



Performances orientées système de détecteurs infrarouge à super-réseaux en cryostat opérationnel

Jean Nghiem Xuan

► To cite this version:

Jean Nghiem Xuan. Performances orientées système de détecteurs infrarouge à super-réseaux en cryostat opérationnel. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX113 . tel-02061931

HAL Id: tel-02061931

<https://pastel.hal.science/tel-02061931>

Submitted on 8 Mar 2019

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.

Performances orientées système de détecteurs infrarouge à super- réseaux en cryostat opérationnel

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Ecole Polytechnique

École doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Optique et photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 10/12/18, par

Jean Nghiem Xuan

Composition du Jury :

M. François Julien
Directeur de recherche, CNRS/C2N
M. Olivier Gravrand
Ingénieur de recherche, CEA/Leti
M. Fabien Malbet
Directeur de recherche, CNRS/IPAG
M. Eric Costard
Directeur technique, IRnova
Mme Isabelle Ribet
Ingénieur de recherche, ONERA
M. Philippe Christol
Professeur, CNRS/IES
M. Jean-Christophe Peyrard
Ingénieur, DGA

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Directeur de thèse
Co-Directeur de thèse
Invité

Sommaire

Glossaire	7
Remerciements	9
Liste des publications	11
Introduction générale	12
Chapitre 1. Positionnement de la thèse	15
I Panorama des filières commerciales de détecteurs infrarouge.....	16
I.1 Préambule.....	16
I.2 Les filières quantiques commercialisées à l'été 2015	20
I.3 Récapitulatif des filières présentées	27
II Orientation des filières émergentes.....	28
II.1 Démarche générale	28
II.2 Les principales fonctions de mérite.....	30
III Le super-réseau InAs/GaSb	43
III.1 Description de la structure	43
III.2 Montée en puissance de la filière super-réseaux.....	45
IV Conclusion et objectifs de la thèse	50
Chapitre 2. Mesure de fonction de transfert de modulation en cryostat opérationnel	53
I Introduction.....	54
I.1 Les fréquences spatiales	54
I.2 La Fonction de Transfert de Modulation (FTM).....	56

I.3 Lien avec la Point Spread Function (PSF).....	57
I.4 Modélisation de la FTM	57
I.5 Les fréquences d'intérêt de la FTM.....	61
II Les méthodes de mesure de FTM d'un détecteur	62
II.1 Vue d'ensemble des techniques existantes	62
II.2 Le CSIG	67
II.3 Récapitulatif.....	71
III Le banc de mesure CSIG	72
III.1 Principe du banc	72
III.2 Design du banc	73
III.3 Représentation des données	76
IV Analyse de la mesure de FTM.....	79
IV.1 Interprétations de la mesure obtenue.....	79
IV.2 Extraction de la mesure de FTM_{IDDCA}	81
IV.3 Comparaison de la mesure avec des modèles.....	83
V Étude des vibrations	85
V.1 Restitution des vibrations lors de la mesure.....	85
V.2 Prédiction de l'effet des vibrations en fonction de leur fréquence sur la mesure de FTM.....	89
V.3 Caractérisation fréquentielle des vibrations du banc	91
VI Discussion et perspectives	98
VII Conclusion du chapitre 2	101
Chapitre 3. Mesure de stabilité temporelle en cryostat opérationnel.....	103
I Introduction.....	104

I.1 Bruit temporel et bruit spatial	105
I.2 Les corrections 1 et 2 points.....	107
I.3 Les obstacles pour la comparaison entre détecteurs.....	111
II Moyens mis en œuvre pour la mesure de bruit spatial fixe résiduel sur les détecteurs en cryostat opérationnel	119
II.1 Banc expérimental.....	119
II.2 Protocole de mesure.....	121
II.3 Algorithmes de traitement aboutissant au calcul du rapport BSFR/BT.....	126
III Résultats de mesure de bruit spatial fixe résiduel obtenus.....	132
III.1 Algorithme de détection v_0 + correction 2 points classique	132
III.2 Algorithme de détection v_1 + correction 2 points classique	136
III.3 Algorithme de détection v_2 + correction 2 points classique	138
III.4 Algorithme de détection v_2 + correction deux points Lite à 33% WF	140
III.5 Algorithme de détection v_2 + correction deux points Lite à 66% WF	141
III.6 Synthèse.....	143
IV Étude des pixels RTS.....	144
IV.1 Problématique	144
IV.2 Détection des pixels RTS.....	145
IV.3 Mode opératoire de détection des pixels RTS	146
IV.4 Décompte des pixels RTS	148
IV.5 Synthèse.....	152
V Discussion des résultats	153
V.1 Liste des pixels défectueux et évolution du rapport BSFR/BT.....	153
V.2 Lien entre BSFR/BT et les RTS.....	154
V.3 Reproductibilité des mesures du rapport BSFR/BT	156

<i>V.4 Validité de la correction sur 2 ans</i>	<i>156</i>
<i>V.5 Limites du banc de mesure de stabilité temporelle</i>	<i>159</i>
<i>V.6 Limites du rapport BSFR/BT en tant que fonction de mérite</i>	<i>160</i>
<i>V.7 Perspectives sur l'étude des pixels RTS</i>	<i>161</i>
VI Conclusion du chapitre 3	162
Conclusion générale.....	164
Annexes.....	166
Le réseau continûment auto-imageant (CSIG).....	167
Datasheet : Acceleromètre CXL04GP3	171
Datasheet : IDDCA MWIR IRnova T2SL (320x256, 30µm).....	172
Bibliographie	173

Glossaire

1PC/OPC 1 Point Correction / One Point Correction

2PC/TPC 2 Points Correction / Two Point Correction

BSFR Bruit Spatial Fixe Résiduel (alias : RFPN)

C2N Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies

CEA Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives

CCD Charge Coupled Device

CMOS Complementary Metal Oxide Semiconductor

CL Circuit de Lecture (alias : ROIC)

CN Corps Noir

CNRS Centre National de la Recherche Scientifique

CQD Center for Quantum Devices

CSIG Continuously Self Imaging Grating (Réseau Continument Auto-Imageant)

DSP Densité Spectrale de Puissance

FEP Fonction d'Étalement Point (alias : PSF)

FOV Field Of View = Champ de Vue

FPA Focal Plane Array = matrice

FTM Fonction de Transfert de Modulation (alias : MTF)

HOT High Operating Temperature

IDDCA Integrated Dewar Detector Cooler Assembly (détecteur intégré en cryostat opérationnel)

IES Institut d'Electronique et des Systèmes

IETD Inhomogeneity Equivalent Temperature Difference

LETI Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information

LPN Laboratoire de Photonique et de Nanostructures

LWIR LongWave InfraRed

ML Mono Layer = mono-couche atomique

MTF Modulation Transfert Function (alias : FTM)

MWIR MidWave InfraRed

NEP Noise Equivalent Power (Flux équivalent au bruit)

NETD Noise Equivalent Temperature Difference (Différence de température équivalente au bruit)

ONERA Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aéronautiques

PSF Point Spread Function (alias : FEP)

RFPN Residual Fixed Pattern Noise (alias : BSFR)

ROIC Read-Out Integrated Circuit (alias : CL)

RSB Rapport Signal à Bruit (alias : SNR)

SCD SemiConductor Devices

SL SuperLattice

SLS Strained Layers Superlattice

SNR Signal-to-Noise Ratio (alias : RSB)

SOFRADIR SOciété FRAnçaise de Détection InfraRouge.

SR Super-réseau (alias : SL, SLS, T2SL)

SWIR ShortWave InfraRed

T2SL Type-2 SuperLattice

TAR Traitement Anti-Reflet

VLWIR Very LongWave InfraRed

WF Well Fill, ou pourcentage de remplissage de la capacité d'intégration

Remerciements

Nous y sommes donc. Vous, qui commencez à lire ma thèse. Et moi, qui termine de l'écrire avec ces quelques lignes avec un brin de nostalgie et une grande satisfaction. Ce fut une très belle aventure. Scientifique bien sûr, mais cela serait bien pauvre si la thèse ne se résumait qu'à cela.

Ce sont donc des personnes que je souhaite remercier ici, sans lesquelles ces trois ans de doctorat n'auraient pas eu la même saveur, ou même tout simplement porté leurs fruits.

Mes remerciements s'adressent d'abord aux membres de mon jury : François Julien pour en avoir assuré la présidence, Olivier Gravrand et Fabien Malbet qui en ont été les rapporteurs, et enfin Éric Costard et Jean-Christophe Peyrard pour les questions et remarques lors de la soutenance. Cela m'a beaucoup fait plaisir de voir que vous vous êtes intéressés à mon travail. Je vous remercie encore d'avoir accepté de faire partie de mon jury, malgré vos emplois du temps plus que chargés.

Je remercie profondément Isabelle Ribet-Mohamed, qui a dirigé et encadré ma thèse. Merci pour la confiance que tu m'as accordée. Ta pédagogie et ta disponibilité m'ont permis de beaucoup apprendre avec toi. Sans tes nombreuses (re)lectures, ce manuscrit n'existerait pas.

Un grand merci également à Philippe Christol, qui a co-dirigé ma thèse. Je suis conscient d'avoir eu de la chance d'avoir un directeur de thèse aussi passionné et curieux que toi. Merci beaucoup pour tes fréquentes venues à Palaiseau et tes invitations à échanger à Montpellier.

Mes remerciements vont maintenant à l'ONERA, et le DOTA, dirigé actuellement par Antoine Roblin. Merci beaucoup à Riad Haïdar, chef de l'unité CIO à mon arrivée à l'ONERA. Merci d'avoir suivi ma thèse et aussi de l'avoir rendue possible. Et on ne le dit pas assez, merci à tout le secrétariat pour avoir simplifié ma vie administrative (Myriam, Brigitte, Christèle, Antony, Murielle, Elodie et Corinne).

Julien Jaeck, l'actuel chef d'unité CIO, merci à toi d'avoir trouvé beaucoup de temps pour moi. Ma thèse doit beaucoup à ta rigueur et ton humilité. Merci Marcel pour toutes les discussions sur les détecteurs et tous tes conseils avisés. Ton expérience m'a été très précieuse. Il y a eu aussi un avant et un après Jérôme quant à ma compréhension de la FTM et je ne saurais assez te remercier. Promis, je ne parlerai plus de figure de mérite. Christophe C., je te tiens aussi à te remercier pour ton aide sur les vibrations. Crois-moi, tu en as fait bien plus que tu ne le penses. Merci à toi Michel, jamais à court d'idées de manips et pour qui l'électronique n'a aucun secret. Marc, merci beaucoup pour les sessions debug (et sparring !). Et je n'oublie pas tout le reste de l'équipe, sans qui le labo n'aurait pas été le même : Sylvie,

qui m'a tant de fois ouvert la porte, Alain pour ses remarques, Sylvain qui contrôle l'entropie du labo, Greg, l'homme de qualité, Patrick, le gardien du saint graal, Gilles pour ses plans mécaniques, Éric pour la réalisation express de ceux-ci, Sophie D., qui m'a dédramatisé le CSIG, Sabine, Cindy et Sophie T., qui réalisent quotidiennement des sacrifices en azote liquide.

Merci aussi à toute l'équipe de l'IES à Montpellier. J.B, Jean-Philippe, Rodolphe, Rémi, Quentin D., merci beaucoup pour tout le temps que vous avez passé à m'expliquer et présenter la techno.

Je remercie IRnova pour leur accueil en Suède, en particulier Linda et Maxime. J'ai beaucoup apprécié les échanges que nous avons eu et espère que la collaboration ONERA/IRnova se poursuive.

Les doctorants de l'ONERA ont contribué au bon déroulement de ma thèse. D'abord Edouard, mon co-bureau. Les fous rire qu'on a eu au labo ! Merci de m'avoir écouté et supporté. Maxime, mon autre co-bureau, j'avoue (... !) que tu as assisté à mes moments de tristesse. Merci pour ton explication des FPS qui m'a toujours redonné le sourire. Frederic, qui m'a initié au sport. Une expédition loin d'être gagnée, alors chapeau l'aventurier ! Merci Maxence, toi qui m'as montré à quel point un pixel clignotant et le hip-hop pouvaient être variés. Mes remerciements vont aussi à Simon dont j'ai pu apprécier les talents de compositeur, Rodwane le dessinateur et présentateur en 180s, Adrien le pro du freeform, le père Thurian, Julien le champion cervoliste au verres téméraire, Nathan le cinéaste... Les doctorants arrivés avant moi ont aussi leur place dans les remerciements : Alexandre, Tatiana, Christophe, Thibault, Julien I., Kevin C., Florian, Edouard Giard (mon illustre prédécesseur), Armande, Mouna, François, Alice, Anasthase et *du coup* Philippe. Enfin, j'ai également une pensée pour tous les stagiaires qui sont passés au DOTA ainsi qu'aux doctorants du J3 : Baptiste, Léna, Alice, Mike, Eslam, Claire, Mathilde, Antoine, Sébastien. Enfin, Vignesh, qui me succède en thèse, bon courage ! Tu es entre de bonnes mains.

D'autres proches méritent aussi amplement ma gratitude : Louis C., mon vieil ami d'enfance qui me connaît mieux que personne, Tim J., l'autre Aspect de la Normandie Rambolitaine ; Matthieu R. l'Evangile, avec qui j'ai accompli bien des miracles, Madeleine, fan de parachute et d'escape games, Messire P.A. le châtelain Creusois, Quentin P., l'adepte de Capoeira ; Laurent et ses somptueuses pâtisseries, Adeline et la Sainte Trinité du Planteur, Kevin qui connaît le vrai goût du pâté, Alexia, quequ'un qui aime les chats (ouii !!!!), Bastien H., que je redoute d'affronter à l'airsoft, Solal, qui n'est pas rassuré malgré son talent. Corentin, à qui j'ai promis un apéro...Patience ! Bruh Arnaud, merci pour tous les concerts qui m'ont bien changé les idées !

Je remercie enfin ma sœur et ma mère à qui je dédie cette thèse. Votre soutien inconditionnel a été le pilier sur lequel je me suis souvent reposé durant ces trois ans. Merci infiniment d'être là pour moi.

Liste des publications

PUBLICATIONS DANS DES REVUES A COMITE DE LECTURE :

- Ribet-Mohamed, I., **Nghiem, J.**, Caes, M., Guenin, M., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P., (2018) Temporal stability and correctability of a MWIR T2SL focal plane array. *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis).
- **Nghiem, J.**, Jaeck, J., Derelle, S., Primot, J., Caes, M., Bernhardt, S., Huard, E., Haidar, R., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P., Ribet-Mohamed, I. (2018) Study of the MTF of a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis).
- **Nghiem, J.**, Jaeck, J., Primot, J., Coudrain, C., Derelle, S., Huard, E., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018). MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler. *Optics express*, 26(8), 11034-11045.
- Huard, E., Derelle, S., Jaeck, J., **Nghiem, J.**, Haïdar, R., & Primot, J. (2018). Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data. *Optics express*, 26(5), 5200-5211.

PUBLICATIONS DANS DES CONFERENCES INTERNATIONALES :

- **Nghiem, J.**, Giard, E., Delmas, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., Caes, M., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, September). Radiometric characterization of type-II InAs/GaSb superlattice (t2sl) midwave infrared photodetectors and focal plane arrays. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2016* (Vol. 10562, p. 105623Y). International Society for Optics and Photonics.
- **Nghiem, J.**, Bernhardt, S., Jaeck, J., Derelle, S., Huard, E., Primot, J., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018, April). Modulation transfer function measurements on a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration. In *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIX* (Vol. 10625, p. 1062508). International Society for Optics and Photonics.
- **Nghiem, J.**, Jaeck, J., Giard, E., Caes, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, January). MTF and FPN measurements to evaluate midwave infrared T2SL focal plane arrays. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV* (Vol. 10111, p. 101111D). International Society for Optics and Photonics.
- **Nghiem, J.**, Jaeck, J., Derelle, S., Primot, J., Bernhardt, S., Haidar, R., Christol, P., Würtemberg R.M., Ribet-Mohamed, I. (2018 March), MWIR T2SL FPA evaluated by RFPN and MTF figures of merit, IR Colloquium, Freiburg.

Introduction générale

Le développement des détecteurs infrarouge a coïncidé avec les besoins croissants en systèmes d'imagerie infrarouge lors de la Seconde Guerre mondiale. Ils se divisent en deux grandes familles : les détecteurs quantiques refroidis (HgCdTe, InSb par exemple) et les détecteurs thermiques non refroidis (microbolomètres). Les premiers ont des performances électro-optiques et radiométriques supérieures aux seconds. Les détecteurs quantiques visent naturellement les applications où les hautes performances sont privilégiées. Mais ils ne peuvent rivaliser avec les détecteurs thermiques vis-à-vis de l'encombrement et surtout au niveau du prix.

L'utilisation du domaine infrarouge a su se démocratiser en parallèle des avancées techniques. Les applications civiles sont de plus en plus nombreuses en imagerie médicale, dans l'astronomie et dans la météorologie. D'autres applications plus proches de notre quotidien existent telles que des systèmes de surveillance domotiques ou des détecteurs de présence. Les outils de diagnostic sont aussi concernés : isolation thermique des logements, analyse de parcelles en agriculture ou lutte contre la somnolence au volant. Les détecteurs infrarouge ne se sont pour autant pas détournés des applications militaires. Ils restent tout à fait pertinents pour la reconnaissance aérienne et le pilotage.

Cette multitude d'applications se traduit en autant de besoins qui ne sont pas tous couverts de façon satisfaisante. C'est une situation aussi bien favorable à l'émergence de technologies de rupture qu'à l'innovation incrémentale. Il y a alors un nombre grandissant de filières (ou matériaux de détection) envisageables pour concevoir un système infrarouge. Il faut alors réaliser un travail d'évaluation de ces filières pour ensuite promouvoir leur développement en adéquation avec les besoins identifiés. C'est ce qu'on appelle orienter une filière.

C'est précisément une des missions de l'unité Composants et Instruments Optroniques (CIO) de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA). Cette unité de recherche effectue son travail d'expert dans le domaine infrarouge avec des mesures électro-optiques (EO). Elle développe aussi en parallèle des instruments hautes performances (dédiés à l'imagerie radiométrique par exemple). Son profil d'expert lui permet de constituer un lien entre les donneurs d'ordres, tels que la Direction Générale de l'Armement (DGA) et les technologues.

L'ONERA s'est notamment rapproché d'un de ces technologues, l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) dans le cadre de ses missions d'expertise. Ce laboratoire maîtrise l'Épitaxie par Jet Moléculaire (EJM) et les processus technologiques menant à la fabrication de photodiodes infrarouge dites à super-réseaux (SR). La complémentarité de l'ONERA et de l'IES a poussé les deux laboratoires à travailler ensemble sur l'optimisation de la filière SR depuis plus de 10 ans aujourd'hui.

Le SR est un empilement périodique d'hétérojonctions à base d'InAs et de GaSb proposé par Smith et Mailhiot pour la détection quantique dès 1987. Il présente de nombreux avantages théoriques : accordabilité en longueur d'onde (entre 1 et 32 μm typiquement), masse effective relativement élevée, courant d'obscurité faible. Cela laisse penser que les SR peuvent être la réponse aux besoins dans les grandes longueurs d'onde de l'Infrarouge (LongWave InfraRed - LWIR), ou bien à un fonctionnement à des températures plus élevées (High Operating Temperature – HOT) dans le moyen infrarouge (MidWave InfraRed – MWIR). De plus, la filière bénéficie de la maturité de la métallurgie des matériaux III-V. Pour les SR, cela promet l'accès aux grandes matrices uniformes et stables dans le temps. En 2015, la collaboration ONERA/IES aboutit aux conclusions suivantes. Dans le MWIR, le rendement quantique des photodétecteurs à SR est satisfaisant, bien qu'un peu plus faible que chez la filière concurrente HgCdTe. Le courant d'obscurité est plus élevé que prévu, à cause de la qualité du matériau SR qui pénalise la durée de vie des porteurs minoritaires. Or ce courant détermine la température de fonctionnement du détecteur. Cela semble donc compromettre les applications HOT (High Operating Temperature). La filière SR n'est cependant pas mise en échec pour autant comme le prouve sa commercialisation depuis 2014 en Europe.

L'arrivée de matrices commerciales requiert l'évaluation de critères de performances du détecteur intégré à un système entier. On appelle ces critères les fonctions de mérites système (FoMs). Les premières interrogations de l'ONERA et de l'IES pour la filière SR se sont alors portées sur la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) et le rapport Bruit Spatial Fixe Résiduel sur Bruit Temporel (BSFR/BT). La première FoMs présente de façon synthétique la résolution du bloc détecteur. La seconde est utilisée pour évaluer la stabilité de la qualité image. Ces deux fonctions de mérite, qui se mesurent de façon indépendante, ont des points communs. Elles renseignent aussi bien le technologue que le concepteur de systèmes optiques. De plus, elles dépendent *a priori* du packaging. Il en découle que la mesure de ces FoMs est plus pertinente en cryostat opérationnel, pour se rapprocher des conditions d'utilisation opérationnelle des détecteurs vendus dans le commerce. Cela a motivé l'achat en 2015 par l'ONERA d'un détecteur SR MWIR intégré en cryostat opérationnel (aussi appelé Integrated Dewar Detector Cooler Assembly - IDDCA) auprès de l'entreprise suédoise IRnova. Il s'agit du bloc détecteur sur lequel mon travail de thèse s'est effectué. Ces travaux ont été financés par la DGA et le Labex FOCUS (Focal Plane Array for Universe Sensing).

Ce manuscrit se structure en trois chapitres.

Le Chapitre 1 rappelle les motivations de ma thèse. Dans ce chapitre, l'objectif y est présenté, c'est-à-dire orienter la filière super-réseaux et contribuer à l'évaluation du potentiel de la filière SR en cryostat opérationnel dans le moyen infrarouge. Les deux chapitres suivants présentent les travaux qui permettront d'évaluer cette filière.

Le Chapitre 2 traite de la mesure de la FTM en cryostat opérationnel. La démarche a consisté d'abord à choisir une méthode de mesure de FTM et à dimensionner le banc de mesure. Celui-ci doit tenir compte des contraintes imposées par l'IDDCA. Après avoir retenu une technique de mesure reposant sur un réseau continûment auto-imageant (Continuously Self

Imaging Grating – CSIG), l'objectif a été de mesurer la FTM de l'IDDCA SR MWIR fabriqué par IRnova. La question des vibrations introduites par la machine à froid a été soulevée et leur impact évalué dans la FTM mesurée. Toute cette démarche a fait l'objet d'un article dans un journal à comité de lecture et d'exposés oraux lors de conférences internationales.

Le Chapitre 3 porte sur l'évaluation de la qualité image de l'IDDCA SR MWIR dont j'avais mesuré la FTM. L'objectif est d'évaluer la stabilité dans le temps de l'image corrigée en évaluant le rapport BSFR/BT. J'ai proposé un protocole de mesure expérimental permettant la comparaison entre détecteurs et entre différentes filières. Pour dépouiller les mesures, j'ai contribué à développer plusieurs algorithmes de traitement puis évalué leur impact sur le rapport BSFR/BT. Les pixels clignotants ont été abordés. Un banc de mesure ainsi qu'un premier algorithme de détection ont été développés pour mieux comprendre l'impact des pixels clignotants sur le rapport BSFR/BT. Toutes ces démarches ont été publiées lors de conférences internationales.

Ce manuscrit se conclut par le bilan ainsi que les perspectives à donner à ces trois années de thèse.

Chapitre 1. Positionnement de la thèse

I	Panorama des filières commerciales de détecteurs infrarouge.....	16
I.1	<i>Préambule.....</i>	16
I.2	<i>Les filières quantiques commercialisées à l'été 2015</i>	20
I.3	<i>Récapitulatif des filières présentées</i>	27
II	Orientation des filières émergentes.....	28
II.1	<i>Démarche générale</i>	28
II.2	<i>Les principales fonctions de mérite.....</i>	30
III	Le super-réseau InAs/GaSb	43
III.1	<i>Description de la structure</i>	43
III.2	<i>Montée en puissance de la filière super-réseaux.....</i>	45
IV	Conclusion et objectifs de la thèse	50

Lors de la conception d'un système optronique d'imagerie, le choix du matériau absorbant utilisé pour la détection (ou filière de détecteurs) est essentiel car il influence les performances finales du système global. Or, il existe de très nombreuses filières de détecteurs, chacune présentant des avantages et des inconvénients. Retenir une filière plutôt qu'une autre, pour une bande spectrale donnée (UV, visible ou infrarouge), impacte les performances mais également les conditions de mise en œuvre. Ce n'est donc pas un choix anodin.

Dans le domaine spectral du visible (longueurs d'ondes comprises entre 0.4 et 0.8 μ m), les matrices de détecteurs utilisent le silicium comme matériau absorbant, avec deux architectures de lecture possibles : CCD (charge coupled device) ou CMOS (complementary metal oxide semiconductor), même si la seconde représente désormais plus de 95% des ventes (soit un marché de 11.5 Md\$ en 2016 [1]). Les performances électro-optiques sont excellentes, et des matrices de très grand format sont accessibles avec 50 millions de pixels

[1] https://fr.slideshare.net/Yole_Developpement/status-of-the-cmos-image-sensor-industry-2017-report-by-yole-developpement

pour des appareils photo [2] par exemple, et jusqu'à plus de 1 milliard de pixels en aboutant plusieurs matrices, comme pour l'astronomie avec l'instrument Pan-STARRS1 [3].

L'infrarouge est un domaine spectral beaucoup plus vaste, qui commence à $1\mu\text{m}$ et se termine, selon les communautés scientifiques, entre $300\mu\text{m}$ et 1mm de longueur d'onde. Pour les applications liées à l'optronique, le domaine infrarouge est habituellement divisé en plusieurs fenêtres imposées par les plages de longueurs d'ondes transmises par l'atmosphère (voir Figure 1) : SWIR (ShortWave InfraRed), MWIR (MidWave InfraRed), LWIR (LongWave InfraRed), VLWIR (Very LongWave InfraRed).

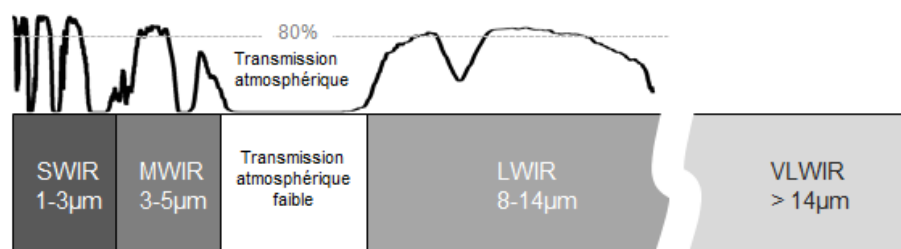


Figure 1 - Principales fenêtres de transmission atmosphérique de l'infrarouge.

Comme nous allons le voir dans le paragraphe I.1, de nombreuses filières de détection infrarouge commerciales coexistent. L'intégralité des besoins exprimés n'étant pas couverte par ces filières existantes, de nouvelles filières voient ainsi régulièrement le jour. Il y a donc une nécessité d'orienter les filières émergentes, et cette démarche sera décrite au paragraphe II. Nous nous intéresserons ensuite plus particulièrement à la filière super-réseau (paragraphe III), sur laquelle l'essentiel de mon travail de thèse s'est concentré. Pour finir, les objectifs de thèse seront annoncés au paragraphe IV.

I Panorama des filières commerciales de détecteurs infrarouge

I.1 Préambule

Il existe deux grands groupes de détecteurs, qui correspondent à deux principes de détection différents mais dont l'objectif est identique : convertir le flux optique incident en un signal électrique mesurable.

[2] Canon EOS 5Ds : https://www.canon.fr/for_home/product_finder/cameras/digital_slr/eos_5ds/

[3] Tonry, J. L., Stubbs, C. W., Lykke, K. R., Doherty, P., Shivvers, I. S., Burgett, W. S., ... & Magnier, E. A. (2012). The Pan-STARRS1 photometric system. *The Astrophysical Journal*, 750(2), 99.

Le premier système exploite la dépendance d'une des propriétés physiques d'un matériau par rapport à sa température : ce sont les détecteurs thermiques. Dans le cas des microbolomètres par exemple, le flux n'est pas mesuré directement. C'est la variation de résistance du matériau thermosensible (silicium amorphe ou oxyde de vanadium généralement) qui permet de remonter au flux incident. Actuellement, le plus grand format accessible est du XGA avec 1280x1024 pixels au pas pixel (la distance entre deux pixels) de 10µm [4].

Le second dispositif compte les grains d'énergie, c'est-à-dire les photons infrarouge : ce sont les détecteurs quantiques. Pour cela on utilise un matériau semi-conducteur capable de convertir un photon infrarouge incident en électron par une transition énergétique interbande ou intrabande.

La différence la plus flagrante entre ces deux types de détecteurs infrarouge est la température à laquelle ils fonctionnent. Autant un détecteur thermique peut se permettre d'avoir une température de fonctionnement ambiante ($T_{amb} \approx 300K$), autant ce n'est pas le cas de la majorité des détecteurs quantiques. En effet, à température ambiante, l'agitation thermique confère aux électrons présents dans le matériau suffisamment d'énergie pour franchir par eux-mêmes l'énergie de gap. De ce fait, lorsqu'il n'est pas exposé à un flux, le détecteur présente quand même un courant dit d'obscurité. Ce courant et le bruit d'obscurité associé pénalisent la température de fonctionnement en dégradant le rapport signal à bruit (RSB). Plus la longueur d'onde de coupure λ_c^* est haute, plus cette température doit être basse. Les ordres de grandeur sont entre 200K et T_{amb} pour le SWIR, 80 à 150K pour le MWIR et en dessous de 80K pour le LWIR. Il est donc nécessaire de refroidir les détecteurs quantiques à des températures dites cryogéniques (<150K) si on souhaite adresser les plus hautes longueurs d'ondes en MWIR et LWIR.

D'autres contraintes viennent alors s'ajouter. D'abord, pour atteindre et maintenir ces températures de fonctionnement, un système de régulation en température est couplé au détecteur. La paroi extérieure du bloc détecteur étant à T_{amb} , celui-ci peut être assimilé à un corps noir. Il émet donc également un rayonnement infrarouge selon la loi de Planck [5]. Elle donne la luminance photonique spectrale (en $ph.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$) émise par un corps noir en fonction de la longueur d'onde λ et de sa température T :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda}\right]^T = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad [Eq.1]$$

[4] Skidmore, G. D. (2016, May). Uncooled 10µm FPA development at DRS. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98191O). International Society for Optics and Photonics.

* Définie comme la longueur d'onde maximale des photons absorbés par le matériau.

[5] Meyzonnette, J.-L. (1992). *Radiométrie et détection optique*, volume 3. EDP Sciences.

avec λ la longueur d'onde en m, T la température en K, c la célérité de la lumière dans le vide (3×10^8 m/s), h la constante de Planck ($6,63 \times 10^{-34}$ J.s), k_B la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹). Le pic d'émission $\lambda^{\max}$ du corps noir est donné par la loi de Wien :

$$\lambda^{\max} = \frac{3670}{T} \quad [\text{Eq.2}]$$

avec $\lambda^{\max}$ exprimé en μm , T en K.

Sur la Figure 2 est tracée la luminance photonique d'un corps noir à température T , en fonction de la longueur d'onde. On remarque qu'une paroi à 300K va ainsi émettre dans le MWIR et le LWIR tandis qu'une paroi à 200K émettra dans le LWIR mais pas le MWIR. On comprend donc qu'il y a nécessité de refroidir également l'environnement du détecteur à une température qui dépend de la bande adressée.

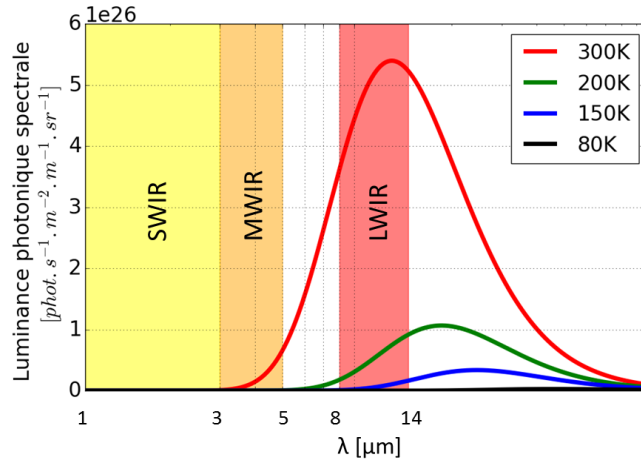


Figure 2 - Luminance photonique spectrale d'un corps noir à température T , en fonction de la longueur d'onde. Les bandes spectrales infrarouges y sont représentées. Un corps noir à 300K émet dans le MWIR (avec un pic dans le LWIR) : il faut donc refroidir le détecteur et son environnement immédiat pour limiter les flux parasites dans le MWIR et le LWIR. Le même corps noir ne posera pas ce genre de problèmes dans le SWIR.

C'est pourquoi dans les détecteurs refroidis, un écran froid est implémenté afin de limiter les rayonnements parasites provenant d'ailleurs que de la scène. La Figure 3 présente l'intérieur d'un bloc détecteur (qui devient une caméra lorsqu'on ajoute une optique devant), mis sous vide afin d'optimiser le refroidissement du FPA et de l'écran froid.

On définit le nombre d'ouverture N , représenté sur la Figure 3 tel que :

$$N = \frac{h}{\phi} \quad [\text{Eq.3}]$$

h étant la distance entre le diaphragme (mm) et le plan focal, ϕ le diamètre du diaphragme (mm). Un détecteur avec un nombre d'ouverture N sera alors dit « ouvert à $\frac{f}{N}$ », la plupart des détecteurs infrarouge étant typiquement ouverts à $f/2$ ou $f/3$.

Plusieurs techniques de refroidissement sont utilisées, aussi illustrées sur la Figure 3. Les modules Peltier se basent sur l'effet thermoélectrique portant le même nom. En présence de courant électrique, l'une des jonctions se refroidit tandis que l'autre se réchauffe créant un différentiel de température maximum de 70K [6]. Économiques et compacts, ils permettent d'atteindre une température de fonctionnement maximale de 150K en aboutant plusieurs étages [7]. Cela peut s'avérer limité si on souhaite travailler dans les hautes longueurs d'ondes. Les cryostats de laboratoire permettent un refroidissement grâce à un liquide cryogénique qui doit être renouvelé régulièrement. Le cryostat à bain a une température fixée par le liquide cryogénique qu'il utilise, de l'azote (77K) ou de l'hélium (4K) en général, tandis qu'un cryostat à circulation permet d'ajuster la température du doigt froid entre celle du fluide cryogénique et la température ambiante. La dernière possibilité est l'utilisation de machines à froid. Elles reposent sur la détente d'un gaz pour assurer le refroidissement. Elles sont optimisées pour fonctionner à des températures pouvant aller jusqu'à 50K [8] mais leur taille et leur consommation électrique dépend de la température souhaitée.

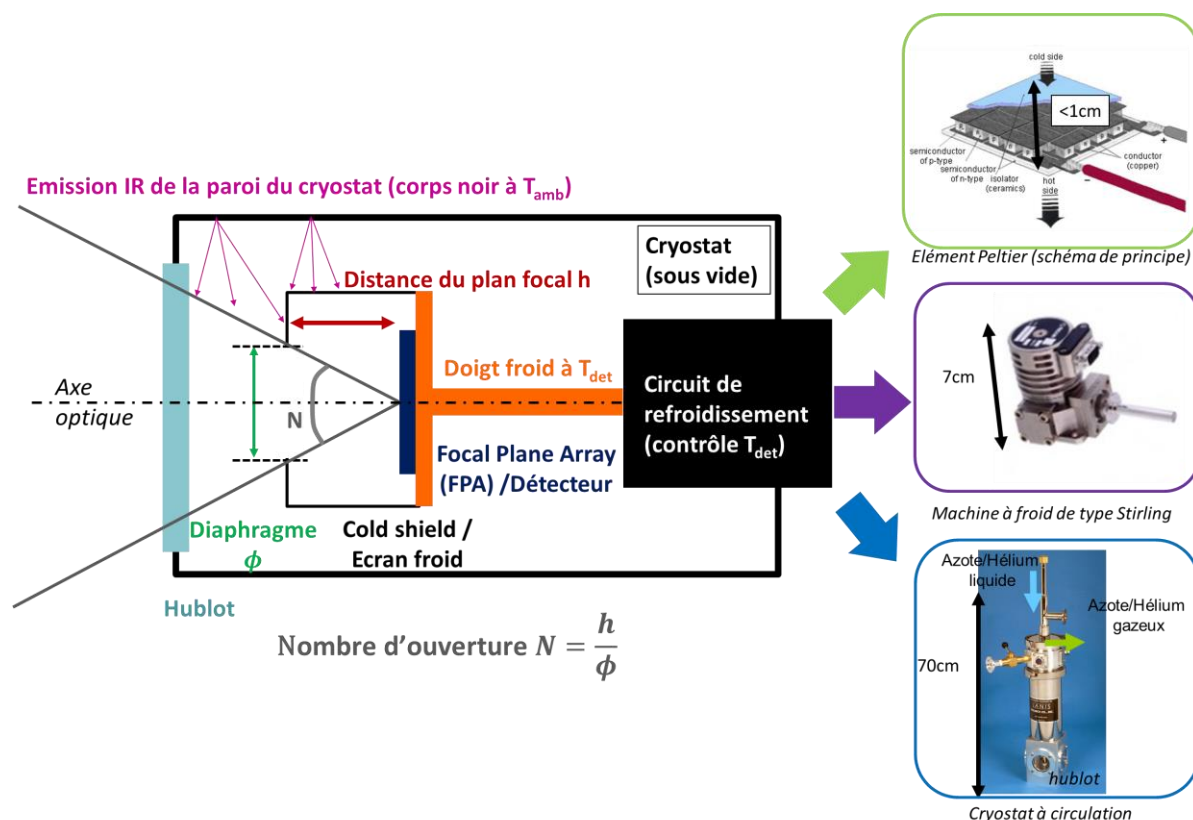


Figure 3 - Schéma d'un bloc détecteur. Les éléments au contact direct du doigt froid (écran froid, FPA) sont à T_{det} . Plusieurs options sont possibles pour le système de refroidissement en fonction de T_{det} visé : un module Peltier [7], une machine à froid [9], ou un cryostat à bain ou à circulation [10].

[6] <https://thermal.ferrotec.com/products/peltier-thermoelectric-cooler-modules/general-purpose/>

[7] Huebener, R. P., & Tsuei, C. C. (1998). Prospects for Peltier cooling of superconducting electronics. *Cryogenics*, 38(3), 325-328.

[8] Ross Jr, R. G., & Boyle, R. F. (2006). An overview of NASA space cryocooler programs.

[9] Machine à froid Ricor K508 : <http://www.ricor.com/products/integral-rotary/k508n/>

Les détecteurs quantiques sont au cœur de ma thèse. Ils sont certes plus exigeants à mettre en œuvre, mais ils offrent la possibilité d'atteindre les très hautes performances, notamment pour des applications d'imagerie radiométrique. De nombreuses filières de matrices de détecteurs infrarouge coexistent. Je vous propose un aperçu des principales filières quantiques commercialisées au début de ce travail.

1.2 Les filières quantiques commercialisées à l'été 2015

Ce paragraphe présente un aperçu des différentes filières de détecteur IR au début de ce travail de thèse. Pour chacune des filières, nous rapportons un exemple de bloc détecteur du commerce.

Filière InSb

La filière InSb est la plus ancienne des filières de détecteurs infrarouge actuellement commercialisées [11]. L'InSb détecte les longueurs d'ondes λ entre 1 et 5.3 μm . Sa longévité sur le marché de l'infrarouge s'explique d'abord par ses performances Electro-Optiques (EO), notamment son rendement quantique* supérieur à 80%. De plus, elle présente une excellente uniformité (peu de disparités entre les pixels d'une matrice) ainsi qu'une grande stabilité dans le temps [12]. Le plus grand format de matrice disponible est de 1920x1536 pour un pas pixel 10 μm fonctionnant à 77K [13][14]. Cette filière est commercialisée entre autres par SCD en Israël, par Raytheon Vision System et Lockheed-Martin aux Etats-Unis ainsi que par Sofradir en France. La Figure 4 présente l'IDDCA (Integrated Detector Dewar Cooler Assembly) "Blackbird" de chez SCD.

[10] Cryostat Janis ST-100

https://www.janis.com/Products/productsoverview/SuperTranContinuousFlowCryostatSystems/ST-100_OpticalCryostat.aspx

[11] Rogalski, A., Antoszewski, J., & Faraone, L. (2009). Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of applied physics*, 105(9),

* Efficacité à convertir un photon en électron.

[12] Schlesinger, J. O., Calahorra, Z., Uri, E., Shick, O., Fishman, T., Shtrichman, I., ... & Hason, S. (2007, May). Pelican: SCD's 640× 512/15 μm pitch InSb detector. In *Infrared Technology and Applications XXXIII* (Vol. 6542, p. 654231). International Society for Optics and Photonics

[13] Détecteur BLACKBIRD: <http://www.scd.co.il/BLACKBIRD-1920-10>.

[14] Gershon, G., Albo, A., Eylon, M., Cohen, O., Calahorra, Z., Brumer, M., ... & Ilan, E. (2014). Large Format InSb Infrared Detector with 10 μm Pixels. In *Proc. OPTRO* (pp. 2014-2931891).



Figure 4 - IDDCA "Blackbird" de SCD, Israël. Température de fonctionnement $T_{\text{det}}=77\text{K}$, 1920x1536 pixels au pas de $10\mu\text{m}$ [13].

Filière InGaAs

La filière InGaAs travaille dans le SWIR, entre 0.9 et $1.7\mu\text{m}$ avec des extensions possibles vers $2.6\mu\text{m}$, ou vers $0.4\mu\text{m}$ (cette dernière extension étant communément appelée « VisGaAs »). Le point fort de l'InGaAs est qu'il s'agit à ce jour de la seule filière quantique fonctionnant à température ambiante. Le plus grand format matriciel disponible est 1280×1024 commercialisé par SCD (Israël) avec un pas pixel de $10\mu\text{m}$ ($\lambda_c=1.7\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=300\text{K}$) [15][16]. La filière est commercialisée par Sofradir en France, Xenics en Belgique, et par Goodrich et Princeton Lightwave aux États-Unis. La Figure 5 présente un bloc détecteur de chez Xenics [17].



Figure 5 - Bloc détecteur "XSW" InGaAs (coupure à $1.7\mu\text{m}$) de chez Xenics au format 640×512 pixels, au pas de $20\mu\text{m}$ (Température de fonctionnement de 220K).

[15] Détecteur Cardinal 1280 : <http://www.scd.co.il/SCD/userdata/SendFile.asp?DBID=1&LNGID=1&GID=250>

[16] Fraenkel, R., Berkowicz, E., Bykov, L., Dobromislin, R., Elishkov, R., Giladi, A., ... & Kogan, I. (2016, May). High definition $10\mu\text{m}$ pitch InGaAs detector with asynchronous laser pulse detection mode. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 981903). International Society for Optics and Photonics.

[17] <http://xenics.com/en/application/swir-ingaas-cores>

Filière HgCdTe/MCT

Le MCT (Mercury Cadmium Telluride – aussi connu sous le nom de HgCdTe) se démarque des autres filières par sa présence en SWIR, MWIR et LWIR, et ce à des rendements quantiques compétitifs (80% pour $T_{\text{det}}=210\text{K}$ en SWIR [18], 70% pour $T_{\text{det}}=150\text{K}$ en MWIR [19] et 70% pour $T_{\text{det}}=81\text{K}$ en LWIR [20]). De ce fait, cette filière couvre un large panel d'applications (y compris les besoins de détection multispectrale), d'autant que des efforts sont menés afin d'augmenter sa température de fonctionnement.

On trouve une grande variété de formats et pas pixels, la tendance étant toutefois d'augmenter les formats des mosaïques tout en diminuant le pas pixel :

- Dans le SWIR, le plus grand format commercial est une matrice 4096x4096 au pas de 18 μm vendue par Teledyne aux États-Unis ($\lambda_c=2.5\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=80\text{K}$) [21]. Les détecteurs MCT SWIR sont principalement vendus par Sofradir (France), AIM (Allemagne), et Leonardo/Selex (Italie).
- Dans le MWIR, le plus grand format détecteur est fourni par Teledyne (États-Unis) au format 2096x2096 au pas 10 μm ($\lambda_c=5.3\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=37\text{K}$) [22]. Cela ne signifie pas pour autant que ce sont les seuls acteurs dans le domaine spectral. Le MCT MWIR est aussi commercialisé par Leonardo, AIM, et Sofradir.
- Dans le LWIR, la plus grande matrice accessible est au format 1024x768 au pas de 16 μm commercialisé par Leonardo/Selex ($\lambda_c=10\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=90\text{K}$) [23]. Les autres acteurs mentionnés dans les domaines spectraux précédents commercialisent également des MCT LWIR.

Le MCT demeure à l'heure actuelle la filière de référence en France. La Figure 6 et la Figure 7 présentent des IDDCA MCT de chez Sofradir opérant dans le MWIR et le LWIR.

[18] Figgemeier, H., Benecke, M., Hofmann, K., Oelmaier, R., Sieck, A., Wendler, J., & Ziegler, J. (2014, June). SWIR detectors for night vision at AIM. In *Infrared Technology and Applications XL* (Vol. 9070, p. 907008). International Society for Optics and Photonics.

[19] Tennant, W. E. (2012). Interpreting mid-wave infrared MWIR HgCdTe photodetectors. *Progress in Quantum Electronics*, 36(2-3), 273-292. page 280

[20] Abedin, M. N., Mlynchak, M. G., & Refaat, T. F. (2010, August). Infrared detectors overview in the short-wave infrared to far-infrared for CLARREO mission. In *Infrared Remote Sensing and Instrumentation XVIII* (Vol. 7808, p. 78080V). International Society for Optics and Photonics.

[21] MCT HAWAII H4RG : [http://www.gmto.org/wp-content/uploads/TELEDYNE%20Detector%20Update%20\(for%20ELTs\)%20-%2023%20Oct%202015.pdf](http://www.gmto.org/wp-content/uploads/TELEDYNE%20Detector%20Update%20(for%20ELTs)%20-%2023%20Oct%202015.pdf)

[22] MCT HAWAII H2RG : <http://www.teledyne-si.com/products/Documents/H2RG%20Brochure%20%20September%202017.pdf>

[23] Détecteur MERLIN LWIR : <http://www.leonardocompany.com/en/-/merlin-lwir-detector>



Figure 6 - IDDCA MCT "Jupiter" MWIR de chez Sofradir au format 1280x1024 pixels au pas de 15 μ m ($T_{\text{dét}} = 90\text{K}$) [24].



Figure 7- IDDCA MCT "Scorpio" LWIR au format 640x520 au pas de 15 μ m ($T_{\text{dét}} = 80\text{K}$) [25].

Filière QWIP

Les Multi-Puits Quantiques GaAs/AlGaAs (MPQ, ou Quantum Well Infrared Photodetector – QWIP en anglais) sont une filière dont la maturité technologique est acquise (excellente uniformité, larges formats, peu de pixels morts, un rendement de production de matrice très élevé). De plus, les QWIP sont eux aussi capables de répondre aux besoins multispectraux (du MWIR au VLWIR). Une autre particularité de cette filière est sa réponse spectrale étroite. Il devient alors préférable de discuter en termes de longueur d'onde pic λ_{pic} (λ_{pic} ajustable jusqu'à 11 μ m dans le commerce [26]) et de largeur spectrale $\Delta\lambda$. Les QWIP utilisent une structure de couplage optique (en général, un réseau de diffraction 2D) pour permettre l'absorption en incidence normale. Malgré cela, leur rendement quantique demeure plus faible par rapport à d'autres filières fonctionnant dans la même bande spectrale [27]. Leur température de fonctionnement est légèrement plus basse car les QWIP, qui sont des

[24] Détecteur Jupiter MW <http://www.sofradir.com/product/jupiter-mw/>

[25] Détecteur Scorpio LW <http://www.sofradir.com/product/scorpio-lw/>

[26] Détecteur IRnova 320ER-1055 : <http://www.ir-nova.se/wp-content/uploads/2017/02/Gas-Imaging-product-flyer-ENG-1702-RELEASE.pdf>

[27] Lhuillier, E., Ribet-Mohamed, I., Tauvy, M., Nedelcu, A., Berger, V., & Rosencher, E. (2009). Ultimate performance of quantum well infrared photodetectors in the tunneling regime. *Infrared Physics & Technology*, 52(4), 132-137.

photoconducteurs, sont pénalisés par leur courant d'obscurité*. La plus grande matrice a été fabriquée par le JPL [28]. Il s'agit d'un QWIP bispectral (bandes 4-5 μm et 8-9 μm) au format 1024x1024 au pas de 30 μm fonctionnant à 60K. Cependant, la plus grande matrice commercialisée est au format 640x512 au pas de 15 μm [29] ($\lambda_c=8.5\mu\text{m}$, $\Delta\lambda=1\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=70\text{K}$, $f/2$) et est présentée dans la Figure 8.



Figure 8 - Bloc détecteur " IRnova 640-LW" à base de QWIP commercialisé par IRnova, au format 640x512 pixels au pas de 15 μm , présentant une longueur d'onde pic à 8.5 μm et une température de fonctionnement de 70K.

Filière InAsSb / XBn

L'InAsSb est une jeune filière. Elle est d'ailleurs plus connue sous le nom de filière XBn (en référence au design utilisé pour fabriquer la structure, dite à barrière bloquante). Elle fonctionne entre 1.5 et 4.2 μm [30] et il existe actuellement des matrices 1280x1024 au pas de 15 μm (Lockheed Martin (USA), SCD (Israël) $\lambda_c=4.1\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=150\text{K}$, $f/2.7$ [31]). Sa compétitivité repose sur sa température de fonctionnement de 150K, supérieures aux 80K à 120K typiques des détecteurs MWIR refroidis quantiques. La Figure 9 présente un exemple d'image obtenue avec une caméra XBn.

* Voir Chapitre 1.II.2, p.17.

[28] Simolon, B., Aziz, N., Cogan, S., Kurth, E., Lam, S., Petronio, S., ... & Mumolo, J. (2009). High performance two-color one megapixel CMOS ROIC for QWIP detectors. *Infrared Physics & Technology*, 52(6), 391-394.

[29] Kataria, H., Asplund, C., Lindberg, A., Smuk, S., Alverbro, J., Evans, D., ... & Sjöström, F. (2017, May). Novel high-resolution VGA QWIP detector. In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101772C). International Society for Optics and Photonics.

[30] Shtrichman, I., Aronov, D., ben Ezra, M., Barkai, I., Berkowicz, E., Brumer, M., ... & Klin, O. (2012, May). High operating temperature epi-InSb and XBn-InAsSb photodetectors. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII* (Vol. 8353, p. 83532Y). International Society for Optics and Photonics.

[31] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Berkowicz, E., Cohen, Y., Dobromislin, R., ... & Ilan, E. (2017). Development and Production of Array Barrier Detectors at SCD. *Journal of Electronic Materials*, 46(9), 5386-5393.

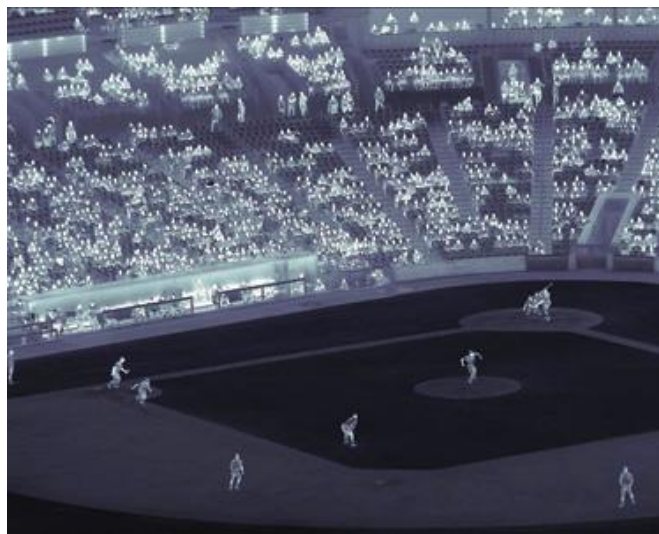


Figure 9 - Image MWIR issue d'une caméra à détecteurs XBn InAsSb au format 1280x1024 pixels, pixel pitch 12 μ m ($T_{det}=150K$) de chez Santa Barbara Focalplane (Lockheed Martin) [32].

Filière super-réseaux InAs/GaSb

Enfin, la filière qui est au cœur de ma thèse est le super-réseau InAs/GaSb, aussi appelée Type-II SuperLattice (T2SL). Il s'agit d'une filière récemment commercialisée qui a pour ambition de concurrencer le MCT, aussi bien en termes de performances que de couverture spectrale. La section I.3, qui lui est dédiée, présente ses avantages plus en détail. La plus grande matrice est de format 4kx4k, fabriquée par L3 [33]. Les formats actuels sont de 640x512 pixels au pas de 15 μ m commercialisé par IRnova en Suède pour le MWIR ($\lambda_c=5.2\mu m$, $T_{det}=140K$, $f/2$) [34] et SCD ($\lambda_c=9.5\mu m$, $T_{det}=77K$, $f/2.7$) [35] pour le LWIR (Figure 10 et Figure 11, respectivement).

[32] <https://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-50/issue-01/features/advances-in-detectors-hot-ir-sensors-improve-ir-camera-size-weight-and-power.html>

[33] Forrai, D. (2018) T2SL Manufacturing Capability at L3 Space & Sensors Technology Center, QSIP2018

[34] Höglund, L., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., Gamfeldt, A., Kataria, H., Lantz, D., ... & Martijn, H. (2016, May). Advantages of T2SL: results from production and new development at IRnova. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98190Z). International Society for Optics and Photonics.

[35] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.



Figure 10 - IDDCA de chez IRnova au format 640x512 pixels au pas de $15\mu\text{m}$ ($\lambda_c=5\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=90\text{K}$) [36].

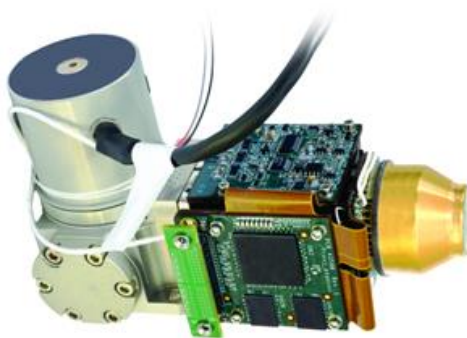


Figure 11 - IDDCA de chez SCD, 640x512 pixels au pas de $15\mu\text{m}$ ($\lambda_c=9.5\mu\text{m}$, $T_{\text{det}}=77\text{K}$) [37].

[36] IDDCA IRnova640-MW : <http://www.ir-nova.se/irnova640-mw-t-idca/>

[37] Détecteur "Pelican LWIR" : <http://www.scd.co.il/Pelican-D-LW>

1.3 Récapitulatif des filières présentées

La Figure 12 regroupe les filières quantiques commercialisées dont nous avons fait état en fonction de leur température de fonctionnement usuelle. Notons que ce n'est qu'une façon d'établir une comparaison et que cette figure ne présente pas les performances électro-optiques.

