2d^2}{\lambda}.$$

Cette approximation peut être également réalisée dans le cas général  $\lambda \rho_{p, q} \ll 1$ , ce qui donne finalement l'expression suivante :

$$Z_{p, q, p', q'}(\lambda) = \frac{2}{\lambda (\rho_{p, q}^2 - \rho_{p', q'}^2)} \quad (5.5)$$

Cette dernière expression est très utile pour comprendre l'influence de la longueur d'onde et de la différence en norme des ordres ( $p, q$ ) et ( $p', q'$ ). Plus la longueur d'onde est courte, et plus les ordres ont des normes proches, plus cette période d'oscillation sera élevée.

Néanmoins, cette approximation n'est valable que dans certaines limites. Elle est facilement vérifiable dans le visible où  $\lambda$  est inférieur à  $1 \mu\text{m}$  soit  $0.001 \text{ mm}$ , et pour des fréquences spatiales étudiées autour de  $25 \text{ mm}^{-1}$  tel que présenté dans l'article mentionné<sup>3</sup>. Ces données amènent à :

$$\lambda \rho_{p, q} \approx 0.025 \ll 1$$

En revanche, dans l'infrarouge, la longueur d'onde est comprise entre  $1 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$ , et les fréquences spatiales que nous voulons mesurer en termes de FTM sont de l'ordre de  $100 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui donne, en prenant le pire cas autour de  $\lambda = 10 \mu\text{m}$  :

$$\lambda \rho_{p, q} \approx 1$$

Il n'est alors plus possible de faire cette approximation, et c'est pourquoi dans mes simulations, j'ai toujours utilisé la formule exacte.

2. Lord RAYLEIGH (1881). "XXV. On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith". In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 11.67, p. 196-205.

3. Martin PIPONNIER et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.

Le terme croisé vu précédemment va donc générer, dans l'espace de Fourier associé à l'interférogramme, une harmonique à la position  $(\bar{p}, \bar{q})$ .

Enfin, nous pouvons utiliser ici les propriétés de symétrie du réseau. En effet, par construction nous observons que les couples d'ordres  $[(p, q), (p', q')]$  et  $[(-p', -q'), (-p, -q)]$  génèrent chacun une harmonique à une même et unique position. Nous avons en effet :

$$\begin{cases} (-p') - (-p) = p - p' \\ (-q') - (-q) = q - q' \end{cases} \quad (5.6)$$

Les amplitudes de ces deux harmoniques vont donc de paire et se somment entre elles à la position  $(\bar{p}, \bar{q})$ . Pour éviter de surcharger les notations, nous noterons toujours dans la suite  $h_{\bar{p}, \bar{q}}$  la *somme* des deux amplitudes propagées. En particulier :

- Dans le cas où  $\rho_{p, q} = \rho_{p', q'}$ , ces amplitudes sont identiques.
- Dans le cas où  $\rho_{p, q} \neq \rho_{p', q'}$ , nous obtenons alors des termes conjugués en  $\exp\left(\pm i2\pi \frac{z}{Z_{p, q, p', q'}(\lambda)}\right)$ . Nous pouvons alors regrouper ces exponentielles sous la forme d'un cosinus.

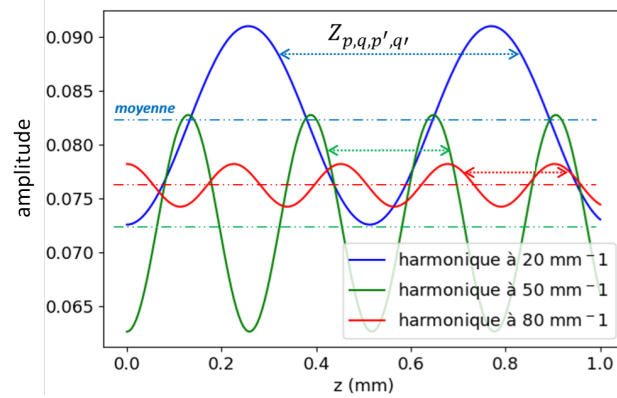
Finalement, la somme des ces deux termes conjugués donne, à la position  $(\bar{p}, \bar{q})$  l'amplitude  $h_{\bar{p}, \bar{q}}$  suivante :

$$h_{\bar{p}, \bar{q}} = \begin{cases} 2 \times |o_{p, q} o_{p', q'}^*| \cos(\phi_{p, q, p', q'}) & \text{si } \rho_{p, q} = \rho_{p', q'} \\ 2 \times |o_{p, q} o_{p', q'}^*| \cos\left(2\pi \frac{z}{Z_{p, q, p', q'}(\lambda)} + \phi_{p, q, p', q'}\right) & \text{si } \rho_{p, q} \neq \rho_{p', q'} \end{cases} \quad (5.7)$$

$$\text{avec la notation } o_{p, q} o_{p', q'}^* = |o_{p, q} o_{p', q'}^*| \exp(i \phi_{p, q, p', q'})$$

Dans le cas où  $\rho_{p, q} \neq \rho_{p', q'}$ , cette oscillation élémentaire vient ainsi se rajouter à la composante continue des harmoniques de mesure, comme cela est présenté en figure 5.2.





**Figure 5.2 – Battement des harmoniques  $h_{\bar{p},\bar{q}}$  d'un CSIG 24 ordres ( $f_{\max} = 102\text{mm}^{-1}$ ) selon  $z$  avec  $\rho_{p,q} \neq \rho_{p',q'}$  (somme de l'interférence du couple d'ordres  $[(p,q), (p',q')]$  et de son symétrique)**

Sur cette dernière figure sont illustrées, pour un CSIG 24 ordres en phase, trois harmoniques élémentaires à  $20\text{mm}^{-1}$ ,  $50\text{mm}^{-1}$  et  $80\text{mm}^{-1}$ . Comme nous pouvons l'observer sur cette figure, l'amplitude et la fréquence de l'oscillation dépendent du couple d'ordres  $[(p,q), (p',q')]$  considéré, ou autrement dit, de la fréquence spatiale en  $\text{mm}^{-1}$  de l'harmonique  $(\bar{p}, \bar{q})$  qui lui est associée.

Chaque harmonique de mesure de la FTM ne sera donc pas modulée de façon égale par la binarisation. Concernant l'amplitude, plus les ordres de binarisation sont d'amplitudes fortes, plus l'amplitude de l'oscillation sur l'harmonique élémentaire sera forte. Concernant la fréquence, plus les ordres  $(p,q)$  et  $(p',q')$  sont de normes différentes (ou de façon équivalente, plus l'harmonique de mesure associée est de haute fréquence), plus la période de Talbot  $Z_{p,q,p',q'}$  associée sera courte et plus l'oscillation sera rapide en  $z$ , conformément à la formule 5.5.

Enfin, nous pouvons voir que la moyenne de l'oscillation (en traits pointillés), correspondant à la composante continue de l'harmonique de mesure, peut varier également d'une harmonique à l'autre. Cet effet est également la conséquence de la binarisation : les ordres théoriques voient leurs énergies légèrement fluctuer et des composantes continues liées aux ordres de binarisation peuvent s'y rajouter.

Pour mesurer la fonction de transfert détecteur, nous calculons la transformée de Fourier de l'interférogramme, qui est égale par linéarité, à la somme des transformées de Fourier des interférogrammes élémentaires  $I_{\bar{p},\bar{q}}(x,y)$ . En toute rigueur, il nous faut donc considérer dans notre modèle l'ensemble des oscillations de binarisation modifiant l'amplitude des harmoniques utiles à la mesure de la FTM.

### 5.1.2 Prise en compte de la largeur spectrale

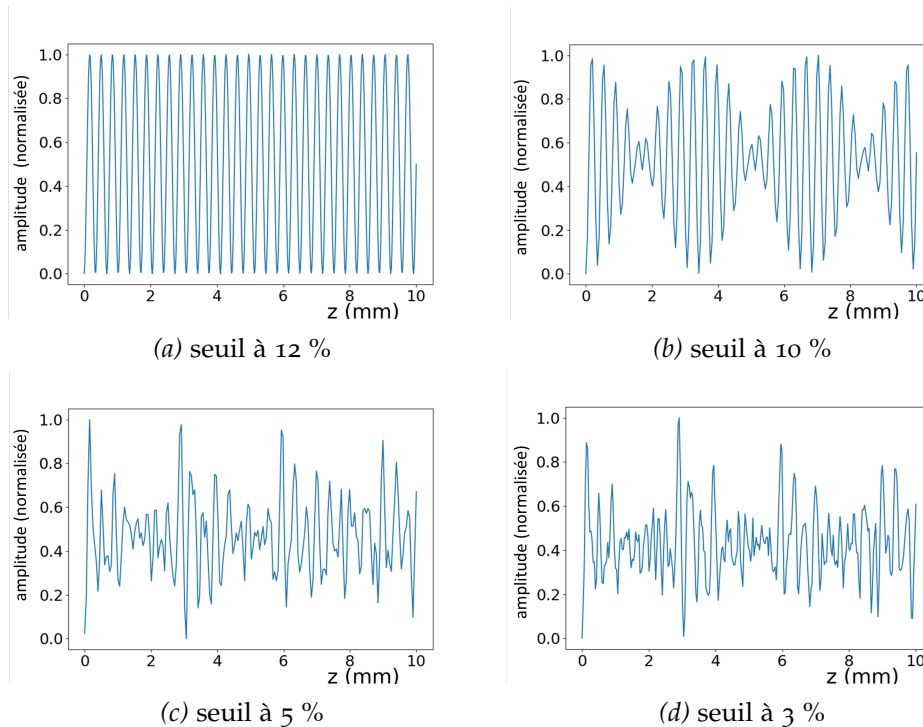
La mesure de la FTM se fait sur les  $N_h$  harmoniques initiales du CSIG dont les positions sont données par l'autocorrélation des ordres théoriques (cf. Figure 2.11). Chaque amplitude  $a_k$  de mesure correspond donc à la somme des contributions de toutes les harmoniques élémentaires parasites tombant sur la même position  $(\bar{p}, \bar{q})$ .

Plus précisément, nous pouvons séparer cette somme en un groupe invariant d'une part, et un groupe variant en  $(z, \lambda)$  d'autre part, selon si le couple d'ordre  $[(p, q), (p', q')]$  est sur un même cercle centré en zéro ou non. Ainsi, l'amplitude  $a_k$  de la  $k^{\text{ème}}$  harmonique de mesure est donnée par :

$$a_k(z, \lambda) = \underbrace{\sum_{(\rho_{p, q} = \rho_{p', q'})} h_{\bar{p}, \bar{q}}}_{a_{k, \text{invar}}} + \underbrace{\sum_{(\rho_{p, q} \neq \rho_{p', q'})} h_{\bar{p}, \bar{q}}(z, \lambda)}_{a_{k, \text{var}}(z, \lambda)} \quad (5.8)$$

Les amplitudes des harmoniques de mesure comportent donc une composante invariante  $a_{k, \text{invar}}$  (généralement très proche de l'amplitude de l'harmonique théorique associée au réseau idéal) à laquelle se somme un ensemble  $a_{k, \text{var}}(z, \lambda)$  de cosinus de différentes amplitudes et de différentes périodes de Talbot  $Z_{p, q, p', q'}(\lambda)$ .

En pratique, la prise en compte de la totalité des ordres de binarisation serait trop coûteuse en termes de simulation (pour rappel, un nombre  $N_o$  d'ordres de binarisation génère par autocorrélation un nombre  $N_h = N_o^2/2$  d'harmoniques dans l'interférogramme). J'ai donc décidé de ne prendre en compte que les ordres parasites d'amplitudes les plus importantes par la mise en place d'un seuillage. Dans la suite, ce seuil sera en % de la valeur des amplitudes des ordres théoriques initiaux du CSIG. Typiquement, un seuil à 3% (soit un spectre contenant quelques milliers d'ordres, générant quelques millions d'harmoniques) suffit à converger vers une solution, comme cela est illustré en figure 5.3.



**Figure 5.3 – Amplitude normalisée  $a_k(z, \lambda = 4 \mu\text{m})$  d'une harmonique de mesure en régime monochromatique (pour un CSIG 24 ordres, optimisée en phase à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ ), en fonction du seuil fixant le nombre d'ordres secondaires de binarisation pris en compte.**

Dans le cas où l'on utilise une source infrarouge polychromatique (typiquement un corps noir), le terme  $a_{k,var}$  étant chromatique, l'amplitude polychromatique  $a_{k,poly}$  est égale à l'intégrale pondérée de ces amplitudes sur la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  limitant la mesure (la bande spectrale de la source ou celle du détecteur selon les conditions) :

$$a_{k,poly} = a_{k,invar} W_s + \left( \int_{\lambda_c - \Delta\lambda/2}^{\lambda_c + \Delta\lambda/2} w_s(\lambda) a_{k,var}(z, \lambda) d\lambda \right) \quad (5.9)$$

où  $w_s(\lambda)$  est un terme de poids compris entre 0 et 1, correspondant au produit du spectre de la source sur la bande considérée et de la réponse spectrale du détecteur, avec

$$W_s = \int_{\lambda_c - \Delta\lambda/2}^{\lambda_c + \Delta\lambda/2} w_s(\lambda) d\lambda \text{ où } \lambda_c \text{ est la longueur centrale.}$$

Piponnier et al ont étudié l'impact d'une source de spectre  $w(\lambda)$  gaussien sur la variabilité en  $z$  des harmoniques<sup>4</sup>. Il a été montré analytiquement que, dans le cas d'une telle source, le terme oscillant  $a_{k,var}(z, \lambda)$  devient négligeable au-delà d'une distance critique  $Z_{Panchro}$ , inversement proportionnelle à l'écart type  $\Delta\lambda$  de la source gaussienne considérée.

$$Z_{Panchro} = \frac{2}{\Delta\lambda (\rho_{p, q}^2 - \rho_{p', q'}^2)} \quad (5.10)$$

Remarquons que la distance  $Z_{Panchro}$  est l'équivalent de l'expression approchée de  $Z_{p,q,p',q'}(\lambda)$  (période d'oscillation des harmoniques) en remplaçant la longueur d'onde  $\lambda$  par la largeur de la bande spectrale  $\Delta\lambda$ . Cette distance est donc également variable selon les couples d'ordre  $[(p, q), (p', q')]$  considérés, ou autrement dit, selon la position de l'harmonique de mesure. Plus  $(\rho_{p, q}^2 - \rho_{p', q'}^2)$  est faible (i.e. plus les harmoniques associées de basses fréquences), plus la distance  $Z_{Panchro}$  est grande.

En figure 5.4 est illustré l'effet panchromatique sur un spectre homogène entre 3  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ , pour deux harmoniques distinctes. La première harmonique ( $\bar{p} = 4, \bar{q} = 6$ ) est de plus basse fréquence que la deuxième ( $\bar{p} = 2, \bar{q} = 16$ ). En effet, nous pouvons calculer les normes associées :

$$\begin{cases} \rho_{p, q} = \frac{\sqrt{p^2 + q^2}}{a_0} \\ \rho_{p', q'} = \frac{\sqrt{p'^2 + q'^2}}{a_0} \end{cases} \quad (5.11)$$

Avec un CSIG de période  $a_0 = 500 \mu\text{m}$ , l'application numérique donne  $\rho_{p, q} = 14.4 \text{ mm}^{-1}$  et  $\rho_{p', q'} = 32.2 \text{ mm}^{-1}$ .

---

4. Martin PIPONNIER et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.

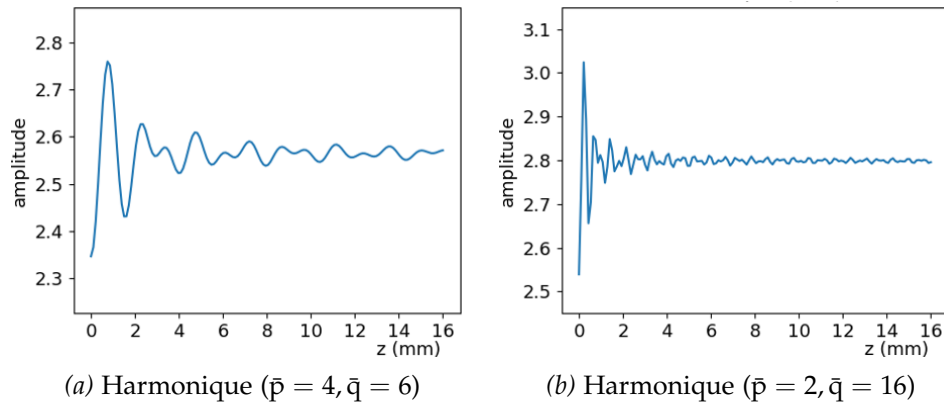


Figure 5.4 – Simulation de l'effet panchromatique sur la bande [3  $\mu\text{m}$ , 5  $\mu\text{m}$ ] (harmoniques d'un CSIG 24 ordres en amplitude). L'harmonique haute fréquence (b) atteint plus vite un régime quasi-invariant que l'harmonique basse fréquence (a).

Fort de ces résultats, nous allons maintenant pouvoir revenir sur les incertitudes constatées sur les mesures de FTM des chapitres 3 et 4.

### 5.1.3 Retour d'expérience sur les mesures FTM SWIR InGaAs

L'effet damier sur l'interférogramme observé dans le chapitre 3 résulte des interférences associées aux harmoniques parasites basses fréquences (la période du damier est de 500  $\mu\text{m}$ , soit une fréquence de 2  $\text{mm}^{-1}$ ). J'ai pu vérifier ce phénomène en simulant la propagation des harmoniques parasites, dans les conditions expérimentales des mesures que j'ai réalisées sur le détecteur InGaAs, c'est-à-dire en prenant en compte le spectre de la source SWIR, la bande de sensibilité du détecteur (entre 0.9 et 1.7  $\mu\text{m}$ ), ainsi que les caractéristiques du CSIG 24 ordres utilisé.

J'avais estimé lors de mon expérience la distance entre le CSIG et le détecteur à environ 6  $\text{mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ . Un interférogramme expérimental est présenté en Figure 5.5. Le résultat de la simulation complète de l'interférogramme propagé est présenté en Figure 5.6. Dans cette simulation de l'interférogramme, j'ai également pris en compte les harmoniques parasites dont les positions dans l'espace de Fourier sont différentes des harmoniques de mesure de la FTM, afin d'essayer de restituer l'effet damier.