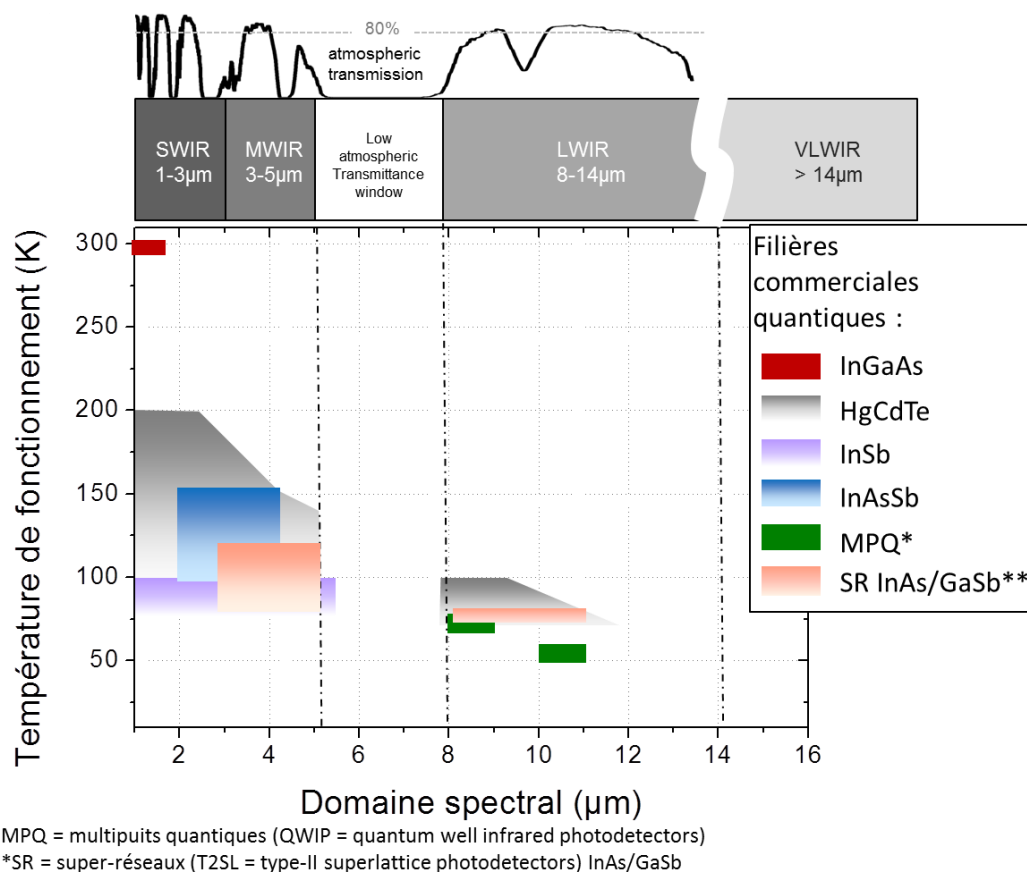


Figure 12 - Température de fonctionnement de différentes filières de détecteurs commercialisées en fonction du domaine spectral d'utilisation.

Comme nous l'avons vu, les filières disponibles commercialement sont nombreuses alors que de nouvelles filières émergent. Une analyse des avantages et des inconvénients des filières s'impose donc vis-à-vis d'un besoin exprimé, pour d'une part améliorer les points faibles et d'autre part préconiser la filière la plus adaptée plutôt qu'une autre. C'est précisément une des responsabilités de l'orientation de filières.

II Orientation des filières émergentes

II.1 Démarche générale

Orienter une filière émergente est une démarche longue et complexe, qui nécessite en premier lieu d'évaluer les performances de ladite filière, grâce à des mesures électro-optiques, de façon à les comparer à celles des filières existantes. L'exercice est ardu car la filière émergente n'a pas encore atteint la maturité technologique, il faut donc extrapoler les résultats obtenus à ce qu'ils pourraient devenir moyennant un certain nombre de développements technologiques. Ces premières mesures sont d'ailleurs généralement réalisées sur des photodiodes isolées, appelées « monoéléments ». Cette première analyse doit également être menée avec une bonne connaissance du besoin opérationnel : une filière émergente ne sera considérée comme intéressante que si on identifie qu'elle peut répondre à des besoins non couverts aujourd'hui. Il faut alors se poser la question suivante : à quel niveau de performance devient-elle pertinente ?

Pour les filières retenues, la phase d'optimisation des performances peut alors commencer. Jusqu'ici, l'objectif était de valider la preuve de concept. Il est maintenant question de reprendre brique par brique toutes les étapes : le design (proportions des constituants de zone active, paramètre de désaccord de maille à compenser, ajout de barrières bloquantes...) mais aussi les procédés technologiques utilisés pour la réalisation des détecteurs (gravure sèche ou humide, passivation, hybridation). L'objectif ici est d'atteindre les performances ultimes de la filière vis-à-vis de critères ou fonctions de mérite (FoM) retenues*.

Cette phase d'optimisation passe nécessairement par la réalisation d'un grand nombre de détecteurs de test, qu'il faut ensuite caractériser. Deux cycles sont généralement menés de front. Le premier repose toujours sur des monoéléments (avec des cycles courts, typiquement de quelques semaines à quelques mois entre le début de la fabrication et la fin de la caractérisation des détecteurs). Ils permettent de comparer de nombreuses alternatives technologiques (dopage, épaisseur de la zone active...) et de converger plus rapidement vers la configuration optimale.

En parallèle, des mesures sur des matrices doivent être réalisées, afin de s'assurer que les conclusions tirées sur monoéléments se vérifient dans le format matriciel. Par ailleurs, certaines fonctions de mérite sont exclusives au format matriciel. Elles seront présentées dans la section II.2.a.

* Les fonctions de mérites sont détaillées dans la section II.2.

Si la phase d'optimisation de la structure et des étapes technologiques a permis d'atteindre un niveau de performances compatible avec les exigences, il peut être décidé de commercialiser la filière. Cela nécessite alors une phase d'industrialisation, avec un passage de relais des laboratoires académiques ou de R&D à un industriel. Parmi les filières récemment industrialisées dans le monde, on peut citer les super-réseaux (en MWIR et en LWIR) et les détecteurs InAsSb à structure XBn (en MWIR).

L'orientation des filières se base sur les caractérisations Electro-Optiques (EO). Toutefois, les grandeurs mesurées ne prennent tout leur sens qu'une fois intégrées à des critères de performance appelés fonctions de mérites. Nous allons maintenant vous présenter les FoM les plus utilisées.

II.2 Les principales fonctions de mérite

a) Les FoM privilégiées pour un monoélément

Le courant d'obscurité I_{obs} / la densité de courant d'obscurité J_{obs}

Comme nous l'avons vu, les premières fonctions de mérite sont d'abord mesurées sur mono élément, à commencer par le courant d'obscurité I_{obs} . Il correspond au courant qui circule dans le détecteur polarisé en absence de flux : c'est un offset qui s'ajoute au courant utile (celui-ci étant lié au flux venant de la scène). On mesure généralement la densité de courant d'obscurité (I_{obs} divisé par la surface de détecteur) en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur, et en fonction de sa température de fonctionnement, pour une taille de pixel donnée. L'analyse de ces mesures permet d'identifier les origines volumiques et/ou surfaciques du courant d'obscurité. Cela donne des renseignements précieux aux technologues pour améliorer les différentes étapes de fabrication : du dépôt des couches par épitaxie jusqu'à la réalisation technologique du détecteur.

La communauté infrarouge utilise souvent la Rule07 [38-40] présentée Figure 15 et Figure 16 pour comparer, en termes de courant d'obscurité, les performances des autres filières à celles du MCT. Il s'agit d'une loi empirique (établie en 2007) extraite des mesures

[38] Tennant, W. E., Lee, D., Zandian, M., Piquette, E., & Carmody, M. (2008). MBE HgCdTe Technology: A very general solution to IR Detection, Described by "Rule 07", a very convenient Heuristic. *Journal of Electronic Materials*, 37(9), 1406-1410.

[39] Tennant, W. E. (2010). "Rule 07" revisited: Still a good heuristic predictor of p/n HgCdTe photodiode performance? *Journal of Electronic Materials*, 39(7), 1030-1035.

[40] Plis, E. A. (2014). InAs/GaSb type-II superlattice detectors. *Advances in Electronics*, 2014.

d'Iobs de photodiodes MCT de Teledyne*. Son domaine de validité est pour $T_{\text{det}} > 77\text{K}$ et le produit $\lambda_c \times T_{\text{det}}$ entre 400 et 1700 $\mu\text{m K}$. Il existe deux façons courantes de représenter la Rule07. La première, présentée dans la Figure 15, compare les densités de courant d'obscurité en fonction de la longueur d'onde à une température de fonctionnement donnée. La seconde représente cette même densité de courant en fonction de l'inverse du produit de la température de fonctionnement et de la longueur d'onde de coupure du détecteur comme on peut le voir dans la Figure 16. L'avantage de cette représentation est qu'elle permet d'incorporer plus de détecteurs pour une comparaison inter filières ou inter designs, avec des choix différents de températures de fonctionnement (ce qui impacte la densité de courant d'obscurité).

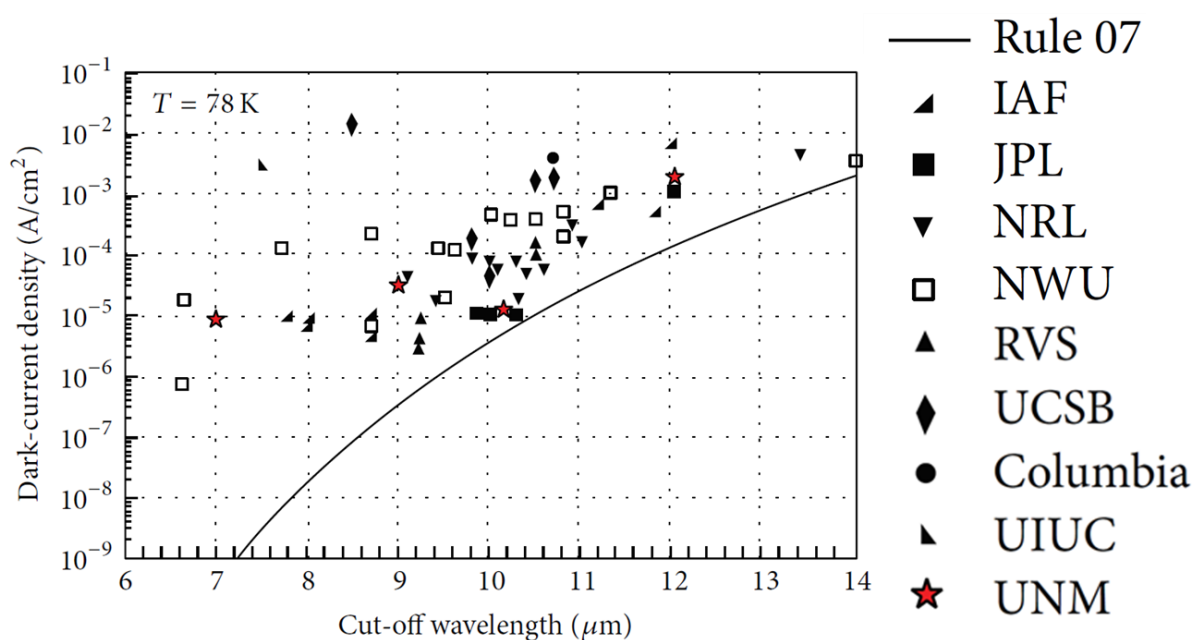


Figure 15 - Comparaison dans le LWIR de détecteurs T2SL au MCT (Rule07) [40] pour une température de fonctionnement de 78K. La densité de courant d'obscurité est présentée ici en fonction de la longueur d'onde de coupure. Les acronymes des différents laboratoires travaillant sur les T2SL sont Institut Fraunhofer (IAF), Jet Propulsion Laboratory (JPL), Naval Research Laboratory (NRL), Northwestern University (NWU), Raytheon Vision Systems (RVS), University of California, Santa Barbara (UCSB), Columbia University (Columbia), University of Illinois, Urbana-Champaign (UIUC), et University of New Mexico (UNM).

* Supposant donc que Teledyne représente l'état de l'art.

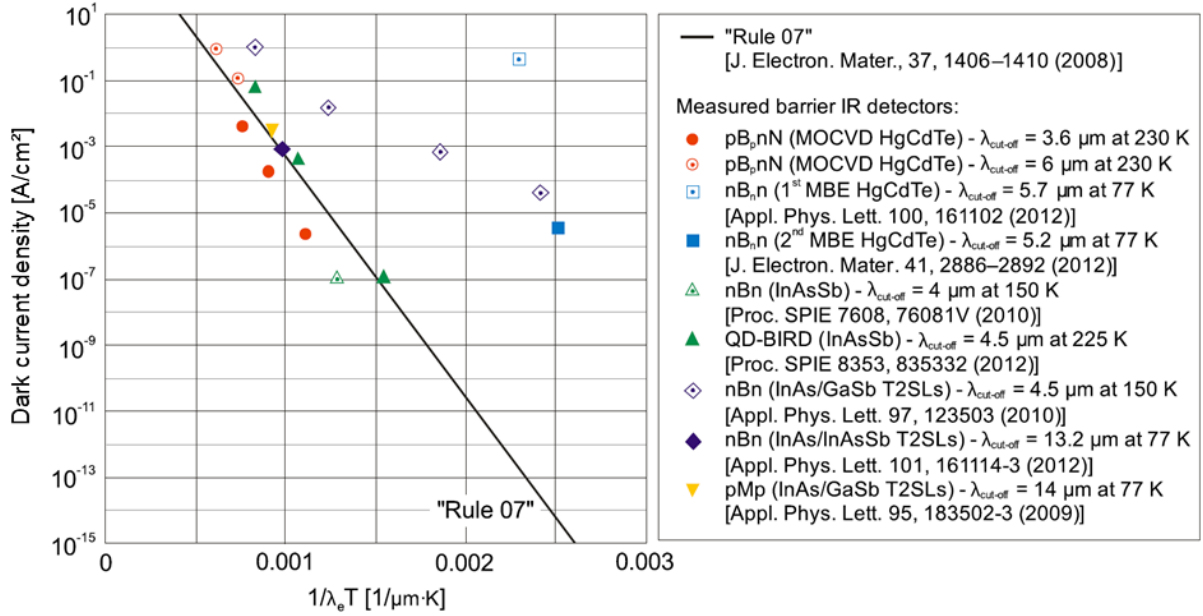


Figure 16 – Densité de courant d’obscurité en fonction de l’inverse du produit de la température de fonctionnement par la longueur d’onde de coupure du détecteur issue d’une filière et d’un design donné [41]. On se compare ainsi à l’état de l’art de Teledyne en termes de courant d’obscurité.

Une autre manière d’analyser la densité de courant d’obscurité est de la représenter en fonction de l’inverse de la température de fonctionnement. On connaît les différents contributeurs théoriques [42]. On compare généralement la densité de courant mesurée à la densité de courant de diffusion et de génération - recombinaison (appelé G-R).

Le courant de diffusion correspond à un gradient de porteurs de charges engendrés par activation thermique. La densité de diffusion J_{diff} est définie par [43] :

$$J_{diff} = \frac{qL}{\tau N_{dop}} n_i^2 \times \left(e^{\frac{qV_{pol}}{k_B T}} - 1 \right) \quad [\text{Eq.4}]$$

avec :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{k_B T}} \quad [\text{Eq.5}]$$

avec n_i la concentration intrinsèque de porteurs (en cm^{-3}), τ leur temps de vie* (en s), N_{dop} le dopage (en cm^{-3}) , q la charge élémentaire, L la longueur caractéristique de diffusion** (en

[41] Kopytko, M., & Rogalski, A. (2016). HgCdTe barrier infrared detectors. *Progress in Quantum Electronics*, 47, 1-18.

[42] Taalat, R., Réalisation et caractérisation électro-optique de photodétecteurs infrarouges à super-réseaux InAs/GaSb *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2013).

[43] Gopal, V., Gupta, S., Bhan, R. K., Pal, R., Chaudhary, P. K., & Kumar, V. (2003). Modeling of dark characteristics of mercury cadmium telluride n+-p junctions. *Infrared physics & technology*, 44(2), 143-152.

* Temps caractéristique avant que les porteurs ne se recombinent.

cm), V_{pol} la tension de polarisation appliquée, k_B la constante de Boltzmann, N_c et N_v les densités d'états des bandes de conduction et de valence, E_G l'énergie d'activation. J_{diff} étant proportionnel à n_i^2 , le logarithme de J_{diff} est donc proportionnel à $\frac{E_G}{k_B T}$.

Le courant G-R correspond à la génération et la recombinaison d'une paire électron-trou lors du passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction ou réciproquement. Sa densité de courant J_{G-R} est proportionnelle à n_i [44], de ce fait son logarithme sera proportionnel à $\frac{E_G}{2k_B T}$.

Dans la Figure 17, la densité de courant est mesurée (les points) tandis que la densité de courant théorique est modélisée en fonction du régime de fonctionnement du détecteur. Dans cet exemple, qui rapporte le comportement d'une photodiode T2SL MWIR à jonction p-n, le composant est limité par soit le courant de diffusion à haute température, soit par le courant de génération-recombinaison à basse température.

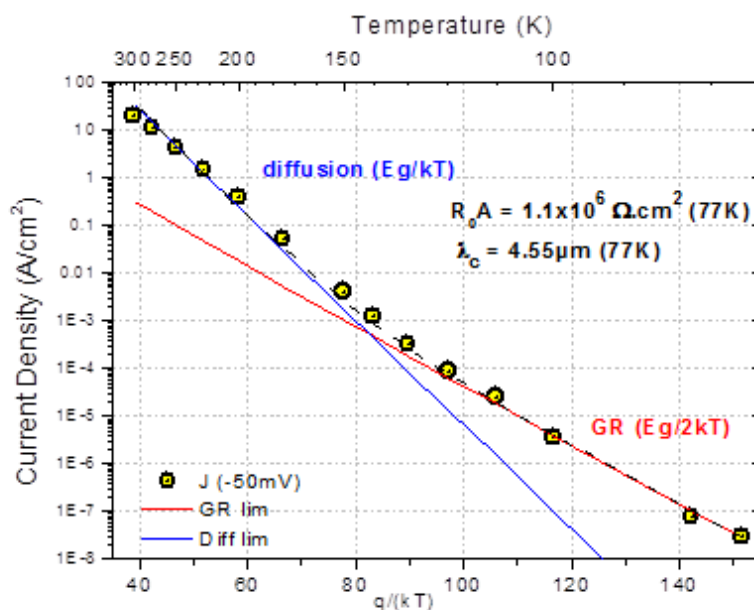


Figure 17 - Exemple de représentation de la densité de courant d'obscurité en fonction de l'inverse de la température [45]. On trace les courbes théoriques d'un courant limité par la diffusion, la génération-recombinaison (Shockley-Read-Hall).

Le couple courant d'obscurité/température de fonctionnement est très étudié car il permet de prédire les performances maximales d'un système. La Figure 18 est une autre représentation du courant d'obscurité en fonction de la température de fonctionnement, car la concentration intrinsèque n_i de porteurs influe directement sur la densité de courant

** Distance parcourue par les porteurs avant leur recombinaison.

[44] Sah, C. T., Noyce, R. N. & Shockley, W. (1957). Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics. *Proceedings of the IRE*, 45(9), 1228-1243.

[45] Christol, P. et al. "Overview of Barrier Infrared Photodetectors", International Symposium on OPTRONICS IN DEFENCE AND SECURITY - OPTRO (2012)

d'obscurité en régime de diffusion J_{diff} . On remarque ainsi que les différents matériaux utilisés dans le MWIR ont des n_i proches, ce qui explique pourquoi les températures de fonctionnement le sont aussi. De même, la différence de concentration intrinsèque de porteurs explique pourquoi le MCT LWIR et le MCT MWIR ne fonctionneront jamais à la même température, à densité de courant égale. La Figure 18 fait écho avec la Figure 12 (p. 16), car elle semble aussi mettre en évidence une tendance sur la densité de courant pour une température de fonctionnement donnée.

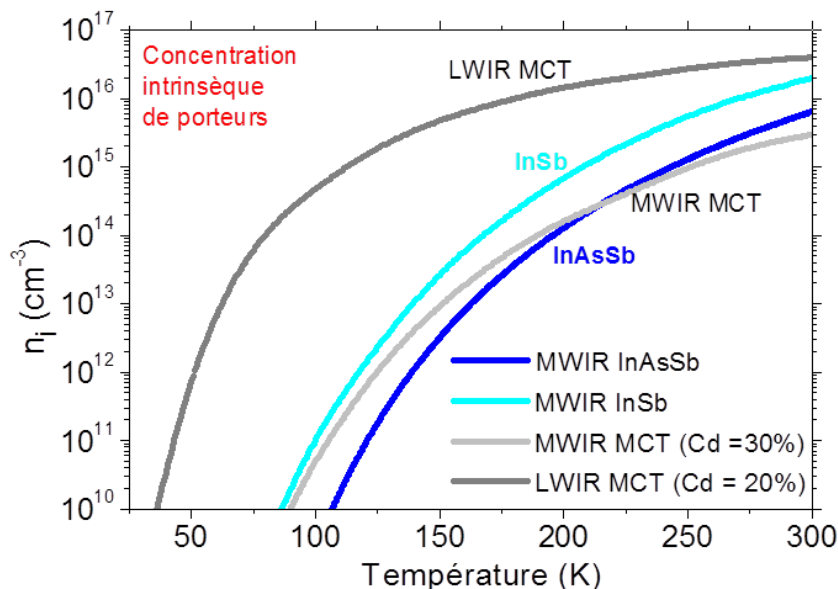


Figure 18 - Concentration intrinsèque de porteurs n_i en fonction de la température de fonctionnement [46].

Le rendement quantique $\eta(\lambda)$ et la réponse $R(\lambda)$

Le rendement quantique est le rapport entre le nombre d'électrons collectés et le nombre de photons reçus par la structure, quantifiant la capacité du détecteur à convertir un photon en électron. Un faible rendement peut être dû à une faible absorption dans le matériau, ou à une mauvaise collecte des porteurs photogénérés. L'étude expérimentale du rendement quantique spectral permet ainsi d'optimiser la zone d'absorption et la structure globale du détecteur. Par exemple, en changeant le type de dopage (N ou P), on change la nature des porteurs minoritaires qui contribuent au rendement quantique. La Figure 19 présente deux rendements quantiques de deux structures identiques, au dopage près. On peut voir que le rendement quantique est faible. De plus, il augmente avec la polarisation (qui étend la zone de

[46] Christol, P. *et al* "Overview of Barrier Infrared Photodetectors", 8th International Symposium on OPTRONICS IN DEFENCE AND SECURITY - OPTRO (2018)

collecte des porteurs) uniquement dans la structure dopée N. Cela met en évidence un problème de collecte des porteurs.

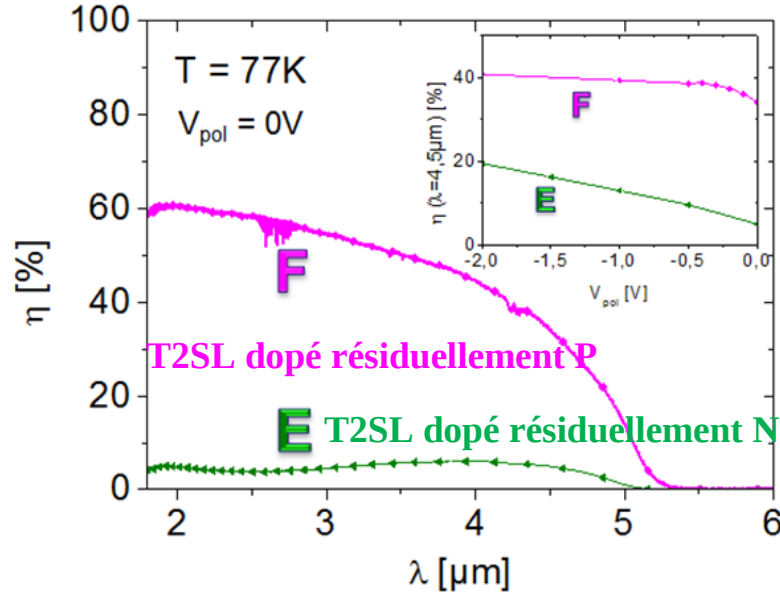


Figure 19 - Exemple d'analyse à partir du rendement quantique de deux photodiodes InAs/GaSb dopées N (composant E) ou P (composant F) [47]. Le rendement quantique de la structure E à 0V est faible et il augmente avec la polarisation inverse (encart). On en déduit alors qu'il y a un problème de collection des porteurs dans la structure E. Ce problème est résolu en dopant P la zone active (structure F). On remarque alors que le rendement quantique de la structure F est nettement plus élevé et ne varie que peu en fonction de la polarisation.

Il existe une alternative, la réponse R, qui peut être liée au rendement quantique η :

$$R(\lambda) = \eta(\lambda) \times \frac{q\lambda}{hc} \quad [\text{Eq.6}]$$

avec q la charge élémentaire, h la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide.

Exprimée en A/W, elle correspond à la réponse en courant du détecteur à un flux connu. Cette fonction de mérite est plus pertinente pour un détecteur thermique qui réagit à un flux d'énergie par seconde (équivalent à des Watt).

[47] Giard, E., Ribet-Mohamed, I., Delmas, M., Rodriguez, J. B. & Christol, P. (2015). Influence of the p-type doping on the radiometric performances of MWIR InAs/GaSb superlattice photodiodes. *Infrared Physics & Technology*, 70, 103-106.

Le bruit temporel

On s'intéresse ensuite au bruit temporel, c'est-à-dire à la fluctuation temporelle aléatoire du signal délivré par le détecteur sous flux constant. En effet, les performances d'un détecteur ne sont pas dictées que par le signal délivré mais aussi par le rapport signal à bruit. On peut imaginer qu'un détecteur ait un excellent rendement quantique mais un bruit très élevé, il ne serait pas si intéressant que cela. La mesure seule du bruit temporel ne permet pas de discriminer ses contributeurs. Cette analyse se fait généralement à l'aide de la transformée de Fourier, appliquée à la fonction d'autocorrélation du signal $x(t)$ à analyser, qu'on appellera ici $\gamma(\tau)$:

$$\gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^*(t) \times x(t + \tau) dt \quad [\text{Eq.7}]$$

D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance $\Gamma(\omega)$ du signal $x(t)$ est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation $\gamma(\tau)$:

$$\Gamma(\omega) = TF[\gamma(\tau)] = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad [\text{Eq.8}]$$

Le bruit associé σ se définit alors par :

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} \Gamma(\omega) d\omega \quad [\text{Eq.9}]$$

L'étude du bruit temporel permet de comparer les valeurs mesurées à celles prédites par la théorie : bruit d'obscurité (associé au courant d'obscurité), le bruit Schottky, le bruit Johnson et le bruit en $1/f$.

Le bruit de Schottky (ou bruit de grenaille ou bruit shot) est directement lié à la nature corpusculaire de la lumière. Schottky modélise la fluctuation de courant dans un détecteur quantique comme suivant une distribution de Poisson, à l'instar des photons qui ont généré ce courant. La densité spectrale de puissance du bruit Schottky Γ_{Schott} (en A^2/Hz) s'écrit :

$$\Gamma_{\text{Schott}} = 2eI \quad [\text{Eq.10}]$$

avec e la charge élémentaire et I le courant du détecteur en A.

En utilisant l'équation [Eq 9], on obtient alors le bruit associé σ_{Schott} :

$$\sigma_{Schott} = \sqrt{2eI\Delta f} \quad [Eq.11]$$

avec e la charge élémentaire, I le courant, Δf la bande passante (usuellement limitée par la fréquence de coupure de l'amplificateur en sortie de pixel, en Hz). σ_{Schott} s'exprime en A.

Le bruit de Johnson (ou bruit thermique) décrit le bruit dû à l'agitation thermique des porteurs dans un matériau à l'équilibre thermodynamique. Sa densité spectrale de puissance $\Gamma_{Johnson}$ (en A²/Hz) est définie par :

$$\Gamma_{Johnson} = \frac{4k_b T}{R} \quad [Eq.12]$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, et R la résistance du matériau en ohms. Il s'agit aussi d'un bruit blanc, le bruit $\sigma_{Johnson}$ (en A) dépend aussi de la bande passante Δf (en Hz) utilisée :

$$\sigma_{Johnson} = \sqrt{\frac{4k_b T \Delta f}{R}} \quad [Eq.13]$$

Enfin, le bruit en $1/f$ est le nom donné à un excès de bruit observé dans les basses fréquences. Son origine physique est difficile à interpréter. Il peut traduire un manque de maturité technologique ou encore un problème intrinsèque au matériau. Sa densité spectrale de puissance (en A²/Hz) vaut :

$$\Gamma_{\frac{1}{f}}(\omega) = \frac{I^2 K}{f^\alpha} \quad [Eq.14]$$

avec I le courant, K une constante expérimentale liée au matériau, α un coefficient expérimental.

En traçant les différentes densités spectrales théoriques, on peut dissocier les différents contributeurs du bruit observé. Cela suppose que tous les bruits s'ajoutent quadratiquement, hypothèse communément admise. Dans la Figure 20, on peut constater que la photodiode T2SL présente du bruit en $1/f$, prédominant à basse fréquence. À plus haute fréquence, l'analyse de bruit permet de déduire que l'échantillon est limité ici par le bruit Schottky.

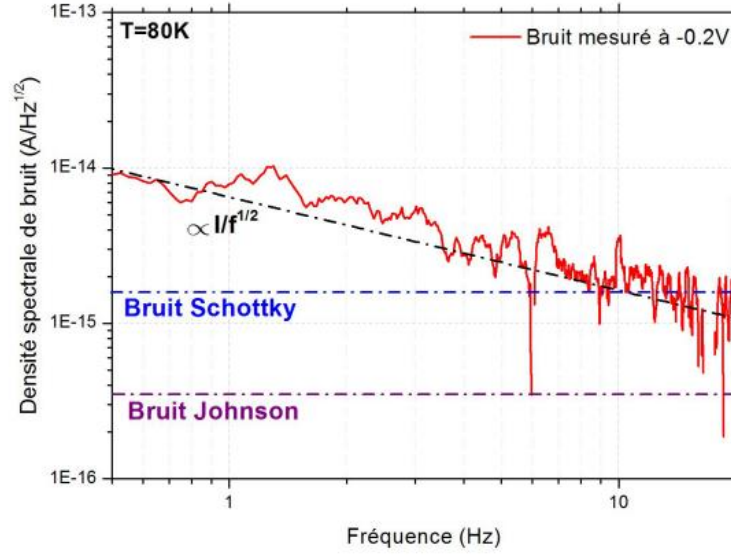


Figure 20 - Exemple d'évolution du courant de bruit en fonction de la fréquence pour un photodétecteur à SR MWIR. [48][49]. D'après cette mesure, nous pouvons identifier deux comportements bien distincts. Un premier, à basse fréquence, présentant une dépendance en $1/f^{1/2}$. Un second pour une fréquence supérieure à 9 Hz qui semble indépendant de la fréquence (bruit blanc). Le plateau de bruit observé expérimentalement est comparé à la contribution Schottky.

La détectivité spécifique D^*

Le bruit temporel peut être intégré au Rapport Signal à Bruit (RSB). Ce RSB est ensuite à son tour intégré dans une fonction de mérite sur les monoéléments, qu'on appelle détectivité spécifique ou D^* :

$$D^*(\lambda) = \frac{q\lambda}{hc} \eta \sqrt{S_{det} * \frac{\Delta f}{\sigma_{tot}}} \quad [\text{Eq.15}]$$

avec λ la longueur d'onde, η le rendement quantique, σ_{tot} le bruit total (somme quadratique de tous les contributeurs au bruit, ceux définis précédemment mais aussi celui du circuit de lecture et de la chaîne de mesure), Δf la bande passante de l'amplificateur (qui fait partie du circuit de lecture), S_{det} la surface de détecteur, h la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide. Mesuré en Jones ($1 \text{ Jones} = 1 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz} \cdot \text{W}^{-1}}$). Plus le détecteur est performant, plus cette fonction de mérite est élevée.

[48] Cervera, C., Le photodétecteur à super-réseau InAs/GaSb pour Imagerie Infrarouge. *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2011).

[49] Jaworowicz, K., Ribet-Mohamed, I., Cervera, C., Rodriguez, J. B. & Christol, P. (2011). Noise characterization of midwave infrared InAs/GaSb superlattice pin photodiode. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(4), 242-244.

Si la filière présente du potentiel en monoélément, on passe au format matriciel. Il est alors nécessaire de recommencer le travail effectué en monoélément afin de s'assurer que les propriétés mises en évidence précédemment restent vraies sur des matrices.

b) Les FoM supplémentaires valorisées dans le format matriciel

Le Bruit Spatial Fixe (BSF) et le Bruit Spatial Fixe Résiduel (BSFR)

Au niveau matriciel, de nouvelles fonctions de mérite (FoM) liées à l'uniformité spatiale de la matrice doivent alors être mesurées. La première est le Bruit Spatial Fixe (BSF), défini comme les fluctuations de signal entre pixels à un instant t^* . Ainsi, même si un fond uniforme est présenté à une matrice, l'image délivrée n'est jamais parfaitement uniforme. Elle peut révéler des disparités de réponse entre pixels (qui peuvent par exemple être dues à des variations de longueurs d'onde de coupure) ou encore des effets de « colonnage » liés au circuit de lecture (qui ne sont donc pas propres à la filière étudiée). Nous verrons dans le chapitre III que le bruit spatial peut être corrigé par une correction dite « deux points », dont l'efficacité est évaluée par la mesure du Bruit Spatial Fixe Résiduel (BSFR - bruit spatial persistant après ladite correction). Une bonne partie de mon travail de thèse a justement été centré sur cette fonction de mérite.

La Noise Equivalent Temperature Difference (NETD)

Une autre fonction de mérite classique est la différence de température équivalente au bruit (Noise Equivalent Temperature Difference – NETD). C'est un paramètre emprunté aux caméras qui correspond à la plus petite différence de température ΔT (sensibilité thermique) que le détecteur est capable de détecter. Pour la mesurer, on place un corps noir à température T_{cn} devant le détecteur en fixant le temps d'intégration t_i . Le signal de sortie $V_s(t_i, T_{cn})$ est alors mesuré en faisant varier T_{cn} . La variation de température ΔT de corps noir induit une variation de signal $\Delta V_s(t_i)$. Plus la variation de température de corps noir est faible, plus la variation de signal $\Delta V_s(t_i)$ sera faible, et sera confondue avec le bruit temporel σ du signal $V_s(t_i, T_{cn})$: c'est par définition la NETD. Autrement dit, la NETD correspond au ΔT permettant d'obtenir un RSB égal à 1. Le schéma de principe est présenté Figure 21.

* Explicité dans le chapitre III.

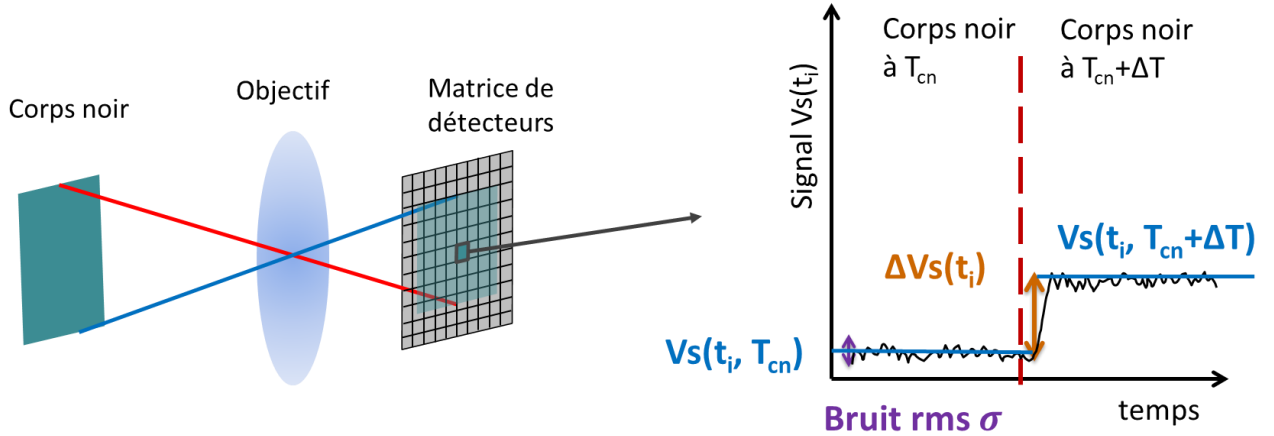


Figure 21 - À gauche, le schéma du banc de mesure de la NETD d'une caméra. La partie droite illustre ce que représente la NETD. Cette fonction de mérite est la variation de température de corps noir qui induit une variation de signal $\Delta V_s(t_i)$ suffisamment importante pour se différencier du bruit temporel σ de $V_s(t_i, T_{cn})$.

La NETD peut être définie de plusieurs façons, notamment en fonction du D^* précédemment évoqué [50]. Dans la pratique, nous retenons la relation suivante [51] :

$$NETD = \frac{\sigma}{\frac{\Delta V_s(t_i)}{\Delta T}} \quad [\text{Eq.16}]$$

avec σ le bruit temporel, $\Delta V_s(t_i)$ la variation de signal délivré par le pixel entre un flux de corps noir à T puis un autre à $T + \Delta T$, ΔT la différence de température entre les deux températures choisies. Plus la NETD est petite, plus le détecteur est performant. Elle exige une connaissance précise des flux incidents entrant en jeu. Cette fonction de mérite est très sensible aux conditions de mesures, à commencer par la température de corps noir T_{CN} utilisée, le nombre d'ouverture du détecteur et le temps d'intégration. Un ordre de grandeur typique de NETD dans le MWIR est de 12mK ($t_i = 8$ ms, ouvert à $f/2$, $T_{det} = 85$ K $T_{cn} = 320$ K et une taille pixel de $15\mu\text{m}$) [52]. Dans le LWIR, les temps d'intégration sont différents, notamment parce que les flux en jeu sont nettement plus importants d'après la loi du corps noir (voir Figure 2, p. 18). On peut retenir une NETD de l'ordre de 25 mK ($t_i = 1.7$ ms, $f/4$, $T_{det} = 85$ K, $T_{cn} = 300$ K et une taille pixel de $15\mu\text{m}$) [53].

[50] Henini, M. et Razeghi, M. *Handbook of Infrared Detection*, (2002) p.293

[51] Haddadi, A., Ramezani-Darvish, S., Chen, G., Hoang, A. M., Nguyen, B. M., & Razeghi, M. (2012). High Operability 1024x1024 Long Wavelength Type-II Superlattice Focal Plane Array. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 48(2), 221-228.

[52] Rehm, R., Daumer, V., Hugger, T., Kohn, N., Luppold, W., Müller, R., ... & Wauro, M. (2016, May). Type-II superlattice infrared detector technology at Fraunhofer IAF. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98190X). International Society for Optics and Photonics

[53] Reibel, Y., Rubaldo, L., Vaz, C., Tribolet, P., Baier, N., & Destefanis, G. (2010, October). MCT (HgCdTe) IR detectors: latest developments in France. In *Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications VII* (Vol. 7834, p. 78340M). International Society for Optics and Photonics.

Les pixels RTS (Random Telegraph Signal) ou pixels clignotants

Le nombre de pixels RTS est une fonction de mérite cruciale pour les matrices. Il s'agit de pixels dont le signal de sortie va osciller entre plusieurs niveaux de façon imprédictible alors qu'ils sont soumis à un flux constant. L'origine des pixels RTS et leur détection sont actuellement à l'étude dans la filière MCT [54]. Aussi appelés pixels clignotants, ils sont particulièrement gênants dans des systèmes de veille (notamment pour la détection de points chauds). De plus, le nombre de pixels RTS augmente quand la température de fonctionnement augmente et peut être sensible au cyclage thermique. Les pixels RTS ne sont pas les mêmes ce qui rend leur étude difficile, car complexe à reproduire. Les pixels RTS seront présentés plus en détail dans le Chapitre 3.IV (p. 144).

L'opérabilité

L'opérabilité est le pourcentage de pixels fonctionnels, ceux-ci étant définis comme répondant à des critères arbitraires. Cela peut concerner le bruit temporel, la NETD, le niveau continu par exemple. Elle demeure difficile à standardiser : certaines applications ne toléreront aucun pixel clignotant (comme dans un système de veille), d'autres ne peuvent avoir de zones mortes au centre (un cluster, c'est-à-dire des groupes de pixels rapprochés et défectueux), tandis que d'autres peuvent accepter une matrice avec une NETD médiocre mais plus stable dans le temps. Comme l'opérabilité regroupe souvent des fonctions de mérites très sensibles aux conditions de mesure, il est important de bien détailler les conditions dans lesquelles l'opérabilité a été mesurée.

La Fonction de Transfert de Modulation (FTM)

Quand la filière atteint un niveau de performances compatible d'une utilisation dans des applications hautes performances telles que l'imagerie radiométrique par exemple, il devient également nécessaire de mesurer des fonctions de mérite de plus haut niveau, orientées système. La fonction de transfert de modulation (FTM) est l'une d'elles. Elle quantifie en effet la capacité d'une matrice de détecteurs à reproduire de fins détails contenus

[54] Durnez, C., Goiffon, V., Virmondois, C., Belloir, J. M., Magnan, P., & Rubaldo, L. (2017). In-depth analysis on radiation induced multi-level dark current random telegraph signal in silicon solid state image sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 19-26.

dans la scène. Nous reviendrons sur cette fonction de mérite, elle aussi au cœur de mon travail de thèse, dans le chapitre II.

c) Résumé

Le tableau 1 regroupe les fonctions de mérites usuelles pour les monoéléments et pour les matrices.

Monoéléments	Matrices
Courant d'obscurité I_{obs}	I_{obs}
Rendement quantique η , Réponse $R(\lambda)$	η , $R(\lambda)$
Noise Equivalent Temperature Difference NETD	NETD
Bruit temporel	Bruit temporel, pixels RTS
	Bruit Spatial Fixe, Bruit Spatial Fixe Résiduel, Uniformité
Déectivité spécifique D^*	
	Opérabilité
Fonction de Transfert de Modulation FTM	FTM

Tableau 1 - Récapitulatif des principales fonctions de mérites examinées en monoélément (gauche), et en format matriciel (droite).

Ce tableau est loin d'être exhaustif, car d'autres fonctions de mérites existent, telles que la puissance équivalente au bruit (Noise Equivalent Power – NEP, qui est l'inverse du D^*).

Le métier d'orientation requiert de savoir présenter la fonction de mérite adaptée avec des grandeurs qui parlent à son interlocuteur. C'est pour cela qu'il incombe à l'orienteur de choisir les fonctions de mérites les plus pertinentes afin de se forger un avis objectif de la filière sur laquelle il travaille.

III Le super-réseau InAs/GaSb

Considérée comme filière émergente dès le début des années 2000, la filière super-réseaux est aujourd'hui une filière commerciale aux États-Unis et en Europe. Les travaux d'orientation menés en France depuis 2005 illustrent bien la démarche décrite précédemment. Ma thèse s'inscrit dans cette démarche d'évaluation et d'orientation de cette filière émergente.

III.1 Description de la structure

Le super-réseau est une structure quantique qui constitue la couche absorbante du détecteur infrarouge. Il s'agit d'un empilement périodique de matériaux (généralement InAs/GaSb) dont la structure cristalline est elle-même périodique. C'est cette double périodicité qui lui vaudra le nom de super-réseau (superlattice en anglais). Dans le cas du super-réseau InAs/GaSb, au cœur de ma thèse, les empilements de semiconducteurs InAs/GaSb forment des hétérojonctions de type-II broken gap (Figure 22), c'est-à-dire que la bande de conduction de l'InAs se trouve en dessous de la bande de valence du GaSb. Ce type II broken gap est usuellement appelé type-II superlattice (T2SL). On appelle aussi cette structure périodique SLS (pour Strained Layer Superlattice) car les couches d'InAs sont en contraintes, compensées par l'état de l'interface InAs-GaSb pour que la structure totale soit au final en accord de maille sur le substrat GaSb.

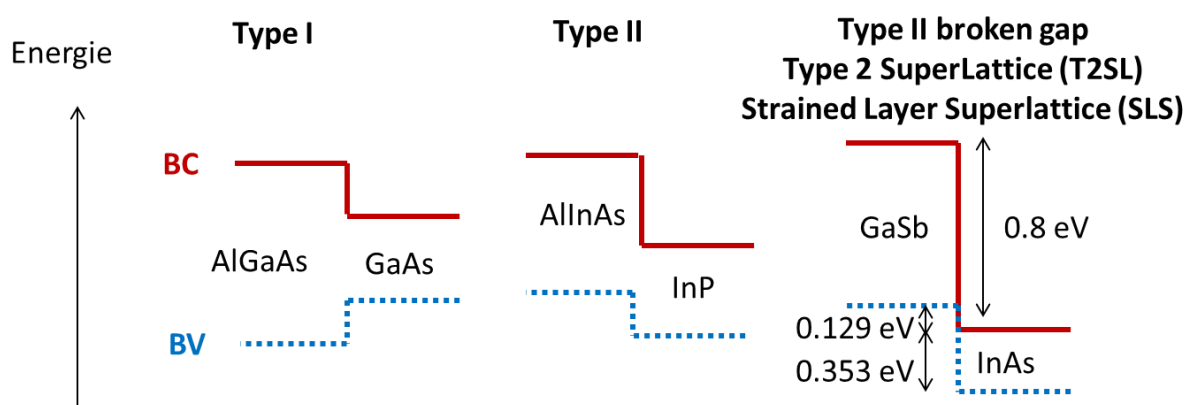


Figure 22 - Types d'alignement d'hétérojonction. De gauche à droite, le type-I (un semiconducteur a une largeur de bande interdite - ou énergie de gap- qui englobe l'autre), le type-II où il existe une zone de recouvrement partielle entre les énergies de gap et enfin le type-II broken gap où il n'y a aucun recouvrement entre les énergies de gap.

L'empilement d'un grand nombre de ces hétérojonctions permet la création d'autant de puits quantiques couplés. Ainsi, au lieu d'avoir des transitions optiques entre des niveaux

d'énergie discrets, le super-réseau présente plutôt des mini-bandes de trous et d'électrons comme illustré dans la Figure 23. Son absorption est donc large bande.

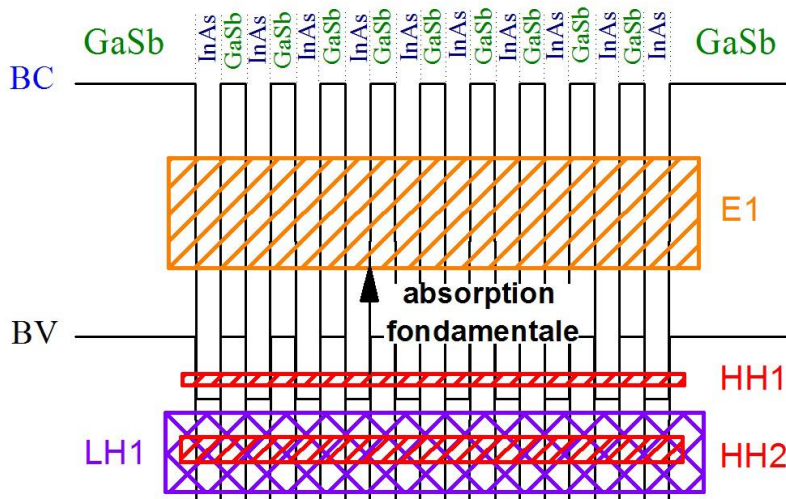


Figure 23 - Mini-bandes d'énergie dans un super-réseau. Le gap de la structure est défini entre le haut de la première mini bande de trous lourds (HH1) et le bas de la mini bande d'électrons E1.

La filière SR s'est démarquée dès ses débuts par plusieurs avantages notables. Tout d'abord, la possibilité d'adresser des longueurs d'onde de 3 à 30 μm en modifiant seulement la période du T2SL (Figure 24). Cela lui confère une flexibilité du MWIR au VLWIR comparable au MCT tout en conservant un bon rendement quantique. Ensuite, une ingénierie de la structure de bande du T2SL est possible grâce au choix de la période. Cela permet de limiter l'effet Auger dont la présence peut réduire fortement la durée de vie des porteurs minoritaires et donc augmenter le courant d'obscurité (voir [Eq I.4], p. 30). De plus, la masse effective des SR est plus élevée que le MCT. Le courant tunnel en inverse, autre contributeur du courant d'obscurité sous polarisation, étant inversement proportionnel à la masse effective, doit par conséquent être plus faible dans les super-réseaux. Enfin, la métallurgie des composés III-V rend plus accessibles les grands formats matriciels uniformes.

Théoriquement, le super-réseau est donc le candidat idéal pour devenir la filière de référence dans le domaine infrarouge moyen et lointain. Intéressons-nous maintenant au développement de la filière, qui illustre parfaitement l'esprit de la démarche d'orientation.

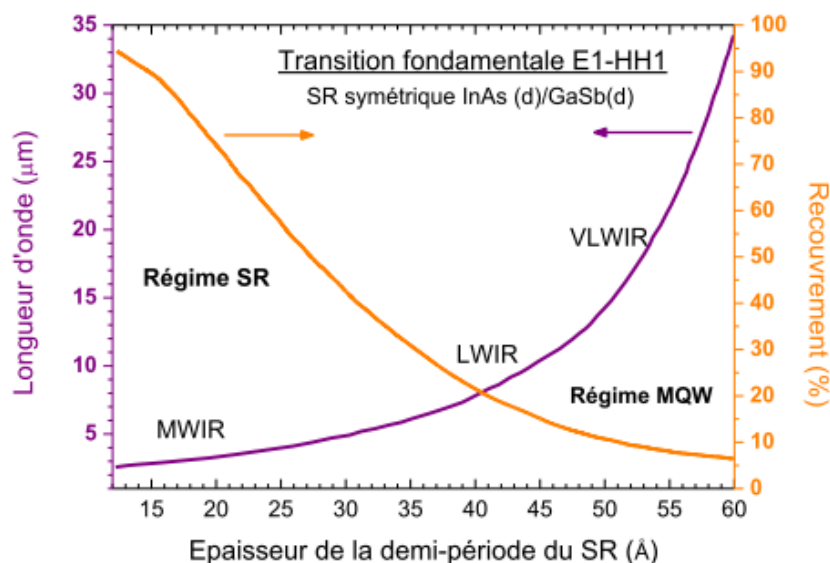


Figure 24 - Évolution de la longueur d'onde de coupure et du recouvrement des fonctions d'onde calculés en fonction de l'épaisseur de la demi-période d'un T2SL symétrique, c'est-à-dire ayant autant de couches d'InAs que de GaSb dans une période [55].

III.2 Montée en puissance de la filière super-réseaux

a) Orientation de la filière T2SL en France

Envisagés pour la photodétection IR à la fin des années 80 [56], les super-réseaux sont restés longtemps en sommeil. Au début des années 2000, les T2SL ont été identifiés comme pouvant potentiellement répondre à deux types de besoins : d'un côté, les matrices de grand format LWIR (voire VLWIR) ; de l'autre, les matrices MWIR HOT (pour high operating temperature), c'est-à-dire fonctionnant à des températures plus élevées que les concurrentes (typiquement 150K en MWIR).

C'est l'axe de recherche MWIR HOT qui a été privilégié dans un premier temps, car les détecteurs étaient plus facilement accessibles technologiquement. Une température de fonctionnement plus élevée est intéressante car elle pourrait permettre d'embarquer un système de refroidissement moins encombrant et/ou avec une plus grande autonomie. En effet, le fait que les détecteurs quantiques soient refroidis à des températures cryogéniques impose l'intégration d'un système de refroidissement qui pénalise sa consommation

[55] Delmas, M. Analyse des performances des photodiodes à super-réseaux InAs/GaSb pour le moyen infrarouge *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2011).

[56] Smith, D. L., & Mailhot, C. (1987). VIA-5 long-wavelength infrared detectors made from strained type-II superlattices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 34(11), 2382-2383.

énergétique, son encombrement et son poids (Size Weight and Power en anglais). L'autre avantage concerne le temps de mise en froid, plus court donc menant à des systèmes mis en route plus rapidement (aspect crucial pour des applications militaires).

C'est pourquoi en France, l'unité CIO (Composants et Instruments Optroniques) de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA) a initié dès 2005 une collaboration avec l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) de l'université de Montpellier, une des rares équipes au monde maîtrisant la croissance des détecteurs à super-réseaux [57]. Cette expertise est complémentaire à l'équipe CIO, dont les cœurs de métier sont l'expertise des détecteurs infrarouge et la conception d'instruments hautes performances, à l'image de Microspoc [58] ou Sieleters [59]. Un premier financement de type REI (Recherche Exploratoire Innovante) a permis à un consortium formé de l'IES, du Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information du Commissariat à l'Énergie atomique et aux Énergies alternatives (CEA/LETI), le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS/LPN, devenu le Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies - CNRS/C2N) et de l'ONERA d'adresser la question cruciale de la passivation. La conclusion de ces travaux réalisés sur monoéléments MWIR est que l'exigence sur l'efficacité de la passivation dépend directement de la qualité de la gravure des pixels réalisée. Autrement dit, que des flancs mieux délimités réduisent considérablement les exigences en termes de passivation. Ce résultat marquant a permis la montée en puissance des T2SL en France.

En parallèle de cette action contractuelle, plusieurs travaux académiques ont été lancés, toujours en collaboration entre l'ONERA et l'IES. Au cours de sa thèse à l'IES, Cyril Cervera [48] a ainsi mis au point le protocole technologique de fabrication de photodiodes PiN MWIR. Sa solution de gravure chimique, à base d'acide phosphorique et citrique, a permis d'obtenir des flancs de gravures nets et sans défauts. Il a complété le protocole en y ajoutant une étape de passivation post-gravure (NaClO couplé à une protection en résine). Les mesures réalisées par Katarzyna Jaworowicz à l'ONERA ont démontré que le courant d'obscurité avait diminué de 5 ordres de grandeur (!) sur des monoéléments, rattrapant ainsi l'état de l'art [60]. Ce faible courant d'obscurité lui a permis de s'intéresser au bruit temporel du détecteur, développant dans ce but un banc dédié aux mesures très faibles bruits. Ce bruit

[57] Rodriguez, J. B. « Super-réseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge ». *Thèse de doctorat Université Montpellier 2* (2005). HAL id : tel-00618583.

[58] Ferrec, Y., de la Barrière, F., Le Coarer, E., Diard, T., Guérineau, N., Martin, G., ... & Thomas, F. (2015, March). Current status and perspectives for Microspoc, the miniature Fourier transform spectrometer. In *Fourier Transform Spectroscopy* (pp. FM4A-4). Optical Society of America.

[59] Coudrain, C., Bernhardt, S., Caes, M., Domel, R., Ferrec, Y., Gouyon, R., ... & Poutier, L. (2015). SIELETTERS, an airborne infrared dual-band spectro-imaging system for measurement of scene spectral signatures. *Optics express*, 23(12), 16164-16176.

[60] Jaworowicz, K., Cervera, C., Gravrand, O., Rodriguez, J. B., Christol, P. & Ribet-Mohamed, I. (2010, January). Dark current and noise measurements in InAs/GaSb superlattice detectors. In *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VII* (Vol. 7608, p. 76081T). International Society for Optics and Photonics.

propre du détecteur s'avéra bien limité par la contribution Schottky [61], limite fondamentale théorique.

Cyril Cervera a étudié des structures super-réseaux dites symétriques (autant de couches d'InAs que de GaSb dans une période), puis a proposé un design dit InAs-rich (plus d'InAs que de GaSb), destiné à optimiser conjointement le courant d'obscurité et le rendement quantique. Rachid Taalat, qui a pris la suite de Cyril Cervera, a fabriqué le design InAs-rich préconisé, mais également son équivalent GaSb-rich et symétrique (les trois structures étant conçues pour avoir la même longueur d'onde de coupure). Les mesures de courant d'obscurité qu'il a réalisées confirment les prédictions. Fort de ce résultat, Rachid Taalat a étudié et optimisé chaque étape de la fabrication de ce super-réseau, aboutissant fin 2013 à la réalisation de la première matrice T2SL française opérant dans le MWIR. Ce succès est également le fruit de la collaboration de plusieurs entités dans le cadre du projet ANR Intrepid regroupant l'IES, le CNRS/LPN, le CEA/LETI et l'ONERA.