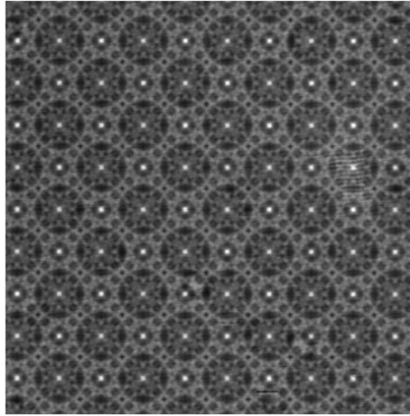


Figure 5.5 – Interférogramme sur-échantillonné, obtenu à  $z = 6 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$  lors des mesures de FTM sur le détecteur InGaAs

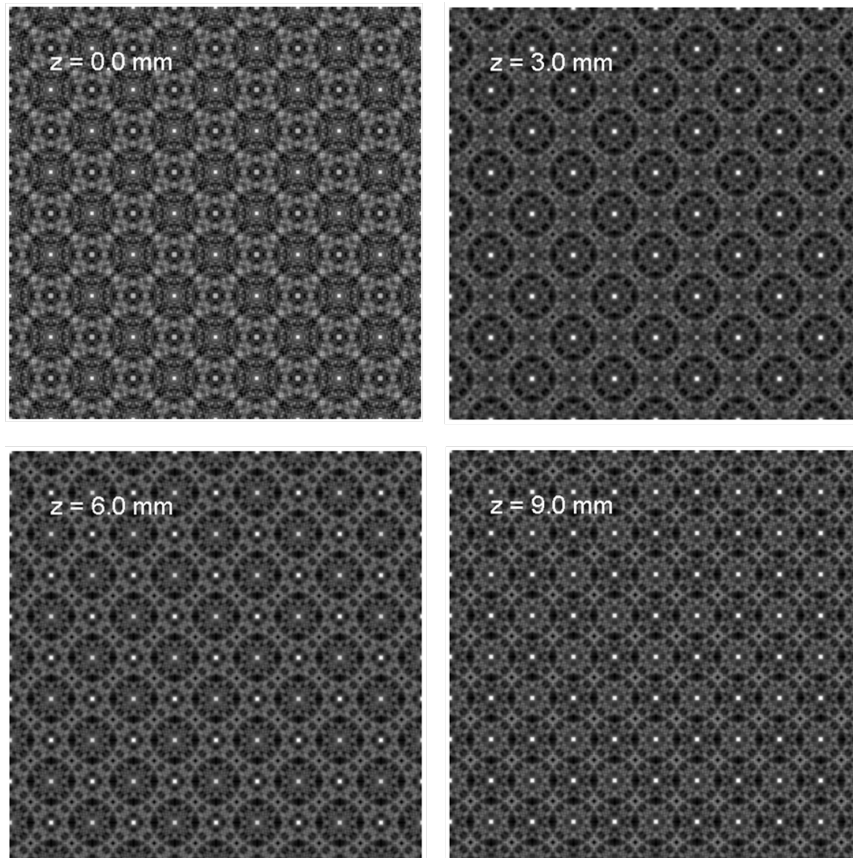


Figure 5.6 – Interférogrammes simulés (filtré par un modèle pixel simulé équivalent au pixel InGaAs de pas  $25 \mu\text{m}$ ) à  $z = 0$ ,  $z = 3 \text{ mm}$ ,  $z = 6 \text{ mm}$  et  $z = 9 \text{ mm}$

L'interférogramme en  $z = 6 \text{ mm}$  correspond bien à l'image mesurée expérimentalement.

Par ailleurs, nous pouvons avoir ici un regard critique sur la validité du régime panchromatique aux basses fréquences. En effet, le critère du régime panchromatique avait été initialement défini par Piponnier et al. afin d'annuler les battements entre le cercle d'ordres principaux et l'ordre zéro. Les harmoniques correspondant à ces battements sont situées sur les positions de ces mêmes ordres (autocorrélation entre la position (0,0) et le cercle d'ordres principaux), soit à une fréquence de  $f_{\max} / 2$ . Or, nous venons de voir à la section précédente que la distance pour laquelle le régime quasi-invariant est atteint dépend de la fréquence des harmoniques, et est d'autant plus grande que les harmoniques sont de basses fréquences.

Pour estimer ces variations, j'ai tracé sur la figure 5.7 la propagation des deux harmoniques basses fréquences (5 et 12  $\text{mm}^{-1}$ , en bleu) et de deux harmoniques plus hautes fréquences proches de  $f_{\max} / 2 = 51 \text{ mm}^{-1}$  (44 et 50  $\text{mm}^{-1}$ , en rouge), sur une distance comprise entre 0 et 10 mm. On distingue bien qu'à la distance de 6 mm, les harmoniques basses fréquences n'ont pas encore tout à fait atteint le régime quasi-invariant (variation de l'ordre de 5 % autour de la valeur nominale), contrairement aux harmoniques hautes fréquences qui se stabilisent à une distance d'environ 1 mm.

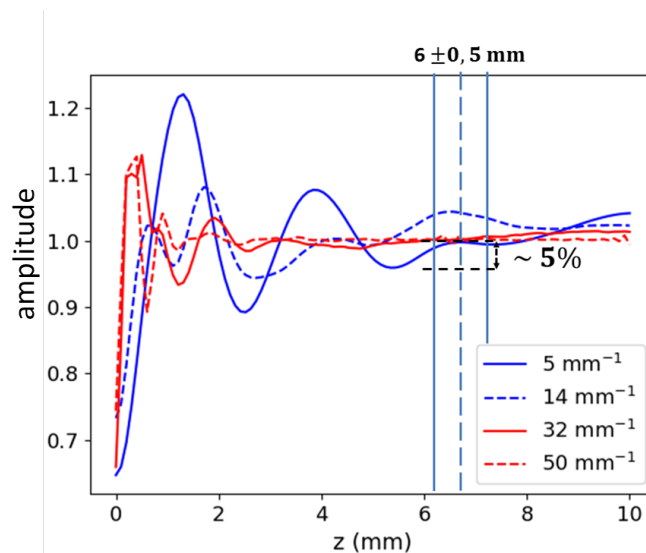


Figure 5.7 – Propagation des harmoniques basses (5 et 14  $\text{mm}^{-1}$ ) et hautes fréquences (32 et 50  $\text{mm}^{-1}$ ) du CSIG 24 ordres (codée en amplitude), utilisé lors des mesures sur le détecteur InGaAs, sur la bande spectrale [0.9  $\mu\text{m}$ , 1.7  $\mu\text{m}$ ], avec un seuil des ordres parasites à 3 %.

Nous voyons ici l'importance de connaître précisément la distance  $z$  à laquelle l'interférogramme est capturé par le détecteur, dans le cas où le régime panchromatique n'est pas atteint.

#### 5.1.4 Retour d'expérience sur les mesures FTM MWIR HgCdTe

De même que précédemment, j'ai simulé la propagation des harmoniques pour les mesures filtrées en MWIR sur le détecteur HgCdTe. Cette fois-ci, la simulation des amplitudes  $h_{l,m}(\lambda, z)$  est réalisée en prenant en compte le flux d'un corps noir à 1473 K, intégré

en longueur d'onde sur les différents filtres MWIR utilisés de largeur 500 nm.

Les résultats nous ont permis de confirmer une fois de plus que le régime panchromatique était atteint sauf pour les basses fréquences. Pour exemple est illustré en figure 5.8, le suivi des mêmes harmoniques que précédemment, intégré sur le filtre entre  $3.5 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$ .

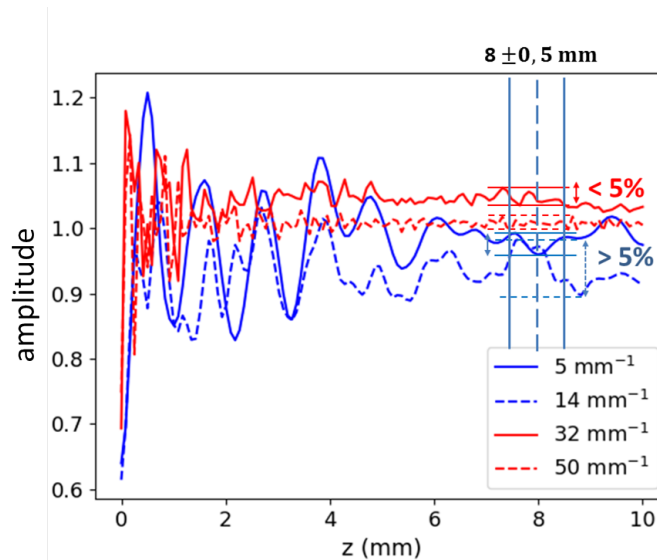


Figure 5.8 – Suivi des harmoniques du CSIG 24 ordres (codée en phase), utilisé lors des mesures sur le détecteur HgCdTe, pour le filtre spectral de largeur  $[3.5 \mu\text{m} - 4 \mu\text{m}]$ , avec un seuil des ordres parasites à 3 %.

J'ai estimé la distance entre le CSIG et le détecteur à approximativement  $8 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ . Nous voyons qu'à cette distance, les harmoniques basses fréquences fluctuent toujours de façon conséquente (incertitude entre 5 et 10 %), ce qui n'est pas le cas des plus hautes fréquences, dont la variation est inférieure à 5 %. Cette étude explique donc les écarts observés aux basses fréquences, et justifie a posteriori le choix de ne pas prendre en compte ces harmoniques basses fréquences dans le modèle d'ajustement pour la mesure spectrale de la FTM, vue au chapitre 4.