Fin 2012, trois thèses ont été lancées simultanément. La thèse de Julien Imbert, collaboration III-V Lab-IES-ONERA, était centrée sur le calcul de la structure de bande (kp 18 bandes) et du coefficient d'absorption des super-réseaux MWIR. La thèse de Marie Delmas à l'IES était dédiée à la réalisation des dispositifs T2SL MWIR optimisés ainsi qu'à la compréhension de leurs performances par une modélisation composant à l'aide de simulations TCAD (Technology Computer-Aided Design) sous « Silvaco ». Elle a mis au point les premiers designs de structures à barrières optimisées pour le MWIR et d'autres pour le LWIR. La thèse de mon prédécesseur direct à l'ONERA, Edouard Giard, était consacrée à la caractérisation électro-optique fine des détecteurs à super-réseaux MWIR ainsi qu'à leur modélisation macroscopique.

Edouard Giard a ainsi mesuré le rendement quantique, le bruit temporel et la réponse angulaire de monoéléments MWIR, puis le rendement quantique de la première matrice T2SL MWIR française. Il a également réalisé des mesures de temps de vie des porteurs minoritaires sur des échantillons dédiés, qui ont permis de conclure que les faibles rendements quantiques mesurés sur monoéléments étaient dus à une collecte imparfaite des photoporteurs générés. Il a enfin proposé et validé expérimentalement deux options pour améliorer le rendement quantique : doper la structure pour utiliser les électrons comme porteurs minoritaires ou passer en éclairage en face arrière.

[61] Ribet-Mohamed, I., Jaworowicz, K., Tayibi, D., Cervera, C., Taalat, R., Rodriguez, J. B., & Christol, P. (2011, May). Noise performance analysis of MWIR InAs/GaSb superlattice pin photodiodes. In *Infrared Technology and Applications XXXVII* (Vol. 8012, p. 80120Z). International Society for Optics and Photonics.

b) Travaux réalisés ailleurs dans le monde

Aux États-Unis, depuis le milieu des années 2000, laboratoires et industriels ont été fortement financés par des programmes gouvernementaux tels que FastFPA (FABrication of Superlattice Infrared FPA) puis VISTA (Vital Infrared Sensor Technology Acceleration) financements managés par des entités telles que le Night Vision and Electronic Sensors Directorate (NVESD). Les efforts fournis par le JPL ont abouti en 2009 à la première matrice MWIR mégapixel. La première matrice mégapixel LWIR a vu le jour au CQD (Centre for Quantum Devices, États-Unis) dès 2011. Elle a une NETD de 23.6mK (temps d'intégration $t_i = 0.13\text{ms}$, $f/4$, température de corps noir utilisée : 300K, pas de $18\mu\text{m}$) et une densité de courant d'obscurité de 3.3 A.cm^{-1} * ($\lambda_c = 10.8\mu\text{m}$, $T_{\text{det}} = 81\text{K}$) pour une température de fonctionnement de 81K [62].

En parallèle, les premiers IDDCA (Integrated Dewar Detector Cooler Assembly – détecteurs en cryostats opérationnels) sont commercialisés en Suède par l'entreprise IRnova depuis 2014 dans le MWIR) [63] et en Israël par SCD dans le LWIR en 2015 [64], tous les deux au format 640x512, montrés Figure 25.

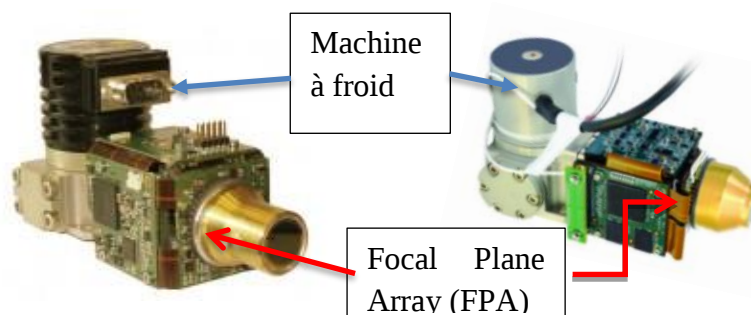


Figure 25 - Blocs détecteurs à super-réseaux InAs/GaSb pour le MWIR (longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 5\mu\text{m}$, et température de fonctionnement $T_{\text{op}} = 90\text{K}$) de la société IRnova (à gauche) ; pour le LWIR ($\lambda_c = 10\mu\text{m}$, $T_{\text{det}} = 77\text{K}$) de la société SCD (à droite).

Les États Unis disposent eux d'IDDCA au format mégapixel [65]. Les USA sont donc très en avance sur le reste du monde, d'autant plus que les résultats présentés à QSIP2018 ne

* Soit 2 ordres de grandeur au-dessus de la Rule07 (en regardant la Figure 16 de la section I, p. 30 pour $1/(\lambda_c * T_{\text{det}}) = 0.0012$.
 [62] Manurkar, P., Ramezani-Darvish, S., Nguyen, B. M., Razeghi, M., & Hubbs, J. (2010). High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 97(19), 193505
 [63] Martijn, H., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., & Malm, H. (2013, June). High-performance MWIR type-II superlattice detectors. In *Infrared Technology and Applications XXXIX* (Vol. 8704, p. 87040Z). International Society for Optics and Photonics.
 [64] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.
 [65] Sundaram, M., & Andresen, B. F. (2017, June). Current performance of commercial antimony-based midwave and longwave infrared focal plane arrays (Conference Presentation). In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101770Y). International Society for Optics and Photonics

concernent que les retombées de l'exercice 2011-2015 de VISTA [66]. Meimei Tidrow (NVESD), qui pilote le programme VISTA, a annoncé lors de la conférence QSIP2018 (Suède) que les détecteurs III-V allaient équiper les avions de chasse F-35 américains. Même si la nature exacte du détecteur III-V n'a pas été précisée, cela implique tout de même que les produits développés au cours de VISTA (dont les T2SL) sont suffisamment matures pour répondre à des besoins militaires.

c) Positionnement de la filière T2SL au début de ma thèse

Suite aux travaux menés en collaboration avec l'IES et à une analyse des résultats reportés ailleurs dans le monde, l'ONERA a pu émettre en 2015 un premier avis sur le potentiel de la filière T2SL pour le domaine spectral MWIR. Tout d'abord, le rendement quantique est comparable à celui des filières concurrentes (par exemple, 67% de rendement quantique maximum pour une matrice 320x256 pixels au pas de 27 μ m et présentant une longueur d'onde de coupure de 4.9 μ m @ 150K). Par ailleurs, les mesures de la réponse angulaire montrent qu'elle ne dépend pas de l'angle incident [67]. De plus, le bruit temporel mesuré sur les T2SL est bien conforme aux prédictions [68]. Cependant, même si la gravure et la passivation sont désormais maîtrisées, le courant d'obscurité reste plus élevé que celui de la filière HgCdTe (une décade d'écart à 150K par rapport à la Rule07 pour le détecteur évoqué ci-dessus). Ainsi, la température de fonctionnement des matrices T2SL MWIR n'excède pas 120K [69][70]. Enfin, les mesures de photoluminescence résolues en temps ont permis de démontrer que les faibles temps de vie (τ de l'ordre de quelques dizaines de ns dans le MWIR [71] et le LWIR [72], contre quelques μ s pour le MCT [73]) sont le facteur limitant le rendement quantique et le courant d'obscurité [74]. La voie du HOT MWIR, un moment

[66] Tidrow, M., Bandara, S., Aitchison, L., Baril, N., Williams, A., Zhen, L. (2018) III-V SLS FPA Development in U.S. after VISTA. Conférence QSIP 2018, Suède.

[67] Giard, E., Ribet-Mohamed, I., Jaeck, J., Viale, T., Haïdar, R., Taalat, R., ... & Boulard, F. (2014). Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4), 043101.

[68] Giard, E., Taalat, R., Delmas, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., & Ribet-Mohamed, I. (2014). Radiometric and noise characteristics of InAs-rich T2SL MWIR pin photodiodes. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9.

[69] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics

[70] Chen, G., Haddadi, A., Hoang, A. M., Chevallier, R., & Razeghi, M. (2015). Demonstration of type-II superlattice MWIR minority carrier unipolar imager for high operation temperature application. *Optics letters*, 40(1), 45-47.

[71] Donetsky, D., Belenky, G., Svenson, S., & Suchalkin, S. (2010). Minority carrier lifetime in type-2 InAs-GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials. *Applied Physics Letters*, 97(5), 052108.

[72] Pellegrino, J., & DeWames, R. (2009, May). Minority carrier lifetime characteristics in type II InAs/GaSb LWIR superlattice n⁺ p⁺ photodiodes. In *Infrared Technology and Applications XXXV* (Vol. 7298, p. 72981U). International Society for Optics and Photonics.

[73] Ashokan, R., Dhar, N. K., Yang, B., Akhiyat, A., Lee, T. S., Rujirawat, S., ... & Sivananthan, S. (2000). Variable area MWIR diodes on HgCdTe/Si grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 29(6), 636-640.

[74] Delmas, M., Rodriguez, J. B., Rosignol, R., Licht, A. S., Giard, E., Ribet-Mohamed, I., & Christol, P. (2016). Identification of a limiting mechanism in GaSb-rich superlattice midwave infrared detector. *Journal of Applied Physics*, 119(17), 174503.

envisagé, semble compromise mais les premières mesures de stabilité temporelle réalisées par Edouard Giard laissent présager que la filière dispose d'autres atouts. Cette stabilité peut grandement intéresser les systémiers.

IV Conclusion et objectifs de la thèse

Dans ce chapitre, j'ai mis en évidence la coexistence de nombreuses filières dans le domaine infrarouge, certaines bien établies et d'autres beaucoup plus récentes. L'orientation des filières émergentes, c'est-à-dire la mise en œuvre des actions nécessaires pour l'optimisation de leurs performances, s'avère nécessaire. C'est cette démarche qui a donné au super réseau (T2SL), étudié depuis les années 2000, deux axes de développement : le HOT MWIR et les grands formats LWIR/VLWIR. Le T2SL, malgré son bon rendement quantique et son bruit temporel faible, présente un courant d'obscurité plus élevé que ce que prédit la théorie, ce qui pourrait compromettre son potentiel pour les applications HOT MWIR. Cependant, la filière semble avoir une stabilité temporelle prometteuse, qui doit être étudiée plus en détail. C'est là le premier axe de recherche de ma thèse. Par ailleurs, la filière T2SL ayant un niveau de maturité technologique et des performances électro-optiques suffisantes pour être utilisée dans des applications d'imagerie infrarouge hautes performances, il devient également nécessaire d'évaluer des fonctions de mérites orientées système – telle que la FTM – afin de statuer plus complètement sur le potentiel de la filière, et de pouvoir l'intégrer dans des outils de dimensionnement de systèmes optroniques. Tel est le deuxième axe de ma thèse. Les objectifs de mon travail de thèse sont ainsi de :

- mettre au point des bancs de tests dédiés à la mesure de stabilité temporelle d'une part, et à la mesure de FTM d'autre part.
- réaliser les mesures proprement dites et les analyser,
- contribuer à l'évaluation du potentiel de la filière T2SL MWIR pour des applications d'imagerie hautes performances.

Pour cette étude expérimentale, le choix du détecteur était crucial. L'essentiel des mesures avait, jusqu'au début de ma thèse, été réalisé sur des détecteurs intégrés dans des cryostats à bain de laboratoire. Afin de nous rapprocher des conditions de fonctionnement opérationnelles, nous avons fait le choix de réaliser notre étude expérimentale sur une matrice T2SL MWIR commerciale de chez IRnova, intégrée dans un cryostat opérationnel. Nous verrons que ce choix a eu un impact majeur sur le développement des bancs de test, puisqu'il a fallu à la fois tenir compte de contraintes fixées par le packaging (ouverture de l'écran froid par exemple) et gérer les effets liés aux vibrations de la machine à froid (particulièrement gênants pour la mesure de FTM notamment).

La plus-value de mon travail est que, même si les mesures réalisées dans le cadre de ma thèse sont centrées sur la filière super-réseau, les bancs développés et les outils associés pourront être utilisés avec des détecteurs issus d'autres filières technologiques telles que l'InSb ou MCT, filières bien établies et de références dans le MWIR.

Chapitre 2. Mesure de fonction de transfert de modulation en cryostat opérationnel

I	Introduction.....	54
	<i>I.1 Les fréquences spatiales</i>	<i>54</i>
	<i>I.2 La Fonction de Transfert de Modulation (FTM).....</i>	<i>56</i>
	<i>I.3 Lien avec la Point Spread Function (PSF).....</i>	<i>57</i>
	<i>I.4 Modélisation de la FTM</i>	<i>57</i>
	<i>I.5 Les fréquences d'intérêt de la FTM.....</i>	<i>61</i>
II	Les méthodes de mesure de FTM d'un détecteur	62
	<i>II.1 Vue d'ensemble des techniques existantes</i>	<i>62</i>
	<i>II.2 Le CSIG</i>	<i>67</i>
	<i>II.3 Récapitulatif</i>	<i>71</i>
IV	Le banc de mesure CSIG	72
	<i>IV.1 Principe du banc</i>	<i>72</i>
	<i>IV.2 Design du banc.....</i>	<i>73</i>
	<i>IV.3 Représentation des données</i>	<i>76</i>
V	Analyse de la mesure de FTM	79
	<i>V.1 Interprétations de la mesure obtenue</i>	<i>79</i>
	<i>V.2 Extraction de la mesure de FTM_{IDDCA}.....</i>	<i>81</i>
	<i>V.3 Comparaison de la mesure avec des modèles</i>	<i>83</i>
VI	Étude des vibrations.....	85
	<i>VI.1 Restitution des vibrations lors de la mesure</i>	<i>85</i>
	<i>VI.2 Prédiction de l'effet des vibrations en fonction de leur fréquence sur la mesure... de FTM.....</i>	<i>89</i>
	<i>VI.3 Caractérisation fréquentielle des vibrations du banc</i>	<i>91</i>

VII	Discussion et perspectives	98
VIII	Conclusion du chapitre 2	101

Ce chapitre a pour but de présenter la mesure de FTM en cryostat opérationnel. Je détaillerai ici la FTM du détecteur $FTM_{\text{détecteur}}$, la fonction de mérite que nous souhaitons mesurer. Après une introduction sur les notions requises pour bien conceptualiser la $FTM_{\text{détecteur}}$, je présenterai les différentes méthodes existantes avant de décrire en détail le banc de mesure que j'ai retenu, qui repose sur un réseau de diffraction appelé CSIG. Enfin, en partant des premiers résultats obtenus, je retracerai la démarche d'optimisation du banc que j'ai ensuite utilisé pour réaliser la mesure FTM écartant une contrainte système liée au cryostat opérationnel : les vibrations de la machine à froid.

I Introduction

Avant de présenter la Fonction de Transfert de Modulation - FTM (ou Modulation Transfer Function - MTF en anglais), il est nécessaire d'appréhender la notion de fréquence spatiale.

1.1 Les fréquences spatiales

La fréquence spatiale est une grandeur physique exprimée en mm^{-1} . Elle est définie dans l'espace de Fourier et traduit un degré de détail dans l'espace réel. Plus le détail d'intérêt est fin dans l'espace réel, plus la fréquence spatiale correspondante dans l'espace de Fourier est élevée et vice-versa. Autrement dit, une image qui possède des détails fins équivaut à dire que la transformée de Fourier de cette image mettra en évidence des fréquences spatiales élevées. Néanmoins, le raccourci « l'image réelle contient des fréquences spatiales » est répandu. Ce raccourci a le mérite de faciliter l'appréhension de la notion de fréquence spatiale. Dans la Figure 26, si on assimile un degré de détail à l'alternance blanc noir dans l'image, on peut distinguer plusieurs zones de l'image qui correspondront à des fréquences spatiales différentes dans l'espace de Fourier.

Pour une image, on va alors usuellement définir deux axes orthogonaux X et Y pour y décomposer la transformée de Fourier 2D de cette image en fréquences spatiales v_x , v_y selon ces axes. Ainsi, il est possible de décomposer la transformée de Fourier d'une image en une somme de fréquences spatiales. On peut le voir dans la Figure 27. On y sépare les zones de lentes variations de contraste (et donc de faibles fréquences spatiales, donnant une idée floue de l'image) des textures et contours (détaillés, ou variation brutale de contraste, fréquences spatiales plus élevées).

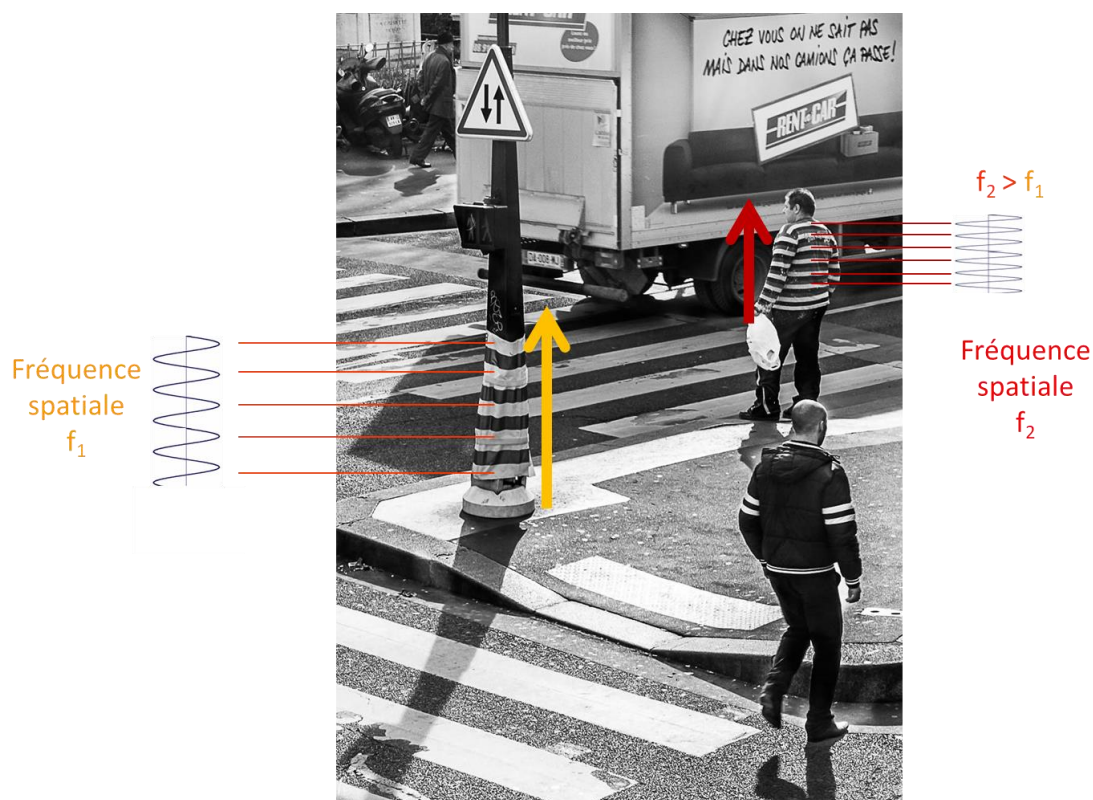


Figure 26 - Introduction aux fréquences spatiales. ©Mesaoud Taourirt. Le détail en jaune étant moins fin que le détail en rouge, cela signifie que la fréquence spatiale f_1 associée au premier détail est plus faible que la fréquence spatiale f_2 . En toute rigueur, les « zones de fréquences spatiales f_1 et f_2 » ne sont pas des sinusoïdes, mais créneaux donc des sommes infinies de sinusoïdes.

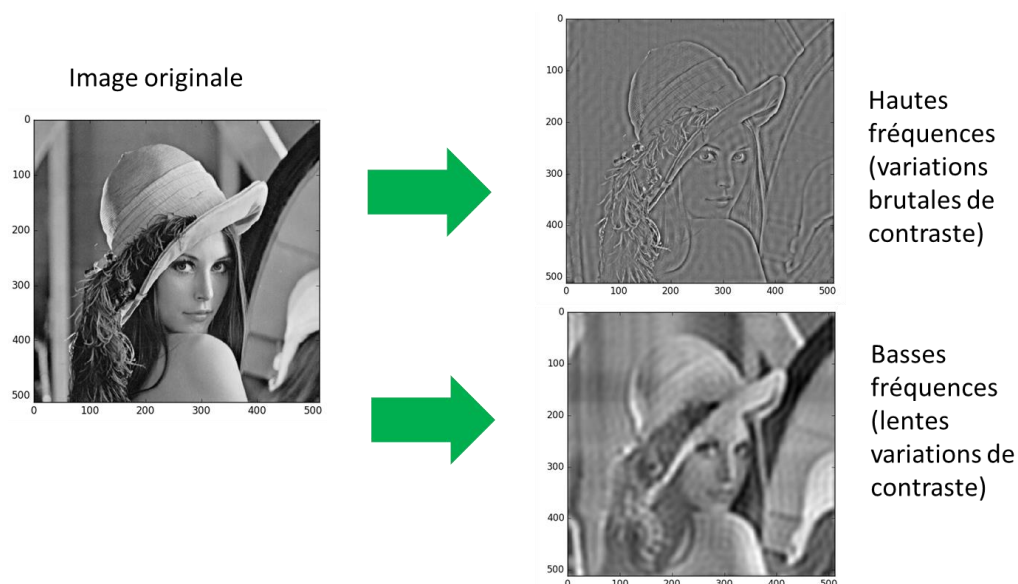


Figure 27 - Décomposition d'une image par un filtre passe-haut (ne laissant que les fréquences élevées de l'image donc les variations rapides de contraste) et un filtre passe-bas (fréquences basses soit les zones de variation lente du contraste).

Au final, une scène représente donc un contenu en fréquences spatiales. Aucun instrument (que ce soit une optique, un détecteur ou un système entier) ne peut parfaitement restituer toutes les fréquences spatiales présentes dans la scène. Il y a donc un flou à caractériser et une fonction de mérite permettant d'en rendre compte est la Fonction de Transfert de Modulation (FTM).

1.2 La Fonction de Transfert de Modulation (FTM)

La FTM est une fonction de mérite qui, pour une fréquence spatiale donnée, varie entre 1 (parfaitement reproduite) et 0 (non restituée ou "coupée"). La grande force de cette fonction de mérite est qu'elle peut se subdiviser en plusieurs FTM, chacune décrivant un sous-ensemble. Par exemple, si le système est décomposable en plusieurs blocs, comme une optique et un détecteur, on peut écrire :

$$FTM_{\text{système}}(v) = FTM_{\text{optique}}(v) \times FTM_{\text{détecteur}}(v) \quad [\text{Eq.17}]$$

La Figure 28 permet d'illustrer ce que représente la FTM. À gauche, la scène imagée par un premier imageur et, à droite, la même image par un second imageur. Celle-ci un peu plus floutée, ce qui correspond à une FTM dégradée. On peut constater que les plus hautes fréquences spatiales ne sont pas bien reproduites, d'où la perte des détails les plus fins. Plus la FTM se dégrade (proche de 0), plus les zones de l'image où apparaissent les hautes fréquences spatiales apparaissent floues sur l'image.

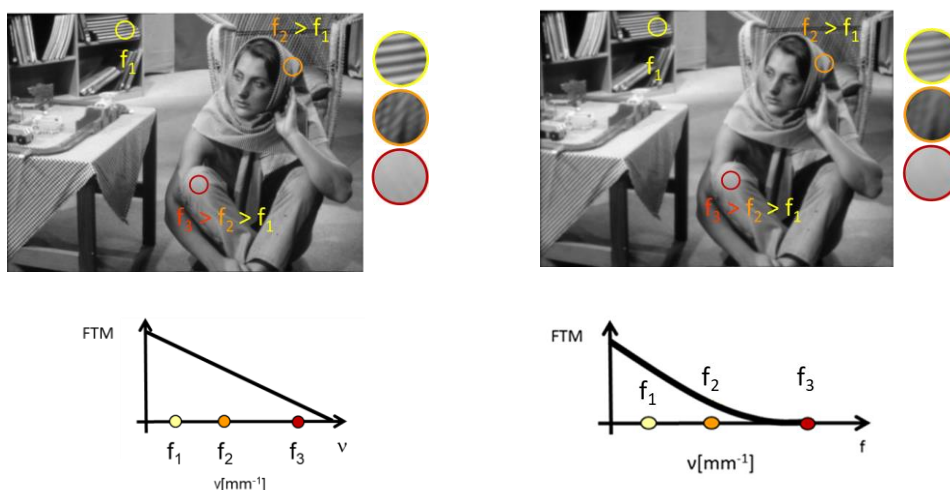


Figure 28 - Introduction à la FTM. À gauche, une scène restituée par un imageur 1 et, à droite, restituée par un imageur 2. Les FTM respectives sont représentées en dessous. On peut voir que la fréquence f_3 est mal restituée par les deux imageurs. Par contre, la fréquence f_2 est mieux reproduite sur l'image à gauche qu'à droite. Cela crée des niveaux de flous différents pour chaque fréquence spatiale.

À partir de la FTM, on peut donc prédire les performances d'un instrument. La FTM n'est pas la seule fonction de mérite qui permet d'analyser le flou dans une image. Une autre est aussi présentée : la Point Spread Function (PSF).

1.3 Lien avec la Point Spread Function (PSF)

Appelée en France la Fonction d'Étalement de Point (FEP), la Point Spread Function traduit la réponse d'un système imageur à une source lumineuse ponctuelle ou réponse percutielle. Elle se relie à la FTM par la transformée de Fourier, opérateur que je nommerai dans ce manuscrit TF. Similairement la TF sera nommée TF^{-1} :

$$PSF = TF^{-1}(FTM) \quad [Eq.18]$$

Il est ainsi possible de mesurer la FTM, soit directement, soit en passant par la PSF à laquelle on applique une TF. Inversement, la FTM permet de remonter à la PSF par transformée de Fourier inverse, à la condition qu'on dispose « d'assez » de fréquences pour la reconstruire*. L'emploi de la PSF plutôt que de la FTM ne dépend que des interlocuteurs. Les technologues apprécieront généralement plus la PSF qui représente un formidable retour sur la qualité de réalisation des étapes technologiques tandis que la FTM sera utilisée par les concepteurs de système optronique pour évaluer le filtrage pixel et optimiser les performances globales de leur système. Dans ce manuscrit, je ne présenterai la réponse spatiale du détecteur qu'à travers la FTM.

1.4 Modélisation de la FTM

a) FTM d'une optique

Prenons le cas d'une optique circulaire. Si le système ne comporte pas d'aberrations (et est donc limité par la diffraction), sa FTM_{opt} s'écrit alors [75] :

$$FTM_{opt}(v) = \frac{2}{\pi} \left(\arccos(v\lambda N) - v\lambda \sqrt{1 - (v\lambda N)^2} \right) \quad [Eq.19]$$

* La transformée de Fourier étant une somme infinie, il faut que le support de fréquences englobe assez de fréquences pour reconstruire fidèlement le profil pixel.

[75] Lépine, T. Cours de FTM : <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=562&fileid=6770>

avec λ la longueur d'onde en m, N l'ouverture de l'optique, ν la fréquence spatiale en m^{-1} . La FTM_{opt} est tracée dans la Figure 29. Cette fonction se comporte comme un filtre passe-bas, qu'il atténue les hautes fréquences spatiales tandis que les plus faibles sont mieux restituées. Ce filtre est caractérisé par une fréquence particulière pour laquelle la FTM est nulle, $\nu = \frac{1}{\lambda N}$.

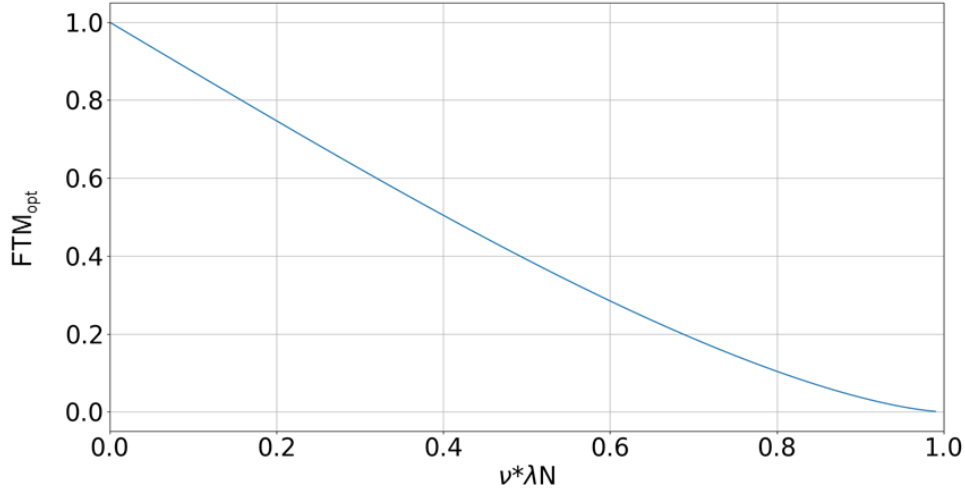


Figure 29 – Représentation de la FTM_{opt} en fonction de la fréquence spatiale.

b) FTM d'un détecteur

On modélise le pixel parfait rectangulaire comme un élément de matière absorbante. Ses dimensions sont celles des tailles pixel a_x^{pix} et a_y^{pix} selon les directions x et y . Ainsi dans l'espace réel, son profil radiométrique $P(x,y)$ se traduit par le produit de deux fonctions porte Π de largeur a_x^{pix} et a_y^{pix} . Ce profil vaut 1 quand on se trouve dans le pixel (il absorbe) et 0 quand on se trouve en dehors (il n'absorbe pas) :

$$P_{pix}(x,y) = \Pi\left(\frac{x}{a_x^{pix}}, \frac{y}{a_y^{pix}}\right) \quad [Eq.20]$$

Sa $FTM_{dét}$ s'écrit alors comme le produit de deux sinus cardinaux :

$$FTM_{dét} = sinc(\nu_x a_x^{pix}) \times sinc(\nu_y a_y^{pix}) \quad [Eq.21]$$

avec a_x^{pix} et a_y^{pix} les tailles pixel selon l'axe x et y respectivement. Pour rappel, la taille pixel a^{pix} correspond à la taille effective du pixel absorbant des photons, alors que le pas pixel p^{pix} correspond à la distance entre deux pixels comme illustré Figure 30.

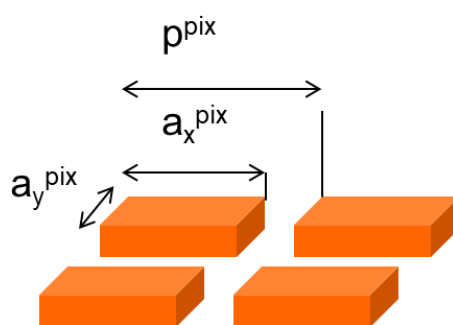


Figure 30 - Différence entre la taille pixel a^{pix} et le pas pixel p^{pix} .

La forme 1D et 2D du sinus cardinal est représentée dans la Figure 31. La $FTM_{dét}$ est souvent représentée en valeur absolue car on s'intéresse à la restitution du contraste.

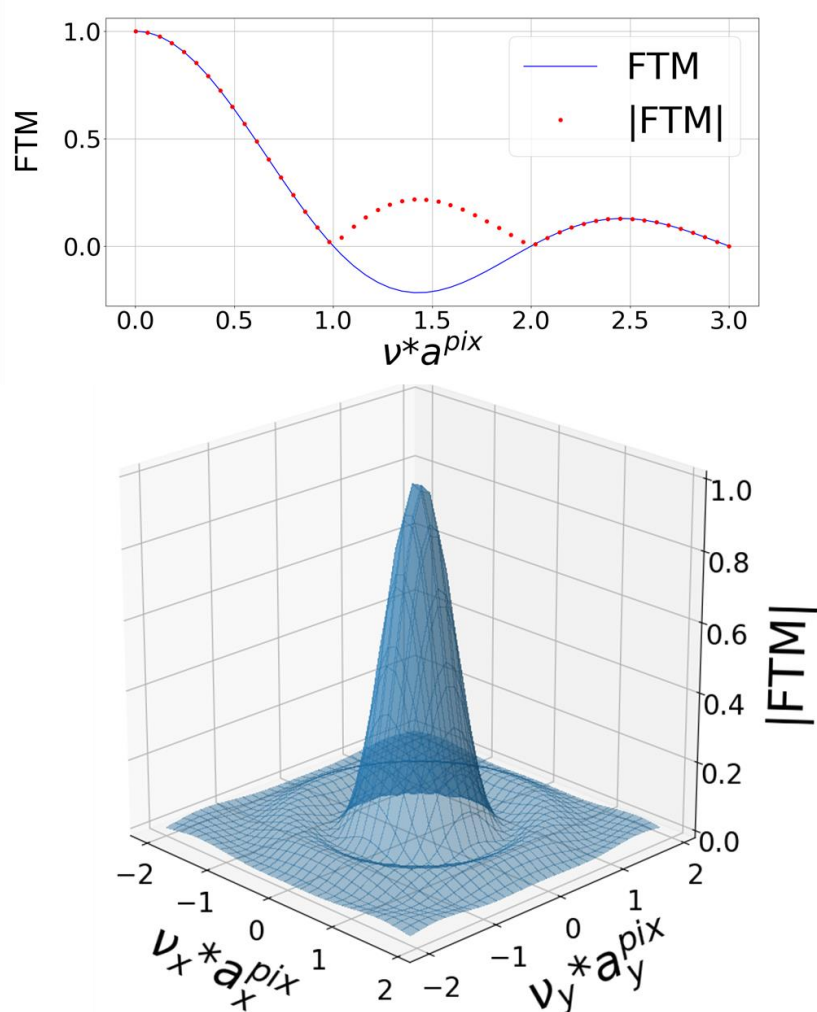


Figure 31 - Représentation de la $FTM_{dét}$. En haut, le sinus cardinal 1D. Comme on utilise cette FTM pour décrire un contraste, on représente souvent la valeur absolue de ce sinus. En bas, la représentation du sinus cardinal 2D. La taille pixel est ici la même dans les directions x et y.

Ainsi on peut décrire le comportement d'un détecteur réel par $FTM_{\text{dét_réel}}$. Elle est composée de sa FTM pixel idéale $FTM_{\text{dét}}$, multipliée par une $FTM_{\text{défauts}}$. Cette dernière représente l'écart par rapport à son comportement idéal. C'est une FTM qui peut encore se diviser en sous-FTMs et permettre de décrire de plus en plus finement le détecteur.

$$FTM_{\text{dét_réel}}(\nu) = FTM_{\text{dét}}(\nu) \times FTM_{\text{défauts}}(\nu) \quad [\text{Eq.22}]$$

La FTM du détecteur peut permettre de mettre en évidence des défauts tels qu'une diffusion des porteurs (diffusion électronique) plus importante que prévue en regardant l'allure de la courbe de FTM ainsi que la taille pixel. C'est donc un précieux retour sur la qualité du procédé mis en œuvre. Ceci s'illustre dans la Figure 32. En partant du sinus cardinal, j'ai ajouté une fonction de Lorentz en 1D de longueur de diffusion L_{diff} , qui permet de simuler la diffusion électronique :

$$FTM_{\text{diff}}(\nu) = \frac{1}{1 + (\pi\nu L_{\text{diff}})^2} \quad [\text{Eq.23}]$$

Une dégradation de la FTM rapport au pixel idéal parfait peut être constatée. On peut alors expliquer la dégradation de la FTM en comparant la mesure à un modèle.

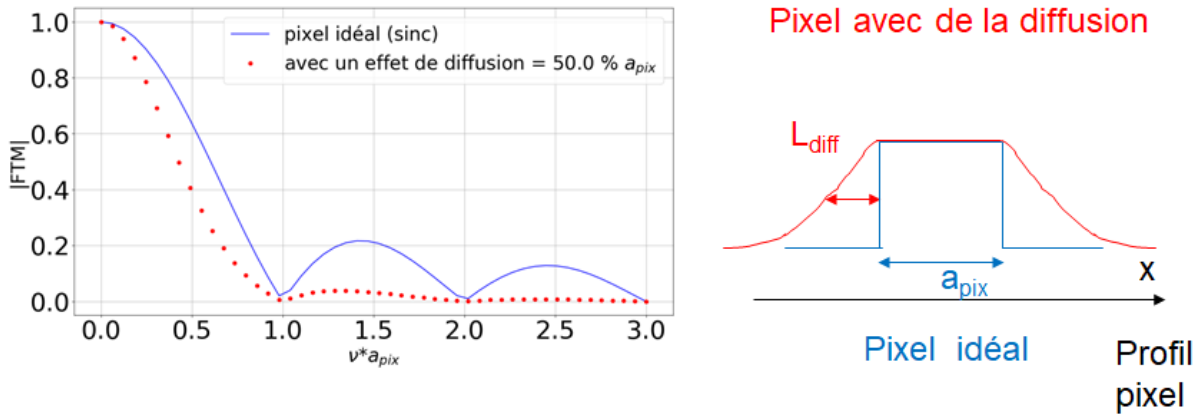


Figure 32 - Modélisation de la FTM d'un pixel idéal, et de celle d'un pixel avec de la diffusion électronique. Les profils pixels correspondants sont représentés ci-contre.

Pour évaluer la FTM d'un détecteur en tant que fonction de mérite, on examine les FTM en particulier à des fréquences spatiales bien précises. On utilise usuellement deux repères.

1.5 Les fréquences d'intérêt de la FTM

a) La fréquence de coupure

Il s'agit de la première fréquence pour laquelle la FTM s'annule. Elle représente la limite de fonctionnement utile du système à l'étude.

La Figure 29 et la Figure 32 ont été tracées de façon à faire apparaître l'annulation des FTMs représentées lorsque le produit en abscisse vaut 1. Avec [Eq.19] et [Eq.21] on peut définir les fréquences de coupure optique ν_{c-opt} et la fréquence de coupure détecteur $\nu_{c-dét}$ par :

$$\nu_{c-opt} = \frac{1}{\lambda N} \quad [\text{Eq.24}]$$

et

$$\nu_{c-dét} = \frac{1}{a_{pix}} \quad [\text{Eq.25}]$$

Par la suite, sauf mention contraire, ν_c désigne la fréquence de coupure détecteur.

b) La fréquence de Nyquist

Dans le cas d'un détecteur matriciel, on définit la fréquence de Nyquist comme :

$$\nu_{Nyquist} = \frac{1}{2p^{pix}} \quad [\text{Eq.26}]$$

avec p^{pix} le pas pixel du détecteur matriciel.

Cette fréquence représente la dernière fréquence spatiale correctement échantillonnée selon le théorème de Shannon. Ainsi, la FTM d'un détecteur sera alors comparée à une autre ou à un cahier des charges à un pourcentage de la fréquence de Nyquist. De nombreuses méthodes différentes existent pour mesurer la FTM. Je vais vous présenter un aperçu des méthodes existantes.

II Les méthodes de mesure de FTM d'un détecteur

II.1 Vue d'ensemble des techniques existantes

Les méthodes de mesures de FTM peuvent se regrouper en deux familles.

Les méthodes locales consistent à mesurer la FTM de chaque pixel individuellement. Cela implique, par conséquent, de mesurer les FTM de tous les pixels, ce qui peut être long. D'autant plus long que les formats matriciels s'agrandissent.

La seconde famille, les méthodes globales, projette un motif sur l'ensemble de la matrice, en supposant que tous les pixels de la matrice sont identiques. De ce fait, la FTM mesurée correspond à la FTM moyenne de la matrice. On perd alors l'information locale (les FTM individuelles) pour une information globale (la FTM de la matrice) acquise en une seule mesure.

Dans les deux cas, on ne mesure pas que la FTM du pixel, mais celle toute la chaîne de mesure. Il reste nécessaire de déconvoluer par les différents contributeurs avant d'obtenir la FTM du pixel.

a) Méthodes locales

Le spot scan

Le spot scan consiste à balayer la matrice avec un point lumineux dans les deux directions orthogonales comme le montre la Figure 33. Cette technique donne accès à la PSF de chaque pixel individuellement, à partir de laquelle la FTM est extraite moyennant une transformée de Fourier [76]. Cependant, plusieurs verrous conditionnent l'accès à la FTM. Il faut d'abord s'assurer que la PSF mesurée reflète bien celle du pixel. Pour cela, la forme du motif projeté doit être connue, et doit en plus être d'une taille inférieure au pixel, faute de quoi le pixel ne sera pas échantillonné correctement. Cela rend implique non seulement des optiques de très haute qualité (pour ne pas ajouter d'aberrations), mais aussi un travail de déconvolution plus délicat. Cela posera de plus en plus de problèmes

[76] Gravrand, O., Desplanches, J. C., Delbégue, C., Mathieu, G., & Rothman, J. (2006). Study of the spatial response of reduced pitch Hg1-xCdTe dual-band detector arrays. *Journal of electronic materials*, 35(6), 1159-1165.

car les tailles pixels continuent à diminuer [77]. La taille pixel actuellement ciblée est de $10\mu\text{m}$ (MWIR et LWIR confondus) [78]. Il faut aussi être capable de déplacer de façon précise le spot sur la surface du pixel pour correctement estimer le profil pixel. De plus, il y a aussi une exigence sur le contrôle de la distance focale. Si le spot n'est pas focalisé, on introduit un filtrage supplémentaire et du chromatisme, ce qui se traduit par un impact sur la reproductibilité de la mesure. Cela requiert par ailleurs des systèmes mécaniques de haute précision.

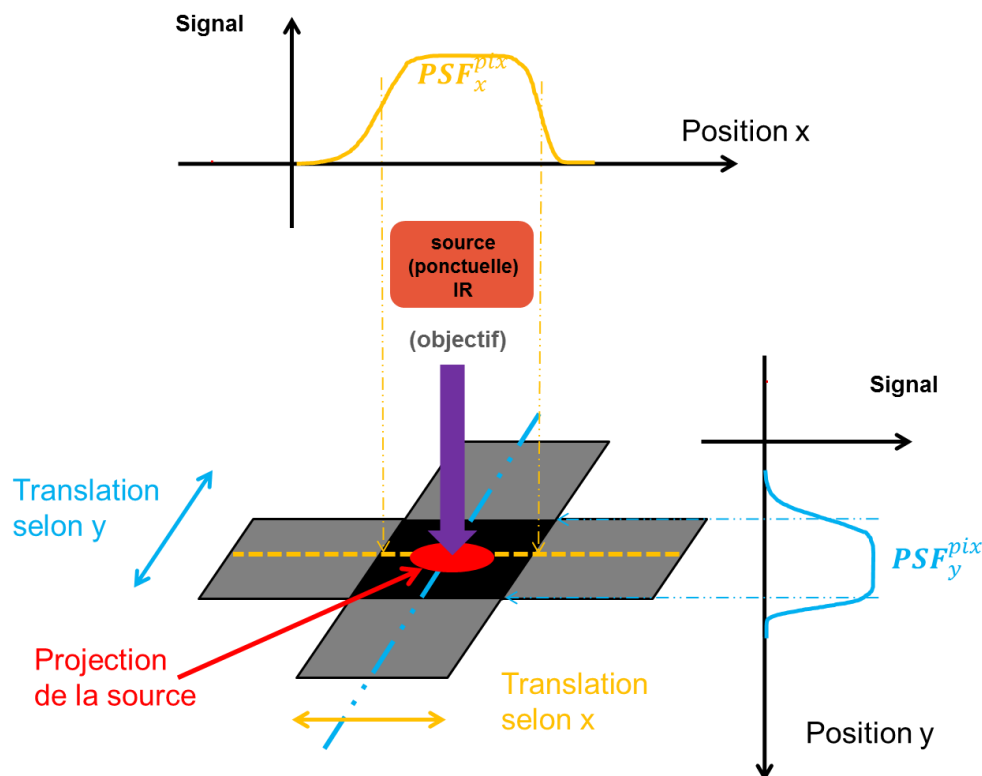


Figure 33 - Principe du spot scan. On projette un point source sur la matrice et celui-ci traverse le pixel à l'étude. Sa variation de signal permet d'obtenir le profil pixel, à condition de parvenir à déconvoluer la mesure par la PSF de l'optique utilisée, qui est difficile à connaître parfaitement.

[77] Gravrand, O., Baier, N., Ferron, A., Rochette, F., Berthoz, J., Rubaldo, L., & Cluzel, R. (2014). MTF issues in small-pixel-pitch planar quantum IR detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3025-3032.

[78] Gravrand, O., Destefanis, G., Bisotto, S., Baier, N., Rothman, J., Mollard, L., ... & Vuillermet, M. (2013). Issues in HgCdTe research and expected progress in infrared detector fabrication. *Journal of Electronic Materials*, 42(11), 3349-3358.

Le bord de plage incliné

Le bord de plage incliné, ou slanted edge en anglais suppose que les pixels de la colonne mesurée sont identiques [79-80]. Le principe est présenté Figure 34. Une cible présentant un bord incliné [81] est imagée sur le détecteur. Les valeurs des pixels sont alors projetées parallèlement à l'axe du bord de plage, reconstituant ainsi le profil de la colonne de pixels où est imagé le bord de plage. La FTM de la colonne de pixels se déduit alors par transformée de Fourier. Le fait que la ligne soit inclinée permet de suréchantillonner le pixel. Cependant, le problème de la projection sans déformation de la ligne ainsi que de la déconvolution demeure [82]. Cette méthode nécessite donc toujours des optiques de haute qualité, à moins de déposer le bord de plage directement sur le détecteur (approche destructive).

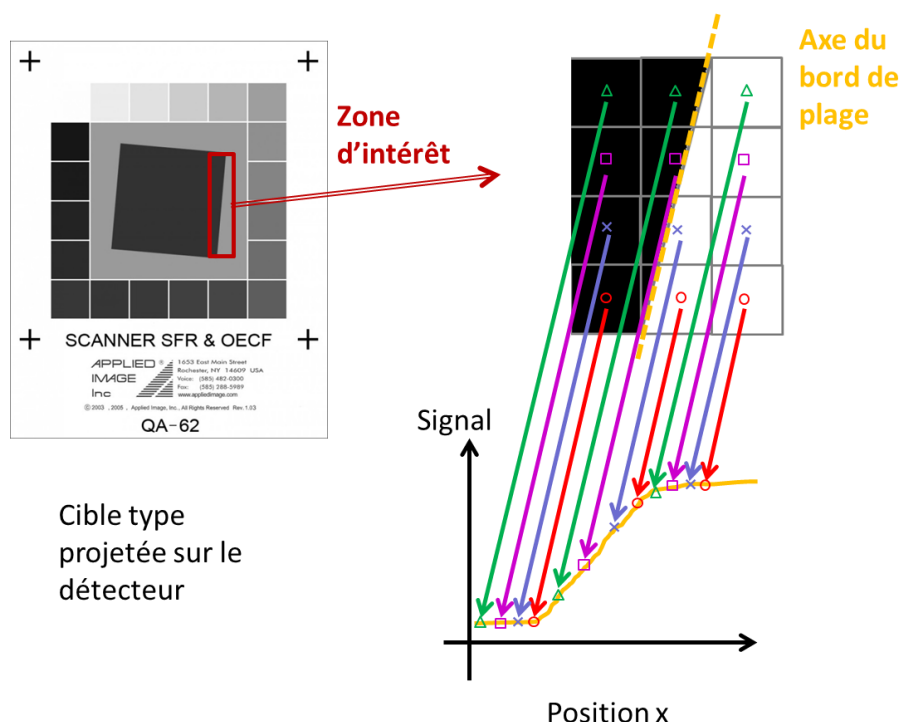


Figure 34 - Principe du bord de plage incliné. Il permet de recouvrer le profil pixel d'une colonne de pixel. La FTM de la colonne pixel s'obtient par transformée de Fourier du profil pixel.

[79] Estribeau, M., & Magnan, P. (2004, February). Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12333 slanted-edge methodology. In *Detectors and Associated Signal Processing* (Vol. 5251, pp. 243-253). International Society for Optics and Photonics.

[80] Burns, P. D. (2000, March). Slanted-edge MTF for digital camera and scanner analysis. In *Is and Ts Pics Conference* (pp. 135-138). SOCIETY FOR IMAGING SCIENCE & TECHNOLOGY.

[81] Mire QA-62 : <https://www.appliedimage.com/products/gray-scales-and-color-standards-1/gray-scales-and-step-tablets/slant-edge-target-qa-62>

[82] Berthoz, J., Grille, R., Rubaldo, L., Gravrand, O., Kerlain, A., Pere-Laperne, N., ... & Leclercq, D. (2015). Modeling and characterization of MTF and spectral response at small pitch on Mercury Cadmium Telluride. *Journal of Electronic Materials*, 44(9), 3157-3162.

b) Méthodes globales

Les franges d'interférences

Le principe de cette méthode est de faire interférer deux faisceaux cohérents pour générer le motif qui sera projeté sur le détecteur [83]. La Figure 35 illustre une façon de créer des franges d'interférences et de contrôler la période des franges d'interférences en déplaçant la source par rapport au miroir. Les deux sources sont donc la source primaire et son image à travers le miroir. Plus la source est proche et le miroir grand (h petit, et d_0 grand dans la Figure 35), plus la fréquence spatiale projetée est petite [84]. On maîtrise ainsi la projection le motif avec la fréquence spatiale désirée. L'avantage est qu'il n'y a plus d'optique, donc plus de FTM_{opt} ni de déconvolution problématique. Cependant la fréquence nulle est inaccessible car cela revient à confondre les sources 1 et 2 et de disposer d'un très grand miroir.

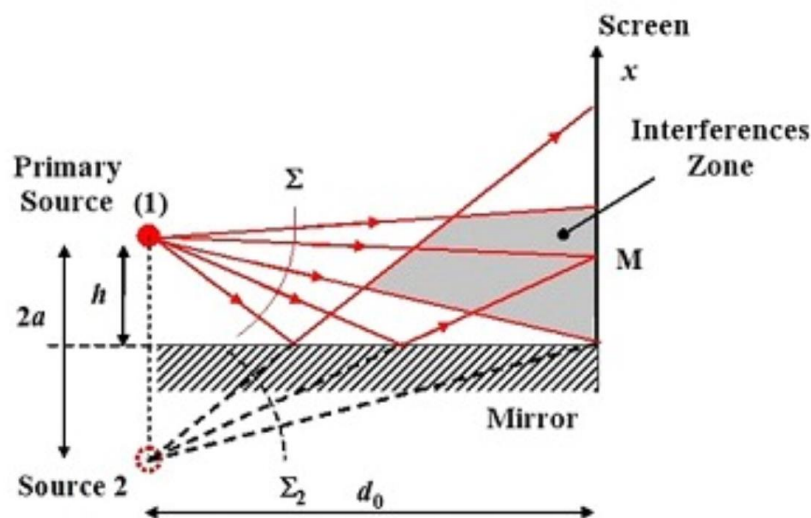


Figure 35 Principe de la technique dite du miroir de Lloyd. Il peut être utilisé pour générer les franges en plaçant le détecteur dans la zone où la lumière interfère avec elle-même.

[83] Gappinger, R. O., Greivenkamp, J. E., & Borman, C. G. (2004). High-modulation camera for use with a non-null interferometer. *Optical Engineering*, 43(3), 689-697.

[84] Druart, G., Rommeluere, S., Viale, T., Guerineau, N., Ribet-Mohamed, I., Crastes, A., ... & Taboury, J. (2014, May). Modulation transfer function measurement of microbolometer focal plane array by Lloyd's mirror method. In *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXV* (Vol. 9071, p. 90710S). International Society for Optics and Photonics.

Le speckle

Ici, on utilise un speckle (ou tavelures) comme motif projeté sur le détecteur [85]. Il s'agit des rayonnements diffusés par une surface rugueuse [86]. Le banc de mesure est présenté Figure 36. La densité spectrale de puissance (DSP) théorique du speckle étant connue [87], il suffit alors de mesurer le signal du détecteur soumis à ce speckle pour en extraire la $FTM_{\text{détecteur}}$. Cette méthode a pour avantage de ne pas nécessiter d'optique de projection, seulement une lame simple introduisant des défauts de phase aléatoires. Il s'agit également de sa difficulté, car il n'est pas simple de générer de l'aléatoire.

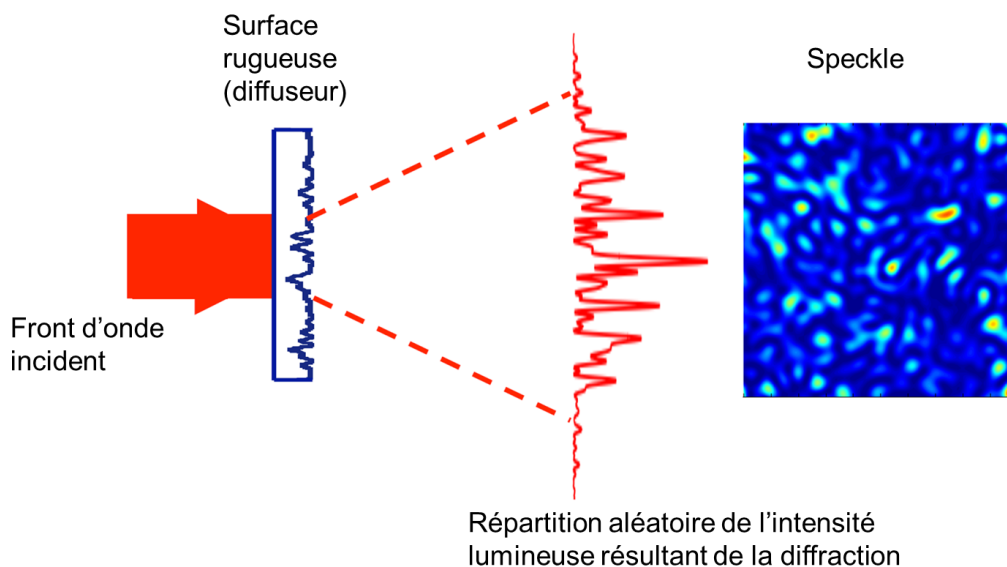


Figure 36 – Principe de formation du speckle. Le front d'onde est diffracté par la surface rugueuse (appelée diffuseur). La phase aléatoire introduite par la surface dans le front d'onde crée le speckle [86].

[85] G. Boreman et E.L. Dereniak : Method for measuring modulation transfer function of charge-coupled devices using laser speckle. *Opt. Eng.*, 25:148–150, 1986.

[86] Jose, V. et Sauer, H. Cours Speckle : <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=1157&fileid=19259>

[87] Fernández-Oliveras, A., Pozo, A. M., & Rubiño, M. (2013). Speckle-based modulation transfer function measurements for comparative evaluation of CCD and CMOS detector arrays. *Optical review*, 20(1), 41-49.

II.2 Le CSIG

La méthode de mesure de FTM utilisant le réseau continûment auto-imageant (ou Continuously Self-Imaging Grating en anglais) est développée au sein de l'ONERA depuis une vingtaine d'années. Dans le cadre d'expertises de systèmes d'observation haute résolution pour la défense au milieu des années 1990, la connaissance de résolution spatiale lors du dimensionnement d'un détecteur infrarouge a été identifiée comme un besoin à l'ONERA. La méthode de mesure a été proposée à l'étude dans le cadre de plusieurs thèses à l'initiative de Jérôme Primot, alors à la tête de l'unité Concepts Innovants en Optique où a eu lieu ma thèse. Le travail fondateur de Nicolas Guérineau durant sa thèse [88] a permis au CSIG de devenir un objet envisagé pour la mesure de FTM. Emmanuel Di Mambro a ensuite repris l'objet diffractant afin d'évaluer son potentiel dans le cas panchromatique [89]. Guillaume Druart a par la suite démontré dans ses travaux la bonne tolérance angulaire du CSIG [90], ce qui relâche considérablement les contraintes sur l'alignement. Enfin, Florence de la Barrière [91] a amélioré le traitement des données expérimentales qui permet d'extraire la FTM des mesures brutes.

Un prérequis à la compréhension du CSIG est l'effet Talbot. Ce phénomène physique décrit le fait qu'un réseau illuminé par une source monochromatique va se retrouver parfaitement imagé à des distances périodiques : c'est la propriété auto-imageante. Elle est illustrée dans la Figure 37. L'image projetée se trouve à des multiples de la distance de Talbot d_T qui vaut :

$$d_T = \frac{2a_0^2}{\lambda} \quad [\text{Eq.27}]$$

avec a_0 la période du CSIG (en μm), λ la longueur d'onde du faisceau incident (en μm)

L'effet Talbot permet de se passer d'optique pour projeter un motif, même si les conditions de validité sont très restrictives en éclairage monochromatique car il faut se placer à des multiples de d_T pour correctement projeter l'image. Le CSIG par construction va lever cette contrainte de positionnement.

[88] Guérineau, N (1999). *Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation de matrices de détecteurs infrarouge* Thèse de doctorat, Paris 11

[89] Di Mambro, E. (2005). *Génération de motifs à haute résolution sans optique : application à la mesure de FTM détecteur*, Thèse de doctorat, Paris 11 ; HAL Id: tel-00008863

[90] Druart, G. (2009). *Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge : d'une approche minimaliste à la caméra sur puce*, Thèse de doctorat, Paris 11 ; HAL Id: pastel-00006197

[91] De La Barrière, F. (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 doctorat, Paris 11

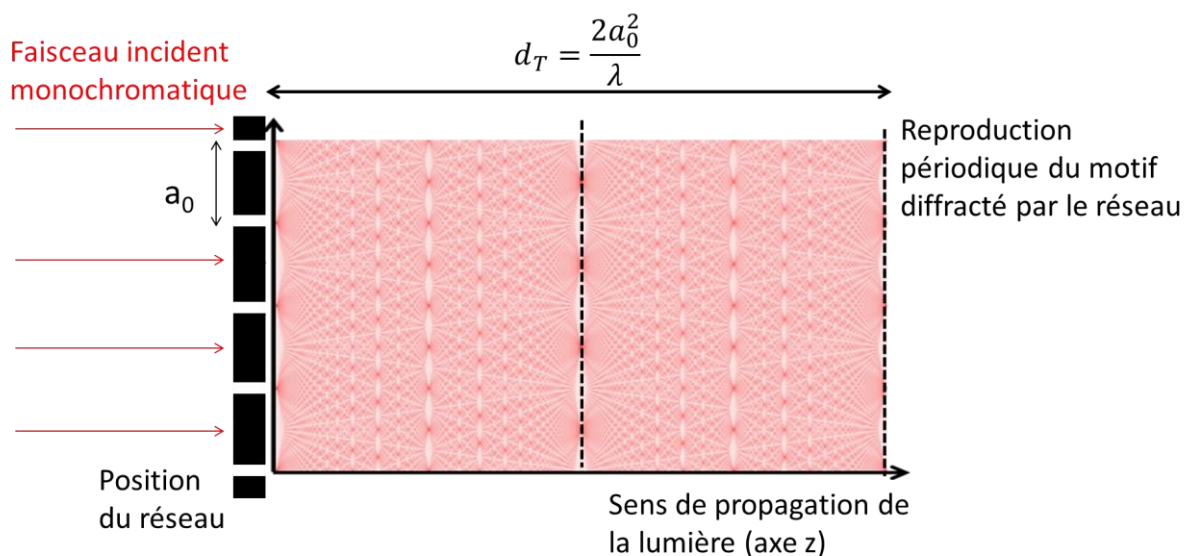


Figure 37 - Illustration de l'effet Talbot pour un faisceau collimaté monochromatique. On peut voir ici que le motif se répète selon l'axe z périodiquement à des distances fixes.

Le CSIG est défini par deux paramètres : sa période a_0 et un facteur d'échelle η . La disposition relative des fréquences dépend de η (s'apparentant alors à une clé de génération du CSIG), tandis qu' a_0 contrôle l'échelle de la disposition*. La Figure 38 présente une mire fabriquée par Thalès RT. C'est celle qui a été utilisée dans ma thèse.

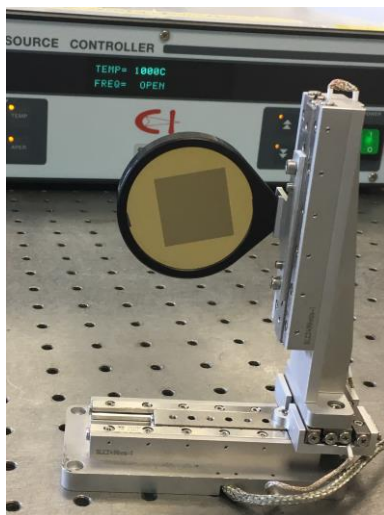


Figure 38 - Le CSIG TRT ($\eta=650$, $a_0 = 1000\mu\text{m}$), monté sur une platine de translation.

* Voir Annexe.

Le CSIG est conçu pour diffracter un nombre précis d'ordres (en général, 12, 24 ou 48, défini par η)*. Le fait que ces ordres se trouvent sur le cercle de Montgomery [92] permet d'avoir un motif invariant par propagation en éclairage polychromatique [93-95], comme présenté dans la Figure 39.

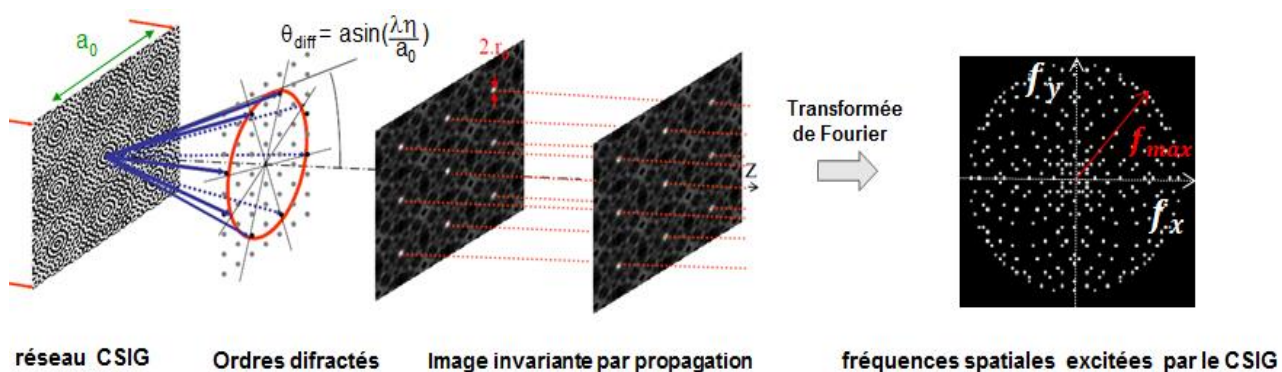


Figure 39 - Diffraction des ordres du CSIG, générant le motif périodique de fréquences spatiales connues.

Cette invariance est une propriété importante. Il n'est alors plus nécessaire de connaître parfaitement la position du plan focal où se trouve la matrice de détection pour projeter un motif net. Cela permet de mesurer la FTM tout en maintenant le caractère non invasif de la mesure et d'anticiper le déplacement du plan focal lors de la mise en froid. Cette invariance n'est vraie qu'à partir d'une certaine distance d_p appelée distance panchromatique :

$$d_p = \frac{2a_0^2}{\eta^2 \Delta\lambda} \quad [\text{Eq.28}]$$

où η est appelé le facteur d'échelle dans la littérature (sans unité), a_0 la période du CSIG (en mm ou μm généralement) et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de la source (en mm). En prenant $a_0=1000\mu\text{m}$, $\eta=650$ et $\Delta\lambda=2\mu\text{m}$, il faut typiquement une distance minimale de $d_p=1.5\text{mm}$ entre le CSIG et le plan détecteur pour être en régime panchromatique. Dans un cryostat opérationnel, cette condition est donc facile à respecter. Cette distance panchromatique est due au fait que le CSIG réel est une version binarisée du CSIG idéal*. Cela veut dire qu'au lieu d'avoir un motif dont la transmittance varie continûment entre 0 et 1, le motif sera codé en 2 niveaux (0 et 1).

* Voir Annexe.

[92] Guérineau, N., & Primot, J. (1999). Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer. JOSA A, 16(2), 293-298.

[93] de La Barrière, F., Druart, G., Guérineau, N., Rommeluère, S., Mugnier, L., Gravrand, O., ... & Derelle, S. (2012). Modulation Transfer Function Measurement of Infrared Focal-Plane Arrays with Small Fill Factors. Journal of electronic materials, 41(10), 2730-2737.

[94] Guérineau, N., Harchaoui, B., Primot, J., & Heggarty, K. (2001). Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings. Optics letters, 26(7), 411-413.

[95] Guérineau, N., Primot, J., Tauvy, M., & Caes, M. (1999). Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target. Applied optics, 38(4), 631-637.

Par ailleurs, les fréquences excitées par le CSIG sont discrétisées. C'est-à-dire que cet objet projette un nombre fini de fréquences connues. Cela signifie qu'on connaît les fréquences que peut potentiellement contenir l'image acquise par un détecteur si on connaît a_0 et η . La fréquence maximale ν_{max} excitée par le CSIG de période a_0 est définie par :

$$\nu_{max} = \frac{2\eta}{a_0} \quad [\text{Eq.29}]$$

toujours avec η le facteur d'échelle (sans unité), a_0 la période du CSIG (mm).

La Figure 40 représente les fréquences spatiales théoriques excitées par un CSIG à gauche ($a_0=1000\mu\text{m}$, η). La partie droite représente donc le motif théorique projeté par le CSIG de la Figure 38.

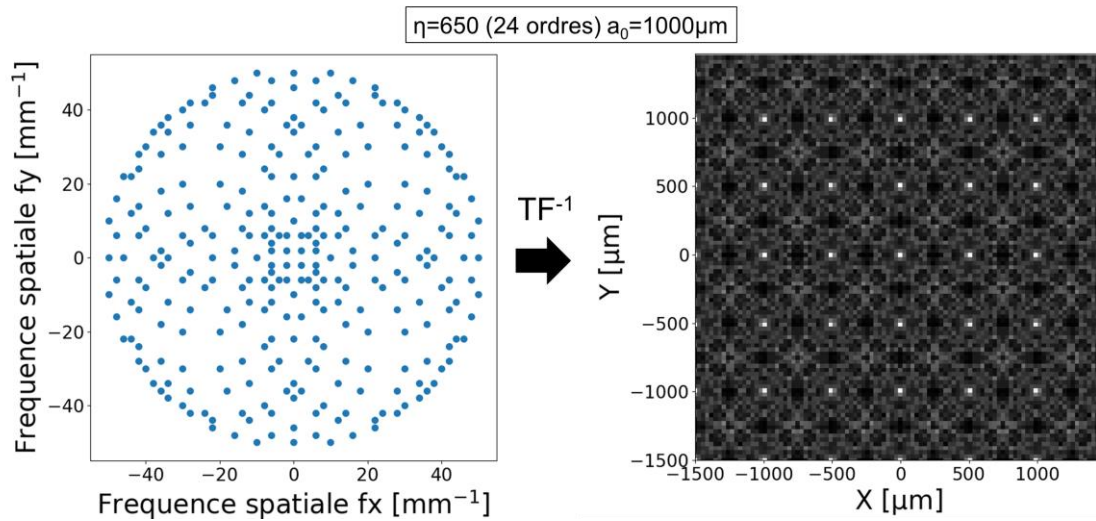


Figure 40 - Représentation des fréquences spatiales excitées par le CSIG (à gauche) et le motif en intensité théorique (à droite).

II.3 Récapitulatif

Le Tableau 2 résume les points forts et les points faibles des méthodes présentées.

Spot scan	Bord de plage	Miroir de Lloyd	Speckle	CSIG
+ PSF pixel + FTM par pixel - Déconvolution - Taille du spot vs taille pixel - Mécanique de précision (déplacement du spot) - Optique haute performance - Projection focalisée du spot	+ PSF colonne + FTM colonne - Déconvolution - Destructif pour un dépôt sur la matrice - Optique haute performance - Projection focalisée de la ligne	+ Pas d'optique + Fréquence spatiale connue - Pas la fréquence nulle, difficulté dans les basses fréquences - Mécanique de précision (déplacement de la source)	+ Pas d'optique + DSP théorique connue - Phase aléatoire difficile à réaliser en pratique	+ Pas d'optique + Fréquences spatiales connues + Invariant par propagation - Dimensionnement d'un CSIG adapté - Binarisation du CSIG

Tableau 2 - Récapitulatif des avantages et inconvénients des techniques présentées.

J'ai retenu la méthode utilisant le CSIG car l'invariance par propagation du motif projeté est un avantage considérable pour la mesure en cryostat opérationnel. De plus, elle ne nécessite pas d'optique de projection.

Maintenant que les méthodes de mesure de FTM ont été présentées, je vais à présent me focaliser sur le banc de mesure que j'ai mis en œuvre, qui utilise un CSIG.

III Le banc de mesure CSIG

III.1 Principe du banc

Le banc de mesure est constitué d'un corps noir (source infrarouge), d'un trou source, d'un collimateur, du CSIG et enfin du détecteur à caractériser. Le rayonnement du corps noir est filtré par un trou source, puis collimaté pour illuminer le CSIG en incidence normale. Enfin, le réseau diffracte le rayonnement incident, générant ainsi un motif sur le détecteur. Le shutter permet de soustraire le fond de l'image avant traitement.

Le principe du banc est de projeter un motif dont le contenu fréquentiel est connu. Ainsi, l'image obtenue par le détecteur ne peut contenir au mieux que ces fréquences spatiales. On parvient à extraire la FTM en comparant l'image théorique et mesurée car on sait exactement quelles fréquences peuvent être présentes dans l'image à traiter. La Figure 41 schématise le banc expérimental. Une photographie du banc se trouve Figure 42.

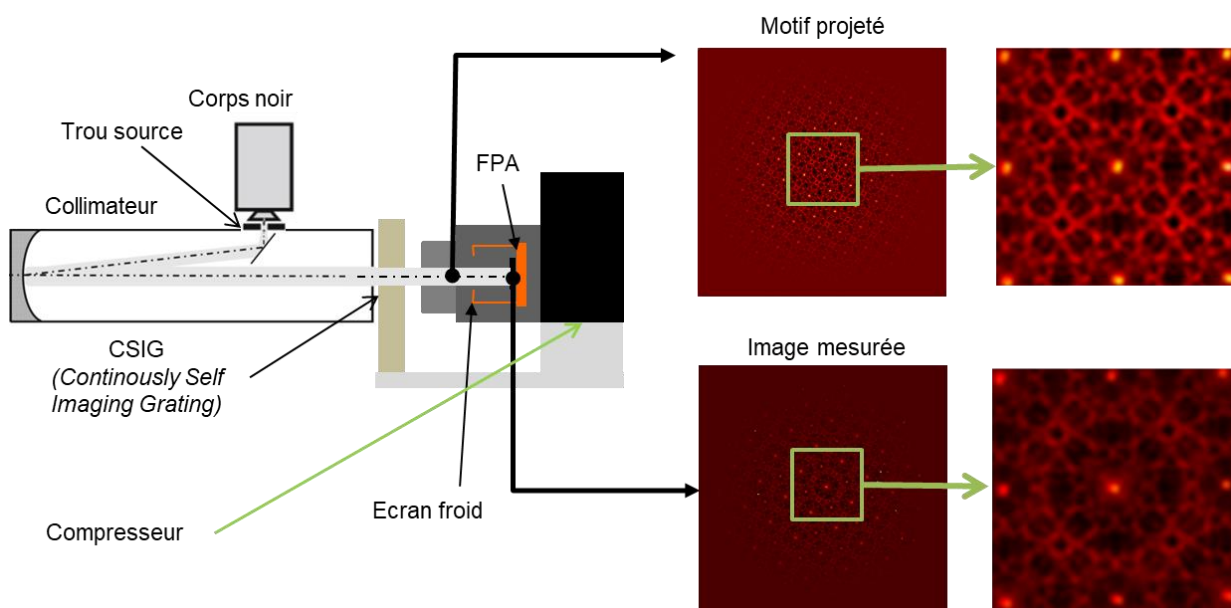


Figure 41 - Schéma du banc de mesure. L'idée est de comparer l'image théorique et l'image acquise afin d'en extraire la FTM.

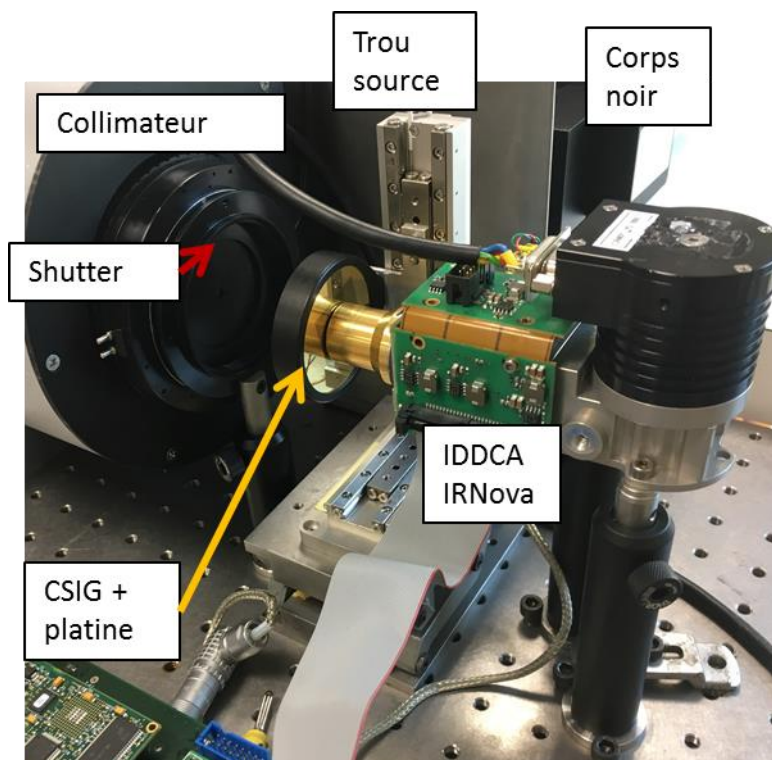


Figure 42 - Banc original de mesure de FTM.

III.2 Design du banc

Le banc se construit en tenant compte de la taille pixel du détecteur dont on souhaite mesure la FTM. On fait l'hypothèse que la taille pixel est égale au pas pixel le temps du dimensionnement. Il s'agit ici d'un Integrated Dewar Detector Cooler Assembly (IDDCA), un détecteur T2SL MWIR InAs/GaSb en cryostat opérationnel commercialisé par l'entreprise suédoise IRnova (320x256, au pas de 30 μ m). On fait à ce stade l'hypothèse que le pixel est rectangulaire. Cette hypothèse cruciale sera rappelée à chaque fois qu'elle intervient.

Le corps noir SR_80 utilisé est fabriqué par CI systems et fonctionne à 1200°C. Le flux généré sert à éclairer un trou source inclus avec le collimateur (de la marque CI systems).

Il faut d'abord dimensionner le CSIG en fonction du détecteur, afin que nous puissions mesurer une FTM jusqu'à une fréquence spatiale suffisamment grande pour apercevoir la fréquence de coupure du détecteur. Nous avons retenu un CSIG fabriqué par Thalès RT. Il s'agit d'un CSIG qui diffracte 24 ordres et a une période de 1mm. D'après [Eq.29], cela signifie que la fréquence $\nu_{\max}$ ici vaut $\nu_{\max}=51\text{mm}^{-1}$. Autrement dit, le banc de mesure ne parviendra pas à mesurer suffisamment la FTM du détecteur si sa fréquence de coupure est supérieure à $\nu_{\max}$. En supposant le pixel rectangulaire, cela revient à une taille pixel minimale de $\frac{1}{\nu_{\max}} = 20\mu\text{m}$. Le banc de mesure est donc capable de mesurer la FTM de l'IDDCA.

La source de rayonnement infrarouge que nous utilisons est un corps noir à cavité à 1200°C. Le problème est que la taille de la source a un effet filtrant sur le contenu fréquentiel du flux incident. La source risque alors de tronquer les fréquences qui devaient être excitées par le CSIG. L'utilisation d'un trou source (ou pinhole en anglais) remédie à ce problème. On limite la taille du trou afin de permettre au CSIG de projeter un motif contenant toutes les fréquences spatiales prévues. Il y a alors un compromis à trouver. À force de diminuer la taille du trou source (et donc le flux incident), le courant débité I par la matrice diminue. Comme présenté plus tôt (Chapitre 1.II.2), le bruit Schottky est proportionnel à $\sqrt{I}$. On détériore donc le rapport signal à bruit. On a ici retenu un trou de diamètre 500 μ m.

Dans l'espace de Fourier, le trou source agit comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure ν_{trou} dépend de son diamètre ϕ_{trou} (en mm), et plus précisément de son image ϕ'_{trou} (mm) sur le détecteur :

$$\nu_{\text{trou}} = \frac{1.22}{\phi'_{\text{trou}}} \quad [\text{Eq.30}]$$

avec :

$$\phi'_{\text{trou}} = \phi_{\text{trou}} \frac{d}{f} \quad [\text{Eq.31}]$$

f étant la focale du collimateur et d la distance CSIG-FPA (en mm). En prenant un trou de 0.500mm et en supposant que $d < 30$ mm et sachant que $f = 762$ mm, nous trouvons $\nu_{\text{trou}} > 62 \text{mm}^{-1}$. Nous nous sommes donc assurés que le trou source ne limiterait pas l'extension de la mesure de FTM.

Le pas pixel p^{pix} du détecteur intervient dans la mesure de FTM. Le théorème de Shannon explique que l'IDDCA échantillonnera correctement le motif projeté jusqu'à la fréquence de Nyquist :

$$\nu_{\text{Nyquist}} = \frac{1}{2p^{\text{pix}}} \quad [\text{Eq.32}]$$

Soit 16.67mm^{-1} dans le cas du super-réseau étudié. J'ai opté pour un suréchantillonnage afin de repousser la fréquence de Nyquist au-delà de ν_{max} . En choisissant un microbalayage de pas de 6 μ m et avec un suréchantillonnage 5x sur l'axe x et y , la nouvelle fréquence de Nyquist vaut alors 83.3mm^{-1} , ce qui est plus grand que ν_{max} . J'ai donc monté le réseau diffractant sur une platine de translation du fabricant Smaract. C'est donc le CSIG qui se déplace et pas le détecteur dans mon banc de mesure. Les retours d'expérience au sein du laboratoire préconisent un microbalayage en spirale plutôt qu'en zigzag comme illustré sur la Figure 43.

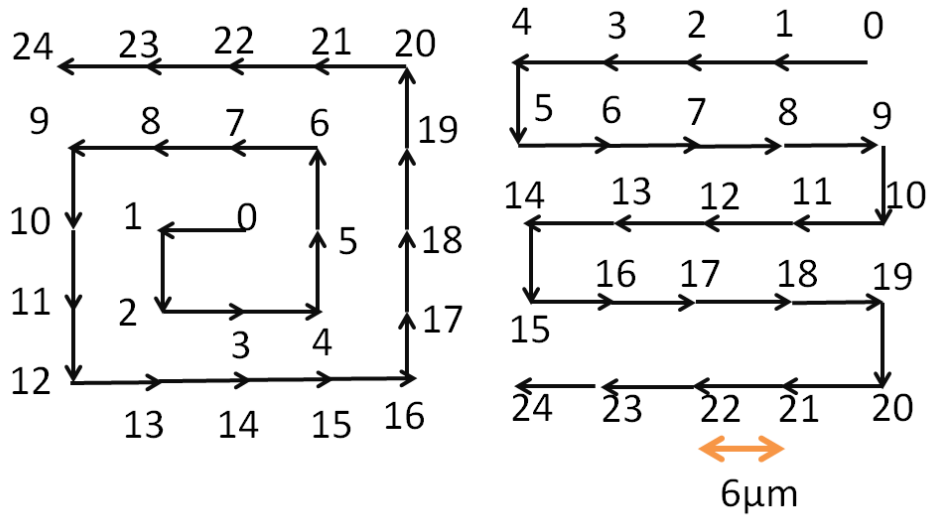


Figure 43 - Microbalayage en spirale utilisé (gauche) que la platine de translation reproduit plus fidèlement qu'un microbalayage en serpentín (à droite).

Le CSIG diffracte les ordres selon un angle de diffraction, noté θ_{diff} dans la Figure 44 [93]. Il est défini tel que :

$$\sin(\theta_{diff}) = \frac{\lambda \eta}{a_0} \quad [\text{Eq.33}]$$

avec λ la longueur d'onde en μm , η le facteur d'échelle, a_0 la période du CSIG en μm .

Pour que le motif apparaisse correctement dans une zone donnée du détecteur, il faut que tous les ordres diffractés soient vus par un pixel donné du détecteur dont l'ouverture définit un angle $\theta_{dét}$ c'est-à-dire :

$$\theta_{diff} < \theta_{dét} \quad [\text{Eq.34}]$$

avec :

$$\theta_{dét} \approx \frac{\phi_{shield} - L}{2h_{shield}} \quad [\text{Eq.35}]$$

avec Φ_{shield} le diamètre de l'écran froid, h_{shield} sa hauteur, L la taille de la matrice considérée (la taille maximale L_{max} vaut ici $256 \times 30 \mu\text{m} = 7.68 \text{mm}$).

Φ_{shield} et h_{shield} étant fixés, la condition sur $\theta_{dét}$ se vérifie pour les pixels au centre (L faible) mais pas forcément sur les bords de la matrice (L grand). Ainsi, l'écran froid bloque certains ordres aux bordures de la matrice de détection. Autrement dit, il manque des fréquences spatiales sur les bords, d'où la déformation.

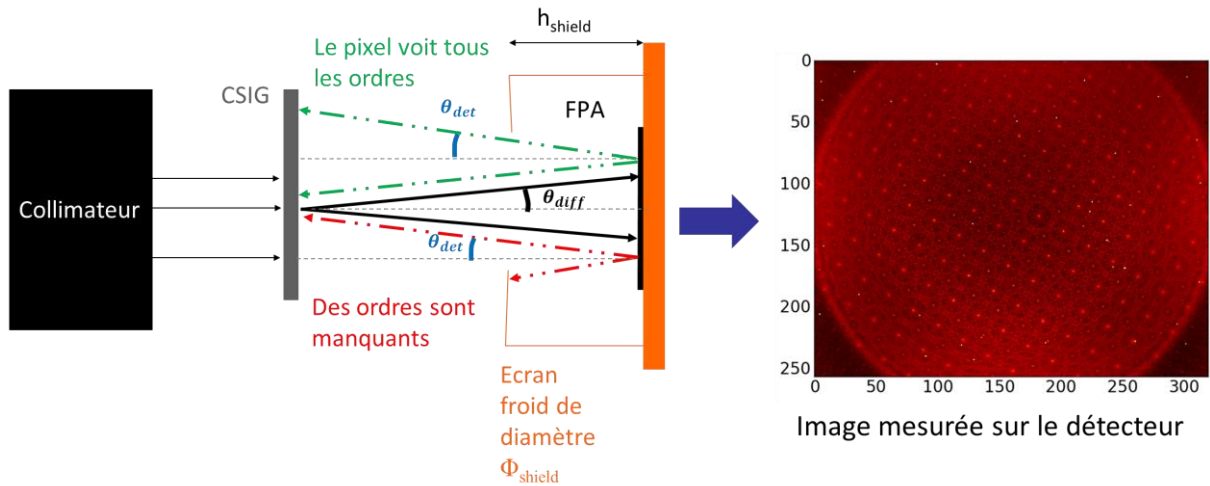


Figure 44 - Illustration de l'effet de l'écran froid. Certains ordres diffractés ne seront pas entièrement projetés sur le détecteur. Des fréquences spatiales manqueront et le motif sera alors déformé sur les bords.

Plusieurs options se présentent. La première est de rapprocher le CSIG du détecteur, mais cela n'a pas suffi dans notre cas, vu qu'il est déjà quasiment accolé au hublot de l'IDDCA dans la Figure 42. La seconde est de redimensionner les paramètres a_0 et η du CSIG. Ayant fait l'hypothèse que la matrice était assez uniforme, une troisième option est disponible. Nous avons fait le choix de se restreindre au centre de la matrice en extrayant une image 128x128 au centre de la matrice. C'est une taille minimale pour avoir une période entière du motif. Il s'agit d'un compromis lié au dimensionnement du banc. Cela fonctionne tant qu'au moins une période entière du motif est correctement reproduite.

III.3 Représentation des données

Le CSIG diffracte un nombre d'ordres déterminé. La FTM n'est mesurée qu'en des fréquences spatiales précises (projetées selon deux axes orthogonaux v_x et v_y). On peut voir la FTM comme une sorte de nappe qui passe par tous les points de mesure comme illustré sur la Figure 45. La FTM mesurée est bidimensionnelle. Nous représentons alors les données de façon radiale pour la représenter de façon unidimensionnelle :

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad [\text{Eq.36}]$$

avec v_x la fréquence spatiale selon l'axe x , v_y la fréquence spatiale selon l'axe y . Cette approche permet d'une part d'utiliser tous les points disponibles pour représenter la FTM. D'autre part, elle permet de retrouver une FTM en fonction de la fréquence spatiale (et non une fréquence 2D) qui est plus synthétique.

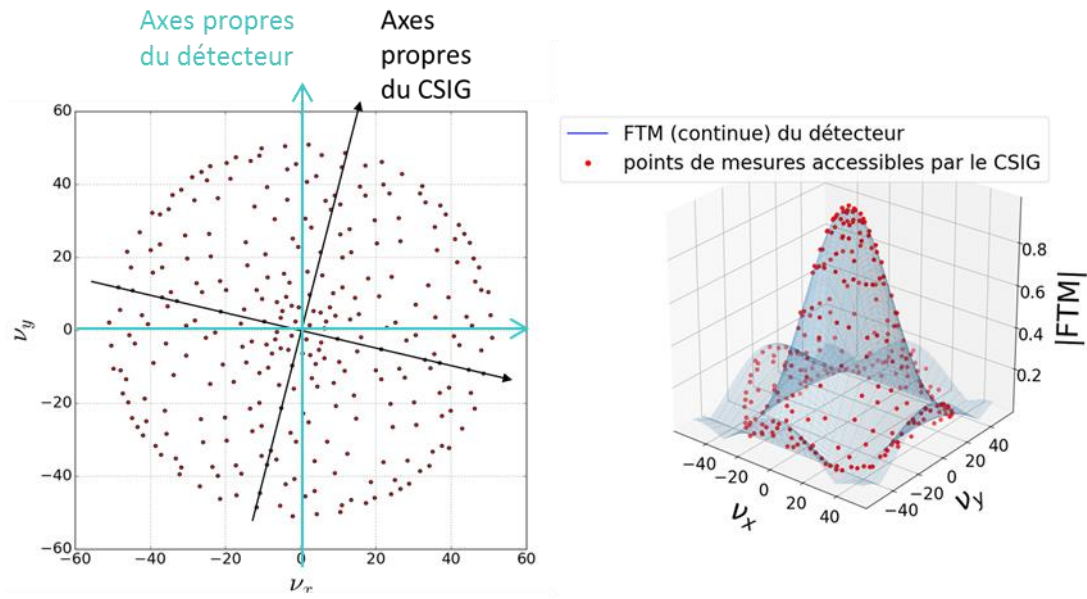


Figure 45 - Représentation des points de mesures du CSIG sur la FTM 2D du détecteur. À gauche, les fréquences spatiales excitées par le CSIG, décomposées selon les axes x et y ; à droite, les points de mesures accessibles grâce au CSIG.

Dans notre hypothèse, le pixel est rectangulaire. Rien ne garantit donc ici que les fréquences de coupure selon les axes x et y soient identiques. Ce choix de représentation a alors une autre conséquence : la dispersion des points de mesures de la FTM à une fréquence spatiale donnée. La Figure 46 montre que l'enveloppe dans laquelle se trouvent les points de mesure est obtenue en traçant trois sinus cardinaux : un pour la longueur, un pour la largeur du pixel mais aussi un pour la diagonale. Cela se comprend car dans une représentation radiale d'un pixel supposé rectangulaire, la diagonale représente une fréquence de coupure.

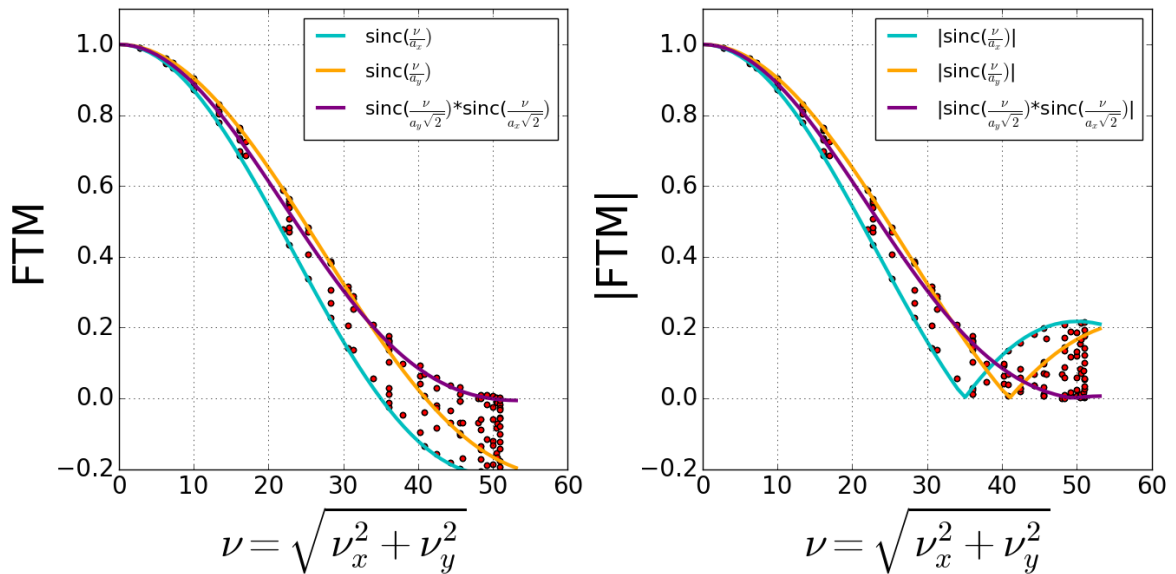


Figure 46 - Passage d'une représentation 2D (voir Figure 45) à 1D de la FTM (à gauche) et de sa valeur absolue (à droite) en fonction de la fréquence spatiale.

Le lecteur vigilant aura remarqué que les fréquences spatiales du CSIG dans la Figure 45 sont « inclinées » par rapport à la Figure 40. Cette inclinaison est arbitraire, et permet de dissocier les axes propres du détecteur de ceux du CSIG. Cela est utile en particulier si on souhaite mesurer au-delà de la fréquence de Nyquist car le spectre étant lacunaire et connu, il est peu probable que le repliement de spectre fasse coïncider des fréquences si elles sont inclinées. La Figure 47 présente une somme de distributions de Dirac espacées de d (peigne de Dirac) échantillonnée par une matrice de pixels de pas p^{pix} . Si le peigne n'est pas incliné (a), il est possible que certains Dirac se confondent (b). Dans le cas contraire (c), il sera possible de les distinguer (d) car le repliement placera les pics à des fréquences qui n'existent pas, sauf pour des angles d'inclinaison particuliers (on peut penser à $\theta = \pi/4, \pi/2$).

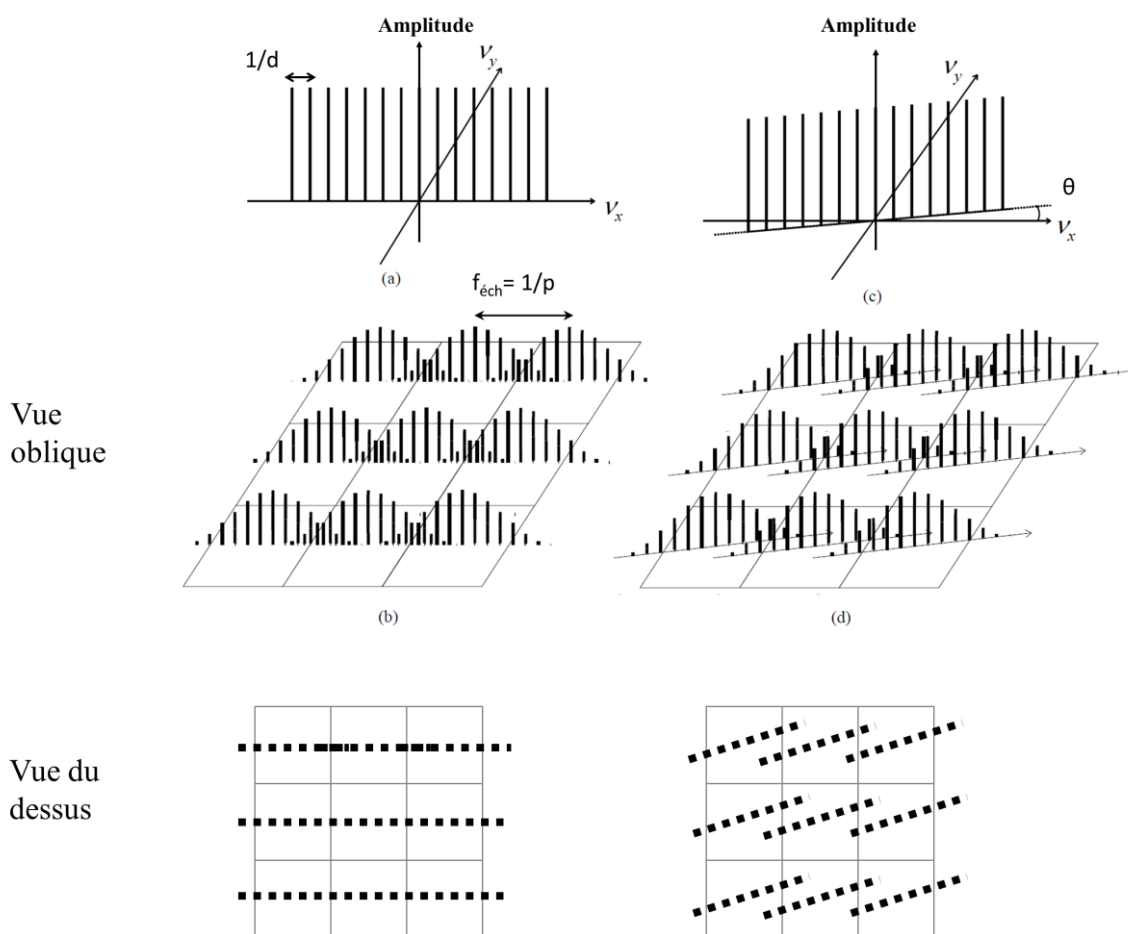


Figure 47 - Effet de l'inclinaison sur un peigne de Dirac espacé d'une distance d filtrées et échantillonnées par une matrice de pas p [96] [93].

Le banc ayant été présenté, nous allons pouvoir exploiter les mesures.

[96] Chambon, M. (1997). *Méthodologie de mesure de la fonction de transfert d'un système d'imagerie échantillonné*, Thèse de doctorat, Paris 11.

IV Analyse de la mesure de FTM

IV.1 Interprétations de la mesure obtenue

Avant de procéder à la mesure, il nous paraît important d'identifier ce qu'on va mesurer. Soit $FTM_{mesurée}$ la mesure directe de la FTM. L'objectif est ici de connaître la FTM du détecteur, notée $FTM_{détecteur}$, mais cette dernière n'est pas directement accessible. Une bonne connaissance du banc est nécessaire afin de dénombrer et dissocier les différents contributeurs de la $FTM_{mesurée}$. Celle-ci peut déjà être divisée en trois blocs principaux :

$$FTM_{mesurée}(v_x, v_y) = FTM_{banc}(v_x, v_y) \times FTM_{CSIG}(v_x, v_y) \times FTM_{IDDCa}(v_x, v_y) \quad [Eq.37]$$

Le trou source du banc se comporte comme un filtre passe-bas ce qui implique qu'une FTM_{trou} doit être ajoutée représentée par la fonction d'Airy comme présenté Figure 48. De même, le collimateur est un système optique. Il a de ce fait une fréquence de coupure et donc une $FTM_{collimateur}$. On peut donc attribuer au banc une FTM_{banc} définie par :

$$FTM_{banc}(v_x, v_y) = FTM_{trou}(v_x, v_y) \times FTM_{collimateur}(v_x, v_y) \quad [Eq.38]$$

Le CSIG excite des fréquences discrètes. On peut de ce fait décrire sa FTM_{CSIG} comme une somme de Dirac pour ces fréquences. Un CSIG parfait excite de façon identique les fréquences. Ce n'est pas le cas du CSIG binarisé* qu'on utilise d'où l'introduction d'une amplitude associée à chaque fréquence dans la somme. Elle s'écrit donc comme suit :

$$FTM_{CSIG}(v_x, v_y) = \sum_{i=1}^{288} c_i \delta(v_{x_i}, v_{y_i}) \quad [Eq.39]$$

Avec v_x, v_y les fréquences spatiales selon les axes x et y. c_i est le coefficient de binarisation associé à la fonction Dirac δ à la i-ème fréquence excitée.

Bien entendu, la FTM_{IDDCa} est l'un des contributeurs de la $FTM_{mesurée}$. Dans ce manuscrit, j'ai comparé deux modèles. Le premier modèle considère que le pixel est idéal et que FTM_{IDDCa} peut s'écrire comme un produit de sinus cardinaux. On appelle alors FTM_{pixel_ideal} :

$$FTM_{pixel_ideal}(v_x, v_y) = A \times sinc(v_x a_x^{pix}) \times sinc(v_y a_y^{pix}) \quad [Eq.40]$$

avec a_x^{pix} , a_y^{pix} les tailles pixels selon les axes x et y, A une variable d'ajustement.

* Voir annexe p.160.

J'ai choisi dans un second modèle une fonction gaussienne $G(v,D)$ 2D qui servira à ajuster le modèle idéal précédent. Le choix de la gaussienne se justifie par le fait qu'elle peut potentiellement décrire les phénomènes de vibrations ou de diffusion électronique. De plus, les variables selon x et y restent séparables, ce qui facilite l'extraction des longueurs caractéristiques selon les deux axes. On appelle FTM_{adj} la double gaussienne qui permet d'ajuster le modèle :

$$FTM_{adj}(v_x, v_y, D_x, D_y) = e^{\frac{(\pi v_x D_x)^2}{2}} e^{\frac{(\pi v_y D_y)^2}{2}} = G(v_x, D_x) \times G(v_y, D_y) \quad [Eq.41]$$

avec D_x et D_y les longueurs caractéristiques associées aux gaussiennes. On appelle le second modèle $FTM_{modèle}$:

$$FTM_{modèle}(v_x, v_y) = FTM_{pixel_ideal}(v_x, v_y) \times FTM_{adj}(v_x, v_y) \quad [Eq.42]$$

$$FTM_{modèle}(v_x, v_y) = A \times sinc(v_x a_x^{pix}) \times sinc(v_y a_y^{pix}) \times G(v_x, D_x) \times G(v_y, D_y) \quad [Eq.43]$$

avec a_x^{pix} et a_y^{pix} les tailles pixels selon x et y , D_x , D_y et A trois paramètres d'ajustement.

La Figure 48 résume la phase de modélisation et la décomposition de la $FTM_{mesurée}$ en plusieurs blocs élémentaires théoriques.

$$FTM_{mesurée}(v_x, v_y) = FTM_{banc}(v_x, v_y) \times FTM_{CSIG}(v_x, v_y) \times FTM_{IDDCa}(v_x, v_y)$$

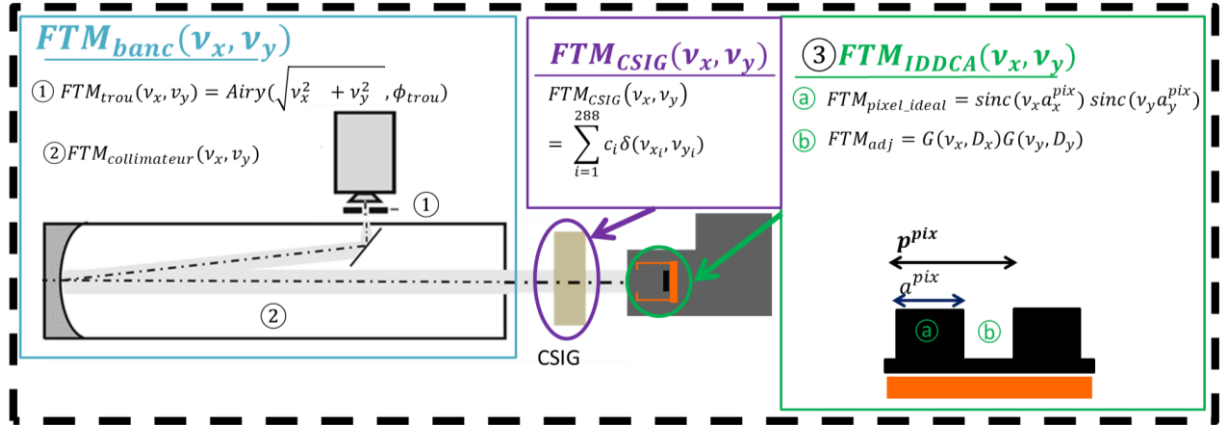


Figure 48 - Modélisation du banc CSIG. La $FTM_{mesurée}$ a été divisée en 3 blocs : un pour le banc FTM_{banc} , un pour le CSIG FTM_{CSIG} , et enfin un pour le détecteur. Un modèle a été élaboré pour chacun des contributeurs. La fonction Airy représente la fonction d'Airy tandis que G est la fonction gaussienne.

Le dimensionnement du banc de mesure en fonction du détecteur réalisé dans le paragraphe III.2 (p. 73) permet de choisir le trou et le collimateur de façon à rendre FTM_{banc} négligeable et connu. Notre connaissance du CSIG permet de calculer les coefficients c_i numériquement afin d'en tenir compte dans la mesure de $FTM_{mesurée}$. Nous pouvons désormais passer à la mesure de FTM et sa comparaison avec les modèles.

IV.2 Extraction de la mesure de FTM_{IDDCA}

Les objectifs sont de confirmer qu'une mesure de FTM en cryostat opérationnel est possible en utilisant un CSIG et d'extraire une taille pixel des mesures. Rappelons que le détecteur que j'étudie est un IDDCA T2SL MWIR (320x256) de pas pixel de $30\mu\text{m}$ fabriqué par IRnova. La datasheet se trouve en annexe (p. 172) et contient les informations dont je disposais avant les mesures.

Les images initiales sont obtenues en soustrayant un fond aux images brutes, obtenu en prenant une image à la fermeture du shutter présent dans la Figure 42. Ce fond est renouvelé à chaque fois que la platine de translation se déplace. En observant les images de la Figure 49, on constate que le centre de l'image est légèrement plus sombre, en dehors des variations de contraste dues au motif projeté. Cette variation de signal n'est pas introduite par le CSIG mais par le fond instrumental. Pour remédier à cela, nous choisissons de réaliser un filtrage passe-haut (coupant les fréquences spatiales en dessous de 2mm^{-1}) afin d'atténuer les non-uniformités liées au fond instrumental. Ce filtrage à 2mm^{-1} ne pose pas de problèmes car la première fréquence excitée par le CSIG est à 6mm^{-1} . J'ai réalisé les mesures avec un temps d'intégration t_i de 6ms, en prenant 300 images sur chacune des 25 positions décrites dans la Figure 43, la fréquence trame étant de 60Hz. Nous avons donc un total de 7500 images brutes. En répétant l'opération de filtrage passe-haut et de rognage sur toutes les images brutes, nous avons donc 7500 imagerie de 128×128 . En recombinaison toutes ces imagerie, nous obtenons l'image finale 640×640 correspondant au suréchantillonnage $\times 5$. La Figure 49 récapitule les étapes réalisées pour passer des images brutes à l'image finale, qui sera utilisée pour extraire la FTM en la comparant à l'image théorique. Il n'y a pas de correction en gain ou offset.

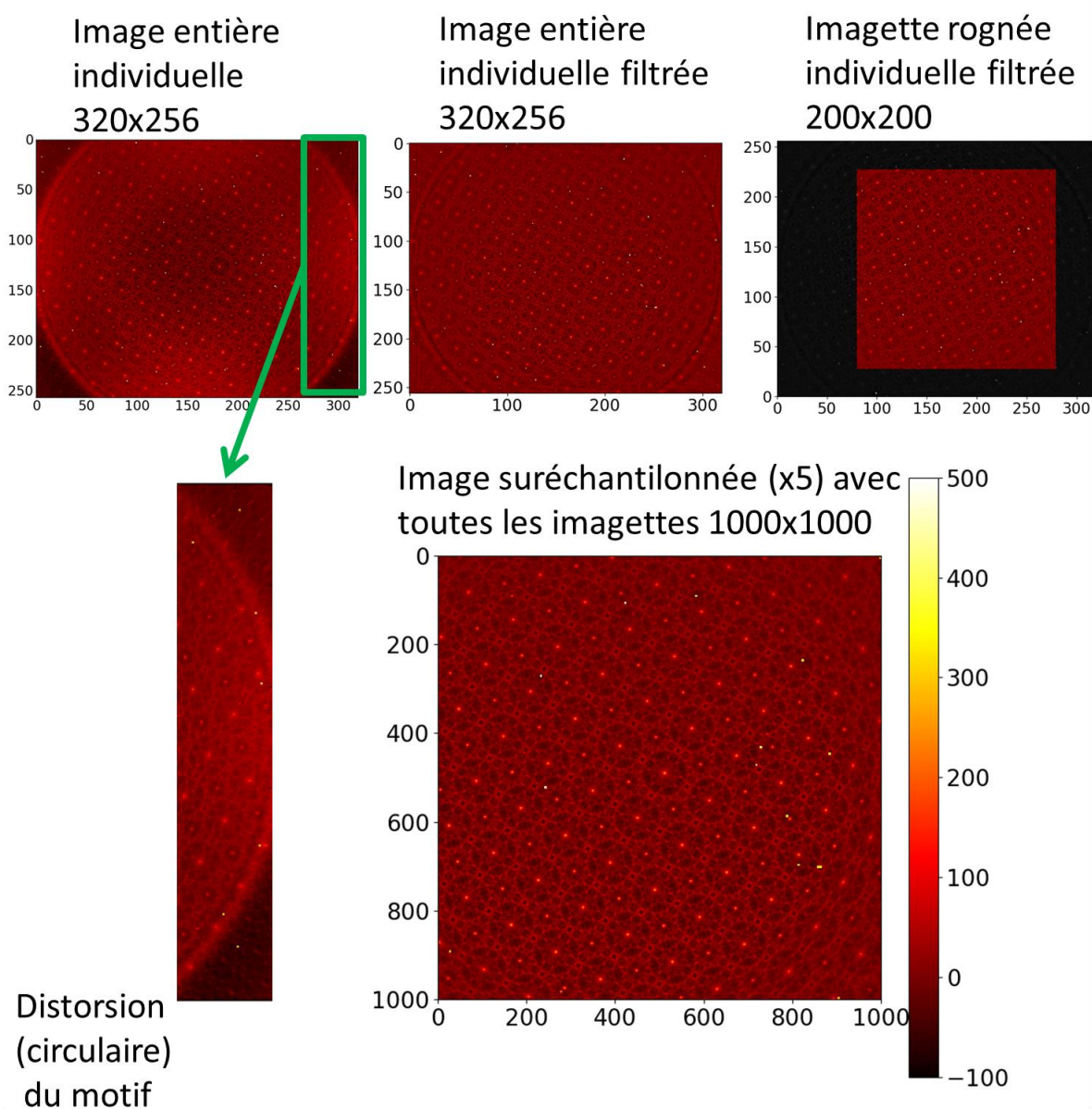


Figure 49 – Filtrage, rognage puis suréchantillonnage de l'image qui sera utilisée pour l'extraction de la FTM.

Le module et la phase divisée par π de la FTM extraite des mesures sont présentés Figure 50. Il est possible à ce stade de déterminer la taille pixel. En effet, le traitement n'a pour seules informations que les fréquences excitées par le CSIG. D'après le modèle, $FTM_{mesurée}$ ne s'annule alors que pour la fréquence spatiale correspondant à l'inverse de la taille pixel*. Cependant, il n'est pas aisé de détecter ce passage par zéro uniquement avec la valeur absolue de la FTM. Ce passage par zéro se traduit par un changement de signe, comme on peut le voir dans la Figure 46 (p. 77), qui est perdue quand on ne dispose que du module. Cette information est conservée dans la phase de la FTM qui reste accessible avec ce banc de mesure. La fréquence de coupure se situe alors entre les deux points de mesures traduisant le

* La fonction gaussienne est toujours positive et ne s'annule donc jamais.

passage de la phase de 0 à π . Le tracé vert de phase sur la partie droite de la Figure 50 n'est qu'une aide visuelle. On peut donc déjà estimer que $\frac{1}{a_x^{pix}}$ et $\frac{1}{a_y^{pix}}$ se trouvent entre 38mm^{-1} et 40mm^{-1} , ce qui correspond à une taille pixel de l'ordre de $26\mu\text{m}$. Cela constitue donc un outil rapide de contrôle pour les technologues.

Avec cette information, il est possible d'affiner la mesure, en remplaçant le CSIG actuellement utilisé par un autre qui a une densité de points de mesures plus élevée autour de la fréquence de coupure estimée (en dimensionnant un CSIG de paramètre η différent par exemple). Suite à un retour avec les technologues d'IRnova, nous avons pu valider la taille pixel obtenue et la méthode d'extraction de la taille pixel. Nous avons donc un banc de mesure de FTM qui donne également accès à un paramètre détecteur, la taille pixel.

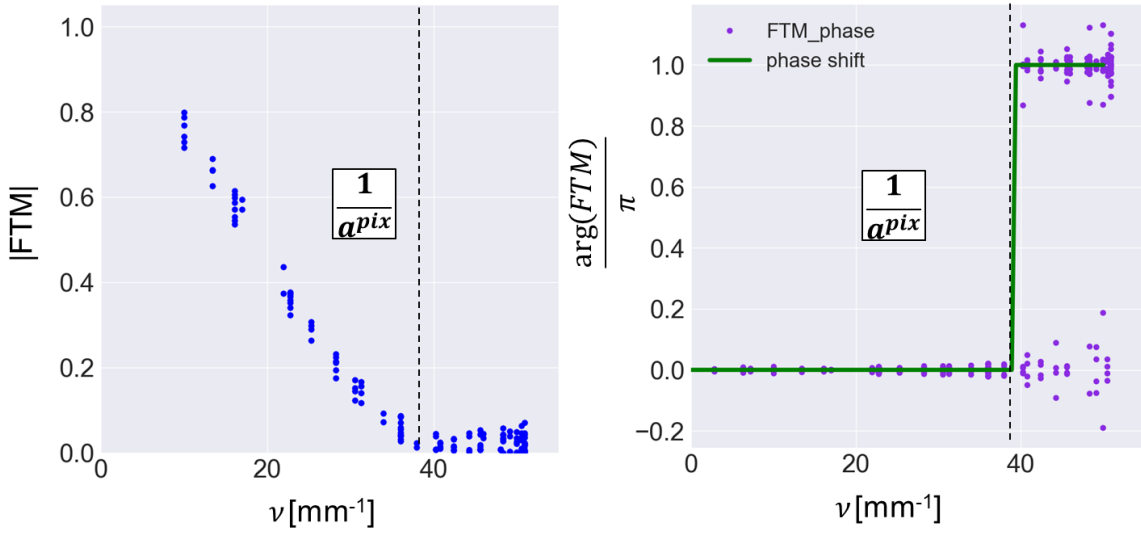


Figure 50 - Extraction des points de mesures de la FTM (valeur absolue à gauche et phase divisée par π à droite). La phase permet déjà de déduire la taille pixel (changement de phase de 0 à π autour de 39mm^{-1} soit une taille pixel de $a^{pix}=26\mu\text{m}$).

Nous allons maintenant comparer le module de la FTM ainsi mesurée avec deux modèles, en sachant que la taille pixel vaut $a_x^{pix}=a_y^{pix}=26\mu\text{m}$.