### 5.1.5 Discussion sur l'effet panchromatique

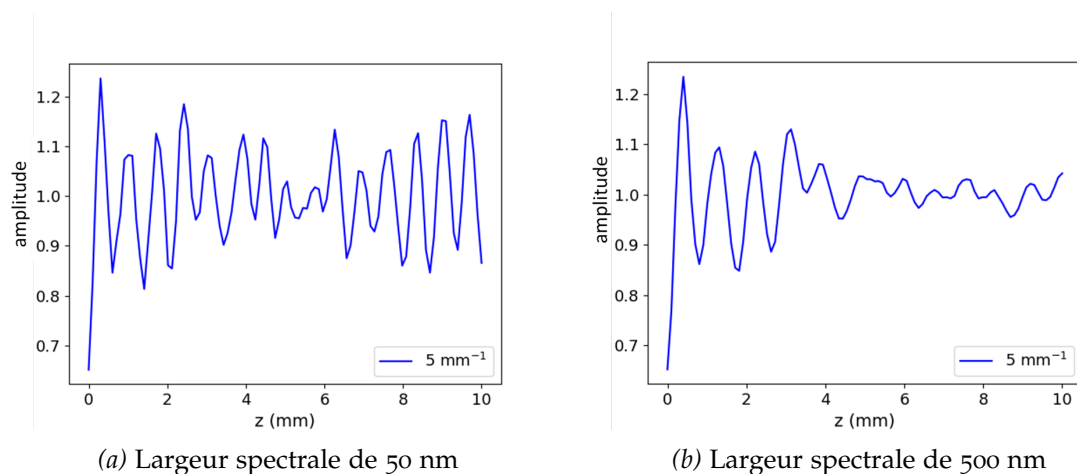
L'approche d'un régime pseudo-invariant en régime polychromatique s'est montrée très utile dans le cadre des travaux de M. Piponnier sur des applications d'imagerie en large bande spectrale, où l'invariance par propagation était recherchée pour obtenir une grande profondeur de champ. Cette invariance n'est a priori pas nécessaire pour la mesure de FTM, où c'est avant tout la prédictibilité des harmoniques de mesure discrètes qui est recherchée. Néanmoins, jusqu'à maintenant, le régime panchromatique était également préféré pour les mesures de FTM de par sa simplicité de mise en œuvre (souplesse dans le positionnement selon l'axe optique) et également parce que les effets de binarisation liés aux ordres secondaires étaient jusqu'à aujourd'hui négligés.

La compréhension et l'impact de ces effets de binarisation sur les mesures de FTM sont apparus dans la seconde moitié de la thèse. C'est la raison pour laquelle les expériences décrites dans les chapitres 3 et 4 ont été menées initialement sans suivi selon l'axe de propagation  $z$ , et ont été réalisées à  $z$  fixé en régime panchromatique. L'outil de simulation

nous a permis d'estimer l'erreur de mesure due à la binarisation, notamment aux basses fréquences, de l'ordre de 5 %. Cette erreur n'est pas satisfaisante vis-à-vis des exigences sur la qualité d'une mesure quantitative de la FTM, l'erreur visée dans l'industrie est en général autour de 1 %.

Avec le recul que m'a offert cet outil de simulation et les mesures effectuées, je préconise pour les mesures futures un suivi systématique de la variabilité des harmoniques selon la distance CSIG - détecteur, au moins sur quelques points autour de la distance  $z_{mes}$ . Ce suivi en  $z$  doit être adapté en fonction de la largeur de la bande spectrale et du temps de mesure disponible. En effet, les mesures purement monochromatiques (utilisation d'un laser ou d'un filtre très étroit) nécessitent plus d'échantillons en  $z$  que les mesures réalisées avec un filtre large, car les variations  $y$  sont de plus fortes amplitudes.

À titre d'exemple, j'ai tracé sur la figure 5.9 les oscillations d'une harmonique basse fréquence (à  $5 \text{ mm}^{-1}$ ) du CSIG 24 ordres, pour des bandes spectrales distinctes, centrées à  $4 \mu\text{m}$ , et respectivement de largeurs 50 nm et 500 nm. Au-delà de  $z = 4 \text{ mm}$ , il est clair que les oscillations pour la bande fine de 50 nm sont plus fortes que celle pour la bande filtrée à 500 nm.



**Figure 5.9 – Comparaison des oscillations d'une harmonique basse fréquence selon la largeur de la bande.**



## 5.2 DÉFINITION D'UN NOUVEAU PROTOCOLE DE MESURE

Dans cette section, nous utilisons le modèle précédent pour définir un nouveau protocole de mesure. Dans ce protocole, plusieurs interférogrammes sont capturés à différentes distances  $z$  entre le CSIG et le détecteur. Une simulation de la propagation est effectuée sur la plage de distances correspondantes en prenant en compte les conditions d'expériences (le spectre de la source et les paramètres du CSIG). La comparaison entre les amplitudes simulées et les amplitudes mesurées selon l'axe  $z$  permet ensuite de remonter précisément aux amplitudes des harmoniques de mesures projetées.

### 5.2.1 Extraction de l'origine $z_0$ expérimentale

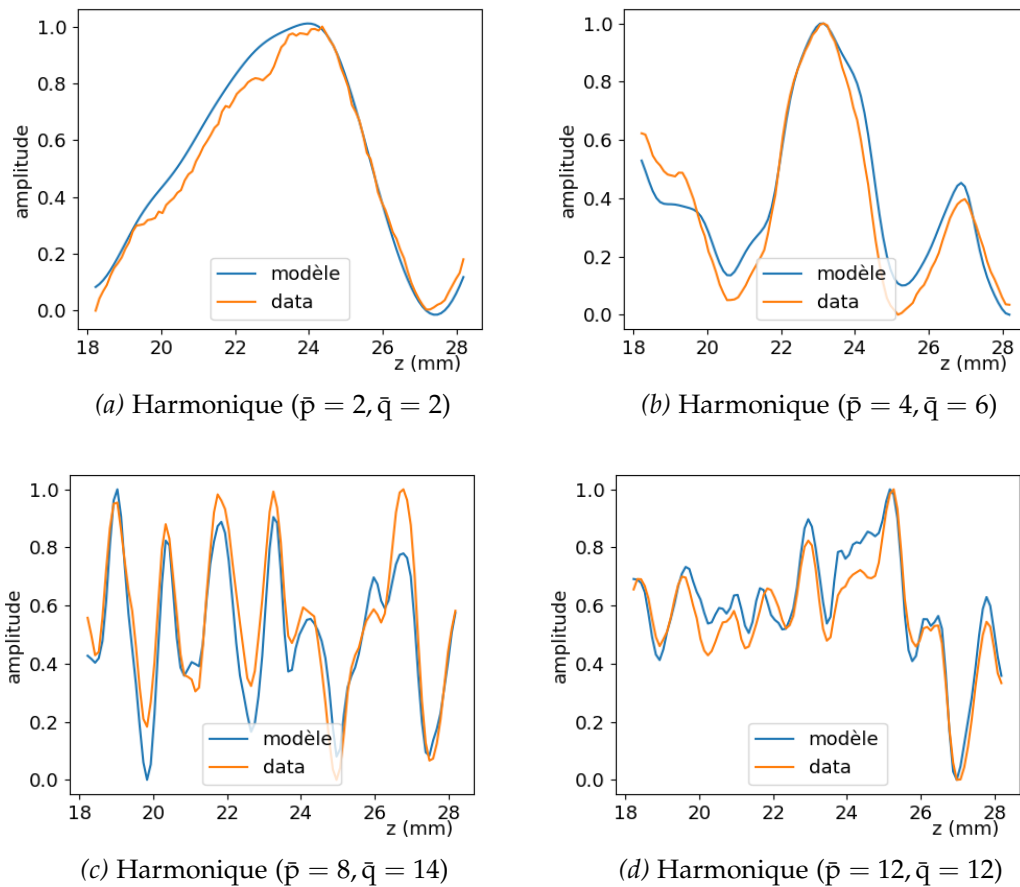
Afin de valider la méthode, des mesures préliminaires ont été réalisées sur un détecteur proche IR. Le CSIG choisi (24 ordres, codé en amplitude) est déplacé selon l'axe optique  $z$  par une platine de translation micrométrique (fabricant Smaract). La distance entre le CSIG et le détecteur varie sur une plage de 10 mm, avec un nombre de mesures  $N_Z = 100$ , soit un pas  $\delta z = 0.1$  mm. Nous utilisons ici une source monochromatique (laser à  $1.55 \mu\text{m}$ ).

Pour faire concorder la simulation aux données mesurées, nous avons besoin d'ajuster le modèle selon la coordonnée  $z$ . En effet, lors de la mesure, nous déplaçons le CSIG de l'abscisse  $z_0$  à une abscisse  $z_1$  avec ici  $z_0$  proche d'une vingtaine de millimètres et  $z_1 = z_0 + 10$  mm. Cette abscisse initiale  $z_0$  peut être préalablement estimée sur le banc lors de la mesure. Nous la déterminons ensuite plus précisément à l'aide d'un algorithme aux moindres carrés. Nous calculons ainsi l'origine  $z_0$  du modèle pour lequel les amplitudes modélisées  $h_{\text{mod},k}$  sont au plus près des amplitudes mesurées  $h_{\text{mes},k}$ , où  $k$  représente le numéro de l'harmonique de mesure considérée. En pratique, il nous suffit d'effectuer le calcul sur un nombre réduit d'harmoniques  $N_h$  (en général on choisit les harmoniques basses fréquences, qui ont un meilleur rapport signal sur bruit). Nous cherchons donc le minimum de l'erreur  $E$  suivante :

$$E = \sum_{j=1}^{N_Z} \sum_{k=1}^{N_h} \left( h_{\text{mod},k}(z_j) - h_{\text{mes},k}(j) \right)^2 \quad (5.12)$$

où  $j$  est le numéro de la mesure selon  $z$  :  $z_j = z_0 + j \times \delta z$

Nous trouvons ici  $z_0 = 18.1$  mm. Nous obtenons un bon accord entre les amplitudes des harmoniques simulées et celles des harmoniques détectées. À titre d'exemple, en figure 5.10 est illustrée l'évolution des amplitudes modèles (en bleu) et celle des amplitudes mesurées (en orange), entre  $z_0$  et  $z_1$ , pour quatre harmoniques de mesure. Pour l'illustration, les courbes ci-après sont normalisées entre 0 et 1.