IV.3 Comparaison de la mesure avec des modèles

La partie gauche de la Figure 51 superpose à la Figure 50 le tracé d'un sinus cardinal 2D seul (en fixant $a_x^{pix}=a_y^{pix}=26\mu\text{m}$, $A=1$ dans [Eq.40]). À droite, il s'agit du modèle ajusté avec une gaussienne 2D ([Eq.43]). Les paramètres ont été obtenus avec un ajustement par la méthode des moindres carrés (Levenberg–Marquardt [97]). On trouve ainsi $D_x=11\mu\text{m}$ et

[97] <https://lmfit.github.io/lmfit-py/>

$Dy=8\mu\text{m}$, $A=0.9$ ainsi que $a_x^{\text{pix}}=a_y^{\text{pix}}=26\mu\text{m}$. On en déduit d'une part que le modèle présenté [Eq.40] néglige un effet filtrant dans la chaîne de mesure. D'autre part, le bon accord obtenu avec le modèle [Eq.43] permet de dire que cet effet filtrant peut se modéliser par une gaussienne.

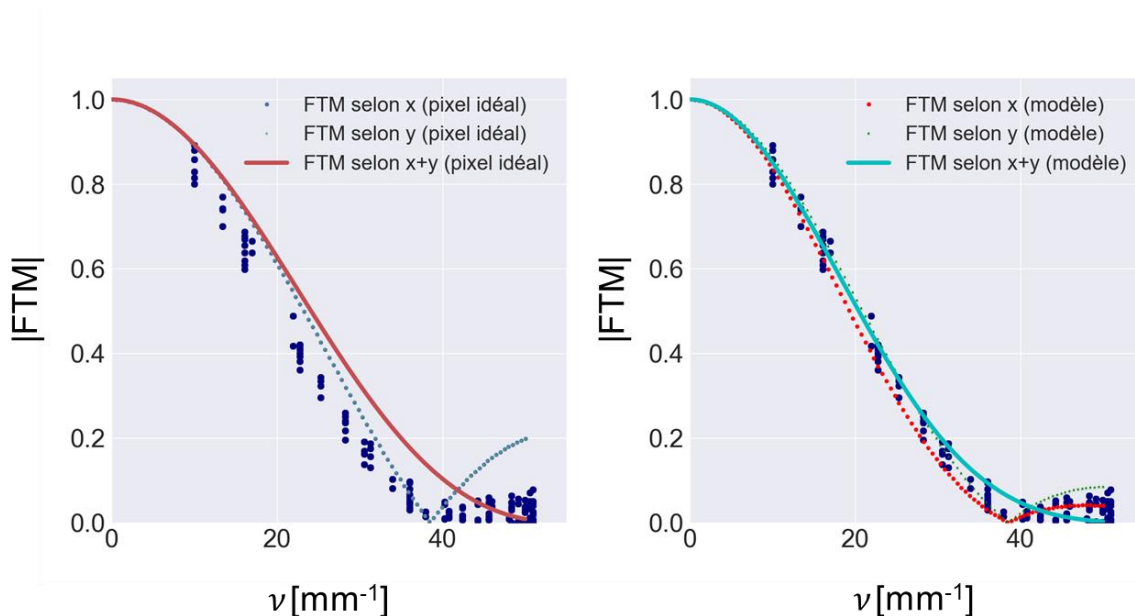


Figure 51 – Comparaison des points de mesure (en bleu) avec un sinus cardinal 2D (à gauche), avec un sinus cardinal et une gaussienne (à droite). Le sinus cardinal seul n'explique donc pas complètement la FTM mesurée expérimentalement. Le modèle de droite est bien plus en accord avec les mesures que celui de gauche.

L'accord des points de mesures expérimentaux et du modèle a été rendu possible par l'ajout d'une gaussienne bidimensionnelle de paramètres Dx et Dy . La diffusion électronique aurait pu justifier une telle fonction dans le modèle. Or on sait que les pixels de l'IDDCA IRnova ont fait l'objet d'une gravure profonde. Cela signifie que les pixels sont physiquement délimités. La présence de diffusion électronique d'un pixel à un autre est donc exclue.

Il y a donc un effet filtrant non expliqué à ce stade de l'étude qui ne peut pas être de la diffusion électronique. Nous nous sommes alors demandés si les vibrations de la Machine à Froid (MaF) avaient pu affecter la mesure. En effet, les vibrations peuvent créer un flou dans l'image, et potentiellement correspondre au filtrage pixel mis en évidence. C'est pour cela qu'il nous a paru nécessaire de nous intéresser aux vibrations qui affectent le banc de mesure.

V Étude des vibrations

V.1 Restitution des vibrations lors de la mesure

Nous souhaitons savoir s'il est possible de rendre compte des vibrations et obtenir leur estimation au niveau du plan focal sans accès direct à celui-ci. Nous supposons que durant nos expériences, la machine à froid vibre en continu et fonctionne en régime stationnaire.

Les vibrations vont faire trembler le plan focal. Cela veut dire que d'une image à l'autre, le mouvement effectué par le détecteur peut être décomposé en une translation selon l'axe x et une autre selon l'axe y. Si on projetait un point lumineux sur la matrice qui vibre, on le verrait se déplacer. Or on a justement 288 repères qu'on peut suivre.

Dans l'espace de Fourier, on sait que le CSIG excite et projette 288 fréquences spatiales connues. De plus, sur chacune des 25 positions parcourues pour le suréchantillonnage, 300 images ont été prises. Sachant qu'une translation dans l'espace réel correspond à un déphasage dans l'espace de Fourier, appelons FTM_{ref} la FTM extraite à partir de l'image individuelle de référence. La FTM_i de l'image i peut alors s'écrire :

$$FTM_i(v_x, v_y) = FTM_{ref}(v_x, v_y) \times e^{-2i\pi(v_x\phi_{x_i} + v_y\phi_{y_i})} \quad [Eq.44]$$

avec ϕ_{x_i} et ϕ_{y_i} les déphasages relatifs à l'image de référence selon x et y, correspondant aux déplacements de la matrice en x et y.

Comme rien ne garantit que notre image de référence soit exactement en phase avec l'instant t_0 de la mise en route de la machine à froid (c.-à-d. que notre image de référence ait été prise rigoureusement à $t=0$), elle possède donc sa phase propre ϕ_{xref} , ϕ_{yref} par rapport aux fréquences exactement excitées théoriquement par le CSIG :

$$FTM_{ref} = FTM_{CSIG}(v_x, v_y) \times e^{-2i\pi(v_x\phi_{xref} + v_y\phi_{yref})} \quad [Eq.45]$$

On en conclut que :

$$FTM_i(v_x, v_y) = FTM_{CSIG}(v_x, v_y) \times e^{-2i\pi(v_x\phi_{xref} + v_y\phi_{yref})} \times e^{-2i\pi(v_x\phi_{x_i} + v_y\phi_{y_i})} \quad [Eq.46]$$

Finalement, on remarque que seul le dernier terme de $FTM_i(v_x, v_y)$ dépend de l'image i. Il est alors possible en prenant une image de référence d'obtenir une évaluation *a posteriori* des vibrations qui ont affecté la mesure, et ce à partir du même jeu de données qui a servi à extraire la FTM.

Nous avons repris les 7500 images brutes et rogné les imagerie au format 128x128 et appliqué une fenêtre de Hanning en plus. L'objectif de cette fenêtre est de limiter le risque que l'algorithme converge parfois vers une valeur correspondant à la position recherchée et parfois vers la même position tradatée de la période du CSIG a_0 .

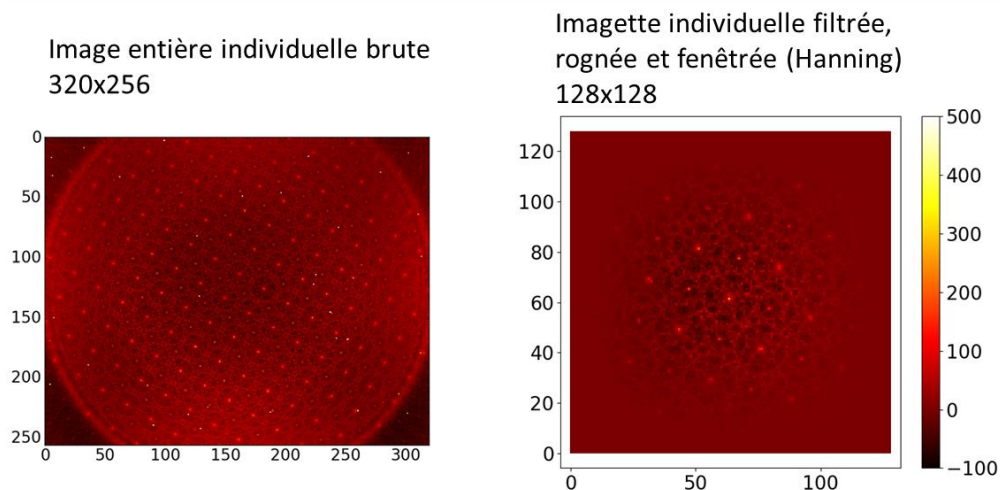


Figure 52 - Traitement des imagerie pour la restitution des vibrations.

Une restitution à partir des données qui ont servi à extraire la FTM dans la Figure 50 a été alors mise en œuvre. Dans la Figure 53, on constate que le détecteur bouge effectivement d'une mesure consécutive à l'autre et pas seulement lors du microbalayage. De plus, il décrit le même motif durant toute la mesure suréchantillonnée.

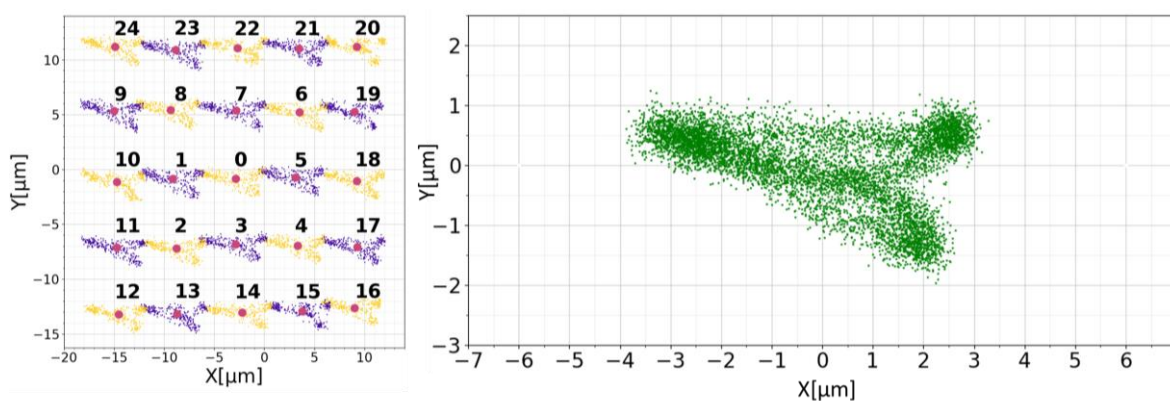


Figure 53 - Restitution des vibrations à partir des mesures ayant servi à générer la Figure 50. À gauche, les restitutions sur chacune des 25 positions balayées durant le suréchantillonnage, avec en rouge les coordonnées moyennes. À droite, tous les points de mesures combinés en retirant ces coordonnées moyennes. (NB : les couleurs ne servent qu'à différencier les points de mesures entre eux).

À partir de ce constat, nous avons cherché à confirmer que les vibrations sont bien responsables du motif observé. Une pièce dédiée de support (breadboard) a été spécifiquement conçue afin de rigidifier le banc de mesure, comme on peut le voir dans la

Figure 54, et de ce fait limiter les effets des vibrations. Sa deuxième fonction est d'isoler le banc de l'environnement du laboratoire.

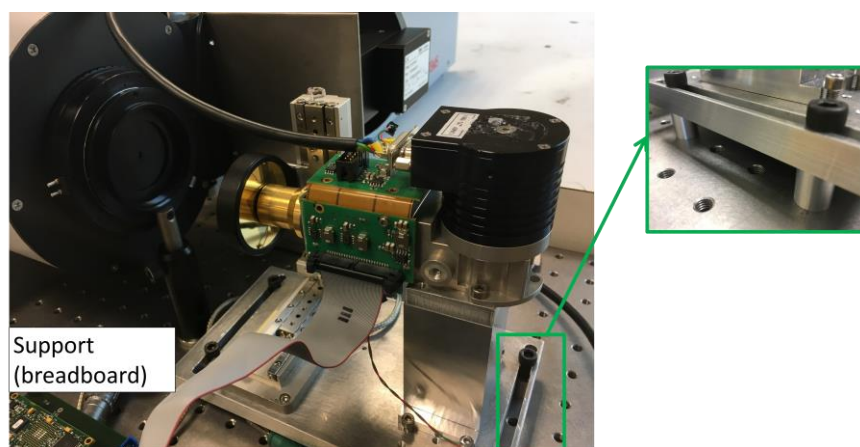


Figure 54 - Banc de mesure CSIG v2, le support a été revu par rapport à la version précédente.

La restitution des vibrations correspondantes se trouve dans la Figure 55. Le motif est plus symétrique, ce qui signifie qu'on ne contraint plus un axe plus que l'autre et cela va servir de base à la comparaison qualitative.

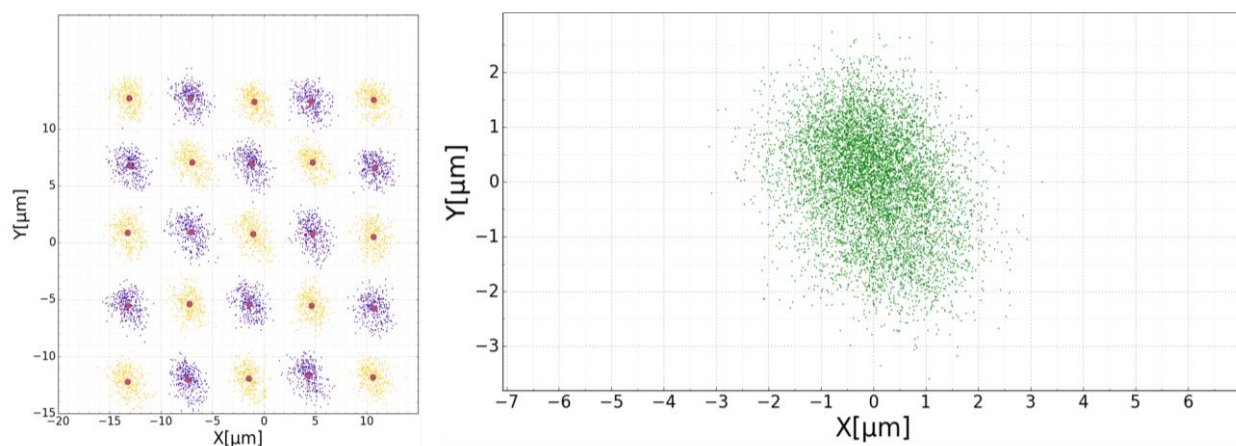


Figure 55 - Nouvelle restitution des vibrations, après rigidification du banc de mesure.

Pour m'assurer que le motif observé est bien la conséquence des vibrations, j'ai vérifié que l'ajout de contraintes mécaniques se manifeste à la fois sur le motif observé et sur la FTM. C'est pour cela que j'ai réalisé de nouvelles mesures de FTM, cette fois en ajoutant une masse sur la machine à froid. L'idée est ici de modifier qualitativement l'inertie de la machine à froid, et donc les vibrations qui vont affecter le plan détecteur.

La Figure 56 présente la restitution des vibrations au niveau du plan détecteur avec la machine à froid lestée de 3kg. On peut remarquer que la forme ainsi que les dimensions du motif restitué ont bien été modifiées en plaçant du poids. Plus précisément, on observe que c'est l'axe horizontal qui subit plus les effets des vibrations que l'axe vertical, puisque ce dernier a été lesté et ne peut donc pas autant vibrer. On note par ailleurs que les images individuelles se chevauchent beaucoup dans la partie gauche de la Figure 56. Cela signifie que

si les vibrations sont trop importantes dans un axe ou dans l'autre elles peuvent fortement dégrader la qualité du suréchantillonnage.

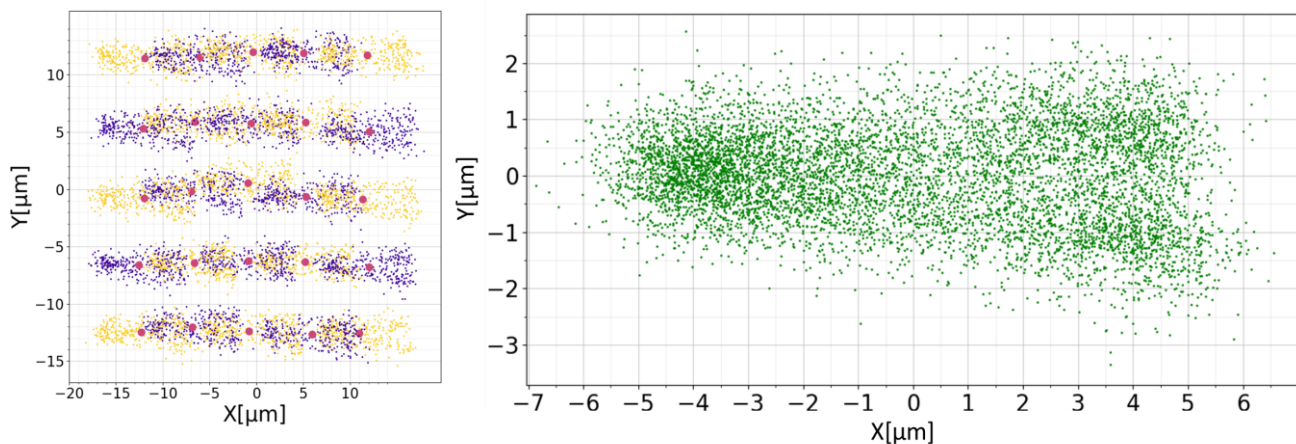


Figure 56 - Restitutions des vibrations en rajoutant une masse de 3kg sur la machine à froid par rapport à la configuration de la Figure 55.

Comparons maintenant les FTMs. La Figure 57 met côte à côte les FTMs mesurées avec ou sans masse sur la machine à froid. On remarque que si l'allure de la FTM est modifiée, c'est surtout au niveau des paramètres obtenus par régression par le modèle que les changements ont eu lieu. On remarque d'une part que la taille pixel n'a pas changé (on retrouve toujours $a_x^{pix} = a_y^{pix} = 26\mu m$) et que la variation attendue se fait bien majoritairement selon l'axe horizontal, celui qui est moins contraint (D_x passe de 10 à 13 μm , tandis que D_y ne change pas). Cela s'explique par le fait que la masse limite les vibrations dans l'axe vertical, et que par conséquent les vibrations vont alors se répercuter de façon plus importante sur l'axe horizontal moins contraint que l'axe vertical. Nous pouvons conclure que le motif décrit ici est bien dû aux vibrations.

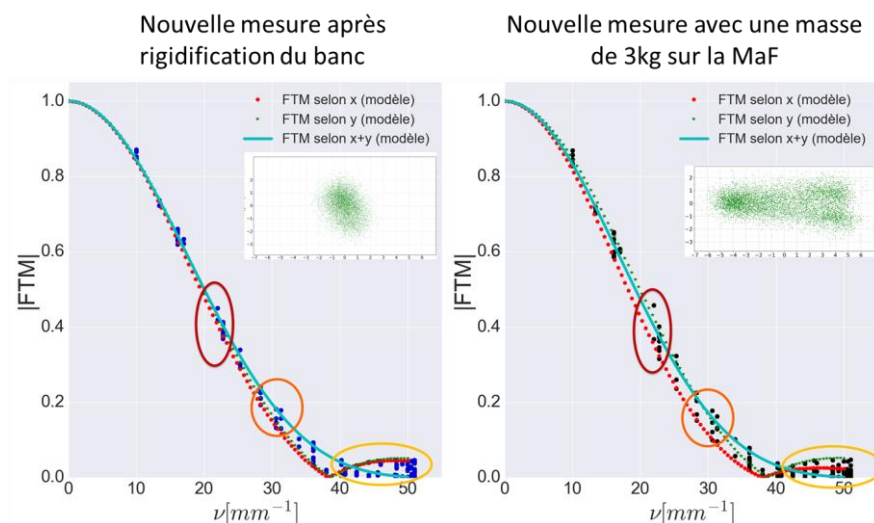


Figure 57 - Comparaison des mesures de FTM avec ou sans masse de 3kg sur la Machine à Froid (MaF), à gauche et à droite respectivement. On constate que l'introduction d'une masse a modifié la mesure, comme au niveau des zones entourées par exemple.

Maintenant que nous vu qualitativement que les vibrations de la machine à froid peuvent avoir un impact significatif, l'objectif est maintenant de les étudier plus finement, afin de déterminer s'il est possible de les rendre négligeables. Si la forme du motif de vibration est bien modifiée par la configuration du banc, il faut déterminer à quelles conditions le motif restitué décrit correctement les vibrations qui affectent réellement le plan détecteur.

V.2 Prédiction de l'effet des vibrations en fonction de leur fréquence sur la mesure de FTM

Pour bien mettre en évidence le phénomène de vibrations, nous allons faire l'hypothèse que le déplacement induit s'approxime par une sinusoïde 2D. Pour simplifier les notations, je vais considérer une sinusoïde 1D selon un axe x oscillant autour de la valeur nulle, mais le raisonnement reste valable en 2D oscillant autour d'une coordonnée (α, β) .

Soit $x(t)$ la position du plan focal en fonction du temps. D'après l'hypothèse précédente, nous avons alors :

$$x(t) = A \sin(2\pi \times t \times f_{vib}) \quad [\text{Eq.47}]$$

avec A la demi-amplitude de la sinusoïde en μm , f_{vib} la fréquence de vibration en Hz.

Le détecteur possède un temps trame t_{trame} . Il s'agit du temps entre deux images successives. En parallèle de cela, il faut tenir compte du temps d'intégration t_i car en fonction de la façon dont vibre le plan focal, celui-ci risque de peu ou beaucoup bouger, à la manière du temps d'exposition qu'une personne choisit quand il souhaite photographier un objet en mouvement : plus l'objet bouge vite, plus il faut un temps d'exposition court afin de limiter le flou de bougé.

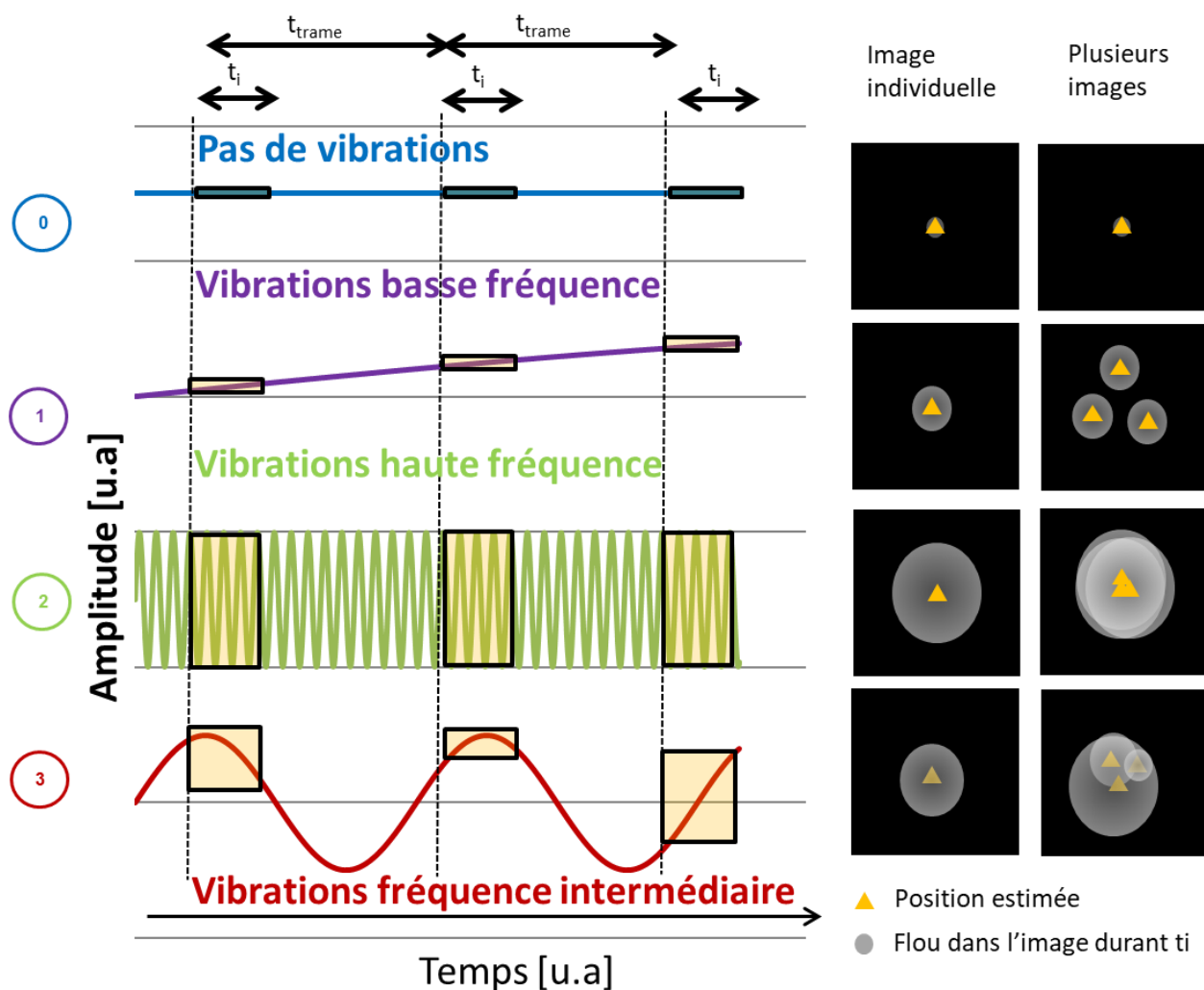
La position restituée selon l'axe x s'écrit donc :

$$Pos_x = A \int_0^{0+t_i} \sin(2\pi \times t \times f_{vib}) dt \quad [Eq.48]$$

avec t_i le temps d'intégration en s.

La Figure 58 illustre ces propos. On peut diviser ces fréquences en 4 catégories en fonction de la période t_{vib} des vibrations :

- Le cas trivial n°0, aucune vibration (ou de période infinie) : toutes les images individuelles sont bien nettes, les positions sont alors bien estimées. La position moyennée représentera alors fidèlement ce qui s'est passé durant les acquisitions (aucun mouvement).
- Le cas n°1 $f_{vib} \ll \frac{1}{2t_i}$: le plan focal se déplace lentement. Durant t_i , le déplacement sera très faible, l'image individuelle sera nette, mais ce déplacement sera potentiellement visible d'une acquisition sur l'autre. C'est dommageable vis-à-vis de la mesure de FTM mais cela peut être corrigé en recalant les images les unes par rapport aux autres.
- Le cas n°2 $f_{vib} \gg \frac{1}{2t_i}$: au contraire, le plan focal a largement eu le temps de parcourir le motif de vibration plusieurs fois durant t_i . Non seulement les images individuelles seront floues (car le détecteur se sera beaucoup déplacé) mais les images successives auront potentiellement l'air très rapprochées (puisque l'on risque de moyenner tout le motif plusieurs fois). Cela fausse complètement la perception qu'on pourrait avoir des vibrations restituées et les images obtenues sont très difficiles à exploiter.
- Enfin, le cas n°3 $f_{vib} \sim \frac{1}{2t_i}$: le cas le plus épineux. Le plan du détecteur bouge, mais pas assez rapidement pour considérer que le motif entier a été parcouru. Mais assez vite pour compromettre la qualité de l'image obtenue. Comme on peut le voir dans la Figure 58, le mouvement peut être minimal (aux extrema de la sinusoïde) comme maximal lors des phases montantes et descendantes, entre les extrema.



V.3 Caractérisation fréquentielle des vibrations du banc

Avant d'étudier les effets des vibrations sur la FTM, il faut d'abord déterminer les fréquences imputables à la machine à froid. D'autres appareils fonctionnent à proximité du banc de mesure, et il est probable que les vibrations ne viennent pas que de la machine à froid. C'est pour cela que j'ai ajouté des accéléromètres sur le banc de mesure.

a) Présentation du banc

Dans sa troisième itération, le banc intègre désormais 3 accéléromètres CXL04GP3*. Le premier se trouve sur le compresseur de la machine à froid (au plus près de la source de vibration). Le second est situé sur le support. Enfin, le troisième est placé au plus près de l'endroit où est localisé le plan focal. La Figure 59 illustre la disposition des accéléromètres sur le banc. Les accéléromètres 1 et 2 sont collés tandis que le dernier est visé. Les directions x, y, z respectives des accéléromètres étant différentes, j'ai défini les axes optique, vertical et horizontal comme suit dans la Figure 59.

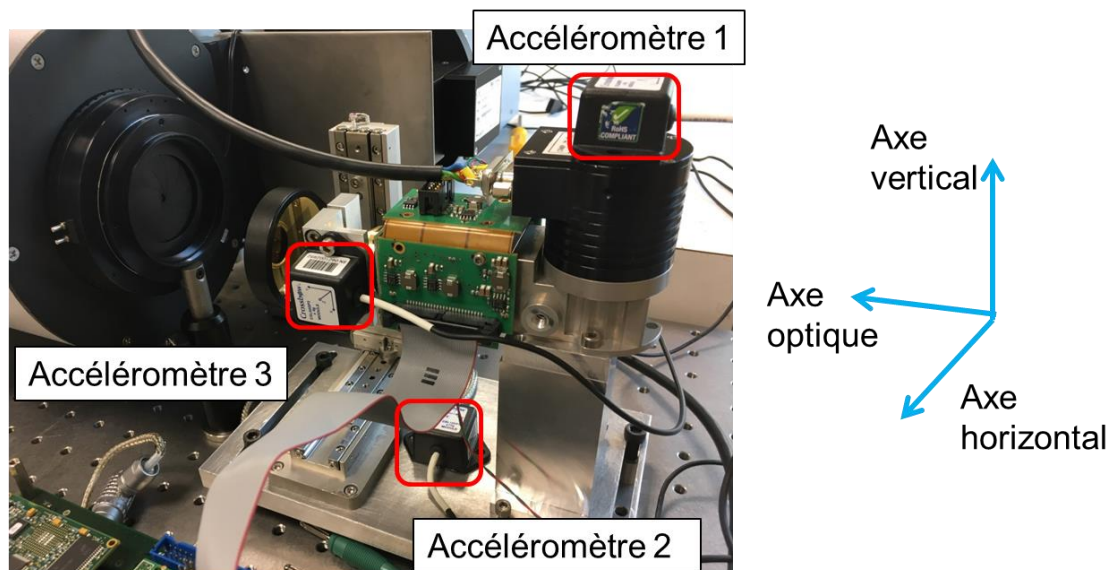


Figure 59 - Banc CSIG v3. Les axes optique, vertical et horizontal ont été définis afin d'éviter un amalgame sur les directions x, y et z dans le texte (car les accéléromètres ne sont pas orientés de la même façon).

b) Identification des vibrations de la machine à froid

Après optimisation du banc de mesure, qui a consisté à le rendre le plus rigide que possible, j'ai mesuré les spectres de vibrations, rapportés dans la Figure 60.

* Datasheet en annexe p.163.

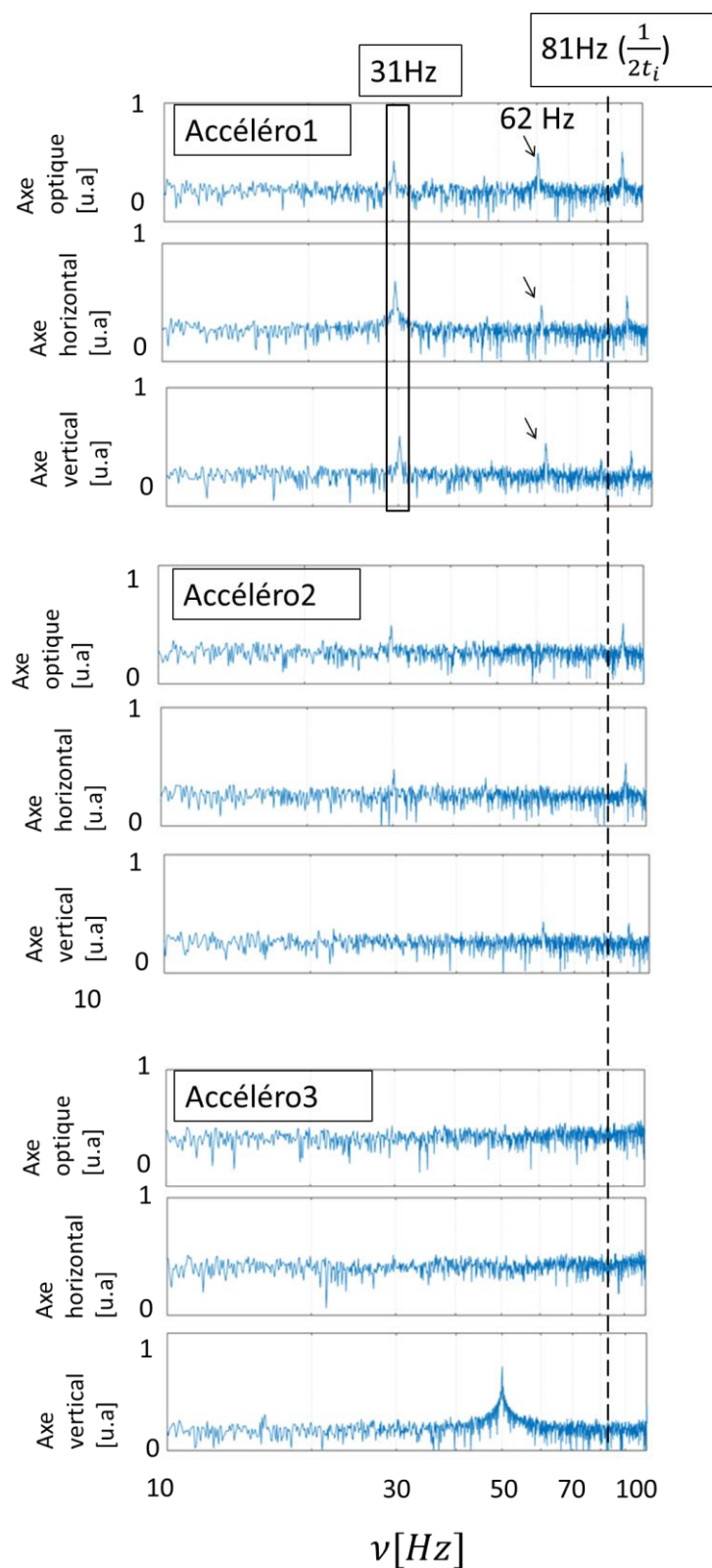


Figure 60 - Spectres de vibration obtenus sur les 3 accéléromètres. Sur l'accéléro1 (compresseur), on peut voir un pic à 31 Hz (ainsi que son harmonique à 62Hz). La bande passante due au temps d'intégration $t_i=6\text{ms}$ est également représentée. Sur les mesures du breadboard (accéléro3), on trouve une fréquence de 50Hz qui n'apparaît pas dans les autres données. L'IDDCA est donc bien isolé de l'environnement du laboratoire. L'accéléro2 permet de supposer que les vibrations sont entièrement transmises au plan focal

Tout d'abord, les accéléromètres ne mesurent aucune vibration dont la fréquence est inférieure à 30 Hz. Cela signifie qu'il n'y a pas de vibration basse fréquence. Un pic à 50Hz apparaît seulement dans l'axe vertical des mesures du support (Accéléro3). Celui-ci est généré par la ventilation des blocs d'alimentation proches du banc de mesure. Celle-ci génère une vibration 3D qui a été amortie selon l'axe optique et le plan horizontal (grâce à la masse du marbre sur lequel est monté le banc) mais cette vibration sur l'axe vertical n'est pas transmise au reste du banc. Ce pic à 50Hz n'est donc pas dû aux vibrations de la machine à froid. De plus, les spectres acquis à l'extrémité du détecteur montrent que les vibrations ne sont pas transmises à la structure externe de la matrice de détection. La Figure 60 montre par contre qu'il y a un pic significatif à 31Hz sur l'accéléro1. C'est une fréquence qui n'est ni négligeable ni très grande devant $\frac{1}{2t_i}$. Nous sommes donc dans le cas n°3 exposé dans la Figure 58 (p. 91). Les fréquences observées étant très sensibles aux conditions de mesure, j'ai réalisé une mesure de FTM directement après avoir mesuré les spectres.

c) Étude des effets de la vibration sur la FTM

L'impact de la fréquence à 31Hz doit être estimé, car elle dégrade potentiellement la FTM mesurée. En partant de [Eq.47] (p. 89), le déplacement maximum durant t_i s'obtient en multipliant le maximum de la dérivée de $x(t)$ par t_i , ce qui s'écrit :

$$d_{max} = 2\pi \times A \times f_{vib} \times t_i \quad [\text{Eq.49}]$$

d_{max} est le majorant du déplacement dû à la vibration de fréquence f_{vib} durant t_i . Nous allons utiliser cette valeur pour évaluer le pire impact que cette vibration peut avoir. Les accéléromètres ne donnent pas l'amplitude de la vibration à 31Hz, mais la restitution des vibrations (voir section V.1, p. 85) permet d'avoir une bonne estimation de ce paramètre. La Figure 61 présente la restitution des vibrations, grâce à la mesure de FTM réalisée juste après les mesures aux accéléromètres, avec le procédé présenté Figure 53 (p. 86). J'ai déterminé le paramètre A comme la largeur à mi-hauteur en utilisant une estimation par noyau (Kernel Density Estimation en anglais). On a alors une amplitude $A=\delta=\delta_x=\delta_y=1.2\mu\text{m}$. Il correspond au rayon de la tâche ainsi décrite par les vibrations.

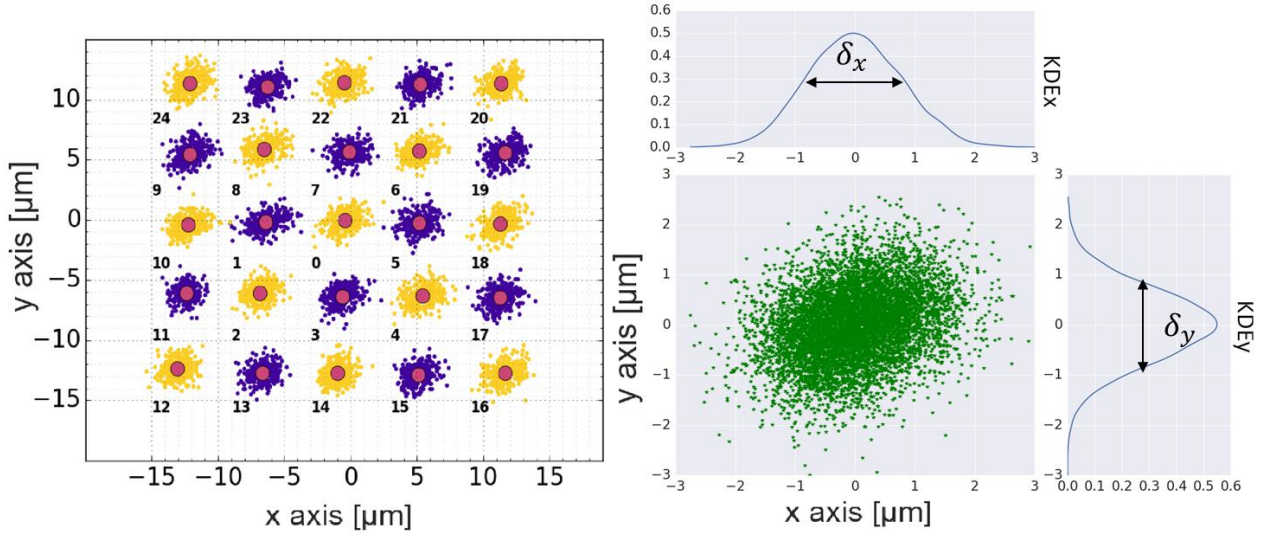


Figure 61 - Restitution des vibrations sur le banc CSIG v3, après s'être assuré que le banc était bien isolé de l'environnement du laboratoire. Les données qui ont servi à cette restitution ont été acquises dans les mêmes conditions que les mesures avec les accéléromètres. La méthode d'estimation par noyau représente la densité de points présents et permet d'estimer l'amplitude caractéristique des vibrations.

En faisant une application numérique avec $A=1.2\mu\text{m}$, $t_i=6\text{ms}$, et $f_{\text{vib}}=31\text{Hz}$, on a alors $d_{\text{max}}=1.4\mu\text{m}$ selon les deux axes du plan du détecteur. Nous allons vérifier l'impact d'un déplacement de $1.4\mu\text{m}$ en prenant tous les cas extrêmes.

Supposons d'abord que le plan focal se déplace de $1.4\mu\text{m}$ pendant t_i . L'impact au sein d'une image individuelle sera comparable à convoluer le pixel avec une fenêtre de largeur $1.4\mu\text{m}$ (c'est-à-dire multiplier par un sinus cardinal dans l'espace de Fourier). On peut alors écrire que :

$$FTM_{\text{pixel_vibr}}(v_x) = FTM_{\text{pixel}}(v_x) \times FTM_{\text{vibration}}(v_x) = FTM_{\text{pixel}}(v_x) \times \text{sinc}(v_x 1.4\mu\text{m}) \quad [\text{Eq.50}]$$

À la fréquence de Nyquist*, on trouve que $FTM_{\text{vib}}(v_{\text{Nyquist}}) = 0.997$ soit très proche de 1.

Maintenant l'autre cas extrême, au lieu d'avoir $1.4\mu\text{m}$ de déplacement au sein d'une image, on considère deux fois le rayon de la tâche obtenue Figure 61 (soit $2\delta=2.4\mu\text{m}$) de déplacement entre deux images consécutives. Ce déplacement peut être comparé à un résidu de stabilisation de ligne de visée. Sa FTM peut être modélisée par :

$$FTM_{\text{stab}}(v_x) = e^{-2(\pi\sigma_{\text{stable}}v_x)^2} \quad [\text{Eq.51}]$$

avec $\sigma_{\text{stab}}=2.4\mu\text{m}$.

* pour rappel, $v_{\text{Nyquist}} = \frac{1}{2p_{\text{pix}}}$ avec p le pas pixel (qui vaut ici $30\mu\text{m}$).

Une application numérique à Nyquist donne ainsi $FTM_{stab}(v_{Nyquist}) = 0.97$. Si on compare au filtrage d'un pixel idéal à Nyquist ($\text{sinc}(v_{Nyquist}) = 0.72$), un tel déplacement de $2.4\mu\text{m}$ entre images aura un effet négligeable sur la FTM.

Nous pouvons conclure ici que la vibration à 31 Hz n'a pas effet sur la FTM, présentée Figure 62, toujours extraite à partir des mesures obtenues après la mesure avec les accéléromètres.

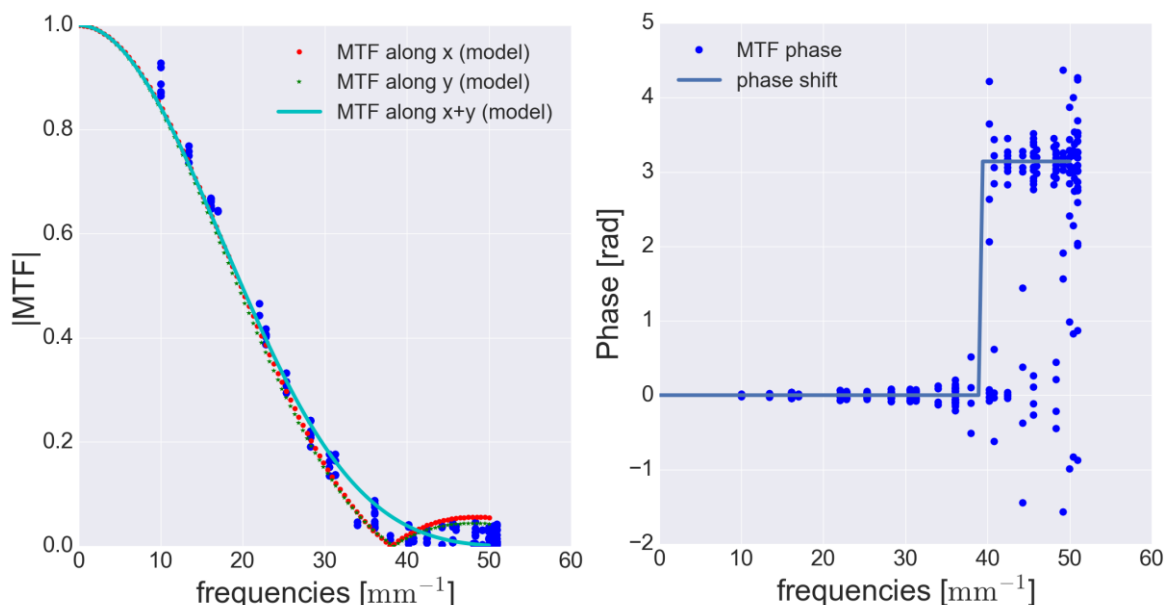


Figure 62 - Mesure de FTM (valeur absolue à gauche, phase à droite) en fonction de la fréquence spatiale, avec le banc optimisé v3. Dans la partie gauche, le fit utilise un sinus cardinal 2D et une gaussienne 2D avec les paramètres $a_x^{pix}=a_y^{pix}=26\mu\text{m}$, $\delta x=10\mu\text{m}$, et $\delta y=11\mu\text{m}$.

En résumé, nous avons démontré qu'il n'y avait pas de vibrations basse fréquence et que la vibration de fréquence intermédiaire n'affectait pas la mesure de FTM. Pour rendre l'étude des vibrations exhaustive, il reste encore à déterminer si des vibrations hautes fréquences perturbent le banc. Le problème est que ces hautes fréquences sont intégrées par le temps d'intégration. Autrement dit, il n'est pas possible à partir des seules mesures précédentes de savoir s'il y a des vibrations hautes fréquences. Nous avons décidé par conséquent de réaliser des mesures à faible temps d'intégration.

d) Mesures à faible temps d'intégration

L'idée ici n'est pas de récupérer la FTM, seulement de restituer le motif de vibration. C'est pour cela que le microbalayage est désactivé et qu'on prend 900 images au lieu de 300x25 images. On peut voir δx et δy comme la variance de la position du plan détecteur durant t_i .

Il faut se souvenir que dans notre banc, le signal de fond prédominant est celui du corps noir et doit être soustrait avant de pouvoir calculer la FTM. δx et δy varient en $\frac{1}{\sqrt{t_i}}$ dans le cas d'une scène dont le bruit est limité par le bruit de photon [98], ce qui est généralisable au cas d'une scène avec un fond constant. Cela signifie donc que si δx et δy ne varient pas en $\frac{1}{\sqrt{t_i}}$, il existe des phénomènes haute fréquence qui perturbent l'estimation de ces paramètres.

Nous avons par conséquent fait varier le t_i et restitué les paramètres δx et δy pour chaque temps d'intégration, entre 16ms et 0.2 ms. Les résultats ainsi qu'un fit avec la fonction $\frac{1}{\sqrt{t_i}}$ sont présentés dans la Figure 63. Il y a un bon accord entre les mesures expérimentales et la fonction de fit.

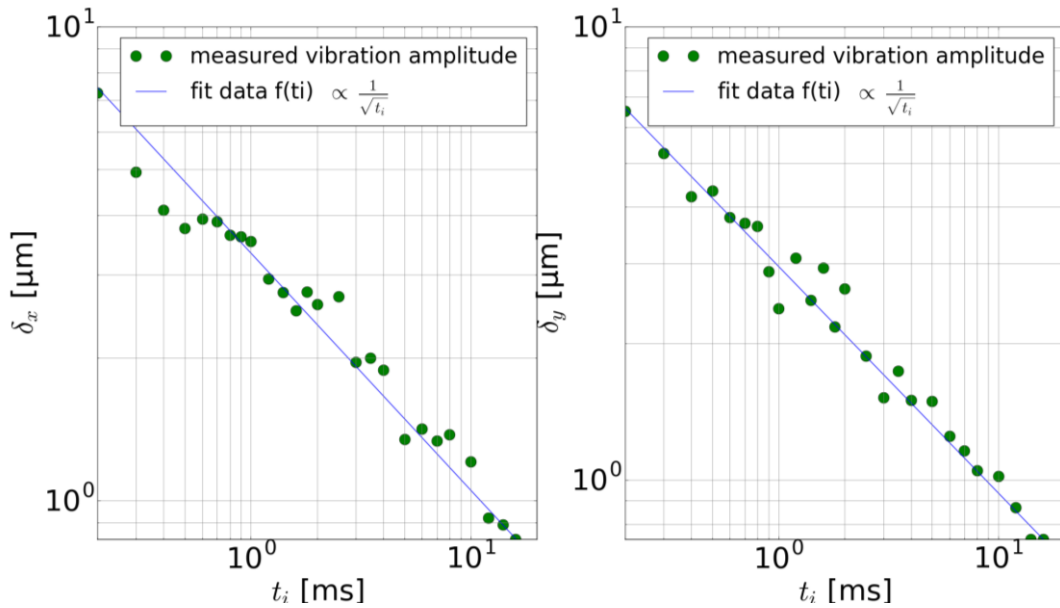


Figure 63 - Restitution des paramètres δ_x δ_y (à gauche et à droite respectivement) en fonction du temps d'intégration t_i .

Cela veut donc dire que la mesure de FTM de la Figure 62 n'est pas affectée par les vibrations dont la fréquence est inférieure à $\frac{1}{2t_{i_{min}}}$ soit 2.5 kHz.

[98] Primot, J., Rousset, G., & Fontanella, J. C. (1990). Deconvolution from wave-front sensing: a new technique for compensating turbulence-degraded images. *JOSA A*, 7(9), 1598-1608.

Lors de cette étude des vibrations, nous avons séparé les différents cas en fonction de la fréquence de vibration par rapport à l'inverse du temps d'intégration et l'inverse du temps trame. Ensuite, nous avons résolu chacun des cas, en nous assurant que les vibrations étaient soit absentes soit négligeables.

VI Discussion et perspectives

Nous pouvons désormais proposer un protocole expérimental afin de réaliser une mesure de FTM en cryostat opérationnel affranchie de la dégradation en FTM due à la machine à froid. À l'aide d'accéléromètres, il faut déterminer les fréquences excitées par la machine à froid. Ensuite, il faut s'assurer que le montage est isolé de l'environnement de mesure, c'est-à-dire que les accéléromètres sur la machine à froid et le support du banc ne détectent pas les mêmes fréquences. Une fois le montage validé et optimisé pour limiter au maximum les vibrations, il faut désormais s'assurer que les vibrations de fréquences intermédiaires ne perturbent pas la mesure. Pour cela, il faut parvenir à rendre le majorant de l'impact de ces vibrations négligeable sur la FTM. Enfin, il reste alors à traiter la question des vibrations haute fréquence en déterminant l'amplitude du motif de vibration en fonction du temps d'intégration et confirmer que cette amplitude est bien proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{t_i}}$

La Figure 64 résume la modélisation finale du banc de FTM. Elle inclut désormais une fonction gaussienne 2D pour rendre compte des vibrations (bien qu'elles soient négligeables dans notre mesure). Toute la démarche a fait l'objet de publications dans des revues à comité de lecture [99-100] et de présentations lors de conférences internationales [101-102].

[99] Nghiem, J., Jaeck, J., Derelle, S., Primot, J., Caes, M., Bernhardt, S., Huard, E., Haidar, R., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P., Ribet-Mohamed, I. (2018) Study of the MTF of a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis)

[100] Nghiem, J., Jaeck, J., Primot, J., Coudrain, C., Derelle, S., Huard, E., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018). MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler. *Optics express*, 26(8), 11034-11045.

[101] Nghiem, J., Bernhardt, S., Jaeck, J., Derelle, S., Huard, E., Primot, J., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018, April). Modulation transfer function measurements on a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration. In *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIX* (Vol. 10625, p. 1062508). International Society for Optics and Photonics

[102] Nghiem, J., Jaeck, J., Giard, E., Caes, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, January). MTF and FPN measurements to evaluate midwave infrared T2SL focal plane arrays. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV* (Vol. 10111, p. 101111D). International Society for Optics and Photonics.

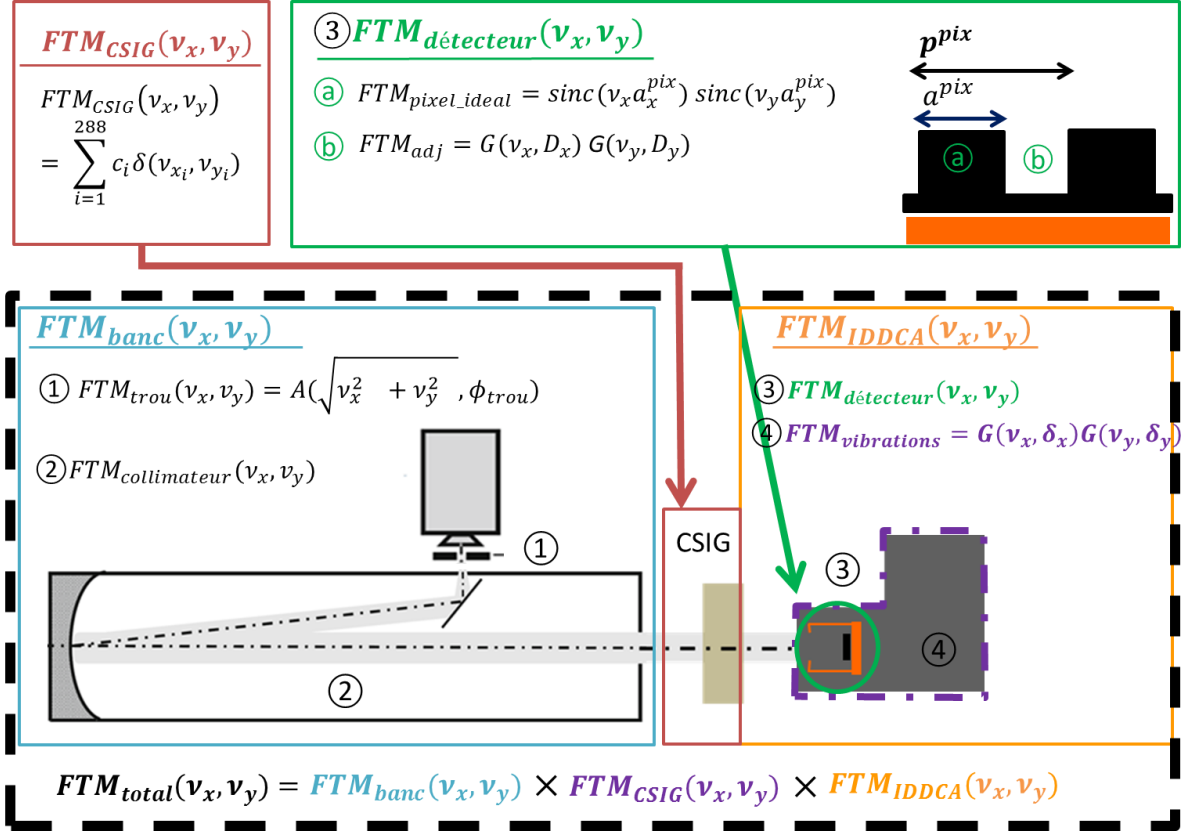


Figure 64 - Modélisation complète finale du banc CSIG.

Nous avons une longueur de caractéristique effective de l'ordre de $10\mu\text{m}$ (en x et y), issue de l'ajustement par une gaussienne 2D du filtrage par un pixel idéal. Il est tentant de supposer qu'il s'agit là d'une longueur de diffusion électronique. Cela ne peut pas être le cas ici. La diffusion électronique suppose que la gravure qui a délimité les pixels soit superficielle (configuration « shallow etch »). Elle a pour avantage de s'affranchir de l'étape de passivation qui peut être délicate. Les mesures de FTM du JPL présentées en 2018 [103] montrent que la FTM se dégrade en configuration shallow etch par rapport à une gravure profonde (deep etch). On avait jusqu'à maintenant supposé que le deep etch permettrait d'obtenir une FTM idéale (sinus cardinal pur). Le problème est qu'IRnova confirme que les pixels de l'IDDCA ont été délimités par gravure profonde. Cela écarte l'hypothèse de diffusion électronique que le shallow etch aurait pu permettre. La différence entre les deux types de gravure est précisée Figure 65.