**Figure 5.10 – Comparaison entre amplitudes simulées (courbes bleues) et mesurées (courbes oranges) après estimation de  $z_0$ . La signature marquée de ces oscillations permet une estimation précise (de l'ordre de  $\pm 0.1\text{mm}$ ) du paramètre  $z_0$ .**

Même si certains écarts résiduels en amplitudes sont encore visibles, nous pouvons voir que les oscillations sont majoritairement bien restituées. Les raisons de ces écarts résiduels peuvent être a priori multiples : nombre d'ordres parasites pris en compte insuffisant, défaut de positionnement des platines, rapport signal sur bruit du détecteur.

### 5.2.2 Proposition d'un protocole de mesure filtrée / monochromatique

Aux vues de l'expérience que j'ai acquise durant ma thèse, je propose dans cette section un protocole pour les futures mesures de FTM spectrales sur le banc MIRCOS. Ce protocole utilise la modélisation fine des effets de binarisation sur les harmoniques, avec l'impact des ordres secondaires de diffraction.

Les données d'entrée (pas pixel du détecteur à caractériser, source, estimation du rapport signal sur bruit) et l'objectif visé (restitution jusqu'au premier zéro de la FTM pour un diagnostic système ou étude des plus hautes fréquences spatiales pour un retour technologique sur la structure pixel) détermineront le choix du CSIG : la fréquence maximale  $f_{\max}$ , la densité de ses harmoniques via le paramètre  $\eta$ , le choix du codage en phase ou

en amplitude.

Le protocole peut être différent selon si une mesure sur-échantillonnée est nécessaire ou non. En effet, effectuer un sur-échantillonnage 2D transverse  $(x,y)$ , sur un grand nombre de mesures selon l'axe  $z$ , serait trop long. Nous pouvons donc distinguer ces deux cas :

- Dans le cas simple d'un faible repliement (avec un rapport  $f_{\max}/f_{\text{Nyq}}$  faible), cas où les interférogrammes sous-échantillonnés suffisent à extraire les amplitudes de chaque harmonique discrète de mesure, nous pouvons alors calculer la FTP sur l'ensemble des  $N_Z$  mesures à  $z$  fixés.
- Dans le cas où le sur-échantillonnage est nécessaire, nous pouvons d'abord faire un suivi sous-échantillonné en  $z$ , afin d'estimer le  $z_0$  sur un ensemble d'harmoniques basses fréquences bien choisies, puis faire une ou quelques mesure(s) sur-échantillonnée(s) à  $z$  fixé(s) dans la plage  $[z_0, z_1]$ .

Nous nous placerons ici dans un cas où le sur-échantillonnage est nécessaire à la mesure finale de la FTP, car c'est celui qui est nécessaire à l'utilisation de l'algorithme Propice, décrit dans le chapitre 3.

Une fois le CSIG identifié, la simulation de la propagation de l'onde incidente doit être menée en amont de l'expérience, afin de juger la distance  $z$  optimale à parcourir entre le détecteur et le CSIG, et d'éventuellement adapter la largeur spectrale de la source pour avoir des oscillations simples à suivre expérimentalement. Le nombre d'ordres de binarisation pris en compte dans la simulation doit être suffisant pour converger vers une solution (typiquement quelques milliers). Cette simulation préliminaire permet de fixer, dans le respect des limites mécaniques du banc, le déplacement du CSIG de la position  $z_0$  à la position  $z_1$ . L'étude expérimentale précédente parcourait 10 mm. En pratique, un parcours sur quelques mm devrait suffire, dans le cas où l'on estime, sur le banc de mesure, la distance expérimentale à  $\pm 0.5$  mm comme cela était le cas lors de mes expériences dans les chapitres 3 et 4.

Le parcours doit être celui où les harmoniques basses fréquences présentent des oscillations fortement signées sans être trop rapides, ce qui permet une estimation simple et précise du  $z_0$  expérimental lors du traitement des mesures. Cette estimation est réalisée sur les basses fréquences (typiquement inférieures à la fréquence de Nyquist) car ces dernières sont moins filtrées par la FTM du détecteur que les hautes fréquences et présentent donc un meilleur rapport signal à bruit.

Ensuite, l'estimation du  $z_0$  expérimental permet, à l'aide de l'algorithme aux moindres carrés décrit à la section précédente, de déterminer finement les distances  $z_j$  des interférogrammes modèles  $I_{\text{CSIG}}$ , correspondant aux interférogrammes détectés  $I_{\text{det}}$  le long de l'axe  $z$ . Nous pouvons alors définir une zone de confiance, là où les amplitudes modélisées semblent le plus proche des amplitudes mesurées. Une (ou plusieurs) image(s) sur-échantillonnée(s) sont alors réalisées à un ou plusieurs  $z = z_{\text{mes}}$  choisi(s) dans cette zone de confiance.

Enfin, le modèle CSIG  $\tilde{I}_{\text{CSIG}}(f_x, f_y)$ , simulé pour le  $z_{\text{mes}}$ , est alors une donnée d'entrée de l'algorithme Propice qui permet de restituer la FTP continue en deux dimensions.

L'ensemble de ces étapes, que je préconise pour les travaux futurs, est résumé en Figure 5.11.

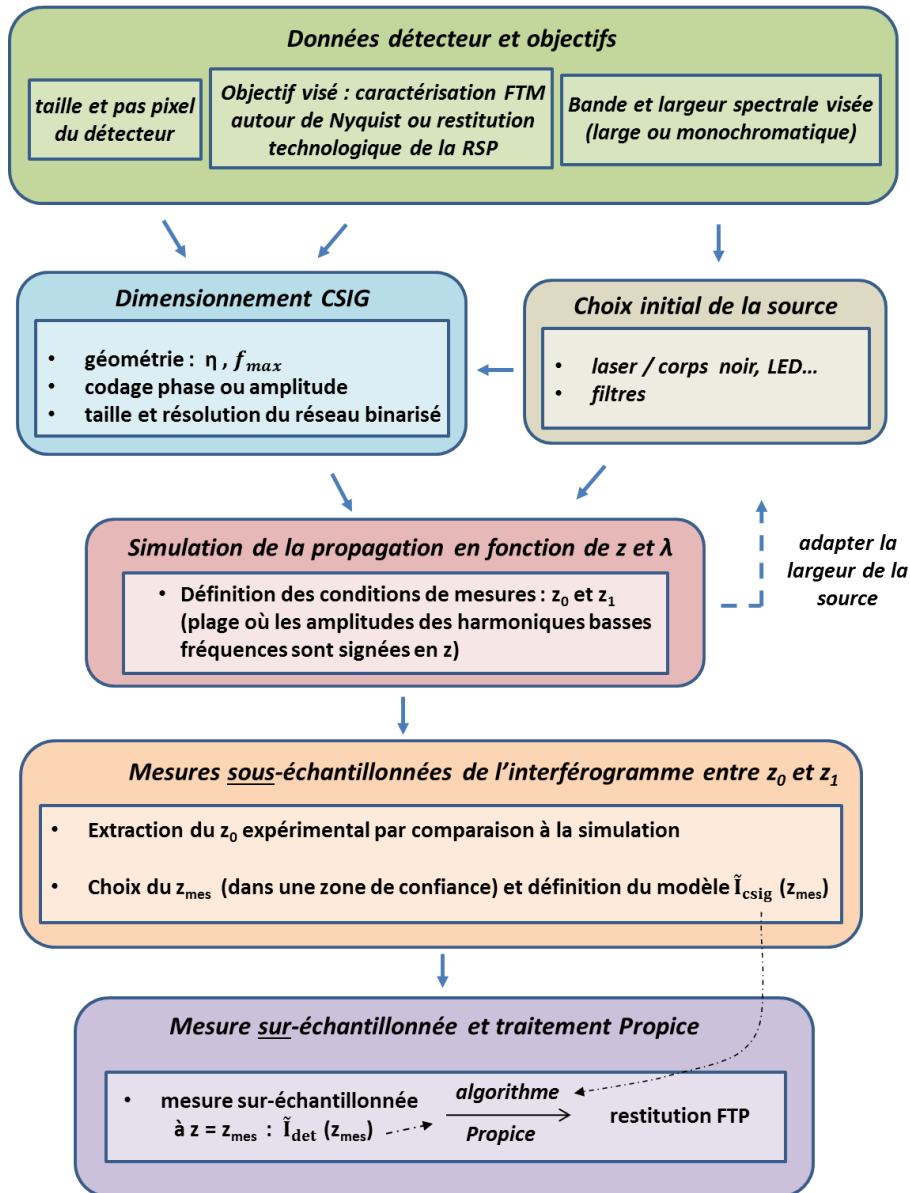


Figure 5.11 – proposition de protocole de mesure CSIG dans le banc MIRCOS



# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La caractérisation de la performance des détecteurs infrarouge est un enjeu scientifique, industriel et stratégique majeur. La fonction de transfert de modulation est une des fonctions de mérite clés de cette caractérisation. Rappelons les besoins principaux qui ont motivé ces travaux de thèse :

- La réduction du pas pixel impose une plus haute résolution dans la mesure FTM, ce qui nécessite à la fois de pouvoir projeter des motifs hautement résolus, de pouvoir prédire ces motifs avec grande précision, et d'avoir une métrologie du traitement des données pour estimer son impact sur la mesure.
- La complexification des structures pixel impose de maîtriser les a priori que l'on porte sur la réponse spatiale pixel afin que la fonction de transfert garde un sens.
- Le besoin en mesures spectro-spatiales, lié au développement d'imageurs hyperspectraux, pose des questions sur la dépendance en longueur d'onde de la FTM.

Dans ma démarche de thèse, j'ai étudié la méthode interférentielle des réseaux continûment auto-imageants, tant du point de vue théorique qu'expérimental, en vue d'anticiper et de répondre à ces différents besoins :

- Un nouveau banc entièrement cryogénique a notamment été mis en place afin d'enlever la contrainte de l'écran froid des détecteurs quantiques refroidis (cf. Chapitre 2). Ce banc ouvre la voie à des mesures plus résolues (angles de diffraction élevés), sans la contrainte imposée par l'écran froid des détecteurs refroidis, et permettra à terme d'intégrer également une méthode de spot scan entièrement cryogénique, permettant d'avoir deux mesures complémentaires. Dans une volonté d'apporter une métrologie à la mesure CSIG, j'ai également développé un traitement de données (Propice) permettant d'estimer la propagation du bruit de mesure issu du détecteur (cf. Chapitre 3). Enfin, une rupture dans le protocole de simulation des amplitudes des harmoniques projetées sur le détecteur a été proposée, afin d'atteindre une prédictibilité suffisante du système de mesure, en tenant compte les ordres de diffraction secondaires du réseau binarisé, et du contenu spectral de la source (Chapitre 5).
- La méthode Propice développée permet également de restituer directement la réponse spatiale pixel 2D continue sans a priori sur sa forme géométrique (Chapitre 3). Cette dernière dépend de nombreux paramètres technologiques (forme de l'implantation, structure planaire, mesa, loophole...). J'ai pu appliquer cette méthode à un cas particulier : une matrice SWIR de technologie planaire, au pas pixel de 25

$\mu\text{m}$ . Nous avons pu restituer de faibles effets de diffusion non homogènes entre pixels, donnant à la réponse spatiale une forme spécifique de trèfle. Une prochaine mesure intéressante serait d'appliquer la méthode à des pixels de structures « mesa » ou « loophole », afin de comparer les réponses spatiales entre les différentes structures. L'étude haute résolution et sans a priori de la réponse spatiale sera d'autant plus importante, car les phénomènes de diffusion électronique sont susceptibles de prendre une importance croissante pour les petits pas pixel.

- J'ai par ailleurs exploré la dépendance en longueur d'onde de la FTM sur un détecteur HgCdTe spécifique dans le moyen infrarouge comportant des structures pixel différentes à faibles facteurs de remplissage (Chapitre 4). Cette étude a été menée à l'aide du banc MIRCOS et un effet spectral a été mis en évidence sur la FTM de ces structures. L'évolution observée peut s'interpréter par les différentes profondeurs d'absorption des longueurs d'onde dans le matériau semi-conducteur, car la probabilité de collection des photo-électrons dépend, dans ce cas précis, de cette profondeur d'absorption. Une simulation complète de ces effets sera menée prochainement par l'équipe pour valider théoriquement cette observation expérimentale.

### Perspectives futures

Perspectives à court et moyen-terme :

- Les travaux effectués pendant la thèse nous ont fait réfléchir sur l'importance d'adapter la densité des harmoniques des objets CSIG pour répondre aux besoins de mesure. Parmi les pistes expérimentales intéressantes à explorer pour la suite figurent les rotations successives du CSIG et un contrôle sur la focalisation du faisceau pour modifier radialement et angulairement la position des harmoniques au cours d'une même série de mesure.
- De même, les harmoniques parasites situées à des fréquences spatiales non égales à celles des harmoniques de mesure (comme celles générant l'effet « damier », vues au chapitre 3) peuvent a priori apporter de l'information sur la mesure FTM, puisque que leurs amplitudes sont maintenant prédictibles par simulation. Ces harmoniques peuvent donc, au lieu d'être supprimées par l'application d'un masque, être prises en compte dans le modèle et conservées dans le traitement Propice, ce qui permettra de densifier les points de mesure et améliorer l'interpolation.
- Par ailleurs, au chapitre 3, la réponse spatiale pixel en forme de trèfle du détecteur InGaAs a été mesurée sur une bande spectrale large. Il serait intéressant de la mesurer avec une source monochromatique, afin d'étudier si cette forme de réponse spatiale particulière dépend de la longueur d'onde. Nous avons vu en effet, dans le chapitre 4, que l'impact de la diffusion électronique sur la réponse spatiale pouvait dépendre, dans certains cas, de la longueur d'onde.
- De manière plus générale, il sera intéressant de comparer les résultats des différentes méthodes de mesure 2D (spot scan, CSIG) dans le banc cryogénique MIRCOS. En

ce sens, un objectif de spot scan cryogénique, optimisé pour la bande MWIR, a été approvisionné récemment à l'ONERA. Il sera intégré dans le banc MIRCOS courant 2020. Un protocole de déconvolution spécifique, reposant sur une mesure fine de la fonction de transfert de l'objectif cryogénique par mesure de front d'onde, est en cours de développement.

Perspectives à long terme :

- Le protocole décrit dans le chapitre 5 nous a amené à abandonner l'idée d'un régime quasi-invariant pour la mesure de la FTM, en se concentrant sur la prédictibilité de l'amplitude des harmoniques discrètes. En ce sens, nous pouvons projeter, dans le futur, d'utiliser des réseaux dont les ordres de diffractions principaux ne sont plus situés sur un unique cercle dans l'espace réciproque. Ainsi, dans la perspective d'adapter au mieux la distribution et la densité des harmoniques discrètes, il pourrait être intéressant, dans un premier temps, d'explorer de nouveaux objets mêlant plusieurs cercles de Montgomery de rayons différents (et ayant potentiellement un nombre d'ordres également différent). Une telle combinaison donnerait des degrés de liberté supplémentaires pour gérer le nombre et la répartition des harmoniques générées. Le caractère discret des harmoniques de mesures, indispensable pour assurer un bon rapport signal sur bruit, serait conservé. La variabilité (en  $z$  et  $\lambda$ ) des amplitudes associées pourra être prédite avec l'outil de simulation développé en fin de thèse (chapitre 5). Le protocole de mesure proposé dans le chapitre 5 reste adaptable à ce genre d'objet.
- L'outil de simulation développé dans le chapitre 5 ouvre la voie à des mesures de FTM monochromatiques à plusieurs longueurs d'onde, voire hyperspectrales, en plaçant le CSIG devant le FTIR (spectromètre infrarouge à transformée de Fourier). La mesure de FTM « hyperspectrale » sera rendue possible par l'acquisition d'un cube d'interférogrammes CSIG par le FTIR. Le modèle CSIG devra être alors simulé pour chaque longueur d'onde du cube. Chaque interférogramme du cube pourra alors être traité de façon indépendante par l'algorithme Propice, fournissant ainsi une mesure hyperspectrale de la fonction de transfert.
- Enfin, des études récentes du CEA/LETI, menées dans le cadre de la thèse d'Adrien Yèche<sup>5</sup>, montrent l'intérêt de la méthode EBIC (Electron Beam Induced Current) pour la caractérisation de détecteurs IR et une première étude sur la mesure de la FTM 2D de petits pixels ( $7.5 \mu\text{m}$ ) utilisant la méthode EBIC a été présentée au congrès du II-VI workshop en Novembre 2019. Il sera également intéressant de comparer les résultats de cette méthode aux précédentes. En effet, les différences dans la façon de générer les porteurs de charges dans les pixels étudiés vont a priori impacter la réponse spatiale pixel, et ces différentes méthodes sont donc a priori complémentaires. Dans l'industrie infrarouge, chaque fabricant possède en effet son propre moyen et protocole de mesure. Cela pose la question fondamentale de savoir à quel point le choix de la méthode de mesure impacte le résultat final. C'est ce que nous chercherons à déterminer dans les futurs travaux de recherche.

---

5. Adrien YÈCHE (2019). "Caractérisation par courant induit sous faisceau électronique (EBIC) à basse température de détecteurs infrarouges de 3<sup>ème</sup> génération". Thèse de doct. École doctorale physique (Grenoble).