[103] Gunapala S.D., Rafol, S.B., Ting, D.Z., Soibel, A., Khoshakhlagh, A., Keo, S.A., Fisher, A., Pepper, B.J., Luong, E.M., Hill, C.J. (2018). Optics Independent Modulation Transfer Function Measurements of Mid-Wave and Long-Wave Infrared Focal Plane Arrays, QSIP 2018, Sweden..

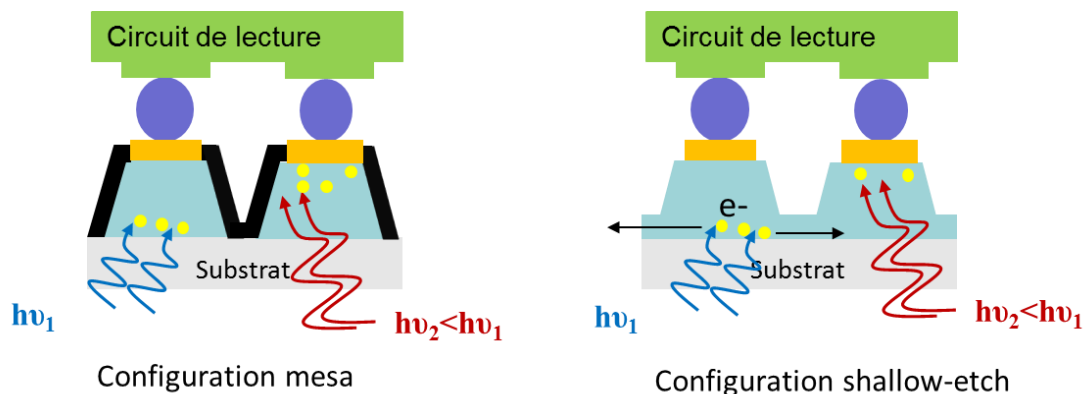


Figure 65 - Différence entre la configuration mesa (gravure profonde, ou « deep etch ») et shallow etch. On peut voir qu'en méso, les électrons sont confinés dans le pixel car ils ne peuvent pas physiquement migrer vers un pixel voisin. Par contre, en shallow etch, les électrons absorbés plus en surface (donc à faible longueur d'onde) peuvent diffuser vers les voisins, ce que les électrons de plus haute longueur d'onde ne peuvent pas faire.

Or, mes mesures présentées dans ce chapitre ont montré que le sinus cardinal seul ne suffit pas à modéliser la FTM mesurée pour une matrice en configuration deep etch. L'étude des vibrations ne permet au mieux que de justifier $2\mu\text{m}$ sur les $10\mu\text{m}$ trouvés dans le modèle gaussien. Il y a donc un phénomène non expliqué qui a un effet filtrant sur la FTM mesurée.

Une des pistes envisagées pour expliquer le phénomène est la diffraction par les bords des pixels. Un travail de modélisation fine a donc été lancé à l'ONERA pour attribuer une origine physique à la gaussienne que j'ai utilisée.

En parallèle, la technique de mesure de FTM avec le CSIG continue à être améliorée et est l'objet d'une autre thèse en cours à l'ONERA (E. Huard). Les avancées sur le traitement aboutissant à l'obtention d'une FTM continue à partir de points de mesures discrets (comme ceux échantillonnés par le CSIG) ont fait l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture [104].

[104] Huard, E., Derelle, S., Jaek, J., Nghiem, J., Haïdar, R., & Primot, J. (2018). Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data. *Optics express*, 26(5), 5200-5211.

VII Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, j'ai présenté la mesure de FTM d'un détecteur intégré dans un cryostat opérationnel, un IDDCA. Après une introduction sur la notion de fréquence spatiale, j'ai mis en place le banc de mesure de FTM en cryostat opérationnel. L'accord du modèle théorique du banc avec les mesures expérimentales nécessite l'ajout d'une fonction gaussienne 2D. Ne pouvant s'agir de diffusion électronique puisqu'une gravure profonde a été utilisée, nous nous sommes interrogés sur l'impact des vibrations de la machine à froid sur la mesure de FTM. C'est pourquoi j'ai mené une étude exhaustive des vibrations qui pourraient dégrader la FTM, moyennant l'ajout d'accéléromètres. J'ai déterminé d'une part que le majorant de la dégradation de la FTM due aux vibrations est négligeable, écartant d'abord les vibrations basses et moyennes fréquences. D'autre part, que l'estimation des dimensions caractéristiques du motif de vibration était proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{t_i}}$ grâce à des mesures à faible temps d'intégration. Comme le banc est limité par le bruit de photon, cela signifie qu'il n'y a pas de vibration haute fréquence non plus. Nous avons donc vérifié que la mesure de FTM réalisée n'était pas impactée par les vibrations de la machine à froid. Nous avons par conséquent réussi à mesurer la FTM d'un IDDCA commercial au format 320x256. Nous avons en plus extrait un paramètre détecteur clé, la taille pixel de 26µm, confirmée par les technologues, le tout avec des hypothèses et informations limitées. Nous avons seulement supposé que les pixels étaient rectangulaires et suffisamment uniformes pour utiliser une méthode globale. Nous avons ajusté le modèle du pixel idéal (sinus cardinal 2D) par une gaussienne 2D avec un paramètre environ 10µm sur les deux axes. L'origine physique de cette gaussienne est non expliquée à ce jour et fait l'objet d'une action de modélisation à l'ONERA.

Ce chapitre a permis de mettre en œuvre la caractérisation spatiale d'un détecteur opérationnel et la mise en place d'un protocole expérimental afin de limiter les effets des vibrations sur la mesure, avec une approche plus système de la mesure. La portée du travail que nous avons réalisé dépasse le cadre de la filière super-réseau. En effet, durant tout le chapitre, il n'y a eu aucune hypothèse propre aux T2SL. Ce travail peut donc facilement se transposer pour l'étude de la FTM dans d'autres filières.

La mesure de fonctions de mérite spatiales est cruciale car elle permet de mieux comprendre les phénomènes qui régissent une filière. Cependant il est également nécessaire d'établir une durée caractéristique avant qu'un réétalonnage soit requis. Cela est particulièrement demandé lors des missions opérationnelles, où cette durée détermine l'embarquement ou non de système de recalibration. Cela justifie à nos yeux l'étude de la stabilité temporelle de la qualité image des détecteurs. C'est l'objet du prochain chapitre de cette thèse.

Chapitre 3. Mesure de stabilité temporelle en cryostat opérationnel

I	Introduction.....	104
	<i>I.1 Bruit temporel et bruit spatial</i>	<i>105</i>
	<i>I.2 Les corrections 1 et 2 points.....</i>	<i>107</i>
	<i>I.3 Les obstacles pour la comparaison entre détecteurs.....</i>	<i>111</i>
II	Moyens mis en œuvre pour la mesure de bruit spatial fixe résiduel sur... les détecteurs en cryostat opérationnel.....	119
	<i>II.1 Banc expérimental.....</i>	<i>119</i>
	<i>II.2 Protocole de mesure.....</i>	<i>121</i>
	<i>II.3 Algorithmes de traitement aboutissant au calcul du rapport BSFR/BT.....</i>	<i>126</i>
III	Résultats de mesure de bruit spatial fixe résiduel obtenus	132
	<i>III.1 Algorithme de détection v0 + correction 2 points classique</i>	<i>132</i>
	<i>III.2 Algorithme de détection v1 + correction 2 points classique</i>	<i>136</i>
	<i>III.3 Algorithme de détection v2 + correction 2 points classique</i>	<i>138</i>
	<i>III.4 Algorithme de détection v2 + correction deux points Lite à 33% WF</i>	<i>140</i>
	<i>III.5 Algorithme de détection v2 + correction deux points Lite à 66% WF</i>	<i>141</i>
	<i>III.6 Synthèse.....</i>	<i>143</i>
IV	Étude des pixels RTS.....	144
	<i>IV.1 Problématique</i>	<i>144</i>
	<i>IV.2 Détection des pixels RTS.....</i>	<i>145</i>
	<i>IV.3 Mode opératoire de détection des pixels RTS.....</i>	<i>146</i>
	<i>IV.4 Décompte des pixels RTS</i>	<i>148</i>
	<i>IV.5 Synthèse.....</i>	<i>152</i>
V	Discussion des résultats	153

<i>V.1 Liste des pixels défectueux et évolution du rapport BSFR/BT.....</i>	<i>153</i>
<i>V.2 Lien entre BSFR/BT et les RTS.....</i>	<i>154</i>
<i>V.3 Reproductibilité des mesures du rapport BSFR/BT</i>	<i>156</i>
<i>V.4 Validité de la correction sur 2 ans</i>	<i>156</i>
<i>V.5 Limites du banc de mesure de stabilité temporelle</i>	<i>159</i>
<i>V.6 Limites du rapport BSFR/BT en tant que fonction de mérite</i>	<i>160</i>
<i>V.7 Perspectives sur l'étude des pixels RTS</i>	<i>161</i>
VI Conclusion du chapitre 3	162

Dans ce chapitre, je commencerai par souligner l'importance d'évaluer la stabilité dans le temps des performances des filières de détecteurs infrarouge. Je présenterai ensuite le principe des mesures de bruit spatial fixe (BSF) et de bruit spatial fixe résiduel (BSFR). Après, je décrirai les approches de correction les plus répandues. J'introduirai les moyens mis en œuvre puis les résultats obtenus. J'aborderai par la suite l'étude des pixels RTS (Random Telegraph Signal). Enfin je discuterai tous les résultats vis-à-vis des fonctions de mérite suivantes : rapport BSFR sur bruit temporel (BSFR/BT) et opérabilité.

I Introduction

Les détecteurs infrarouge sont régulièrement réétalonnés pour maintenir la qualité image à un niveau suffisant. Or ils ne peuvent pas fonctionner et remplir leur mission durant ce réétalonnage. Ce temps passé en réétalonnage devient alors critique lorsque le détecteur est peu stable. De ce fait, la stabilité dans le temps de la qualité image est rapidement devenue un critère à part entière. En effet, il est important pour un concepteur de système optronique de connaître et de maximiser l'intervalle de temps entre deux étalonnages. Dans ce chapitre, j'entends par stabilité celle de la qualité image d'une matrice de détecteurs.

1.1 Bruit temporel et bruit spatial

La tension $V_{S_{i,j}}$ délivrée par un pixel (i,j) soumis à un flux donné peut être modélisée par une fonction affine :

$$V_{S_{i,j}}(\phi) = G_{CL} \times (\eta \times e \times \phi + I_{obs}) \times \frac{t_i}{C_{int}} + O_{CL} \quad [\text{Eq.52}]$$

avec η le rendement quantique, e la charge élémentaire, Φ le flux incident, G_{CL} et O_{CL} le gain d'amplification et l'offset du circuit de lecture, I_{obs} le courant d'obscurité, C_{int} la capacité d'intégration, t_i le temps d'intégration.

Au vu du nombre de paramètres, il est difficile pour un technologue de garantir que tous pixels aient strictement la même réponse, c'est-à-dire la même pente et la même ordonnée à l'origine. Il en résulte que l'image d'une scène parfaitement homogène sera non-uniforme. Deux images provenant de deux détecteurs d'anciennes générations sont présentées dans la Figure 66. Elles mettent en évidence un motif persistant dans l'image. Dans l'image du haut, l'effet de drapé est dû à des variations d'épaisseur de la couche active (effet de houle) tandis que l'effet de colonnage dans l'image du bas est dû à des différences de gain dans les amplificateurs du circuit de lecture, qui gèrent les pixels par colonnes.

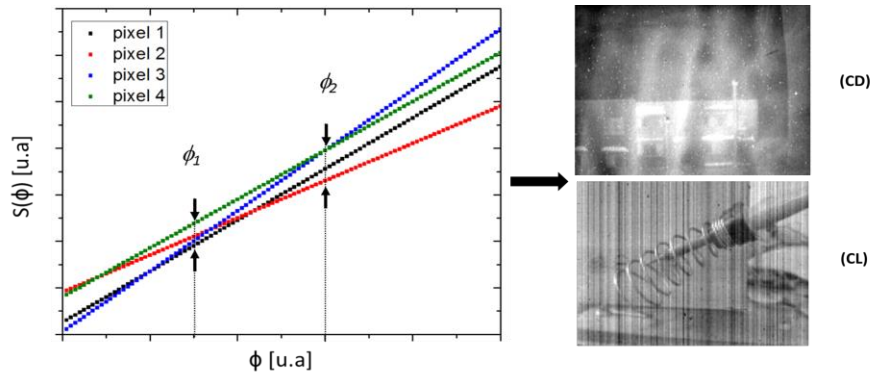


Figure 66 – À gauche, le signal délivré par quelques pixels en fonction du flux. Chaque pixel a sa propre pente et ordonnée à l'origine, d'où des valeurs différentes à un flux Φ donné. Cela entraîne des disparités potentiellement perceptibles sur l'image. À droite, deux images provenant de deux détecteurs d'anciennes générations. Dans l'image du haut, l'épaisseur de la couche active du circuit de détection (CD) est responsable des non-uniformités. Dans l'image du bas, c'est le gain d'amplification du circuit de lecture (CL), différent sur chaque colonne, qui est fautif.

Le bruit spatial (BS) permet de quantifier ces disparités. Il correspond à l'écart-type sur les réponses données par chacun des pixels de la matrice éclairée par un fond uniforme à un instant t comme l'illustre la Figure 67. Cet écart-type évolue relativement peu dans le temps. C'est pourquoi on parle plutôt de Bruit Spatial Fixe (BSF). Le BSF est défini par :

$$BSF(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i \sum_j (V_{S_{i,j}}(\phi) - \langle V_S(\phi) \rangle)^2} \quad [\text{Eq.53}]$$

avec $\langle Vs(\phi) \rangle$ la tension moyenne délivrée par les pixels de la matrice à un flux Φ , N le nombre total de pixels.

La Figure 67 présente un « cube » d'images. Ainsi, la statistique de l'ensemble de la matrice sur une image permet d'extraire le BSF, tandis que la statistique d'un pixel suivi dans le temps permet d'obtenir le bruit temporel associé à ce pixel. En prenant tous les pixels, le bruit temporel moyen du pixel peut être estimé.

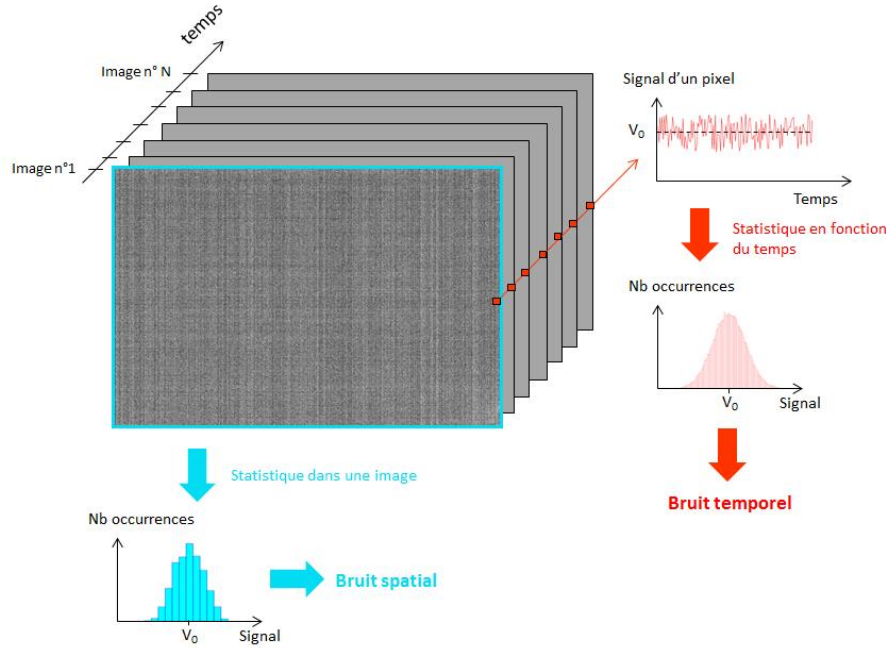


Figure 67 – Présentation d'un cube d'images. On voit la différence entre le bruit temporel (fluctuations de signal d'un pixel dans le temps) et le bruit spatial (fluctuations de signal dans une image prise à un instant donné).

L'inconvénient de ce bruit spatial est qu'il s'ajoute quadratiquement aux autres sources de bruit de la mesure, qui elles varient temporellement [105]. Il va alors fortement dégrader la qualité de l'image :

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_t^2 + BSF^2 \quad [Eq.54]$$

le BSF étant le bruit spatial fixe, σ_t le bruit temporel, avec :

$$\sigma_t^2 = \sigma_{schottky}^2 + \sigma_{obs}^2 + \sigma_{roic}^2 + \sigma_{cm}^2 \quad [Eq.55]$$

avec $\sigma_{schottky}$ le bruit photonique et σ_{obs} le bruit d'obscurité (définis dans le Chapitre I), σ_{roic} le bruit propre au circuit de lecture, σ_{cm} le bruit de la chaîne de mesure.

[105] Mooney, J. M., Sheppard, F. D., Ewing, W. S., Ewing, J. E., & Silverman, J. (1989). Responsivity nonuniformity limited performance of infrared staring cameras. *Optical Engineering*, 28(11), 2811-151.

Il est donc important de limiter le BSF. Sinon, l'image formée par tous les pixels sera médiocre, même si tous les pixels pris individuellement ont d'excellentes performances. Il s'avère que le BSF se corrige efficacement. Voici les principales méthodes employées.

1.2 Les corrections 1 et 2 points

La correction 1 point (One Point Correction - OPC en anglais) vise à compenser les disparités de signal délivré par les pixels à un flux Φ_1 par l'ajout d'un offset $O_{i,j}^{corr-1pt}(\Phi_1)$. La Figure 68 illustre le principe de cette approche. L'offset $O_{i,j}^{corr-1pt}(\Phi_1)$ dépend alors du pixel (i,j) et du flux choisi pour harmoniser la matrice. De ce fait, si la matrice est éclairée par le flux Φ_1 , l'image corrigée sera parfaitement uniforme pour ce point et délivrera la même tension $V_{Sref}(\Phi_1)$. On définit alors :

$$O_{i,j}^{corr-1pt}(\phi_1) = V_{Sref}(\phi_1) - V_{S_{i,j}}(\phi_1) \quad [Eq.56]$$

avec $V_{Sref}(\Phi_1)$ la tension moyenne mesurée pour le flux Φ_1 , en excluant un certain nombre de pixels dits défectueux (cf. section I.3a de ce chapitre).

Le signal corrigé $V_{S'_{i,j}}(\Phi)$ s'écrit alors :

$$V_{S'_{i,j}}(\phi) = V_{S_{i,j}}(\phi) + O_{i,j}^{corr-1pt}(\phi_1) \quad [Eq.57]$$

On a bien pour $\Phi=\Phi_1$, quel que soit (i,j) :

$$V_{S'_{i,j}}(\phi_1) = V_{S_{i,j}}(\phi_1) + V_{Sref}(\phi_1) - V_{S_{i,j}}(\phi_1) = V_{Sref}(\phi_1) \quad [Eq.58]$$

Cette méthode a pour avantage d'être simple à implémenter opérationnellement. Un capot ou un shutter à température connue faisant office de corps noir d'appoint suffira amplement. Cependant, plus on s'éloigne du point de référence Φ_1 , moins la correction sera efficace. Sur la Figure 68, on peut voir que plus on s'éloigne de Φ_1 , plus les pixels corrigés vont délivrer une tension différente en fonction de Φ .

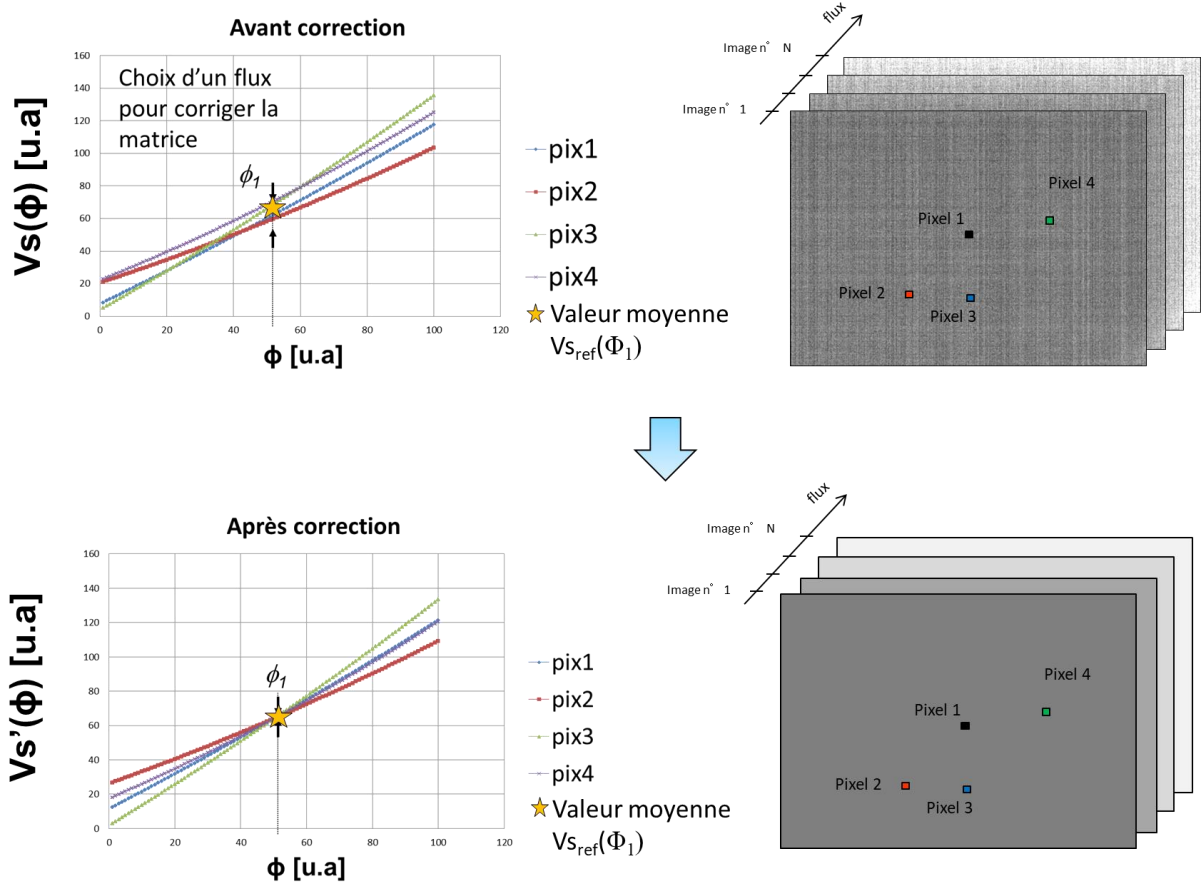


Figure 68 - Correction 1 points (One Point Correction - OPC). Une correction en offset est calculée de sorte qu'à ce que la matrice renvoie la même tension $V_{sref}(\Phi_1)$ quel que soit le pixel (i,j) pour le flux Φ_1 .

La correction 2 points (ou Two Point Correction – TPC en anglais), reprend le principe de la correction 1 point. Il s'agit toujours d'harmoniser la réponse des pixels mais cette fois à deux flux de fonctionnement Φ_1 et Φ_2 différents [106] comme présenté dans la Figure 69. $V_{sref}(\Phi_1)$ et $V_{sref}(\Phi_2)$ représentent ici les tensions moyennes mesurées pour les flux Φ_1 et Φ_2 respectivement. Sachant qu'il s'agit d'une correction affine, on peut retrouver les coefficients $G_{i,j}^{corr_2pt}$ et $O_{i,j}^{corr_2pt}$ (qui forment respectivement la matrice de gain et d'offset) en cherchant l'équation d'une droite qui transforme $V_{s_{i,j}}(\Phi)$ en $V_{s'_{i,j}}(\Phi)$ qui passe par $V_{sref}(\Phi_1)$ en Φ_1 et $V_{sref}(\Phi_2)$ en Φ_2 . On doit donc trouver $G_{i,j}^{corr_2pt}$ et $O_{i,j}^{corr_2pt}$ tels que :

$$\begin{cases} V_{s'_{i,j}}(\phi) = G_{i,j}^{corr_2pt} \times V_{s_{i,j}}(\phi) + O_{i,j}^{corr_2pt} \\ V_{s'_{i,j}}(\phi_1) = V_{sref}(\phi_1) \\ V_{s'_{i,j}}(\phi_2) = V_{sref}(\phi_2) \end{cases} \quad [Eq.59]$$

[106] Perry, D. L., & Dereniak, E. L. (1993). Linear theory of nonuniformity correction in infrared staring sensors. Optical Engineering, 32(8), 1854-1860.

On trouve alors :

$$\begin{cases} G_{i,j}^{corr_2pt} = \frac{Vs_{ref}(\phi_2) - Vs_{ref}(\phi_1)}{Vs_{i,j}(\phi_2) - Vs_{i,j}(\phi_1)} \\ O_{i,j}^{corr_2pt} = Vs_{ref}(\phi_1) - \frac{Vs_{ref}(\phi_2) - Vs_{ref}(\phi_1)}{Vs_{i,j}(\phi_2) - Vs_{i,j}(\phi_1)} \times Vs_{i,j}(\phi_1) \end{cases} \quad [Eq.60]$$

On vérifie également :

$$\begin{cases} Vs'_{i,j}(\phi_1) = G_{i,j}^{corr_2pt} \times Vs_{i,j}(\phi_1) + O_{i,j}^{corr_2pt} = Vs_{ref}(\phi_1) \\ Vs'_{i,j}(\phi_2) = G_{i,j}^{corr_2pt} \times Vs_{i,j}(\phi_2) + O_{i,j}^{corr_2pt} = Vs_{ref}(\phi_2) \end{cases} \quad [Eq.61]$$

Ma thèse s'est concentrée sur la correction 2 points et dans la suite du manuscrit il s'agira de la méthode de correction que j'utiliserai. L'avantage de la correction 2 points par rapport à la correction 1 point est qu'elle permet de corriger sur une plage de flux plus large (entre Φ_1 et Φ_2) tout en étant plus efficace comme le montre la Figure 69. Il faut noter cependant que cette solution est plus délicate à implémenter opérationnellement car elle implique donc d'avoir 2 sources de flux calibrées au lieu d'une. Cela double également la durée de calibration alors que celle-ci pouvait déjà être conséquente puisqu'il faut une matrice de gain et d'offset par temps d'intégration utilisé. Cela est particulièrement gênant dans un système opérationnel, puisque le détecteur ne remplit plus sa mission durant la phase de recalibration.

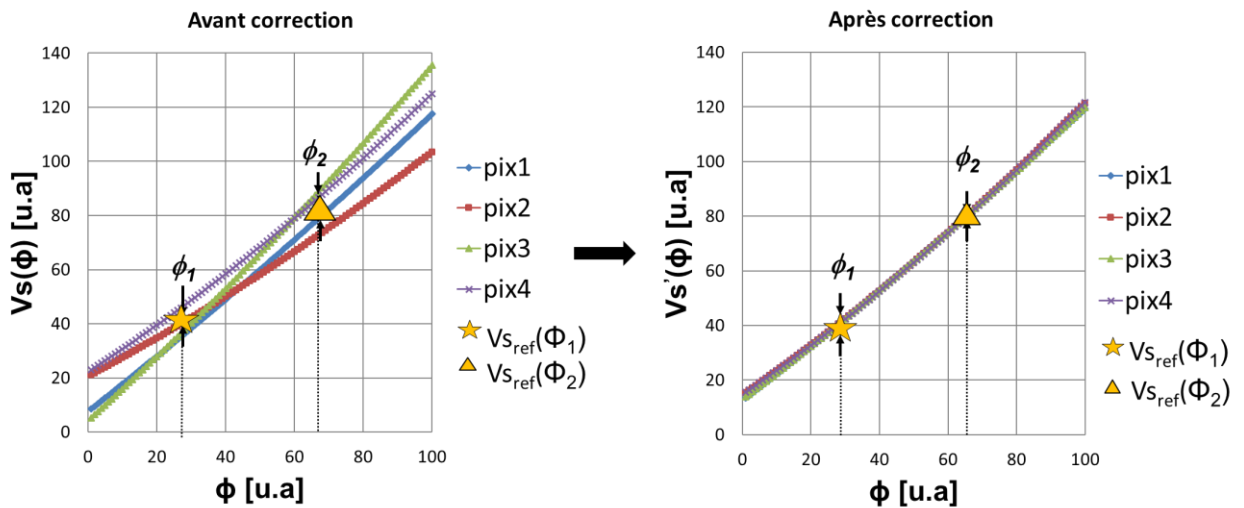


Figure 69 – Principe de la correction deux points – On ajuste ici à la fois la pente et l'ordonnée à l'origine. On choisit deux flux pour lesquels tous les pixels de la matrice délivreront le même signal après correction (pixels simulés). Cette correction est plus efficace que la correction 1 point, mais nécessite deux points de calibration.

Cependant, la tension délivrée $Vs_{i,j}$ par les pixels n'est pas parfaitement linéaire. Des corrections purement linéaires ne suffiront donc pas dans l'absolu à corriger parfaitement tous

les pixels. Il est nécessaire de quantifier la qualité de la correction, et c'est pour cela qu'on définit le Bruit Spatial Fixe Résiduel (Residual Fixed Pattern Noise - RFPN en anglais). Il est à noter qu'il possède une dénomination équivalente : Residual Non Uniformity (RNU). Il s'exprime de la même façon que le BSF, à la différence qu'il concerne le signal corrigé $Vs'(\Phi)$:

$$BSFR(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i \sum_j (Vs'_{i,j}(\phi) - \langle Vs'(\phi) \rangle)^2} \quad [\text{Eq.62}]$$

Le BSF est donc utilisé pour quantifier les disparités dans l'image brute, tandis que le BSFR concerne l'image corrigée. Quand on présente des courbes de BSFR en fonction du flux incident, Φ est souvent exprimé en Well Fill WF. C'est le pourcentage de remplissage de la capacité d'intégration. Il permet de comparer des détecteurs de tailles, d'ouvertures ou à temps d'intégration différents de façon rigoureuse. La Figure 70 présente l'allure du BSFR en fonction du WF pour un détecteur MCT et un détecteur InSb (tous les deux de pas de 15 μm , de format 640x512, ouverts à F/2). On constate une forme en W pour le BSFR après une correction deux points tandis qu'une correction 1 point appliquée dévoile une courbe en forme de V [107]. C'est normal, puisqu'il y a deux WF pour lesquelles les pixels doivent avoir la même tension après correction deux points (respectivement 1 WF pour la correction 1 point). La vraie question est de savoir combien de temps cette correction restera valide.

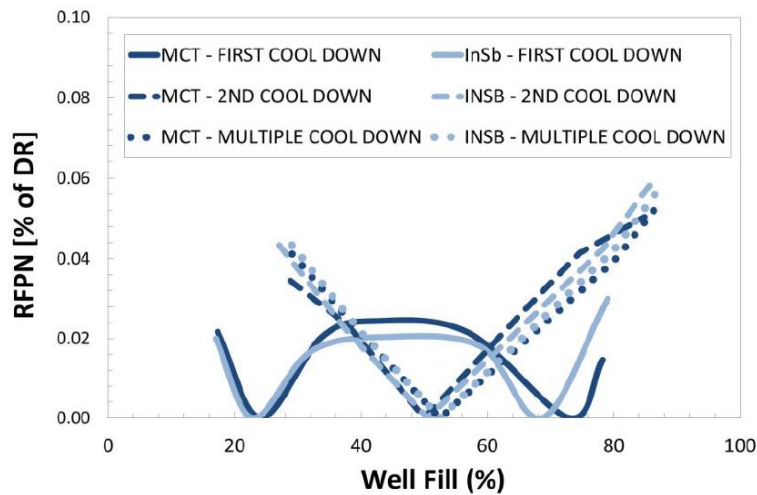


Figure 70 – BSFR en fonction de WF pour un détecteur MCT ($T_{\text{det}}=130\text{K}$) et un détecteur InSb ($T_{\text{det}}=80\text{K}$), tous les deux de pas de 15 μm , de format 640x512, ouverts à F/2. Une correction 2 points et 1 point ont été appliquées sur chacun des détecteurs [107]. Le temps d'intégration n'est pas précisé.

En résumé, la démarche paraît simple. Pour corriger une matrice présentant des non-uniformités, il suffit de forcer numériquement tous les pixels à afficher la même tension de sortie à deux flux de références différents. Cela se fait à l'aide d'une matrice de gain et une

[107] Reibel, Y., Espuno, L., Taalat, R., Sultan, A., Cassaigne, P., & Matallah, N. (2016, May). High performance infrared fast cooled detectors for missile applications. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 981901). International Society for Optics and Photonics.

matrice d'offset, calculées à l'aide de deux sources infrarouge émettant deux flux différents et uniformes. À l'aide d'une fonction de mérite (par exemple le rapport BSFR/BT), on quantifie la qualité de la correction initiale ainsi que sa dégradation dans le temps. Dans la pratique, de nombreuses questions se posent et relèvent faussement de l'ordre du détail. Voici les obstacles rencontrés au cours de ma thèse.

1.3 Les obstacles pour la comparaison entre détecteurs

a) Le choix des pixels défectueux

Une fois les mesures brutes acquises, la phase de post traitement n'est pas toujours la même. La première barrière constitue les pixels dits défectueux dont on ne tiendra pas compte lors du calcul du BSFR. La raison pour laquelle on écarte de fait ces pixels est recevable. En effet, la correction appliquée n'est alors pas assez efficace pour corriger leur comportement trop différent, ce qui impactera directement le BSFR. Les premiers auxquels on peut penser sont les pixels morts ou saturés (défauts « durs », c'est-à-dire non corrigeables). Cependant, il n'est pas nécessaire de prendre des cas aussi extrêmes pour influencer le BSFR. La Figure 71 reprend la correction deux points et compare le BSFR en tenant compte de tous les pixels et celui en retirant le pixel 2, qu'on va considérer comme défectueux. Le fait d'ignorer le pixel 2 (dont le gain est plus faible que les autres) montre qu'il est important de bien définir quels critères sont utilisés lors de la définition des pixels défectueux pour ainsi permettre à n'importe qui de retrouver la même liste de pixels défectueux avec un jeu de mesures donné.

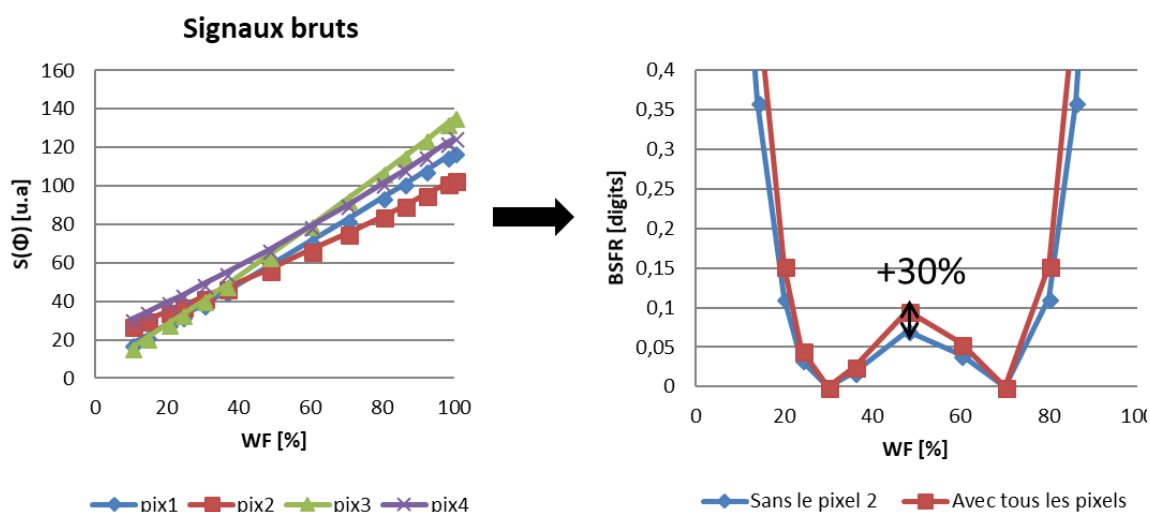


Figure 71 – Impact de l'exclusion d'un pixel sur le BSFR. À gauche, le rappel des pixels utilisés (simulés). À droite, le BSFR avec une correction deux points calculée soit avec tous les pixels, soit en ignorant le pixel 2 avec jusqu'à 30% de variation sur le BSFR. Il faut alors bien préciser les critères utilisés pour écarter les pixels défectueux.

Chaque laboratoire et chaque fabricant de détecteurs infrarouge a développé ses propres critères pour définir le pixel défectueux, ce qui n'aide pas à comparer les résultats entre eux. Le Tableau 3 présente des exemples de critères employés pour classer les pixels comme opérationnels. Pour une grandeur X donnée, X_{moy} correspond à la valeur moyenne, $X_{\text{méd}}$ la valeur médiane, X_s la valeur des pixels voisins. Sauf mention spécifique, il s'agit de comparer la grandeur $|X - X_{\text{moy}}|$. Il ne s'agit que d'exemple sans aucune portée générale sur les critères qu'utilisent régulièrement les laboratoires concernés.

AIM a choisi de considérer que sur ses matrices MCT MWIR et LWIR, un pixel serait défectueux si sa NETD était plus de deux fois supérieure à la NETD moyenne de la matrice et si sa réponse était moins de 0.5 fois ou plus de 2 fois la réponse moyenne de la matrice [108]. Le III-V lab a pour sa part défini le pixel défectueux comme ayant un niveau continu, une NETD ou une réponse supérieure à $\pm 30\%$ de la valeur moyenne considérée [109]. Le laboratoire HRL (ex Hughes Research Laboratories) écarte les pixels dont la NETD était supérieure à 3 fois la médiane et ceux dont le bruit temporel est supérieur à 4 fois le bruit médian de la matrice [110]. Le CQD (Center for Quantum Devices) a retiré 2% de pixels qu'il considérait comme défectueux soit plus de 1600 pixels [111]. Parallèlement, Sofradir utilise les critères suivants pour définir les pixels fonctionnels : niveau continu à $\pm 30\%$, bruit temporel à $\pm 100\%$ et réponse à $\pm 20\%$ de la moyenne et exclut les pixels clignotants, ou ayant un bruit en $1/f$ et mal corrigés [112]. Enfin, IRnova considère qu'un pixel est défectueux si sa réponse est différente de $\pm 5\%$ de la moyenne de ses voisins, ou sa NETD supérieure à 110mK pour son détecteur IRnova640 et sur la NETD spatiale, définie à partir de blocs de 5×5 pixels pris dans une image médiane [113].

Il faut noter que dans ce chapitre la réponse R du détecteur s'exprime désormais en digit/K (valeur brute directement obtenue par la mesure) et non en A/W comme dans le chapitre 1.

[108] Breiter, R., Wendler, J., Lutz, H., Rutzinger, S., Schallenberg, T., Ziegler, J., & Rühlich, I. (2012, May). State-of-the-art MCT IR-modules with enhanced long term and cycle stability. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII* (Vol. 8353, p. 83532L). International Society for Optics and Photonics.

[109] Robo, J. A., Costard, E., Truffer, J. P., Nedelcu, A., Marcadet, X., & Bois, P. (2009, May). QWIP focal plane arrays performances from MWIR up to VLWIR. In *Infrared Technology and Applications XXXV* (Vol. 7298, p. 72980F). International Society for Optics and Photonics.

[110] Delaunay, P. Y., Nosh, B. Z., Gurga, A. R., Terterian, S., & Rajavel, R. D. (2017, May). Advances in III-V based dual-band MWIR/LWIR FPAs at HRL. In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101770T). International Society for Optics and Photonics.

[111] Delaunay, P. Y., & Razeghi, M. (2010). Spatial noise and correctability of type-II InAs/GaSb focal plane arrays. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 46(4), 584-588.

[112] Rubaldo, L., Brunner, A., Guinedor, P., Taalat, R., Sam-giao, D., Kerlain, A., ... & Loquet, Y. (2016, May). State of the art HOT performances for Sofradir II-VI extrinsic technologies. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98191I). International Society for Optics and Photonics.

[113] Martijn, H., Gamfeldt, A., Asplund, C., Smuk, S., Kataria, H., & Costard, E. (2016, May). QWIPs at IRnova, a status update. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 981918). International Society for Optics and Photonics.

Critère \ Laboratoire	AIM [108]	Sofradir [112]	III-V Lab [109]	HRL [110]	IRnova [113]
NETD (N)	$< 200\% \times N_{moy}$		$< 30\% \times N_{moy}$	$ N < 3 \times N_{méd}$	$N < 120 \text{ mK}$
$ N - N_{moy} $					
Réponse (R)	$\begin{cases} 0.5 \times R_{moy} < R \\ R < 2 \times R_{moy} \end{cases}$	$< 20\% \times R_{moy}$	$< 30\% \times R_{moy}$		$ R - R_{moy} < 5\% \times R_{moy}$
$ R - R_{moy} $					
Niveau continu (S)		$< 30\% \times S_{moy}$	$< 30\% \times S_{moy}$		
$ S - S_{moy} $					
Bruit temporel σ_t		$< 100\% \times \sigma_{t_{moy}}$		$ \sigma_t < 4 \times \sigma_{t_{méd}}$	
$ \sigma_t - \sigma_{t_{moy}} $					
NETD spatiale (Ns)					$< 150 \text{ mK}$
$ N - N_s $					

Tableau 3- Exemples des critères de pixels opérationnels employés par 5 entités différentes. Les pixels mis en défaut sont alors défectueux. Ce ne sont que des exemples qui ne reflètent pas forcément les critères régulièrement utilisés par ces laboratoires.

Les grandeurs utilisées ainsi que leurs critères associés sont donc très différentes d'un technologue à l'autre. Cela pose problème. Mais cela rend l'opérabilité en tant que fonction de mérite difficile à apprécier tant les critères peuvent influencer la valeur annoncée. Les critères que j'utiliserai seront précisés lors de chaque dépouillement.

b) Choix de correction et fonctions de mérite retenues

Une fois les critères choisis pour définir la liste de pixels à corriger, encore faut-il se mettre d'accord sur la façon dont on corrige l'image. La Figure 72 compare les BSFR issus d'une correction 2 points (à partir du même jeu de données, ayant retiré pix2), en prenant pour références d'une part le couple de flux (20% WF, 80% WF) et d'autre part le couple (30% WF, 70% WF). On constate qu'il y a une différence de 0.1 sur le sommet du W décrit par les deux BSFR, juste en changeant les flux de références, sans modifier les données d'entrées. C'est un écart significatif, d'autant plus qu'il modifie la conclusion des mesures si la valeur seuil de stabilité est un rapport BSFR/BT à 0.75 par exemple. Cela justifie l'importance de donner une valeur chiffrée des flux de référence retenus lorsqu'on présente des résultats, même s'ils se voient généralement sur les courbes de BSFR/BT.

On dira par la suite qu'on « corrigera à 20°C et 80°C » lorsque les flux de référence correspondent à deux corps noirs à $T_1=20^\circ\text{C}$ et $T_2=80^\circ\text{C}$, bien que la réponse des pixels soit corrigée à tous les flux. De la même manière, « corrigé à 20% WF et 80% WF » correspondra à des flux équivalents à 20% et 80% WF.

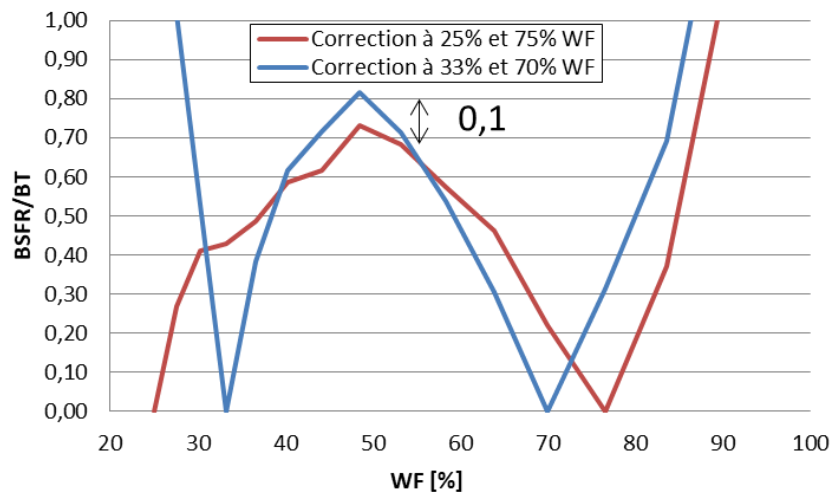


Figure 72 - Influence du choix des flux de références sur la correction 2 points. En prenant le même jeu de données, on peut modifier le maximum du rapport BSFR/BT (ici de 0.1). Cela fait la différence particulièrement lorsque l'image corrigée est en limite de stabilité (en fixant le critère à BSFR/BT=0.75 par exemple).

À l'ONERA, nous avons choisi de façon empirique de représenter le rapport BSFR/BT comme fonction de mérite pour une image corrigée à 33% et 66% WF. On compare donc ce bruit spatial au bruit temporel, l'autre contributeur du bruit total ([Eq.54] p. 106). Cela suppose donc que la limite ultime du bruit mesuré est le bruit temporel. Comme le bruit total est une somme quadratique, la contribution du bruit spatial va rapidement diminuer lorsque le BSFR se réduit. Mieux la matrice est corrigée, plus ce rapport doit tendre vers 0. Juste après correction 1 point ou 2 points, le rapport BSFR/BT présente naturellement des rebroussements aux WF utilisés pour corriger l'image. C'est normal, car on doit avoir une image uniforme à ces WF (BSFR=0). Sofradir utilise également le rapport BSFR/Bruit Temporel (ou BSFR/BT) mais corrige à 20-30% et à 70-80% selon les détecteurs [112]. La Figure 73 permet de se représenter l'allure d'une telle courbe en fonction du WF.

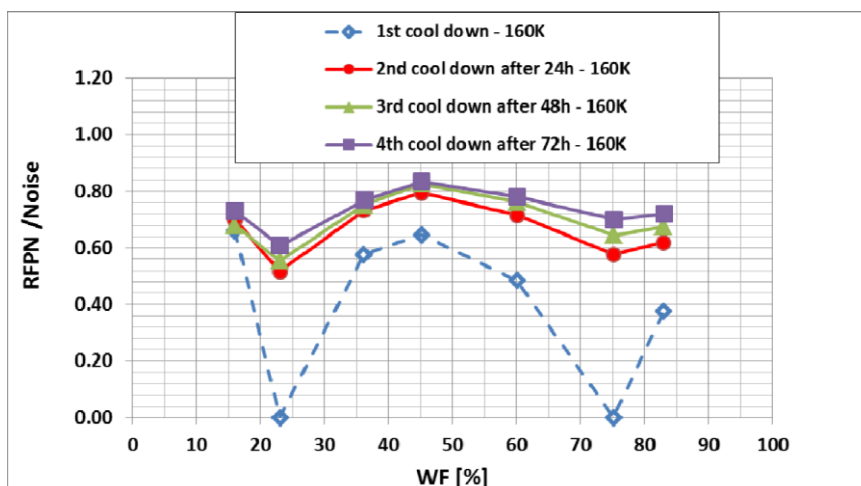


Figure 73 - BSFR/BT d'un détecteur MCT HOT MWIR (640x512, pas de 15µm) en fonction de WF [112].

Le rapport BSFR/BT permet d'évaluer la contribution du bruit spatial dans le bruit total et de quantifier une qualité image par rapport au bruit temporel. Il faut désormais fixer une valeur seuil de rapport BSFR/BT pour lequel on estime que cette contribution reste acceptable. À l'ONERA, nous avons fixé ce seuil à 1. On considère donc que la qualité image est suffisante tant que le bruit spatial constitue moins de 50% du bruit total mesuré sur la matrice. Cette valeur de rapport BSFR/BT limite n'est pas universelle. Des recommandations plus strictes existent, jusqu'à préconiser un rapport BSFR/BT inférieur à 0.1 [114].

Il est aussi important de souligner que le rapport BSFR/BT n'est pas la seule fonction de mérite utilisée pour discuter de stabilité dans le temps de la qualité image et que le critère même de stabilité varie d'une équipe à l'autre.

Une fonction de mérite proche, utilisée par le CQD est la correctabilité C pour caractériser ses matrices T2SL InAs/GaSb. La correctabilité compare le bruit temporel au bruit total (spatial et temporel). Le CQD considère donc que le BSFR doit être le dernier contributeur du bruit mesuré dans la matrice. La correctabilité est définie par Gross et al [115] :

$$C = \sqrt{\frac{\sigma_{total}^2}{\sigma_t^2} - 1} \quad [Eq.63]$$

où σ_{total} représente le bruit total (BSFR et bruit temporel sommés quadratiquement) et σ_t le bruit temporel.

Après une correction 2 points à 20 et 30°C, la correctabilité est calculée à 25°C et tant que C demeure inférieur à 1 (i.e. que le bruit temporel est supérieur au BSFR), la correction de l'image est considérée comme stable [111]. Le résultat se trouve dans la Figure 74.

[114] Mooney, J. M., & Shepherd, F. D. (1996). Characterizing IR FPA nonuniformity and IR camera spatial noise. *Infrared physics & technology*, 37(5), 595-606.

[115] Gross, W., Hierl, T., & Schulz, M. J. (1999). Correctability and long-term stability of infrared focal plane arrays. *Optical Engineering*, 38(5), 862-870.

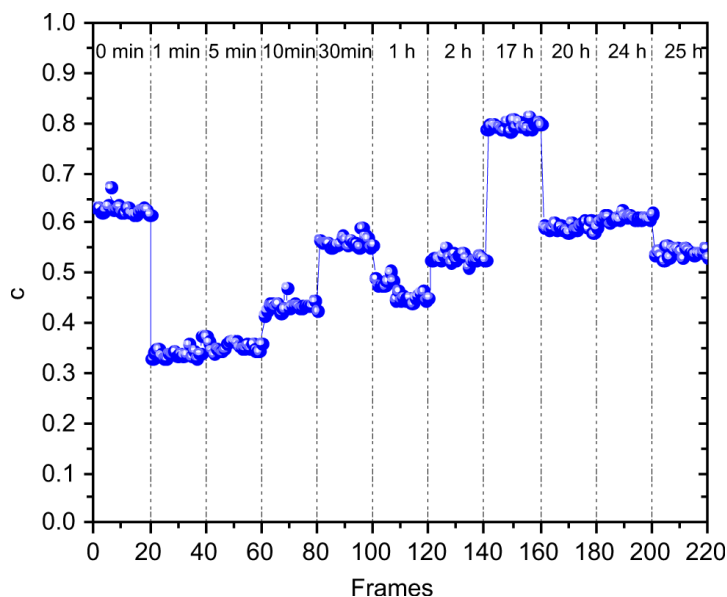


Figure 74 - Correctabilité en fonction du temps [111]. Selon ce critère la stabilité de l'image corrigée de la matrice InAs/GaSb est établie pour au moins 25h.

Le BSFR peut s'analyser seul, en dehors de toute comparaison avec d'autres sources de bruit. C'est ce que fait SCD en présentant le BSFR en pourcentage de la dynamique du détecteur. Pour son détecteur Pelican InSb MWIR (640x512, pas de 15 μ m), le choix s'est porté sur une correction 2 points à 20% WF et 80% WF environ [116] alors que le modèle Pelican InSb LWIR (même format) est corrigé lui très différemment, à 52-54% WF et 72% WF [117] [118]. Les deux corrections sont faites lors de la première mesure et le critère de stabilité est alors un BSFR inférieur à 0.1% de la dynamique, choisi arbitrairement [119]. Il s'agit peut-être d'une exigence présente dans les cahiers des charges suite à des retours utilisateurs. Ce seuil de 0.1% est accessible, puisque les valeurs présentées dans la Figure 75 et la Figure 70 (p. 110), le maximum des BSFR est de l'ordre de 0.03% soit trois fois inférieur à ce seuil.

[116] Schlesinger, J. O., Calahorra, Z., Uri, E., Shick, O., Fishman, T., Shtrichman, I., ... & Hason, S. (2007, May). Pelican: SCD's 640 $\times$ 512/15 μ m pitch InSb detector. In *Infrared Technology and Application XXXIII* (Vol. 6542, p. 654231). International Society for Optics and Photonics.

[117] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Berkowicz, E., Cohen, Y., Dobromislin, R., ... & Ilan, E. (2017). Development and Production of Array Barrier Detectors at SCD. *Journal of Electronic Materials*, 46(9), 5386-5393.

[118] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Application XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.

[119] Glozman, A., Harush, E., Jacobsohn, E., Klin, O., Klipstein, P., Markovitz, T., ... & Yassen, M. (2006, May). High performance InAsSb MWIR detectors operating at 100K and beyond. In *Infrared Technology and Application XXXII* (Vol. 6206, p. 62060M). International Society for Optics and Photonics.

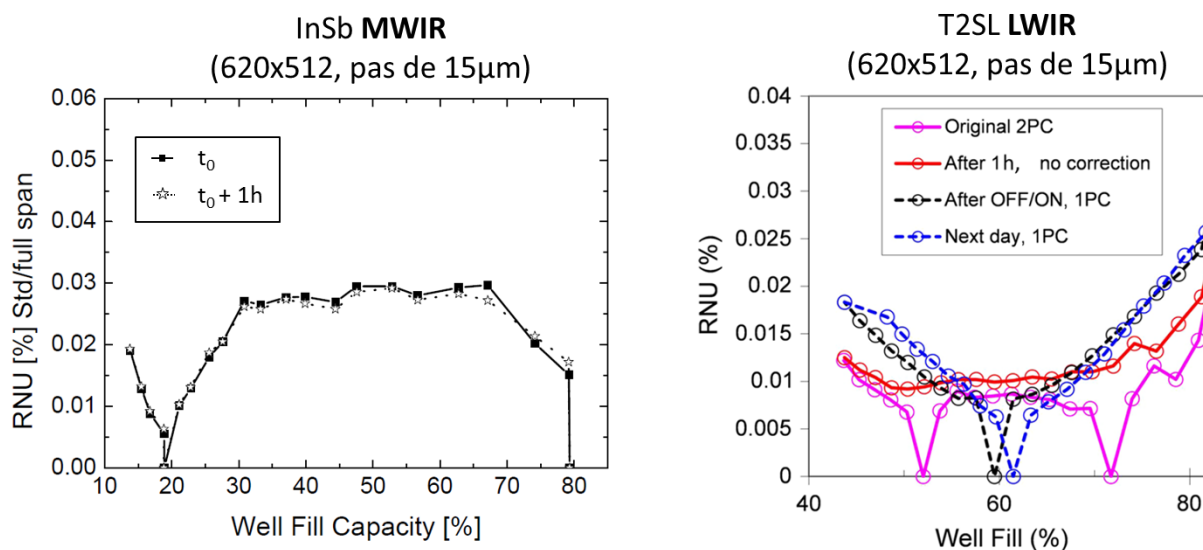


Figure 75 - BSFR (en fonction du pourcentage de la dynamique) calculé par l'entreprise Israélienne SCD. À gauche, le BSFR du détecteur InSb MWIR en fonction du pourcentage de remplissage de la capacité du détecteur (WF) à la première mesure, puis une heure après [116]. À droite, le BSFR calculé pour un détecteur T2SL LWIR en fonction de WF [117]. On remarque qu'au sein de la même entreprise, les choix de WF sont différents d'un détecteur à l'autre.

Beaucoup de fonctions de mérite gravitent autour du BSFR mais d'autres technologues préfèrent se reposer sur la NETD.