# LISTE DES COMMUNICATIONS

## *Publications dans des revues à comité de lecture :*

- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, Jean Nghiem, Riad Haïdar, and Jérôme Primot, "Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data," *Opt. Express* 26, 5200-5211 (2018)
- Jean Nghiem, Julien Jaeck, Jerome Primot, Christophe Coudrain, Sophie Derelle, **Edouard Huard**, Marcel Caes, Sylvie Bernhardt, Riad Haidar, Philippe Christol, and Isabelle Ribet-Mohamed, "MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler," *Opt. Express* 26, 11034-11045 (2018)
- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, and Jérôme Primot, "Monochromatic MTF measurement using z dependency of Talbot effect," *Opt. Express* (en cours de rédaction, publication prévue en 2020)

## *Communications orales dans des congrès et conférences :*

- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, and Jérôme Primot "A linear treatment for 2D MTF and pixel spatial response recovery from sparse measurement" Infrared detection Workshop (June 2018, Toulouse)
- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, Sylvie Bernhardt, and Jérôme Primot "Development of a specific cryogenic test bench for cooled infrared Focal Plane Array MTF and PSF characterization" II-VI workshop 2018 (October 2018, Pasadena, California)
- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, Olivier Gravrand, and Jérôme Primot "Development of a cryogenic test bench for spectral MTF measurement on Midwave Infrared Focal Plane Array" II-VI workshop 2019 (November 2019, Chicago, Illinois)

## *Session poster :*

- **Edouard Huard**, Sophie Derelle, Julien Jaeck, and Jérôme Primot "A polyvalent cryogenic bench for MTF/PSF measurements of infrared detectors" (Décembre 2018, Séminaire « Latest (r)evolutions in detectors, from the visible to the infrared » de l'ONERA)



# BIBLIOGRAPHIE

- ABOLMAALI, Farzaneh et al. (2017). "Photonic jets for highly efficient mid-IR focal plane arrays with large angle-of-view". In : *Optics express* 25.25, p. 31174-31185.
- ALLEN, Kenneth W et al. (2016). "Increasing sensitivity and angle-of-view of mid-wave infrared detectors by integration with dielectric microspheres". In : *Applied Physics Letters* 108.24, p. 241108.
- AMENABAR, Iban et al. (2017). "Hyperspectral infrared nanoimaging of organic samples based on Fourier transform infrared nanospectroscopy". In : *Nature communications* 8, p. 14402.
- ANDERSEN, Michael I et Anton Norup SØRENSEN (1998). "An interferometric method for measurement of the detector MTF". In : *Experimental Astronomy* 8.1, p. 9-12.
- ARINES, Justo et Salvador BARÁ (2011). "Optics and Deconvolution : Wavefront Sensing". In : *Optical and Digital Image Processing : Fundamentals and Applications*, p. 549-569.
- BARR, E Scott (1962). "The infrared pioneers - II. Macedonio melloni". In : *Infrared physics* 2.2, p. 67-74.
- BERTHOZ, J et al. (2014). "Modeling and characterization of MTF at small pitch on Mercury Cadmium Telluride". In : *2014 11th International Workshop on Low Temperature Electronics (WOLTE)*. IEEE, p. 5-7.
- BERTHOZ, Jocelyn et al. (2015). "Modeling and characterization of MTF and spectral response at small pitch on mercury cadmium telluride". In : *Journal of Electronic Materials* 44.9, p. 3157-3162.
- BIESIADZINSKI, Tomasz P et al. (2010). "A method for the characterization of sub-pixel response of near-infrared detectors". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy IV*. T. 7742. International Society for Optics et Photonics, p. 77421M.
- BISOTTO, S et al. (2019). "7.5  $\mu\text{m}$  and 5 $\mu\text{m}$  pitch IRFPA developments in MWIR at CEA-LETI". In : *Infrared Technology and Applications XLV*. T. 11002. International Society for Optics et Photonics, p. 110021C.
- BOLTZMANN, Ludwig (1872). "L. Boltzmann, Wien. Ber. 66, 275 (1872)." In : *Wien. Ber.* 66, p. 275.
- BOUDOU, N et al. (2019). "ULIS bolometer improvements for fast imaging applications". In : *Infrared Technology and Applications XLV*. T. 11002. International Society for Optics et Photonics, 110021O.
- CHEN, Xi et al. (2008). "Sensor modulation transfer function measurement using band-limited laser speckle". In : *Optics express* 16.24, p. 20047-20059.
- DE LA BARRIÈRE, Florence et al. (2010). "Modulation transfer function measurement of a multichannel optical system". In : *Applied optics* 49.15, p. 2879-2890.
- DESTÉFANIS, Gérard et al. (2011). "MCT IR detectors in France". In : *Infrared Technology and Applications XXXVII*. T. 8012. International Society for Optics et Photonics, p. 801235.
- DI MAMBRO, Emmanuel O, Nicolas GUERINEAU et Jerome PRIMOT (2003). "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array using a continuously self-imaging grating". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XIV*. T. 5076. International Society for Optics et Photonics, p. 169-179.

- DRIGGERS, Ronald G et al. (2012). "Infrared detector size : how low should you go?" In : *Optical Engineering* 51.6, p. 063202.
- DRS, LEONARDO. *Hexablu 1280x960 MCT MWIR 6  $\mu$ m*. <http://www.drsinfrared.com>.
- DRUART, Guillaume et al. (2007a). "Image formation by use of continuously self-imaging gratings and diffractive axicons". In : *Unconventional Imaging III*. T. 6712. International Society for Optics et Photonics, p. 671208.
- DRUART, Guillaume et al. (2007b). "Nonparaxial analysis of continuous self-imaging gratings in oblique illumination". In : *JOSA A* 24.10, p. 3379-3387.
- DRUART, Guillaume et al. (2008). "Demonstration of image-zooming capability for diffractive axicons". In : *Optics letters* 33.4, p. 366-368.
- DRUART, Guillaume et al. (2014). "Modulation transfer function measurement of microbolometer focal plane array by Lloyd's mirror method". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXV*. T. 9071. International Society for Optics et Photonics, 90710S.
- DURNIN, J (1987). "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory". In : *JOSA A* 4.4, p. 651-654.
- ESTRIBEAU, Magali (2004). "Analyse et modélisation de la fonction de transfert de modulation des capteurs d'images à pixels actifs CMOS". Thèse de doct. École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (Toulouse).
- ESTRIBEAU, Magali et Pierre MAGNAN (2004). "Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12333 slanted-edge methodology". In : *Detectors and Associated Signal Processing*. T. 5251. International Society for Optics et Photonics, p. 243-252.
- FIÈQUE, Bruno, Philippe CHORIER et Bertrand TERRIER (2010). "Sofradir detectors for hyperspectral applications from visible up to VLWIR". In : *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIV*. T. 7826. International Society for Optics et Photonics, p. 78261I.
- GIARD, E et al. (2014). "Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors". In : *Journal of Applied Physics* 116.4, p. 043101.
- Goss, Tristan M et Cornelius J WILLERS (2017). "Small pixel cross-talk MTF and its impact on MWIR sensor performance". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXVIII*. T. 10178. International Society for Optics et Photonics, p. 101780L.
- GRAVRAND, O et al. (2006). "Study of the spatial response of reduced pitch Hg 1- x Cd x Te dual-band detector arrays". In : *Journal of electronic materials* 35.6, p. 1159-1165.
- GRAVRAND, Olivier, J Wlassow et L BONNEFOND (2014). "A calibration method for the measurement of IR detector spectral responses using a FTIR spectrometer equipped with a DTGS reference cell". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*. T. 9154. International Society for Optics et Photonics, 91542O.
- GUÉRINEAU, Nicolas et Jérôme PRIMOT (1999). "Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer". In : *JOSA A* 16.2, p. 293-298.
- GUÉRINEAU, Nicolas et al. (1999). "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target". In : *Applied optics* 38.4, p. 631-637.
- GUÉRINEAU, Nicolas et al. (2007). "Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR". In :
- GUNAPALA, SD et al. (2015). "Modulation transfer function of infrared focal plane arrays". In : *Infrared Remote Sensing and Instrumentation XXIII*. T. 9608. International Society for Optics et Photonics, p. 960811.

- HARDY, T, Chris WILLOT et J PAZDER (2014). "Intra-pixel response of the new JWST infrared detector arrays". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VI*. T. 9154. International Society for Optics et Photonics, p. 91542D.
- HOWARD, Matthew, Andrew SARANGAN et Keigo HIRAKAWA (2019). "Shortwave Infrared Fourier Multispectral Imaging". In : *Imaging Systems and Applications*. Optical Society of America, ITu3B-4.
- HUARD, Edouard et al. (2018). "Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data". In : *Optics express* 26.5, p. 5200-5211.
- KATTNIG, Alain (2019). "Theoretical and practical analysis of spatial and spectral calibration of static Fourier transform infrared spectrometers". In : *Optics express* 27.10, p. 14819-14834.
- KATTNIG, Alain, Sophie THETAS et Jérôme PRIMOT (2015). "Ensuring long-term stability of infrared camera absolute calibration". In : *Optics express* 23.14, p. 18381-18390.
- KOREN, Norman (2019). "Compensating MTF Measurements for Chart Quality Limitations". In : *Electronic Imaging* 2019.10, p. 305-1.
- LA BARRIERE, Florence de (2012). "Vers l'intégration de fonctions d'imagerie sur le plan focal infrarouge. Application à la conception et à la réalisation d'une caméra sur puce infrarouge cryogénique." Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.
- LANGLEY, S. P. (1880). "The bolometer". In : *Proceedings of The American Metrological Society*. T. 2, p. 184-190.
- LE BRETON, Rémy (sept. 2017). "Large synoptic survey telescope : electrostatic distortions in the CCD". Theses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01720422>.
- LEE, Christine M et al. (2015). "An introduction to the NASA Hyperspectral InfraRed Imager (HyspIRI) mission and preparatory activities". In : *Remote Sensing of Environment* 167, p. 6-19.
- LEE, Paul PK et al. (2012). "Laser speckle MTF processing and test development for VIS and IR sensors". In : *Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIII*. T. 8355. International Society for Optics et Photonics, p. 835507.
- MAHATO, Swaraj Bandhu et al. (2018). "Measuring Intra-Pixel Sensitivity Variations of a CMOS Image Sensor". In : *IEEE Sensors Journal* 18.7, p. 2722-2728.
- MONTGOMERY, W Duane (1967). "Self-imaging objects of infinite aperture". In : *JOSA* 57.6, p. 772-778.
- MOUZALI, Salima (2015). "Modélisation spectrale de détecteurs matriciels infrarouge HgCdTe : application à un micro-spectromètre". Thèse de doct.
- MOUZALI, Salima et al. (2015a). "Modeling of HgCdTe focal plane array spectral inhomogeneities". In : *Integrated Photonics : Materials, Devices, and Applications III*. T. 9520. International Society for Optics et Photonics, 95200S.
- (2015b). "Prediction of HgCdTe spectral inhomogeneities based on optical and material properties". In : *Infrared Physics & Technology* 71, p. 356-362.
- NGHIEM, Jean et al. (2018). "MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler". In : *Opt. Express* 26.8, p. 11034-11045.
- NORRIS, David J (2019). "Multispectral quantum-dot photodetectors". In : *Nature Photonics* 13.4, p. 230.
- OZKAN, Mehmet K et al. (1992). "Efficient multiframe Wiener restoration of blurred and noisy image sequences". In : *IEEE Transactions on image processing* 1.4, p. 453-476.
- PIPONNIER, Martin et al. (2011). "Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings". In : *Optics express* 19.23, p. 23054-23066.