Le HRL définit la NETD spatiale comme l'écart-type de NETD sur la matrice entière soumise à un flux de corps noir de 30°C, après correction 2 points à 20 et 40°C. Il la compare ensuite à la NETD « temporelle » (la NETD définie dans la section II.2 du chapitre 1 p. 30, moyenne calculée sur toute la matrice). Selon ce critère, la stabilité est atteinte tant que les disparités de NETD entre pixels restent inférieures aux variations temporelles traduites par la NETD moyenne [110]. Au final, il s'agit aussi de comparer une fluctuation temporelle à un écart-type spatial comme entre BT et BSFR. Sauf que la comparaison est faite au niveau des températures équivalentes en bruit (NETD temporelle) et l'écart-type entre différents pixels (NETD spatiale).

AIM compare la Inhomogeneity-Equivalent Temperature Difference (IETD) et la NETD. La stabilité est validée aussi longtemps que la première restait inférieure à la dernière après une correction 2 points à 20 °C et 40°C faite lors de la première mesure suivie d'une correction 1 points à 10 ou 20°C après chaque mesure [108] comme on peut le voir dans la Figure 76. L'idée derrière l'IETD est d'assimiler les différences de signaux délivrés par les pixels dus aux non-uniformités à un équivalent en température puis de le comparer aux fluctuations dues au bruit.

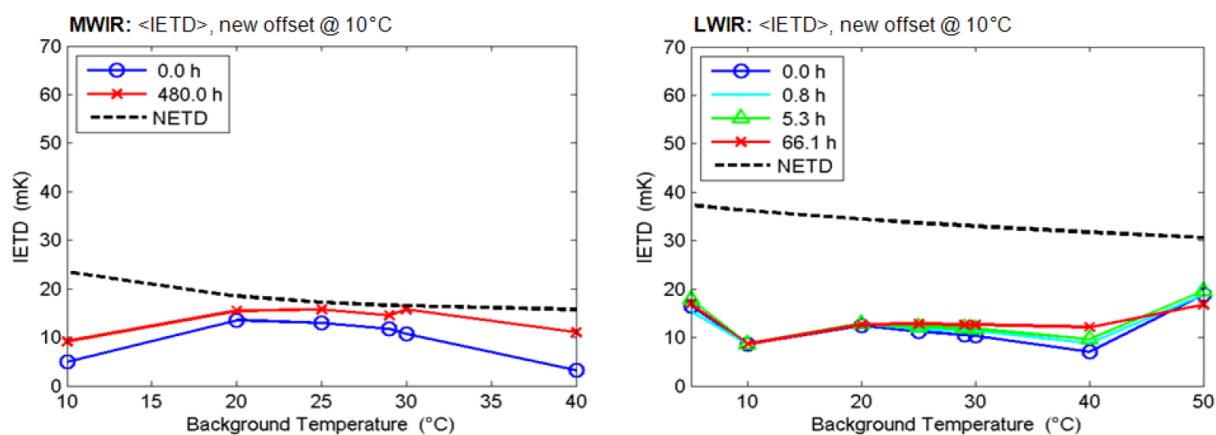


Figure 76 - IETD en fonction de la température du corps noir. Le critère de stabilité est la IETD inférieure à la NETD, après une correction 2 points à 10 et 40°C, suivie d'une correction 1 point à 10°C à chaque mesure successive [108].

Ainsi, avec le même jeu de données on peut aboutir à des résultats différents en termes d'estimation de la stabilité de la correction. Bien que toutes les fonctions de mérites comparent les fluctuations entre pixels et les fluctuations dans le temps de ceux-ci, la façon dont ils sont représentés leur donne des visages différents (BSFR, correctabilité, BSFR/BT, NETD_{temporelle} vs NETD_{spatiale}...). De plus, la fonction de mérite retenue n'est pas non plus en fonction du même paramètre (WF, température de corps noir...). Par ailleurs, il n'y a pas non plus de consensus clair sur les critères de stabilité ni sur le choix des températures de références pour la correction. C'est pourquoi nous attirons donc l'attention du lecteur sur l'importance de connaître précisément et dans quel ordre les étapes menant au tracé de rapports BSFR/BT ont été réalisées, faute de quoi il est délicat d'établir des comparaisons de stabilité d'un détecteur à l'autre.

Deux solutions sont imaginables pour aider à la comparaison. La première serait de mettre à disposition des données brutes mesurées de détecteurs à l'état de l'art en accès libre. Chaque acteur utiliserait la même banque de données de référence et publierait à son tour ces mêmes données corrigées. Celles-ci seraient alors reprises par un autre afin d'appliquer ses propres fonctions de mérite et comparer la qualité des corrections.

La seconde est de parvenir à un protocole de référence. Détaillé étape par étape et en libre accès, il permettrait à chaque acteur d'appliquer cette « correction-test » sur ses matrices, à la manière d'une norme. Cette ambition est la nôtre. Nous présenterons donc le protocole que nous avons mis en place.

II Moyens mis en œuvre pour la mesure de bruit spatial fixe résiduel sur les détecteurs en cryostat opérationnel

II.1 Banc expérimental

a) Présentation

Le banc de mesure utilise un corps noir étendu placé devant le détecteur. En modifiant la température du corps noir, on contrôle le flux incident qui atteint le détecteur. Le banc est présenté dans la Figure 77.

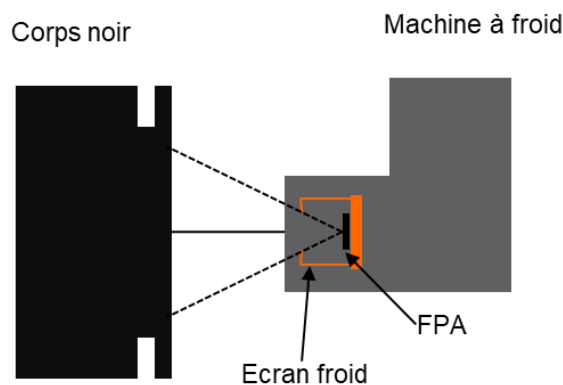


Figure 77 - Banc de mesure de BSFR. Le flux incident dépend de la température de commande et arrive directement au détecteur.

Pour chaque température de corps noir, on mesure un nombre N d'images à un temps d'intégration t_i . N et t_i seront précisés à chaque campagne de mesure. On mesure donc $V_s(T_{cn})$, la tension de sortie V_s en fonction de la température de corps noir à un temps d'intégration donné (l'ouverture étant contrainte par la configuration IDDCA).

J'ai caractérisé l'IDDCA T2SL IRnova MWIR (320x256, pas de 30 μ m)*, ouvert à $f/2$. C'est le même IDDCA que celui caractérisé en FTM dans le Chapitre 2.

* Voir annexe p. 168.

b) Acquisition des données brutes

À chaque campagne de mesure, il faut d'abord déterminer le niveau plancher et le niveau de saturation afin de déterminer la dynamique, nécessaire au calcul du WF. C'est pour cela que pour un temps d'intégration donné, il faut augmenter progressivement la température du corps noir jusqu'à atteindre la saturation du détecteur. Le niveau plancher s'obtient lui en prenant une image à temps d'intégration nul.

La Figure 78 montre une image brute de l'IDDCA IRnova (256 images moyennées, $t_i=4\text{ms}$) à 50%WF. On constate qu'il y a du colonnage ainsi qu'un effet de dôme. Il faut donc corriger l'image.

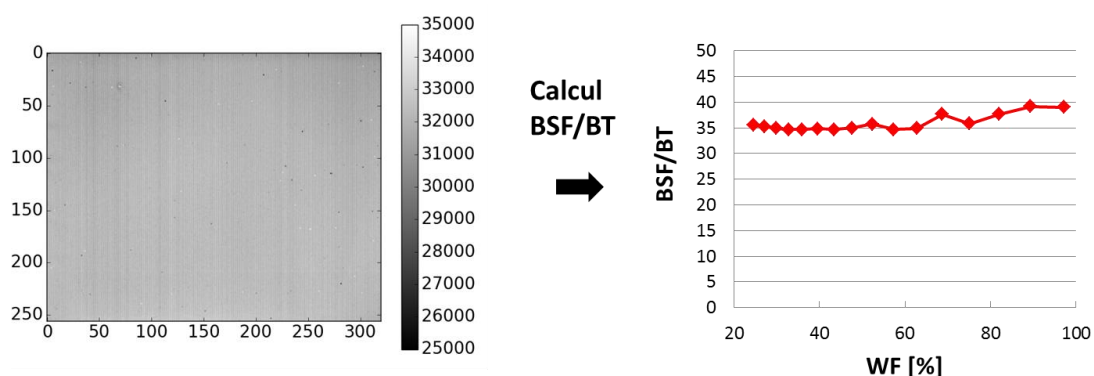


Figure 78 - Image brute obtenue avec l'IDDCA MWIR IRnova (320x256, pas de $30\mu\text{m}$) à $t_i=4\text{ms}$ et $T_{cn}=34^\circ\text{C}$ (50% WF), 256 images moyennées. Le niveau de gris est exprimé en digits. On peut voir un effet de dôme (dû au fait que les pixels sur le bord voient moins de flux que ceux au centre) et un effet de colonnage. Les points noirs ne sont pas forcément des pixels morts. Le choix de la dynamique en niveau de gris peut aussi être responsable de ces points.

Nous soulignons que l'effet de dôme n'est pas une non-uniformité due aux pixels. Cet effet provient de la géométrie du détecteur intégré en cryostat opérationnel face à un corps noir étendu. Dans cette configuration, les pixels au centre détectent naturellement plus de flux que les pixels sur les bords comme illustré dans la Figure 79. Le BSF sera donc surestimé et la matrice paraîtra toujours non uniforme avant correction, même si tous les pixels étaient parfaitement identiques.

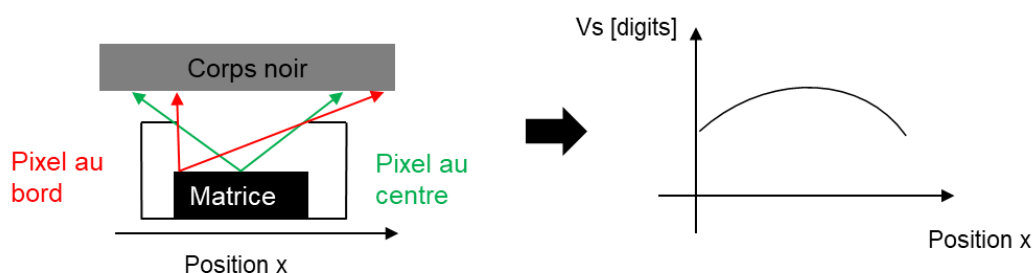


Figure 79 - À gauche, schéma expliquant l'apparition de l'effet de dôme. Les pixels du centre ont un meilleur angle de vue sur le corps noir étendu que ceux sur bords. Cela se traduit par un signal de sortie plus important au centre qu'aux bords, représenté à droite, même si vous les pixels étaient identiques.

Le rapport BSF/BT est initialement à 35 et il augmente peu avec le WF. Cela signifie que les disparités entre pixels prédominent largement sur les fluctuations temporelles de la matrice. On doit alors corriger cette image. Une correction des coefficients de gain et d'offset a donc pour vocation d'obtenir un rapport BSFR/BT inférieur au BSF/BT. Sinon, cela veut dire que la correction appliquée a dégradé la qualité image. Rappelons tout de même que la correction sera satisfaisante lorsque le rapport BSFR/BT sera inférieur à 1 car c'est le critère que nous avons fixé (p. 114).

II.2 Protocole de mesure

a) Objectifs

La mise en place du protocole expérimental a plusieurs finalités.

Tout d'abord, il doit permettre d'obtenir des fichiers de mesures dans un format standardisé. Chaque grandeur physique aura un nom unique, identique d'un expérimentateur à l'autre. De plus, les fichiers ayant la même structure, il devient plus simple d'assurer la compatibilité à long terme des codes réalisés. On peut alors les comparer entre eux ou les tester sur des fichiers acquis à une période différente du développement du code.

Ensuite, l'objectif à terme est de permettre la comparaison rigoureuse des filières ou des détecteurs entre eux avec des corrections deux points réalisées à 33%WF et 66%WF*. Le protocole expérimental permettra de comparer des mesures acquises dans des conditions similaires, et garantira la pertinence des conclusions issues des différentes mesures.

Enfin, le protocole doit être réaliste. L'idéal est de rendre le protocole suffisamment autonome afin que l'expérimentateur puisse optimiser le temps de manipulation et de dépouillement ainsi que le volume des fichiers générés.

b) Description du protocole

Nous avons utilisé le format HDF5 (.h5) pour la création des fichiers mesures. Tous les fichiers auront la même structure comme présentée dans la Figure 80, avec (h, l) les dimensions de la matrice, N le nombre d'images moyennées, m le nombre de températures de corps noir explorées.

* Valeurs arbitraires, mais importantes à spécifier, car influençant le rapport BSFR/BT (voir Figure 72 p. 107, Chapitre 3.I.3b).

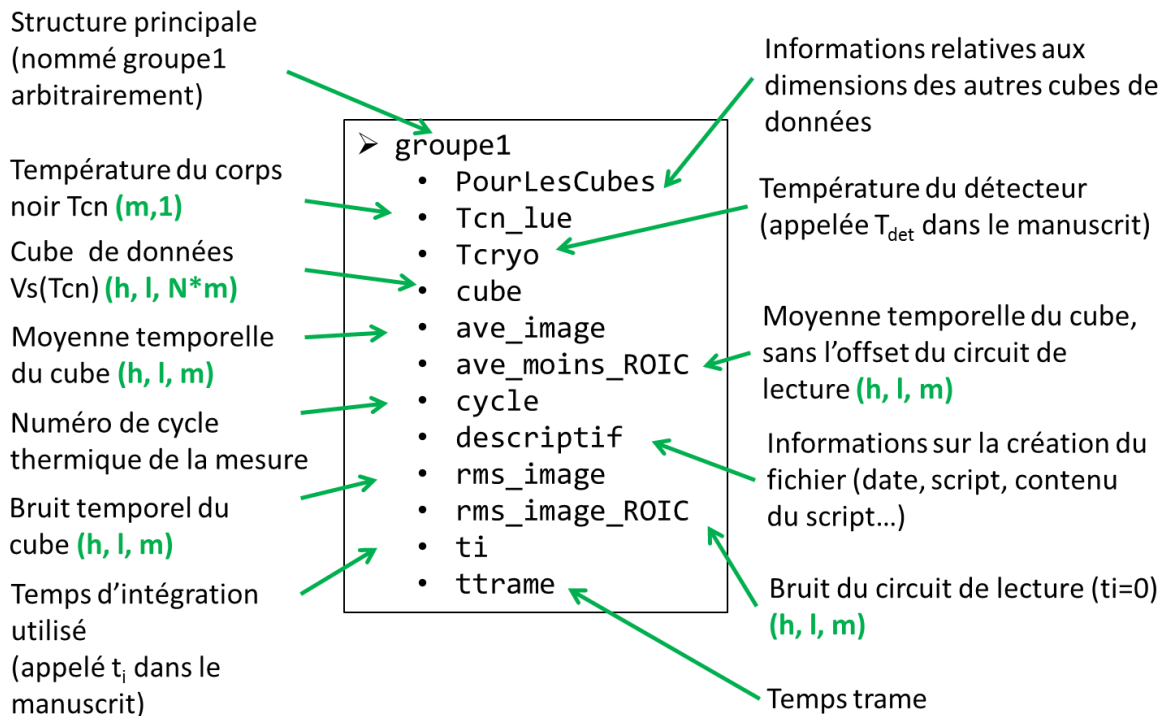


Figure 80 - Structure HDF5 d'un fichier de mesure type. Les valeurs numériques à l'intérieur du fichier sont au format numpy (.npy) et le texte en chaîne de caractère (str). Il décrit les informations que doivent contenir les fichiers. Les dimensions des variables sont précisées en vert quand un format précis est exigé.

Quelques précisions doivent être apportées quant au choix de certains paramètres.

Le temps d'intégration est le premier paramètre détecteur qui est fixé. Dans l'idéal, ce temps d'intégration serait une valeur utilisée et adaptée à une application du détecteur. Si on réalise plusieurs temps d'intégration, il faut alors un fichier par temps d'intégration pour respecter les formats.

La plage de température parcourue par le corps noir Tcn_lue doit permettre au détecteur d'arriver à saturation (100% WF). L'incrément en température doit être régulier, afin d'assurer une répartition relativement homogène des points de mesure Vs(Tcn). En réalité, il faudrait assurer un incrément en WF régulier, mais c'est moins immédiat que de préciser des températures de corps noir*. De plus, il faut que Tcn_lue permette d'obtenir 33%WF et 66%WF, nécessaires pour la correction 2 points spécifiée par le protocole.

ave_image_moins_ROIC est la différence entre la moyenne temporelle du cube (ave_image) et l'offset du circuit de lecture (obtenu en fixant $t_i=0$ le temps d'une mesure).

* D'une part, le flux intégré par la matrice dépend du temps d'intégration. D'autre part, le flux émis par le corps noir n'évolue pas linéairement avec sa température (voir loi de Planck p. 9). Il faudrait alors pour chaque détecteur établir les températures à mesurer pour chaque temps d'intégration considéré.

La taille du cube augmente très vite, car elle dépend du format de la matrice ainsi que du nombre d'images acquises pour une température de corps noir donnée. Il constitue près de 95% du volume total du fichier dans nos mesures. Il est tout de même conservé bien qu'on utilise plutôt la valeur moyenne du cube avec_image pour le calcul du rapport BSFR/BT. C'est un choix arbitraire et délibéré, et a pour but de pouvoir analyser les données brutes ultérieurement.

On incrémente le numéro de cycle thermique lorsqu'on éteint le détecteur et qu'il revient à température ambiante. On considère cela comme fait lorsque le détecteur est éteint depuis plus 1h30.

Pour parvenir à un protocole viable dans la pratique, il doit être réalisable durant une plage horaire acceptable dans la journée. Nous l'avons fixée à 9h de présence sur le lieu de travail, 4 jours sur 5 au maximum. C'est important qu'un opérateur soit présent lors de la mise en route et la mise hors tension du détecteur, afin de s'assurer que le détecteur respecte bien les durées de fonctionnement et les cycles thermiques. Une acquisition de données pour l'évaluation du rapport BSFR/BT prend environ 2h pour 17 températures acquises, durée en fonction de laquelle nous avons adapté le protocole expérimental. Cette durée est principalement due aux temps qu'on laisse au corps noir pour incrémenter et stabiliser sa température (et non le temps que met le détecteur à acquérir les images).

La Figure 81 présente la semaine type au début de la campagne de mesure. Elle est divisée en quatre journées J1 à J4. La première journée J1 consiste à répéter 4 mesures complètes sans changer de cycle thermique. Les autres journées J2 à J4 consistent à alterner 2 et 1 mesure par cycle. Cette semaine est répétable, aussi longtemps que l'expérimentateur le souhaite, en fonction de l'évolution du rapport BSFR/BT. Cela permet de rendre la durée du protocole plus flexible tout en conservant une base de comparaison hebdomadaire.

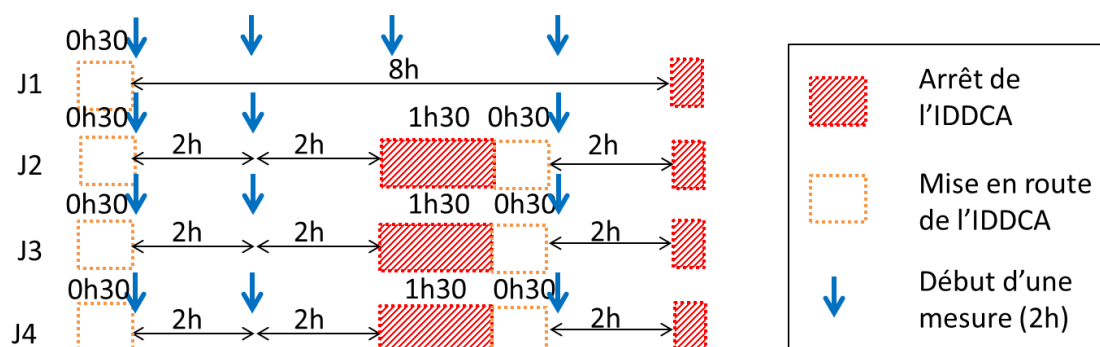


Figure 81 – Version finale du calendrier hebdomadaire des mesures proposé à l'issue de ma thèse. Il est dimensionné sur une semaine et permet de comparer d'éventuels effets des cycles thermiques, du temps de fonctionnement de la machine à froid en plus des jours de mesures. Au bout de deux semaines de mesures, seul le schéma J1 sera appliqué.

Pour limiter le volume de donnée à traiter et à stocker, nous proposons de ne réaliser après trois semaines de mesures que la journée J1, deux fois par semaine.

c) Présentation des campagnes de mesures de 2015 et 2018

Deux campagnes seront présentées dans ce manuscrit. La première date d'octobre 2015 et les résultats principaux y seront présentés. Elle a servi de base à la seconde campagne, commencée en février 2018, dont l'analyse est présentée dans la section III de ce chapitre.

Campagne d'octobre 2015

J'ai ainsi réalisé une première campagne de mesure en 2015 sur 25 jours. Chaque jour, une première mesure de BSFR est réalisée 30 minutes après la mise en route du détecteur puis une seconde est réalisée en fin de journée, avant d'éteindre le détecteur.

J'ai choisi un temps d'intégration de 4ms, et on acquiert des cubes de 256 images. Pour atteindre la saturation pour ce temps d'intégration, il a fallu atteindre une température de corps noir de 58°C. Nous avons donc choisi de balayer les températures de corps noir de 10 à 58°C par pas de 3°C, en nous assurant à chaque température d'acquérir un cube d'images à temps d'intégration nul. Selon notre critère ($BSFR/BT < 1$), on en déduit que l'IDDCA T2SL est stable sur plus de 3 semaines, ce qui est remarquable. On peut donc envisager de se passer d'un système de calibration embarqué pour des applications dont la durée est inférieure à 3 semaines. Ce résultat prometteur a été présenté lors de conférences internationales [120-121] et les retours d'expérience nous ont permis de mettre en place la deuxième campagne mesure qui a eu lieu en février 2018.

Campagne de février 2018

La seconde campagne présentée est plus longue, étalée sur 49 jours. J'ai repris le temps d'intégration de 4ms et l'acquisition de cubes de 256 images afin d'obtenir un jeu de données comparables à la campagne précédente. Pour la même raison, j'ai travaillé avec les mêmes températures de corps noir, entre 10 et 58 °C par pas de 3°C. Le calendrier de mesure du protocole expérimental est présenté Figure 82. Les retours d'expérience de cette campagne ont abouti à la version finale du protocole présentée Figure 81. La seule différence réside dans la volonté de faire fonctionner le détecteur le même nombre d'heures par jour de mesure.

[120] Nghiem, J., Giard, E., Delmas, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., Caes, M., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, September). Radiometric characterization of type-II InAs/GaSb superlattice (t2sl) midwave infrared photodetectors and focal plane arrays. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2016* (Vol. 10562, p. 105623Y). International Society for Optics and Photonics.

[121] Nghiem, J., Jaek, J. Derelle, S., Primot, J., Bernhardt, S., Haidar, R., Christol, P., Würtemberg R.M., Ribet-Mohamed, I. (2018 March), MWIR T2SL FPA evaluated by RFPN and MTF figures of merit, IR Colloquium, Freiburg.

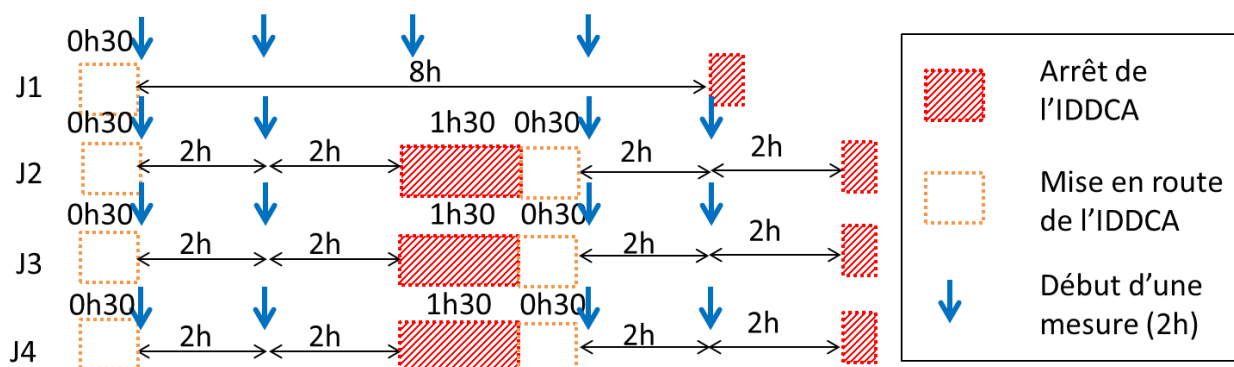


Figure 82 - Calendrier hebdomadaire de mesure de la campagne 2018. Le format et le contenu des fichiers suivent le protocole présenté dans le paragraphe I.3b) p. 121.

À ce stade, nous avons donc un jeu de données par campagne (un pour 2015, un pour 2018). L'essentiel de l'analyse se fera en s'appuyant sur les données de la campagne de 2018. Cela se justifie par le fait que cette campagne est plus longue, avec les mêmes conditions d'acquisition et sur le même détecteur que la campagne de 2015.

Maintenant que les données ont un format standard, l'objectif est d'obtenir le meilleur rapport BSFR/BT possible, tout en écartant le moins de pixels que possible. L'idée derrière cette approche est de ne pas améliorer ce rapport au détriment de l'opérabilité*. Pour cela, nous avons développé et comparé l'efficacité des différents traitements sur les mesures de la campagne de 2018. La phase de traitement se compose deux étapes :

- Détection des pixels défectueux lors de la première mesure de campagne. Cette liste est figée. On suppose donc qu'un pixel défectueux ou fonctionnel le reste tout au long de la campagne.
- Calcul et application de la correction 2 points à 33% WF** et 66% WF**. Cette correction obtenue également à partir de la première mesure est ensuite appliquée à toutes les autres mesures.

Notre comparaison se fera par conséquent sur deux niveaux distincts : la détection des pixels défectueux et la méthode de correction employée. La présentation des algorithmes traitant ces deux aspects fait l'objet du paragraphe suivant.

* Pour rappel, il s'agit du rapport entre le nombre de pixels non défectueux et le nombre total de pixels dans la matrice.

** Well Fill exprimé en % de remplissage de la capacité.

* Ne faisant pas varier directement WF mais T_{cn} , l'algorithme choisira le T_{cn} correspondant à un WF proche de 33% et 66%.

II.3 Algorithmes de traitement aboutissant au calcul du rapport BSFR/BT

J'ai utilisé le logiciel de traitement de données polyvalent Dpouyator™ pour dépouiller les mesures que j'ai acquises. Ce programme s'inscrit dans une logique d'unification de la façon dont les données sont traitées au sein du laboratoire. Il est codé et maintenu par un ingénieur de recherche au sein de l'ONERA. J'ai contribué au développement des algorithmes suivants, qui sont désormais les modules dédiés à la stabilité de la qualité image, intégrés à Dpouyator, et qui n'existaient pas auparavant.

a) Présentation des algorithmes de détection des pixels défectueux

Les pixels « défectueux classiques » ou l'algorithme de détection de référence v0

L'approche dite classique se base sur un ensemble de critères appliqué sur l'image brute seule. Ils ont été appliqués sur l'image à 50% WF. Ce sont les critères empiriques historiquement utilisés par l'ONERA sur les images brutes et correspond à un consensus général sur ce type de critères. Le Tableau 4 présente les critères quantitatifs utilisés pour écarter les pixels défectueux. Ils définissent les critères employés par l'algorithme de référence v0 utilisé pour écarter les pixels défectueux dans ce manuscrit. Nous appellerons cet algorithme « défectueux classiques » ou « algorithme de détection v0 » dans la suite du manuscrit. Pour une grandeur X , X_{moy} représente la valeur moyenne sur la matrice entière.

Grandeur à 50% WF	Critère sur la grandeur
Niveau continu S	$ S - S_{moy} < 30\% \times S_{moy}$
Bruit temporel rms σ	$ \sigma_t - \sigma_{t_{moy}} < 50\% \times \sigma_{t_{moy}}$
Réponse R	$ R - R_{moy} < 30\% \times R_{moy}$
NETD N	$ N - N_{moy} < 100\% \times N_{moy}$

Tableau 4 – Critères de sélection sur les pixels. Les pixels ne répondant pas à un de ces critères sont considérés comme défectueux au sens classique.

Il se trouve que cette liste de pixels défectueux valide à 50% WF ne correspond pas à la liste de pixels défectueux déterminée avec les mêmes critères, mais à un WF différent. C'est pourquoi un algorithme de détection v1 a été développé suite à ce constat.

L'algorithme de détection v1

L'algorithme de détection v1 identifie d'abord les températures de corps noir correspondant à 25, 33, 50, 66 et 75% WF. L'étape suivante consiste à une première détection des pixels défectueux avec l'image à 50%WF avec l'algorithme de détection v0. Ces pixels constituent alors la liste 1. On retire alors de toutes les images les pixels de la liste 1. Ensuite, on réalise les histogrammes des pixels restants en niveau continu et en bruit pour chaque image. On détecte après tous les pixels dont la valeur n'apparaît qu'une ou deux fois dans un histogramme et dont la valeur n'est pas au-delà de $\pm 3\sigma_{\text{hist}}$ de la valeur moyenne, σ_{hist} étant l'écart-type des valeurs de l'histogramme. Ces pixels sont regroupés dans une liste 2. La Figure 83 illustre la détection de ces pixels dits esseulés.

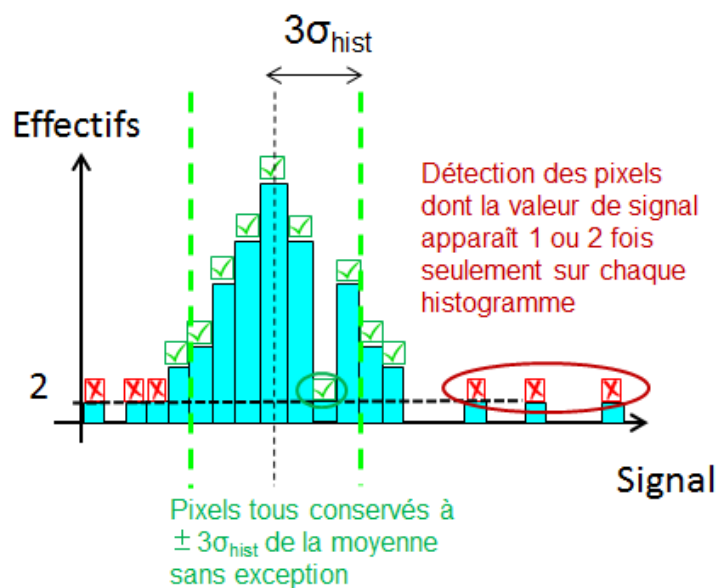


Figure 83 - Principe de détection des pixels esseulés dans l'algorithme de détection v1. On recherche dans les histogrammes en niveau continu et en bruit les valeurs de signal qui n'apparaissent qu'une ou deux fois. Les pixels ayant les valeurs relevées sont alors regroupés dans la liste 2. Les pixels dont la valeur est à $\pm 3\sigma$ de la valeur moyenne sont conservés.

La liste 1 et la liste 2 sont enfin fusionnées, donnant la liste 3. C'est la liste définitive des pixels défectueux qui seront ignorés lors du calcul du rapport BSFR/BT. La Figure 84 illustre le fonctionnement de l'algorithme.

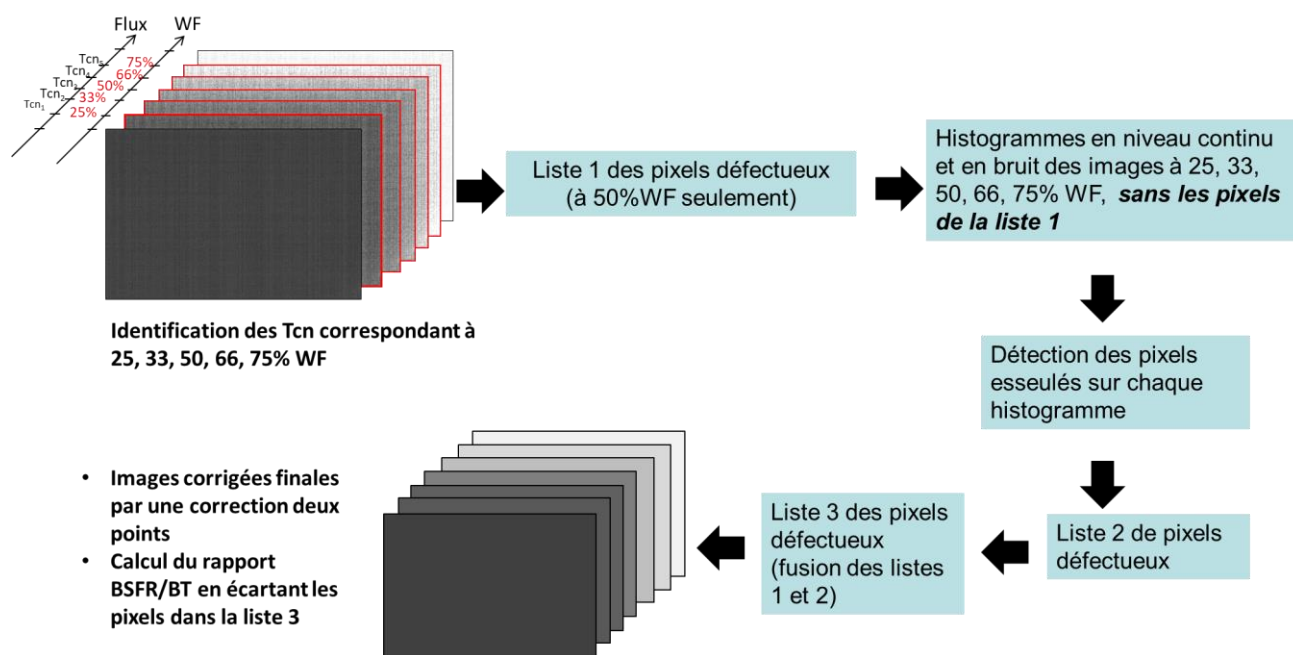


Figure 84 - Illustration du principe de détection des pixels « uniques après correction ». Une première correction deux points est faite sans pixel défectueux. L'algorithme de détection v1 liste tous les pixels uniques après correction. Cette liste est alors utilisée pour corriger l'image brute.

Parallèlement, nous nous sommes demandés si l'effet de dôme était suffisamment important pour que l'algorithme classique classe par erreur un pixel défectueux comme opérant et vice versa comme illustré Figure 85. En effet, en discriminant en fonction d'une valeur moyenne, on ne fait plus de distinction entre les pixels au centre et ceux des bords alors qu'ils ne voient pas le même flux. Ainsi, un pixel peut alors être classé comme défectueux car il présente trop ou pas assez de niveau continu par exemple, alors qu'il s'agit d'un phénomène normal lié à la géométrie du bloc détecteur et non d'une non-uniformité. L'idée est de s'affranchir de l'effet de dôme lié à la configuration opérationnelle. Cela a amené à rechercher les pixels défectueux sur l'image corrigée.

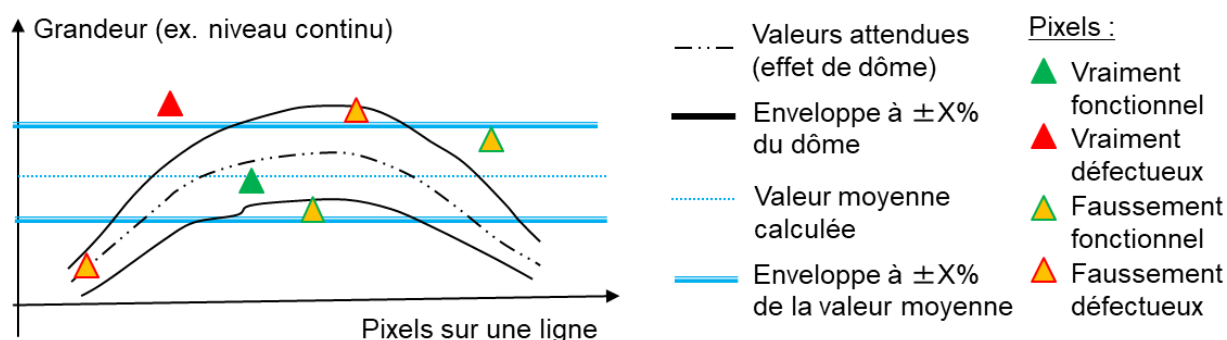


Figure 85 - Illustration de l'effet de dôme sur les critères de sélection qui se basent sur des valeurs moyennes. Si l'effet de dôme est suffisamment important, on risque de classer des pixels comme faussement défectueux ou faussement fonctionnel.

L'algorithme de détection v2

Plutôt que de supprimer sans exception tous les pixels esseulés, la dernière approche consiste à combiner des critères sur l'image corrigée et l'image brute. Cet algorithme a évolué parallèlement à l'algorithme de détection v1. On applique d'abord une première correction deux points. La liste des pixels défectueux est constituée des pixels qui ne répondent pas à un des critères du Tableau 5, appliqués sur l'image corrigée, à l'exception du bruit sur l'image brute. La différence majeure est que le critère sur le niveau continu de l'image corrigée à 50% WF est en fonction de l'écart-type $\sigma_{S'}$ sur la matrice entière et non sur un écart en pourcentage de la moyenne.

Grandeur	Critère sur la grandeur
Niveau continu S' sur l'image corrigée	$ S' - S'_{moy} < 10 \times \sigma_{S'}$
Bruit temporel rms σ (image brute)	$ \sigma_t - \sigma_{t_{moy}} < 50\% \times \sigma_{t_{moy}}$
Réponse R' sur l'image corrigée	$ R' - R'_{moy} < 30\% \times R'_{moy}$
NETD N' sur l'image corrigée	$ N' - N'_{moy} < 100\% \times N'_{moy}$

Tableau 5 - Critères de détection des pixels défectueux de l'algorithme de détection v2, sur l'image corrigée au préalable par une correction deux points classique.

Récapitulatif

La Figure 86 regroupe les différentes étapes réalisées par les trois algorithmes présentés. Tous appliquent des critères d'abord au sein de l'image brute. L'algorithme de détection v1 est systématique et utilise plus des WF supplémentaires (25, 33, 66, 75%WF en plus du 50%WF) pour détecter les pixels défectueux. Il utilise par ailleurs un critère plus drastique que l'algorithme de détection v2 car il supprimera tout de même les pixels solitaires qui seraient considérés comme fonctionnels par l'algorithme de détection v2. Enfin, l'algorithme de détection v2 est le seul à appliquer des critères de sélection sur une image corrigée par une correction deux points classique. Par construction, les pixels détectés par l'algorithme v0 seront toujours inclus dans les algorithmes v1 puisque la liste 1 (créée par l'algorithme v0) est utilisée par l'algorithme v1.

La section suivante présente le nouvel algorithme de correction étudié dans ce manuscrit. Similairement, j'ai participé à son développement et la correction deux points appelée Lite est désormais un module dédié à la stabilité dans le temps, intégré à Dpouyator également.

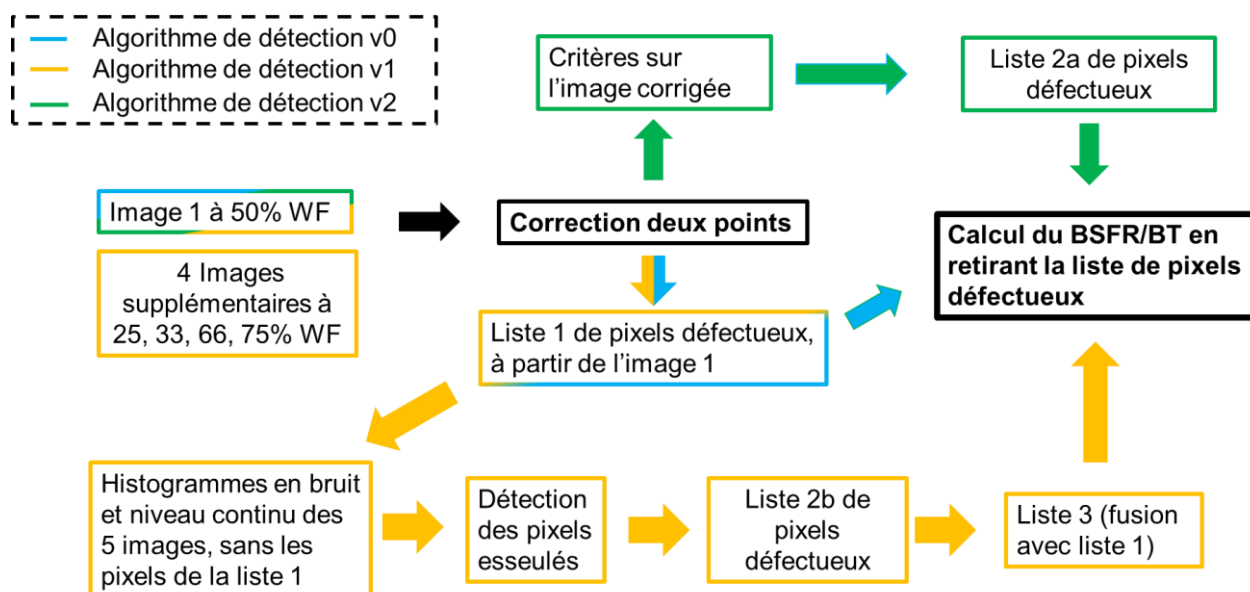


Figure 86 - Récapitulatif des étapes réalisées par les trois algorithmes de détection de pixels défectueux menant à l'algorithme de correction puis le BSFR/BT.

b) Présentation de l'algorithme de « correction deux points Lite »

Avec la liste de pixels défectueux obtenue par les algorithmes précédents, on peut désormais calculer les coefficients de gain et d'offset permettant de corriger l'image. Deux méthodes ont été étudiées et comparées. Une méthode de correction dite « correction classique » consiste à évaluer les valeurs moyennes des pixels opérationnels (c'est-à-dire qui ne sont pas dans la liste de pixels défectueux) à 33% et 66% WF*. Si on préfère parler en températures de corps noirs, 33% WF désigne alors la température (de référence) « froide » du corps noir et 66% WF la température « chaude ». La méthodologie de calcul des coefficients de gain et d'offset a été présentée dans la section I.2 (p. 107) de ce chapitre. Dans la correction classique, les coefficients de gain et d'offset obtenus avec les mesures du premier jour de campagne de mesure sont alors utilisés pour corriger toutes les autres images.

La seconde méthode, qu'on appellera « correction deux points Lite », se différencie de la première dans la façon dont les coefficients de gain et d'offset sont calculés. La toute première correction reste une correction deux points classique. Ensuite, lors du réétalonnage (ou rafraîchissement de la correction), on conserve une des deux images moyennes de référence utilisée lors de la première correction (réalisée à la température chaude ou froide). On rafraîchit alors la température froide (respectivement la température chaude) afin de recalculer les coefficients de gain et d'offset à appliquer à la matrice. La liste de pixel défectueux utilisée pour le calcul du rapport BSFR/BT sera explicitée dans la suite du manuscrit.

* Well Fill, ou pourcentage de remplissage de la capacité d'intégration.

Le rafraîchissement d'une correction deux points classique nécessite normalement deux corps noirs, ce qui n'est pas simple à implémenter dans un système opérationnel. C'est pourquoi nous proposons de réaliser un rafraîchissement partiel. Cela a pour avantage de réaliser une correction deux points sans pour autant nécessiter deux corps noirs. Nous appellerons par la suite « correction deux points Lite à Y% WF » la correction où la valeur moyenne conservée correspond à Y% WF. Comme expliqué dans la section I.3b) (p. 113), la comparaison entre l'image corrigée le premier jour et à un jour N demeure pertinente seulement si les WF de référence utilisés pour corriger la matrice sont identiques. Nous allons donc présenter et étudier les corrections deux points Lite à 33% WF et 66% WF (respectivement, rafraîchissement de la température froide et chaude). En effet, le premier étalonnage a été réalisé avec ces WF de référence.

En appelant les coefficients de gain et d'offset pour la correction 2 points Lite à 33%WF à un jour J $G_{i,j}^{corr_2pt_33WF}(J)$ et $O_{i,j}^{corr_2pt_33WF}(J)$, la référence froide à 33%WF V_{Sref_33WF} , $V_{Sref}(\Phi_2, J)$ la tension moyenne mesurée pour le flux Φ_2 pour un étalonnage réalisé un jour J, on a alors en reprenant les équations p. 109 :

$$\begin{cases} G_{i,j}^{corr_2pt_33WF}(J) = \frac{V_{Sref}(\Phi_2, J) - V_{Sref_33WF}}{V_{S_{i,j}}(\Phi_2, J) - V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J)} \\ O_{i,j}^{corr_2pt_33WF}(J) = V_{Sref_33WF} - \frac{V_{Sref}(\Phi_2, J) - V_{Sref_33WF}}{V_{S_{i,j}}(\Phi_2, J) - V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J)} \times V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J) \end{cases} \quad [Eq.64]$$

Respectivement, avec la référence chaude à 66%WF V_{Sref_66WF} , $V_{Sref}(\Phi_1, J)$ la tension moyenne mesurée pour le flux Φ_1 pour un étalonnage réalisé un jour J, on a aussi $G_{i,j}^{corr_2pt_66WF}(J)$ et $O_{i,j}^{corr_2pt_66WF}(J)$, les coefficients de gain et d'offset pour la correction 2 points Lite à 66%WF :

$$\begin{cases} G_{i,j}^{corr_2pt_66WF}(J) = \frac{V_{Sref_66WF} - V_{Sref}(\Phi_1, J)}{V_{S_{i,j}}(\Phi_2, J) - V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J)} \\ O_{i,j}^{corr_2pt_66WF}(J) = V_{Sref}(\Phi_1, J) - \frac{V_{Sref_66WF} - V_{Sref}(\Phi_1, J)}{V_{S_{i,j}}(\Phi_2, J) - V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J)} \times V_{S_{i,j}}(\Phi_1, J) \end{cases} \quad [Eq.65]$$

Il est à noter que cette approche de correction est différente d'une correction 2 points suivie d'une correction 1 point (non étudiée dans le cadre de ma thèse). Les deux méthodes n'utilisent certes qu'un seul corps noir pour rafraîchir la correction appliquée. Cependant, notre approche implique de réévaluer les coefficients de gain et d'offset de la correction appliquée tandis que la méthode susmentionnée réapplique une correction 1 points par-dessus la correction 2 points réalisée auparavant.

III Résultats de mesure de bruit spatial fixe résiduel obtenus

Nous allons comparer les rapports BSFR/BT en fonction des algorithmes présentés précédemment. L'obtention d'un rapport BSFR/BT nécessite un algorithme de détection des pixels défectueux et un algorithme de correction. C'est pour cela que les deux seront toujours précisés. Pour rappel, nous calculons le rapport BSFR/BT des mesures de la campagne 2018 sur l'IDDCA T2SL MWIR IRnova (320x256 de pas de 30 μ m).

III.1 Algorithme de détection v0 + correction 2 points classique

La Figure 87 présente la cartographie des 45 pixels défectueux détectés par l'algorithme de référence. On constate qu'il y a peu de clusters (pixels défectueux jointifs) et que les plus gros sont de dimension 2x1. De plus, la répartition des pixels défectueux dans la matrice est relativement homogène.

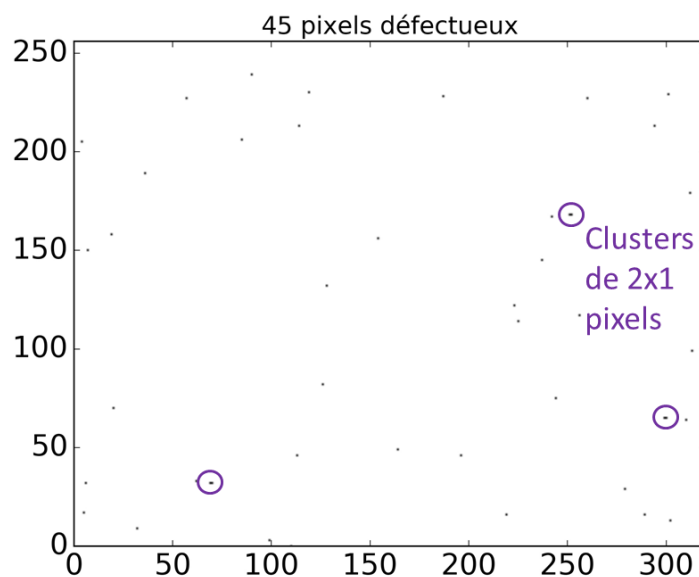


Figure 87 - Cartographie des pixels défectueux avec l'algorithme de détection classique, tous critères confondus.

Le Tableau 6 regroupe le nombre de pixels défectueux par critères. Le fait que le nombre total de pixels défectueux (45/81120) soit bien inférieur à la somme du nombre de pixels défectueux par critère indique qu'un pixel défectueux dans l'IDDCA est souvent pris en défaut selon plusieurs critères. Cela permet d'obtenir une opérabilité de 99,94%.

Grandeur	Critère sur la grandeur	Nombre de pixels en défaut par critère
Niveau continu S $ S - S_{moy} $	$< 30\% \times S_{moy}$	31
Bruit temporal rms σ_t $ \sigma_t - \sigma_{t_{moy}} $	$< 50\% \times \sigma_{t_{moy}}$	27
Réponse R $ R - R_{moy} $	$< 30\% \times R_{moy}$	34
NETD N $ N - N_{moy} $	$< 100\% \times N_{moy}$	38
Nombre total de pixels défectueux différents		45

Tableau 6 - Nombre de pixels défectueux détectés par l'algorithme de détection des pixels défectueux classique.

La Figure 88 présente l'évolution du rapport BSFR/BT dans le temps, semaine après semaine avec une correction deux points classique. On constate que la correction est insuffisante car le rapport BSFR/BT est dès le départ supérieur à 1 pour 50% WF.

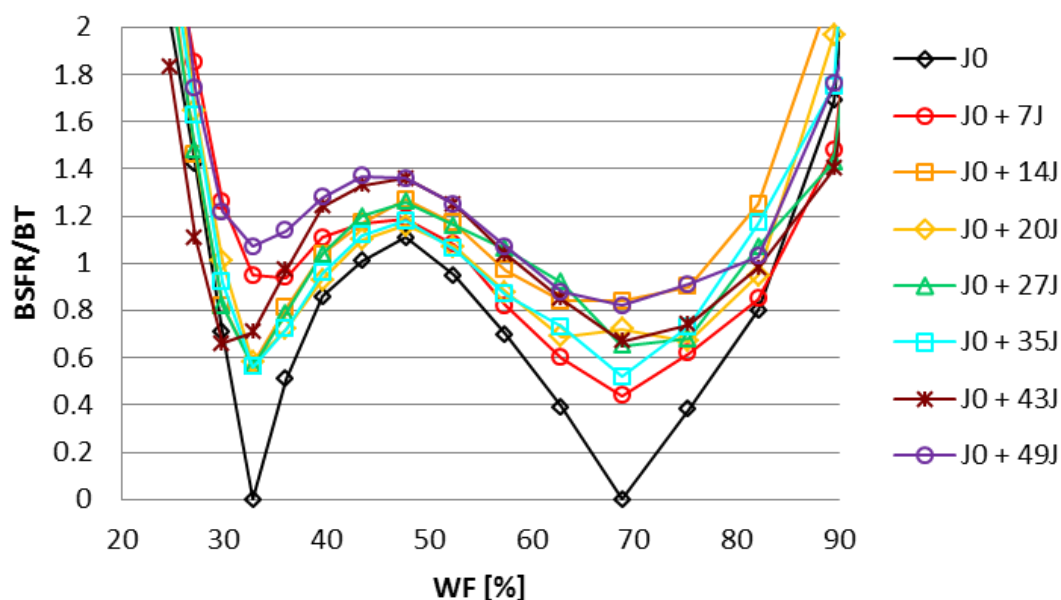


Figure 88 - Rapport BSFR/BT en fonction du WF, au cours du temps.

La Figure 89 présente l'évolution en fonction du numéro de cycle thermique pour WF=50% (représentant le sommet de la courbe en W décrite par le rapport BSFR/BT en fonction de WF). On distingue un plateau à partir du 10^{ème} cycle, qui correspond ici au 10^{ème} jour de mesure. En réalisant une moyenne et un écart type avec toutes les mesures du rapport BSFR/BT à 50%WF à partir du 10^{ème} cycle thermique, on trouve alors $BSFR/BT = 1.3 \pm 0.035$, où 0.035 correspond à un intervalle de confiance à 95%. Bien que la valeur à laquelle se stabilise le rapport BSFR/BT soit insuffisante selon notre critère, le fait qu'elle ne se dégrade pas significativement est appréciable. Un autre élément surprenant est la variabilité du rapport BSFR/BT estimé au sein d'un même cycle thermique. En effet elle peut varier de près de 0.2 ce qui est significatif par rapport au seuil que nous avons fixé à 1. Elle est en plus de l'ordre de la variation de rapport BSFR/BT entre le 1^{er} cycle thermique et le dernier (0.25).

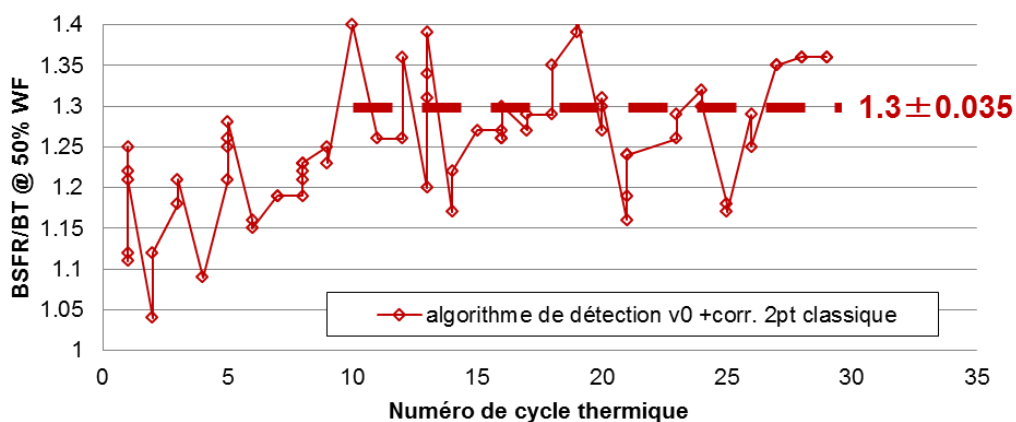


Figure 89 - Évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du numéro de cycle thermique. Le 29^{ème} cycle correspond à J0+49J. On distingue un plateau au bout du 10^{ème} cycle thermique (équivalent à J0+10J) avec un rapport BSFR/BT de 1.3 ± 0.035 (obtenu tenant compte des mesures à partir du 10^{ème} cycle thermique).

Nous avons également comparé l'évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du nombre de mesures, du jour de mesure ainsi que du nombre d'heures de fonctionnement, présenté Figure 90. L'objectif était de savoir si un de ces 4 paramètres influençait l'évolution du rapport BSFR/BT. Cependant nous n'avons trouvé aucun lien privilégié d'un des 4 paramètres mentionnés avec l'évolution du rapport BSFR/BT. Nous afficherons donc par la suite l'évolution du rapport BSFR/BT qu'en fonction du numéro de cycle de mesure.