- PLANCK, Max (1901). "On the law of distribution of energy in the normal spectrum". In : *Annalen der physik* 4.553, p. 1.
- PLUMMER, Philip J, Kenneth J BARNARD et Michael A MARCINIAK (2019). "Investigation of speckle imagery spectral estimation challenges for modulation transfer function measurements". In : *Optical Engineering* 58.7, p. 077106.
- PRIMOT, J, G ROUSSET et JC FONTANELLA (1990). "Deconvolution from wave-front sensing : a new technique for compensating turbulence-degraded images". In : *JOSA A* 7.9, p. 1598-1608.
- RAYLEIGH, Lord (1881). "XXV. On copying diffraction-gratings, and on some phenomena connected therewith". In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 11.67, p. 196-205.
- REINE, MB et al. (2007). "HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiode arrays". In : *Journal of Electronic Materials* 36.8, p. 1059-1067.
- REINE, MB et al. (2008). "Characterization of HgCdTe MWIR back-illuminated electron-initiated avalanche photodiodes". In : *Journal of Electronic Materials* 37.9, p. 1376-1386.
- ROBINSON, J et al. (2014). "Case for small pixels : system perspective and FPA challenge". In : *Image Sensing Technologies : Materials, Devices, Systems, and Applications*. T. 9100. International Society for Optics et Photonics, p. 91000I.
- ROGALSKI, Antoni (2003). "Infrared detectors : status and trends". In : *Progress in quantum electronics* 27.2-3, p. 59-210.
- SCD. *SCD Blackbird 1280x1024 InSb MWIR, 10  $\mu$ m*. <http://www.scd.co.il/>.
- SCHUSTER, Jonathan et Enrico BELLOTTI (2013). "Numerical simulation of crosstalk in reduced pitch HgCdTe photon-trapping structure pixel arrays". In : *Optics express* 21.12, p. 14712-14727.
- SEGAL, Razy, Igor SHCHERBACK et Orly YADID-PECHT (2007). "CMOS image sensors : Two-dimensional MTF for anisotropic resolution characterization". In : *IEEE Sensors Journal* 7.6, p. 947-952.
- SENSIPER, Martin et al. (1993). "Modulation transfer function testing of detector arrays using narrow-band laser speckle". In : *Optical Engineering* 32.2, p. 395-401.
- SESHADRI, Suresh et al. (2008). "Mapping electrical crosstalk in pixelated sensor arrays". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*. T. 7021. International Society for Optics et Photonics, p. 702104.
- SHAPIRO, Charles, Eric HUFF et Roger SMITH (2018). "Intra-pixel response characterization of a HgCdTe near infrared detector with a pronounced crosshatch pattern". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VIII*. T. 10709. International Society for Optics et Photonics, p. 1070936.
- SHCHERBACK, Igor et Orly YADID-PECHT (2004). "Cmos aps mtf modeling". In : *CMOS imagers*. Springer, p. 53-74.
- SHTRICHMAN, Itay et al. (2007). "Spatial resolution of SCD's InSb 2D detector arrays". In : *Infrared Technology and Applications XXXIII*. T. 6542. International Society for Optics et Photonics, p. 65423M.
- (SOFRADIR), Lynred. *Daphnis 1280x720 MCT MWIR 10  $\mu$ m*. <https://www.lynred.com/>.
- TISSOT, JL et al. (2006). "Uncooled microbolometer detector : recent developments at ULIS". In : *Opto-Electronics Review* 14.1, p. 25-32.
- VIALE, T et al. (2016). "High accuracy measurements of the intrapixel sensitivity of VIS to LWIR astronomical detectors : experimental demonstration". In : *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII*. T. 9915. International Society for Optics et Photonics, p. 991517.

- VIALLEFONT-ROBINET, Françoise et al. (2018). "Comparison of MTF measurements using edge method : towards reference data set". In : *Opt. Express* 26.26, p. 33625-33648.
- WILLIAMS, Don (1998). "Benchmarking of the ISO 12233 slanted-edge spatial frequency response plug-in". In : *PICS*, p. 133-136.
- YECHE, Adrien (2019). "Caractérisation par courant induit sous faisceau électronique (EBIC) à basse température de détecteurs infrarouges de 3<sup>ème</sup> génération". Thèse de doct. École doctorale physique (Grenoble).
- ZHANG, Shuyan et al. (2018). "Solid-immersion metalenses for infrared focal plane arrays". In : *Applied Physics Letters* 113.11, p. 111104.



**Titre :** Vers une approche métrologique de la mesure de fonction de transfert de détecteurs infrarouge

**Mots clés :** Détecteurs Infrarouges, Banc cryogénique, Fonction de transfert de Modulation

**Résumé :** Les détecteurs matriciels dans le domaine infrarouge sont en plein développement technologique, et s'appliquent à des domaines divers (spatial/défense, astronomie...). La réduction des pas pixels pose un défi concernant la mesure de la fonction de transfert de modulation (FTM) des détecteurs. La FTM est une fonction de mérite qui mesure la capacité du détecteur à résoudre des détails d'une scène, et qui est liée à la réponse spatiale des pixels. La projection optique de motifs suffisamment fins devient alors une limite de la mesure. Par ailleurs, les applications d'imagerie hyper-spectrales et la diversité des structures pixel existantes questionnent la dépendance de la FTM en longueur d'onde. Dans cette thèse, nous étudions une méthode interférométrique utilisant des réseaux continûment auto-imageant afin d'adresser au mieux ces différents enjeux. Ces réseaux permettent la projection 2D de motifs haute résolution prédictibles par modélisation. La détection des motifs et leur connaissance théorique permettent alors la restitution de la FTM du détecteur. Les détecteurs considérés fonctionnant à température cryogénique, un

banc de mesure spécifique refroidi à l'azote liquide a été développé pour effectuer la mesure avec un fond thermique réduit, tout en ayant accès à des grands angles d'ouverture optique. Parallèlement, un traitement, permettant d'estimer la propagation du bruit du détecteur à travers la méthode, a été développé et testé sur un détecteur proche infrarouge. Ce traitement a également permis de restituer des effets particuliers de diffusion électronique entre les pixels du détecteur. Dans un second temps, des mesures de FTM en fonction de la longueur d'onde ont été réalisées sur un détecteur moyen-infrarouge, au sein du banc cryogénique. Cette étude a mis en évidence une dépendance spectrale de la FTM sur des structures pixels spécifiques. Enfin, lors de ces expériences, des incertitudes résiduelles sur la prédiction des motifs ont été mises à jour. Un retour d'expérience est alors mené, débouchant sur la proposition d'un nouveau protocole de mesure de la FTM par voie monochromatique. La simulation de la propagation du faisceau IR à travers le réseau se révèle être un élément clé de la méthode.

**Title :** Towards a metrological approach of the infrared detector transfer function measurement

**Keywords :** Infrared detectors, Cryogenic Systems, Modulation Transfer Function

Infrared Focal Plane Arrays (IRFPAs) technological development is currently evolving rapidly and can be applied to various fields (space/defence, astronomy...). The reduction of the pixel pitch poses a challenge in terms of characterization of the Modulation Transfer Function (MTF). MTF is related to the spatial response of the pixels. The optical projection of fine patterns then becomes a problem in the measurement due to the diffraction limit. The hyperspectral imagery applications and the diversity of pixel structures used in the industry also question the wavelength dependency of the MTF. In this thesis, we study an interferential method in order to best address these different issues of spatial response measurement. These gratings allow the 2D projection of high-resolution patterns that can be predicted by simulation. The detected pattern allows the restitution of the MTF. Since the IRFPAs considered here operate at cryogenic temperatures, a

nitrogen-cooled bench is developed to measure the MTF with a reduced thermal background while having access to large aperture angles. A treatment is developed and tested on a near-infrared detector in order to estimate the propagation of noise through the method. This procedure also allowed to measure electronic diffusion effects between the pixels. In a second time, wavelength-dependent MTF measurements were performed on a mid-wavelength infrared detector within the cryogenic bench. This study revealed a spectral dependence of the MTF on specific pixel structures. Finally, during these experiments, residual errors about the prediction of the projected interferential patterns were highlighted. A feedback is then given, leading to the proposal of a new measurement procedure. The simulation of the propagation of the beam through the grating appears to be a key element of the method.