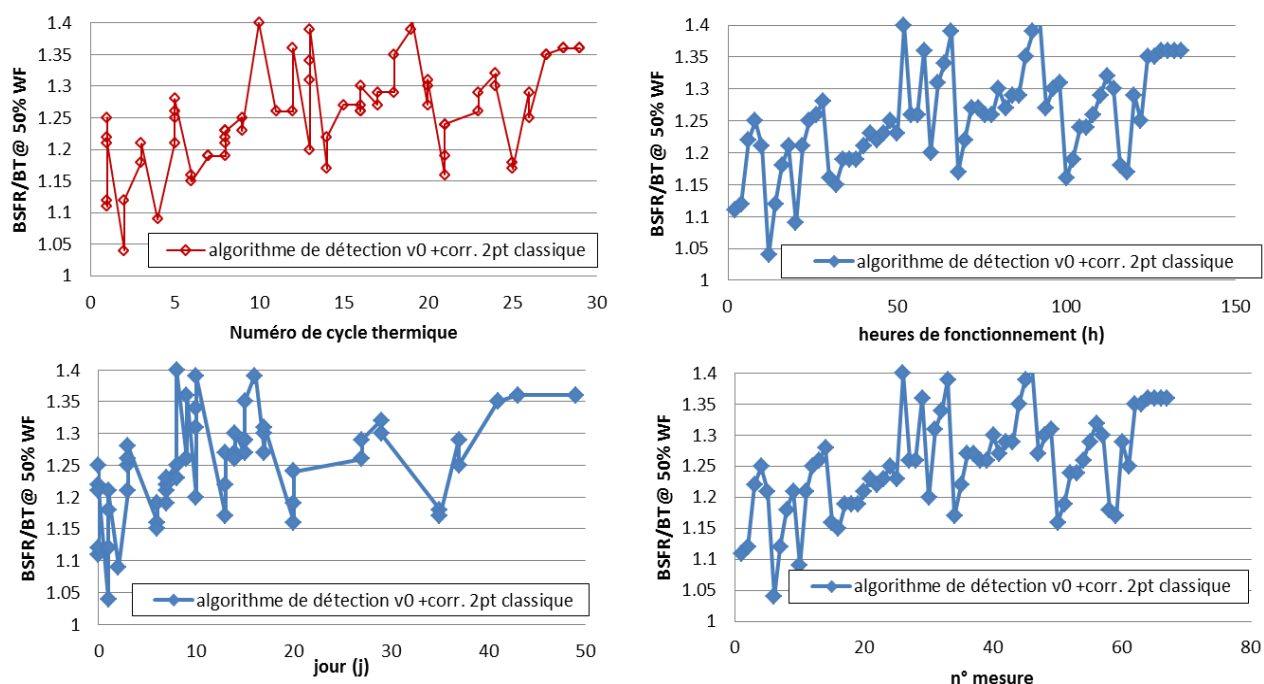


Figure 90 - Impact du numéro de cycle thermique, du nombre d'heures de fonctionnement, du numéro de mesure et du nombre de jours sur le rapport BSFR/BT à 50% WF. En rouge la courbe déjà présentée dans la Figure 89. Nos mesures ne permettent pas de mettre en évidence une influence particulière d'un des quatre paramètres.

Nous avons remarqué qu'il y a de très nombreux pixels dont la valeur en tension n'apparaît qu'une seule fois. La Figure 91 présente les histogrammes des niveaux continus bruts à 50% WF. Nous avons supposé que ces pixels étaient responsables de la dégradation du rapport BSFR/BT. C'est pour cela que nous avons décidé de développer un algorithme qui élimine spécifiquement ces pixels esseulés.

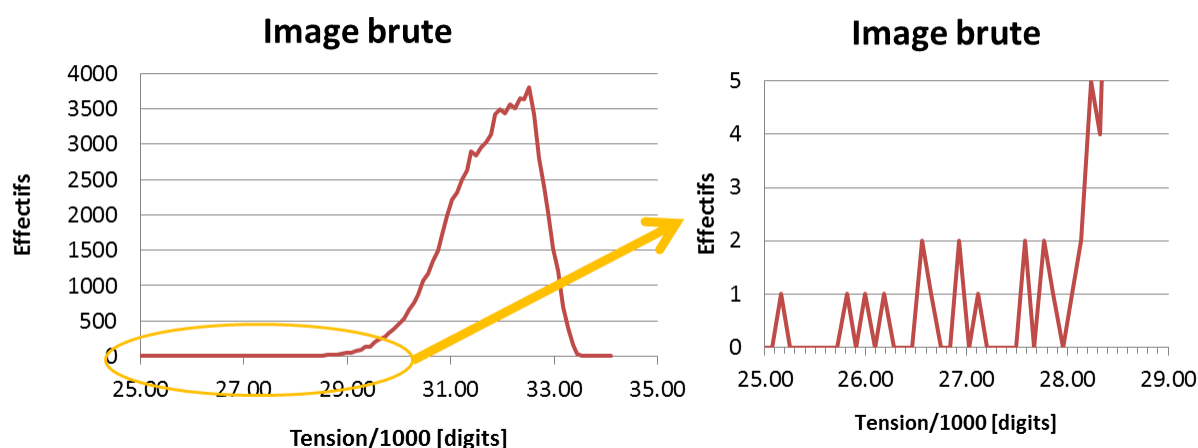


Figure 91 - Histogramme des niveaux continus dans l'image brute à 50% WF. Quelques pixels dans l'image brute présentent des valeurs uniques, qu'ils sont les seuls à avoir.

III.2 Algorithme de détection v1 + correction 2 points classique

La Figure 92 localise les 237 pixels défectueux détectés par l'algorithme de détection v1, à comparer aux 45 pixels défectueux initialement trouvés par la détection classique. Cela laisse une opérabilité de 99,71%. Ici aussi, la densité des pixels défectueux est uniforme. Il n'y a pas de zone particulièrement riche en pixels défectueux.

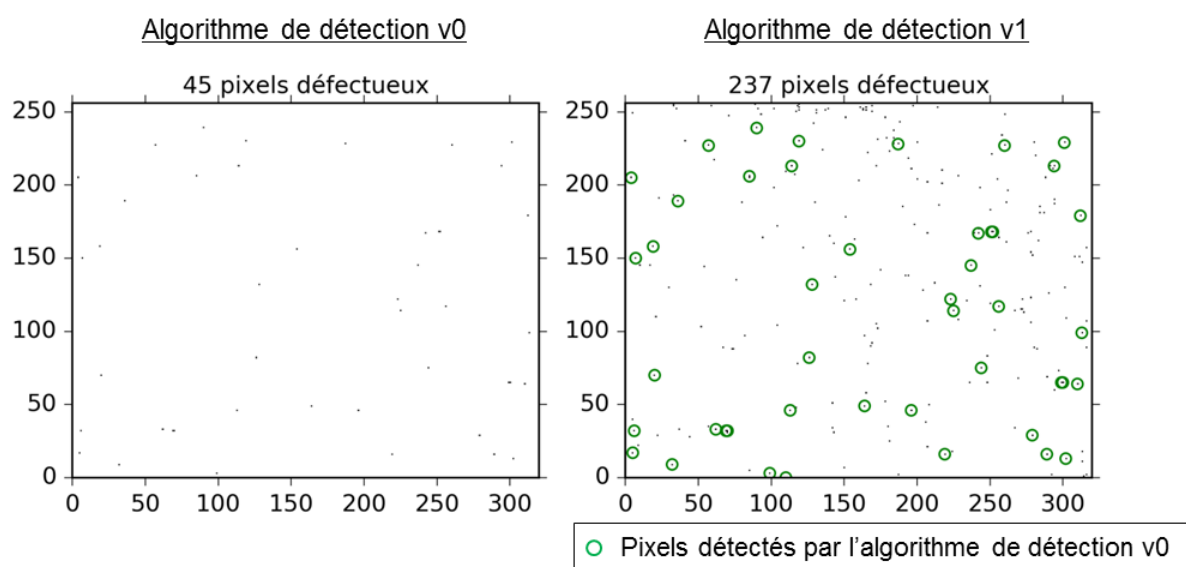


Figure 92 - À gauche, la cartographie des pixels défectueux détectés par l'algorithme de référence v0. À droite, la cartographie des pixels défectueux détectés par l'algorithme v1.

La Figure 93 présente le rapport BSFR/BT selon la même échelle de temps que la Figure 88. On constate cette fois que non seulement le maximum du rapport BSFR/BT passe de 1 à 0.5 à J0 mais qu'en plus ce rapport demeure inférieur à 1 même après 49 jours, et ce à partir du même jeu de données. Cela met en évidence l'efficacité de l'algorithme de détection des pixels défectueux v1. La Figure 89 présente l'évolution en fonction du numéro de cycle thermique pour WF=50%. Là aussi, on distingue un plateau à partir du 10^{ème} cycle, on trouve ici BSFR/BT=0.8±0.046.

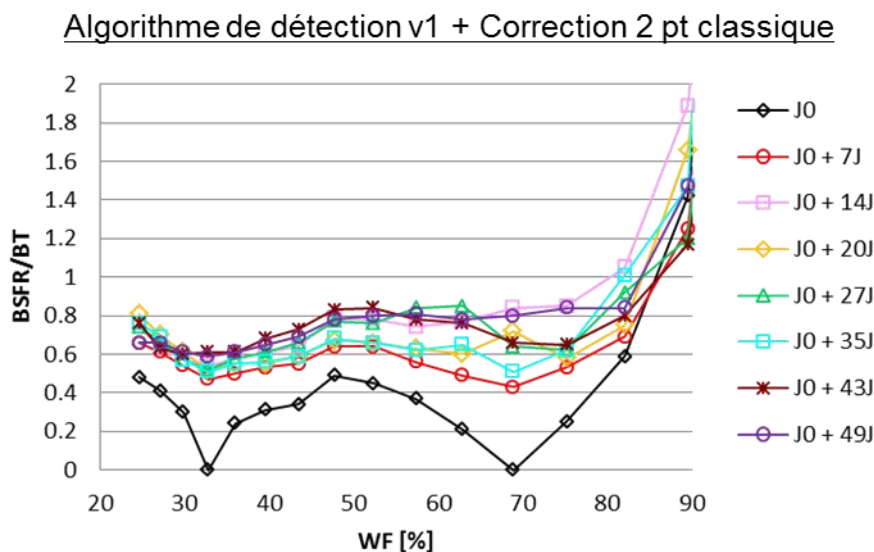


Figure 93 - Rapport BSFR/BT en excluant la liste de pixels détectés par l'algorithme de détection v1. Une nette amélioration par rapport au cas précédent est visible et cette fois, le critère de stabilité est validé, y compris à 50% WF.

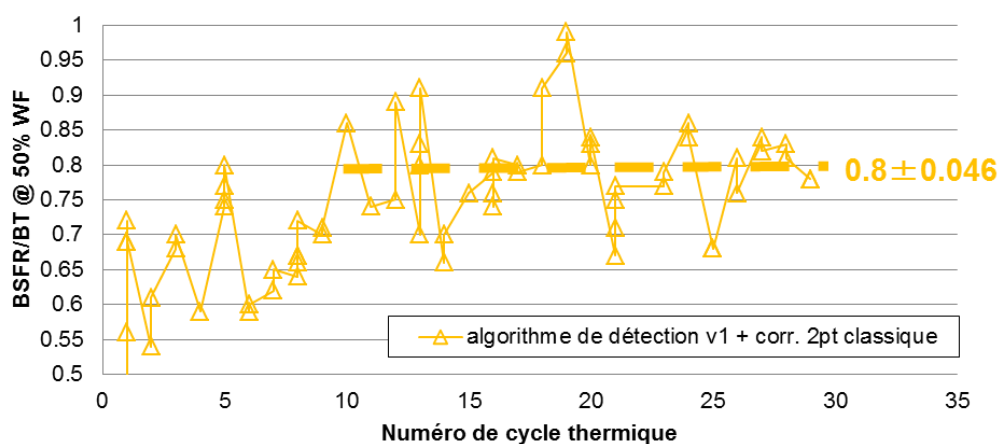


Figure 94 - Évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du cycle thermique. Le 29^{ème} cycle correspond à J0+49J. On distingue de nouveau un plateau au bout du 10^{ème} cycle thermique avec un rapport BSFR/BT de 0.8 ± 0.046 .

Pour arriver à cette amélioration du rapport BSFR/BT, il a fallu écarter 237 pixels, ce qui est 5 fois plus que l'algorithme de détection v0. L'opérabilité s'en trouve dégradée alors que c'est une fonction de mérite très demandée par les utilisateurs de détecteurs matriciels.

Il convient de nuancer le propos : 237 pixels écartés (sur 81120) correspondent tout de même à une opérabilité de 99.7%. À titre de comparaison, SCD affiche une opérabilité de

99.5% sur ses détecteurs InGaAs SWIR [122], Sofradir présente une opérabilité à 99.7% sur ses détecteurs MARS LW [123] et FLIR une opérabilité de 99.8% sur ses matrices InSb A6700sc [124]. Le chiffre d'opérabilité que nous annonçons n'est pas choquant, même si comparer les opérabilités d'autres détecteurs n'a pas beaucoup de sens sans les critères d'exclusion utilisés. Le nombre de pixels écartés par notre algorithme reste donc acceptable en l'état.

III.3 Algorithme de détection v2 + correction 2 points classique

La Figure 95 présente la cartographie de pixels défectueux identifiés par l'algorithme de détection v2.

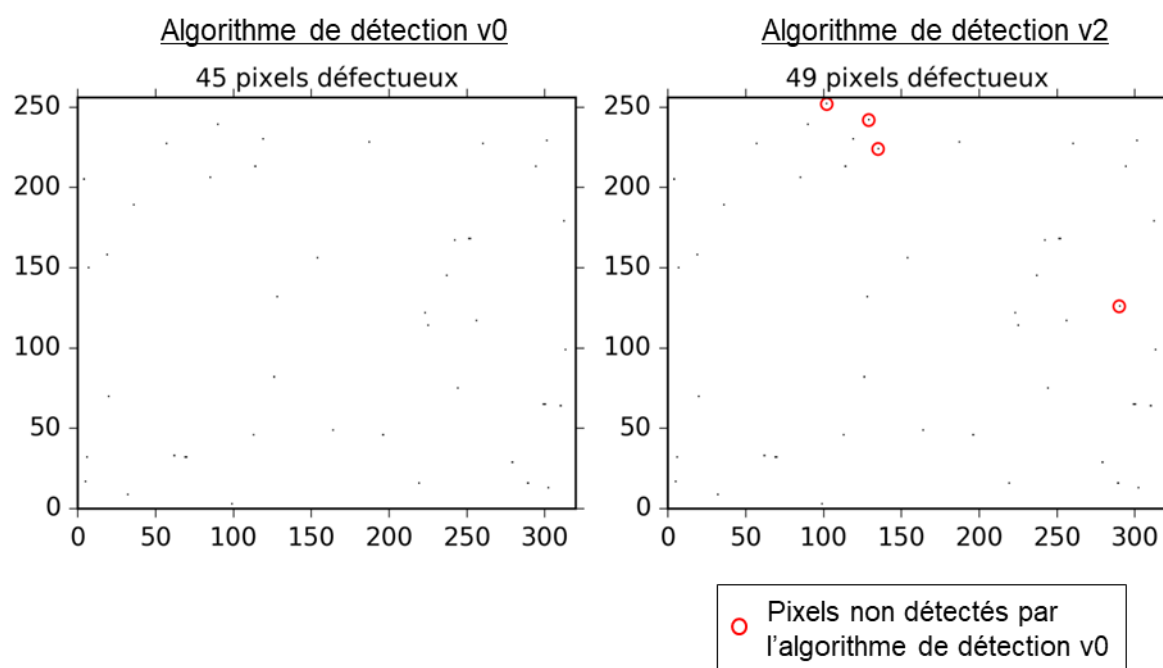


Figure 95 - À gauche, la cartographie des pixels défectueux détectés par l'algorithme de référence v0. À droite, la cartographie des pixels défectueux avec l'algorithme de détection v2.

Le Tableau 7 regroupe les pixels défectueux détectés avec l'algorithme tenant compte de l'image obtenue par la 1ère phase de correction.

[122] Détecteur Cardinal SWIR 640x512 :

<http://www.scd.co.il/SCD/Templates/showpage.asp?DBID=1&LNGID=1&TMID=108&FID=1393&IID=1682>

[123] Détecteur MARS MW 320x256 : <http://www.sofradir.com/wp-content/uploads/2013/09/sofradir-fiche-mars-lw.pdf>

[124] Détecteurs A6700sc 640x512 : <http://www.flir.fr/cs/display/?id=63707>

Grandeur	Critère sur la grandeur	Nombre de pixels en défaut par critère
Niveau continu S' sur l'image corrigée.	$ S' - S'_{moy} < 10 \times \sigma_{S'_{moy}}$	42
Bruit rms σ sur l'image brute.	$ \sigma_t - \sigma_{t_{moy}} < 50\% \times \sigma_{t_{moy}}$	27
Réponse R' sur l'image corrigée.	$ R' - R'_{moy} < 30\% \times R'_{moy}$	34
NETD N' sur l'image corrigée.	$ N' - N'_{moy} < 100\% \times N'_{moy}$	38
Nombre total de pixels défectueux différents		49

Tableau 7 –Nombre de pixels défectueux détectés par le nouvel algorithme.

La Figure 96 présente le rapport BSFR/BT issu d'une correction deux points classique, avec la liste de pixels défectueux de l'algorithme de détection v2. On constate qu'il est identique à la Figure 93. Nous avons donc une opérabilité de 99.94% tout en conservant les performances de l'algorithme de détection de pixels uniques vis-à-vis du rapport BSFR/BT.

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt classique

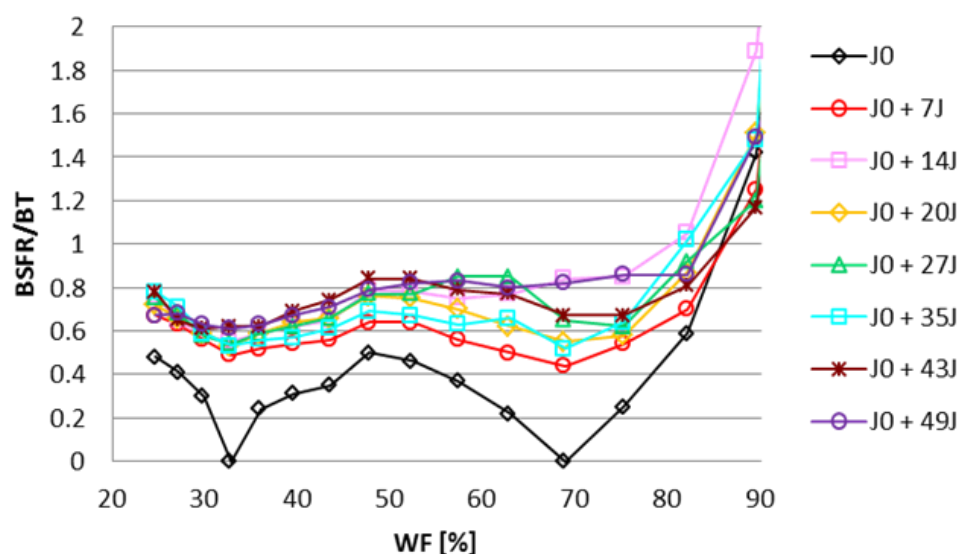


Figure 96 - Rapport BSFR/BT en fonction de WF au cours du temps en excluant la liste de pixels détectés par l'algorithme de détection v2.

Identiquement, nous avons tracé l'évolution du rapport BSFR/BT à WF=50% Figure 97. Nous avons donc sans surprise le même plateau, avec la même valeur seuil en prenant toutes les valeurs de BSFR/BT à 50%WF passé le 10^{ème} cycle thermique.

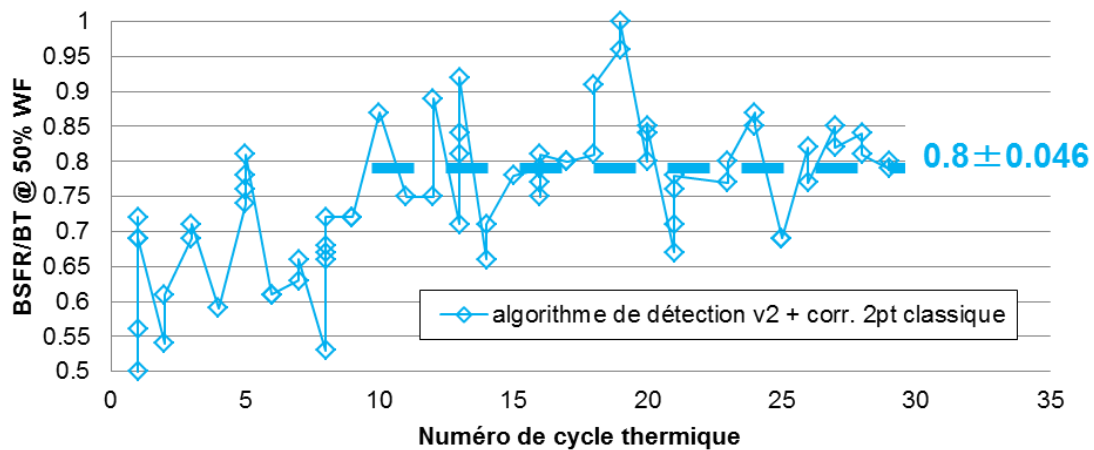


Figure 97 - Évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du cycle thermique. Le 29^{ème} cycle correspond à J0+49J. On distingue toujours plateau au bout du 10^{ème} cycle thermique et le rapport BSFR/BT est estimé à 0.8 ± 0.046 .

Finalement, nous sommes parvenus à améliorer le rapport BSFR/BT (de 1.3 à 0.8 soit une réduction de 40%) tout en n'ajoutant que 4 pixels à la liste de pixels défectueux. Cela souligne l'impact que peuvent avoir quelques pixels sur le rapport BSFR/BT et donc l'importance d'être transparent quant à la façon dont ils ont été retenus.

III.4 Algorithme de détection v2 + correction deux points Lite à 33% WF

La Figure 98 présente le rapport BSFR/BT au cours du temps par la correction deux points Lite à 33% WF, en utilisant la liste de pixels défectueux obtenus par l'algorithme de détection v2. La Figure 99 présente le rapport BSFR/BT à 50%WF, comme pour les autres figures. Il n'est pas surprenant de remarquer que la seconde moitié de la Figure 98 ressemble beaucoup à la Figure 96. En effet, on ne modifie que la valeur du pixel moyen à 33% WF, tandis que celle à 66% WF date de la 1^{ère} mesure. Il faut faire attention aux interprétations qu'on peut donner à la Figure 99. On ne peut plus tout à fait parler de validité de la correction après 49 jours comme précédemment. En effet, la correction est partiellement rafraîchie à chaque mesure (la valeur du pixel moyen à 33%WF ne date pas d'il y a 49 jours). On dira plutôt que l'image reste bien corrigée ($BSFR/BT < 1$) après un étalonnage labo datant d'il y a 49 jours.

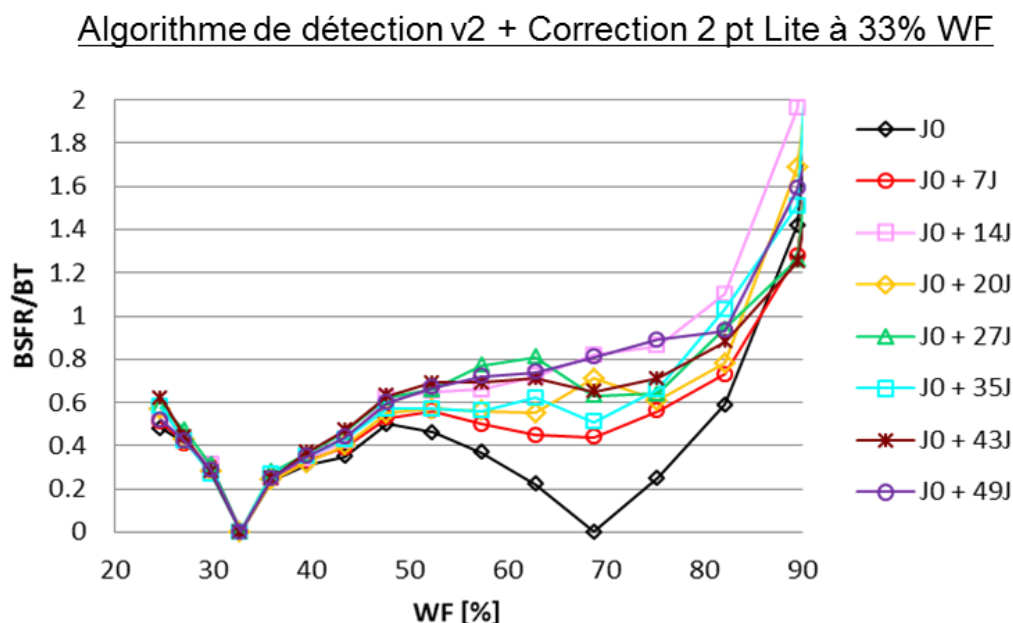


Figure 98 - Rapport BSFR/BT au cours du temps avec la correction deux points Lite à 33% WF, en excluant la liste de pixels détectés par l'algorithme de détection v2.

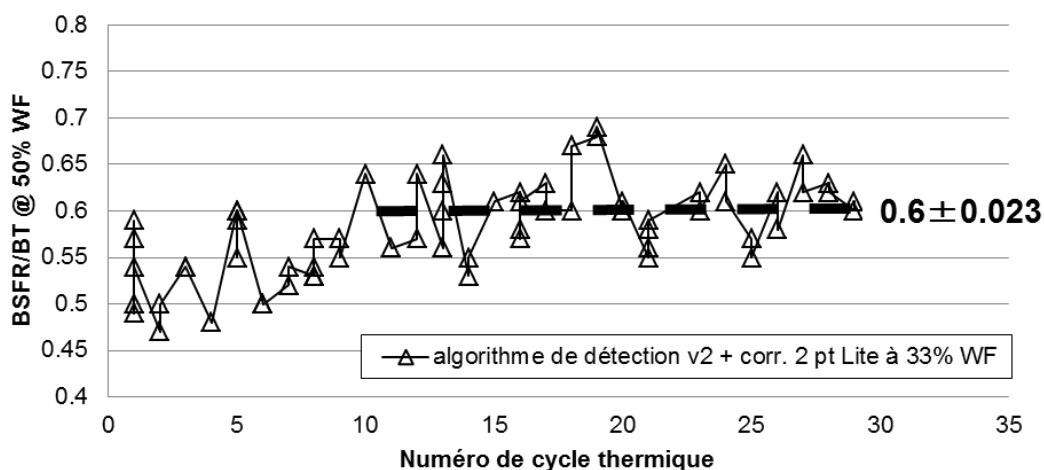


Figure 99 - Évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du cycle thermique. Le 29^{ème} cycle correspond à J0+49J. On distingue toujours un plateau au bout du 10^{ème} cycle thermique mais nettement moins bien que précédemment. De la même manière, le rapport BSFR/BT est estimé à 0.6 ± 0.023 .

III.5 Algorithme de détection v2 + correction deux points Lite à 66% WF

La Figure 100 présente le rapport BSFR/BT au cours du temps par la correction deux points Lite cette fois à 66%WF, en utilisant la liste de pixels défectueux obtenus par l'algorithme de détection v2.

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt Lite à 33% WF

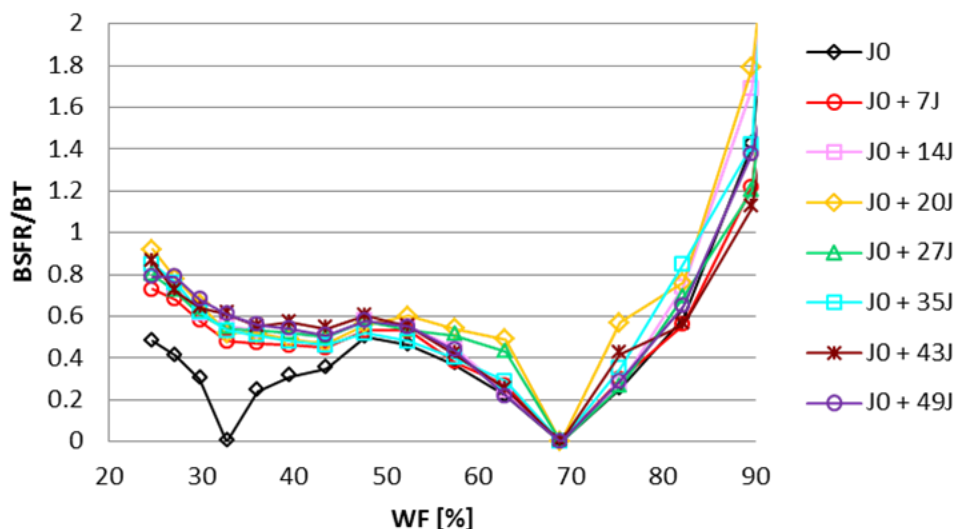


Figure 100 - Rapport BSFR/BT au cours du temps avec la correction deux points Lite à 66%WF, en excluant la liste de pixels détectés par l'algorithme de détection v2.

Similairement la Figure 101 représente le rapport BSFR/BT à 50%WF. Il est sensiblement identique à la Figure 99. On reconnaît dans la Figure 100 la première moitié de la Figure 96. Au final, nous pouvons voir la correction deux points Lite comme une façon de conserver la meilleure moitié de la correction deux points classique. La Figure 96 montre aussi que le rapport BSFR/BT est meilleur aux alentours de 33%WF que 66%WF.

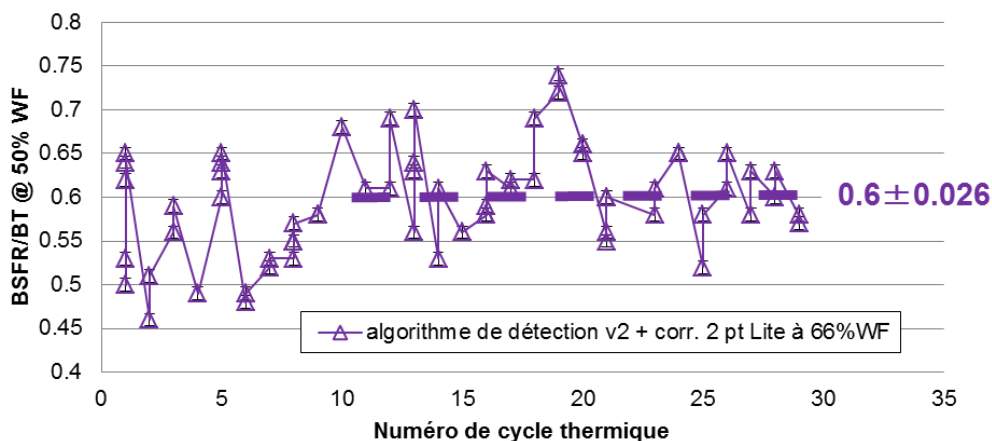


Figure 101 - Evolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du cycle thermique avec la correction 2 points Lite à 66% WF. Le 29^{ème} cycle correspond à J0+49J. On distingue toujours un plateau au bout du 10^{ème} cycle thermique mais nettement moins bien que précédemment. De la même manière, le rapport BSFR/BT est estimé à 0.6 ± 0.026 .

Nous pouvons conclure que la correction 2 points Lite est un moyen opérationnel de maintenir le rapport BSFR/BT à un niveau plus bas plus longtemps. Elle utilise un moyen facilement disponible dans un système opérationnel (1 seul corps noir nécessaire).

III.6 Synthèse

La Figure 102 résume l'évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du nombre de cycles thermiques avec les différents algorithmes développés.

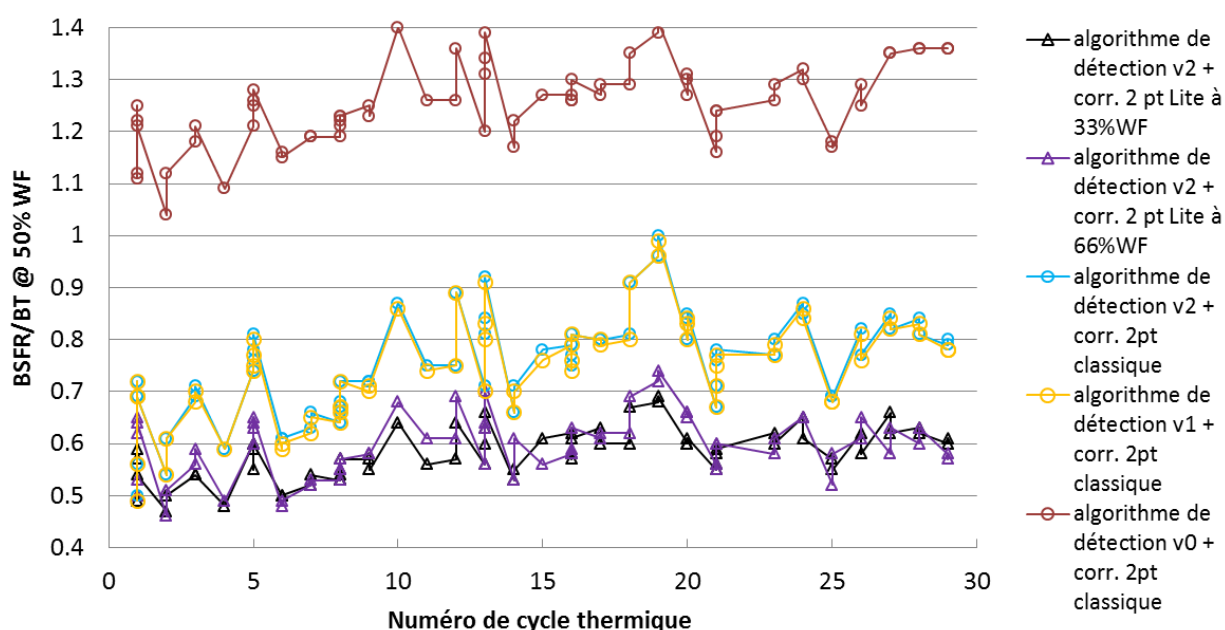


Figure 102 - Evolution du rapport BSFR/BT à 50% WF selon les différents traitements appliqués (combinaison algorithme de détection de pixels défectueux + méthode de correction).

Les performances de l'IDDCA T2SL sont excellentes en termes de stabilité dans le temps. En effet, le rapport BSFR/BT est proche de 1 et augmente peu en 49 jours. De plus, les efforts menés sur la détection des pixels défectueux à écarter permettent de réduire ce rapport en dessous de 1 durant toute la campagne de mesure. Cette durée de stabilité est exceptionnelle. Cela permet d'envisager de réétalonner un détecteur T2SL uniquement lors des périodes d'entretien et de maintenance du système entier. De plus, le système opérationnel n'aurait alors plus besoin d'embarquer un système de calibration, ce qui simplifierait le système opérationnel. La nouvelle approche de correction deux points Lite permet encore d'améliorer le rapport comme montré dans la Figure 102.

Ces mesures ont donc permis la mise en place d'une nouvelle approche du dépouillement des mesures au niveau de la détection et de la définition des pixels défectueux au sein de l'ONERA. De plus, cela a permis de développer une nouvelle approche de correction (deux points Lite). Nécessitant un seul corps noir embarqué, elle s'adresse essentiellement aux systèmes opérationnels, qui peuvent alors se contenter d'une calibration

labo, qui sera alors rafraîchie en vol. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans un journal à comité de lecture [125].

Nous n'avons jusque-là pas abordé la question des pixels clignotants. Pourtant, on sait pertinemment qu'ils dégradent la qualité image. La question qui se pose légitimement est alors : les pixels clignotants affectent-ils le rapport BSFR/BT ? Sont-ils détectés par nos algorithmes ?

IV Étude des pixels RTS

IV.1 Problématique

Identifié dès 1954 par Machlup [126], un pixel soumis à un flux constant est dit clignotant quand son signal oscille en créneaux entre au moins 2 niveaux distincts dans le temps et de façon imprévisible. Cet effet de clignotement est aussi appelé Random Telegraph Signal (RTS). Ces pixels cristallisent de nombreux soucis. D'abord, leur comportement erratique leur permet potentiellement d'échapper aux critères de sélection comme schématisé dans la Figure 103. Le classement du pixel clignotant sera faussé s'il ne clignote pas au moment où se fait le calcul du rapport BSFR/BT, se faisant passer pour fonctionnel alors qu'il est défectueux le plus clair de son temps (ou inversement).

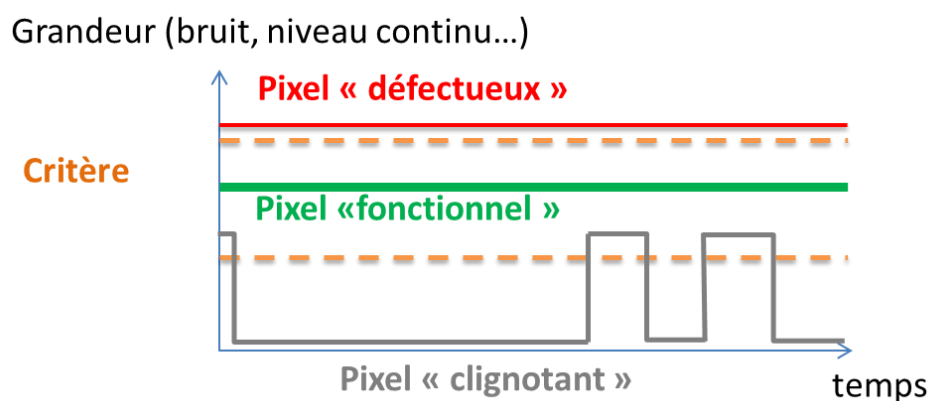


Figure 103 - Le problème lié aux pixels clignotants. Le fait que la classification du pixel clignotant vis-à-vis d'un critère puisse dépendre de l'instant où il est observé est très gênant.

Enfin, le pixel clignotant est potentiellement gênant dans une image. Gêne visuelle pour un observateur humain, ou leurre pour un algorithme de détection automatique, il impose

[125] Ribet-Mohamed, I., Nghiem, J., Caes, M., Guenin, M., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P., (2018) Temporal stability and correctability of a MWIR T2SL focal plane array. *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis).

[126] Machlup, S. (1954). Noise in semiconductors: spectrum of a two-parameter random signal. *Journal of Applied Physics*, 25(3), 341-343.

de réaliser des efforts supplémentaires dans la mise en œuvre du traitement de l'image brute (établissement de seuils temporels ou spatiaux, ou analyse des pixels voisins par exemple). Il dégrade donc la qualité image et est donc particulièrement étudié pour répondre aux besoins des systèmes opérationnels [127].

La méconnaissance des RTS et des moyens pour y remédier constitue un enjeu technologique majeur pour les manufacturiers et les systémiers de la détection optique, toutes filières confondues. C'est pourquoi l'origine physique de ce phénomène est recherchée [128]. L'hypothèse la plus répandue est le piégeage de charges électriques sur des défauts dans le détecteur, ces pièges restituant ou piégeant aléatoirement les charges. Ce phénomène dépend de la température du matériau utilisé [129] mais peut également être attribué au circuit de lecture. Des outils ont été récemment développés afin de caractériser ces défauts [130] [131]. L'objectif de cette étude au cours de ma thèse est de détecter ces RTS. Pour cela, j'ai contribué au développement d'un algorithme de détection des pixels RTS qui sera intégré à Dpouyator. D'autre part, j'ai réalisé des mesures de pixels RTS, qui alimentent la réflexion d'une autre thèse en cours (M. Guénin, 2017-2020), dont la problématique porte sur l'étude des origines des pixels RTS au niveau matériel.

IV.2 Détection des pixels RTS

La méthode la plus utilisée est le fit gaussien [132] qui consiste ajuster la distribution des valeurs prises dans le temps par le signal du pixel avec une gaussienne multiple. Un pixel est dit clignotant à n -niveaux si sa réponse dans le temps à un flux constant définit n plateaux. Pour un pixel clignotant à n niveaux dans le temps, n gaussiennes seraient visibles sur l'histogramme des valeurs dans le temps du signal du pixel comme dans la Figure 104. On distingue ici un niveau haut de tension U_{up} , un niveau bas de tension U_{down} ainsi qu'un bruit temporel σ_t sur les plateaux.

[127] Rubaldo, L., Guinedor, P., Brunner, A., Destefanis, V., Fougères, P., Kapferer, A., ... & Compain, V. (2018, January). Sofradir vertical industrial model for high-image-quality MCT detectors. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XV* (Vol. 10540, p. 1054001). International Society for Optics and Photonics.

[128] Puglisi, F. M., Padovani, A., Larcher, L., & Pavan, P. (2017, July). Random telegraph noise: Measurement, data analysis, and interpretation. In *Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA), 2017 IEEE 24th International Symposium on the* (pp. 1-9). IEEE.

[129] Brunner, A., Rubaldo, L., Destefanis, V., Chabuel, F., Kerlain, A., Bauza, D., & Baier, N. (2014). Improvement of RTS noise in HgCdTe MWIR detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3060-3064.

[130] Rubaldo, L., Brunner, A., Berthoz, J., Péré-Laperne, N., Kerlain, A., Abraham, P., ... & Gravrand, O. (2014). Defects Study in HgxCd1-xTe Infrared Photodetectors by Deep Level Transient Spectroscopy. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3065-3069.

[131] Oh, D. J., Kwon, S. K., Song, H. S., Kim, S. Y., Lee, G. W., & Lee, H. D. (2017). Methodology for Extracting Trap Depth using Statistical RTS Noise Data of Capture and Emission Time Constant. *JOURNAL OF SEMICONDUCTOR TECHNOLOGY AND SCIENCE*, 17(2), 252-259.

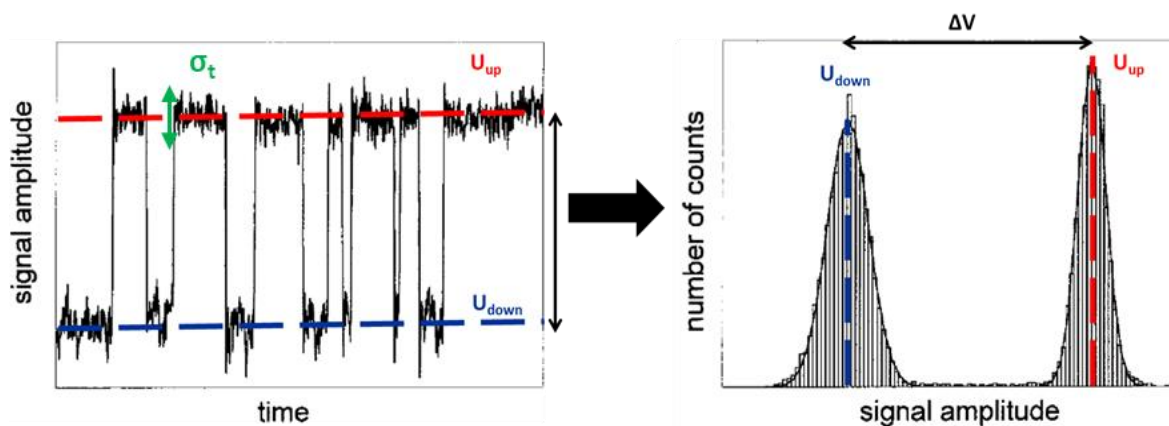


Figure 104 – Évolution temporelle d'un pixel clignotant (gauche) et l'histogramme correspondant (droite) [132]. Dans ce cas idéal, on identifie nettement une double gaussienne.

IV.3 Mode opératoire de détection des pixels RTS

Pour étudier les pixels RTS, nous avons utilisé le même banc de mesure que pour l'évaluation du rapport BSFR/BT. Nous avons fixé une température de corps noir de 30°C et utilisé un temps d'intégration de 4ms. N'ayant *a priori* aucune information sur les pixels RTS, nous avons acquis 18 cubes de 1024 images entières consécutives à la fréquence trame (donc de format 320x256 soit 81920 pixels à 60Hz) avec l'IDDCA MWIR IRnova. Avec un temps trame de 16ms cela correspond à 295 secondes d'acquisition soit 5 min de mesure en mettant les séquences bout à bout. À chaque séquence de 1024 images, nous avons relevé les pixels en excès de bruit (50% du bruit moyen), c'est la liste α des candidats RTS. Nous avons appliqué l'algorithme de détection de pixels RTS sur ces candidats RTS. Les pixels détectés comme RTS par l'algorithme sont alors regroupés dans une liste β . Nous avons ensuite vérifié un par un le comportement dans le temps des pixels de la liste β lors des différentes mesures et confirmé s'ils étaient vrais RTS ou non en s'appuyant sur 18 séquences. Si le comportement du pixel détecté présente une anomalie visible par rapport au bon pixel sur au moins une des 18 séquences acquises, nous classons alors le pixel comme RTS. La « liste de pixels RTS » s'entend dans ce manuscrit comme la liste des pixels qui ont été détectés par l'algorithme comme RTS au moins une fois lors des séquences de mesure. Elle est différente de la liste des « vrais RTS », ceux qu'on a identifiés nous-mêmes comme RTS. Les pixels sont numérotés dans l'ordre indiqué dans la Figure 105. Cette campagne de mesure a été réalisée en 2017.

[132] Yuzhelevski, Y., Yuzhelevski, M., & Jung, G. (2000). Random telegraph noise analysis in time domain. Review of Scientific Instruments, 71(4), 1681-1688.

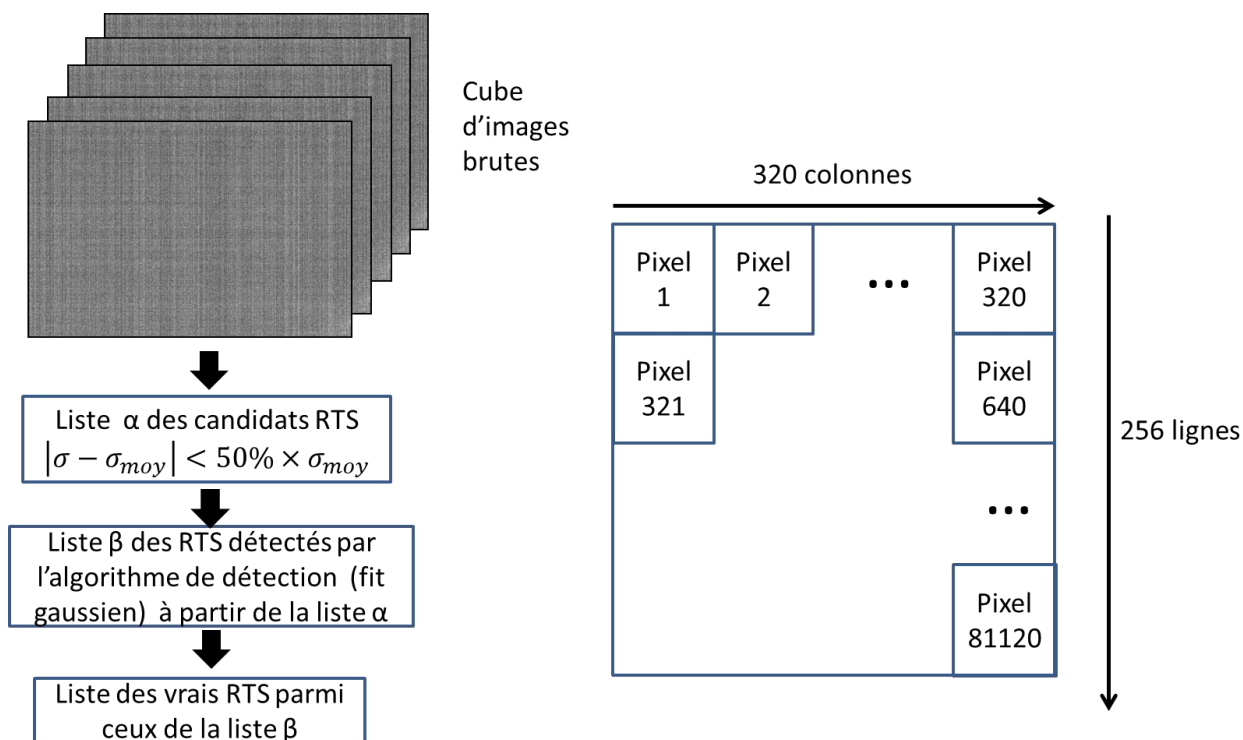


Figure 105 - Ordre de numérotation des pixels. Il se fait de gauche à droite, ligne par ligne.

A titre d'illustration, la

Figure 106 présente le comportement du pixel n°37780. On peut voir en haut le signal de sortie brut. La figure se double systématiquement d'une seconde partie. On y compare le signal de sortie (moins la médiane) du pixel potentiellement clignotant à celui d'un pixel voisin immédiat, qui n'a pas été classé comme clignotant. Celui-ci sert alors de pixel de référence, et permet de dissocier le comportement individuel du pixel de variations qui affectent l'ensemble de la matrice (comme un problème de stabilisation de température de corps noir par exemple). Le pixel a manifestement clignoté dans les dernières séquences et est par conséquent classé comme RTS, le clignotement étant un type de RTS.

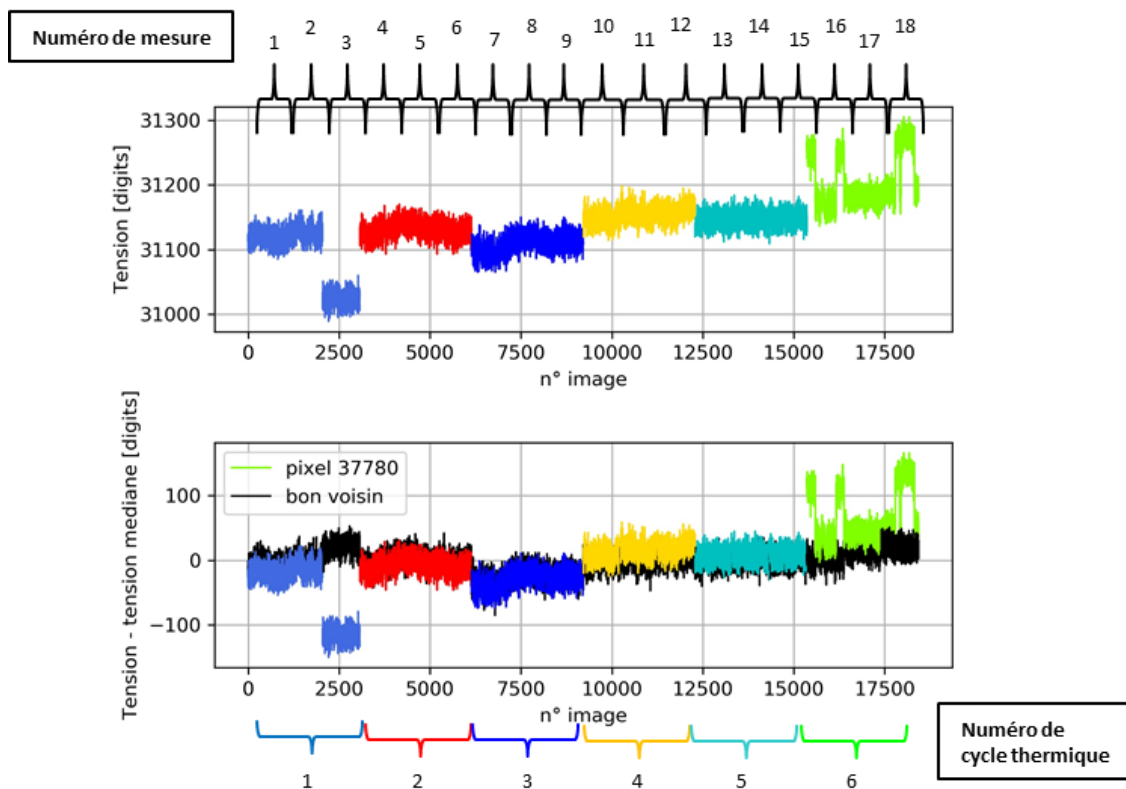


Figure 106 - Tension délivrée par un pixel détecté par l'algorithme comme clignotant. Les images ont été enregistrées par séquences de 1024 images. Le changement de couleur représente un changement de cycle thermique. Plusieurs mesures ont donc été effectuées au cours d'un même cycle thermique.

IV.4 Décompte des pixels RTS

Au cours des 18 séquences de mesures, notre algorithme a classé 11 pixels différents comme RTS. De ces 11, nous avons retenu 8 d'entre eux comme vrais RTS. Nous avons classé les pixels identifiés comme vrais RTS par l'algorithme dans 2 catégories. Un pixel de la première catégorie est présenté Figure 107, et regroupe les pixels facilement identifiables comme clignotants à deux niveaux. Mis à part le saut entre deux niveaux, ils ont un bruit temporel similaire à celui d'un bon pixel sur les plateaux. La seconde catégorie inclut elle les pixels qui ont présenté au moins une fois des pics comme dans la Figure 108. Ils sont classés comme RTS également car on peut éventuellement supposer qu'ils clignotent à une fréquence plus élevée que l'inverse du temps trame (60Hz). D'autres pixels présentent plutôt de l'excès de bruit comme présenté dans la Figure 109, avec une signature semblable à un pixel RTS (double gaussienne détectée par l'algorithme. Nous ne les considérons pas comme RTS.

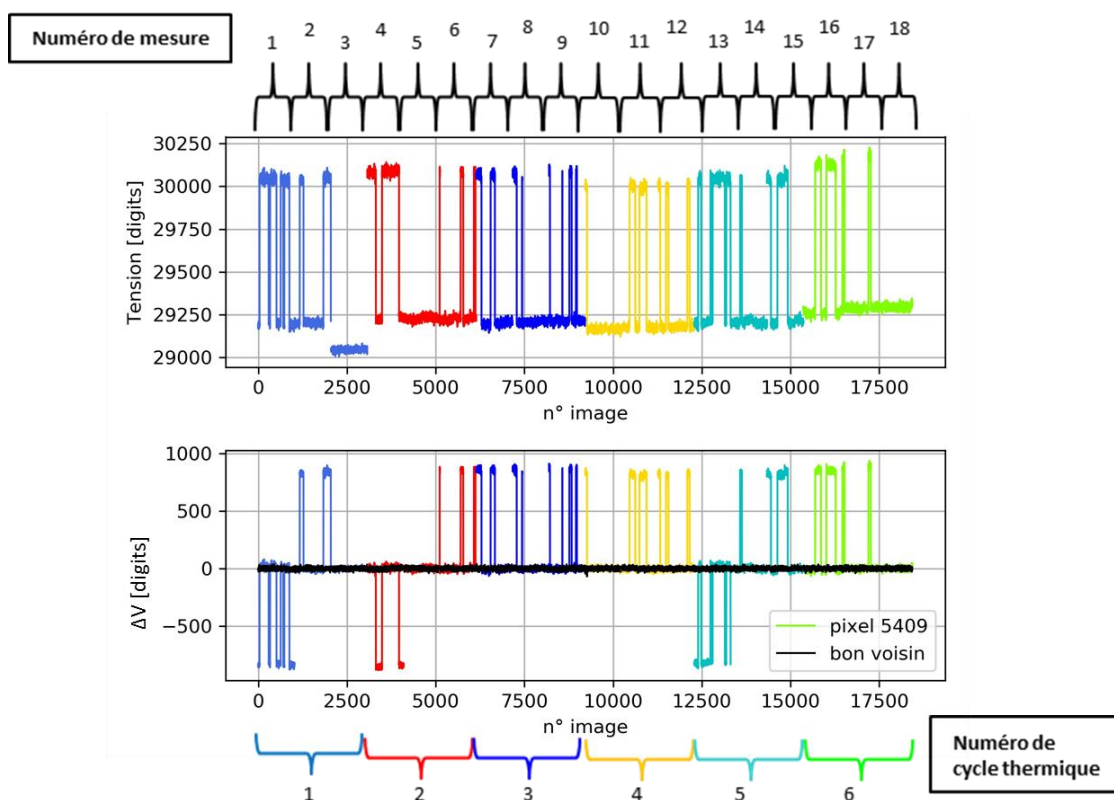


Figure 107 - Tension délivrée par le pixel 5409/81120 au cours des trames successivement acquises. Celui-ci est vraiment identifiable comme clignotant sur deux niveaux sur toutes les séquences. Le pixel RTS a le même bruit temporel qu'un bon pixel sur les plateaux.

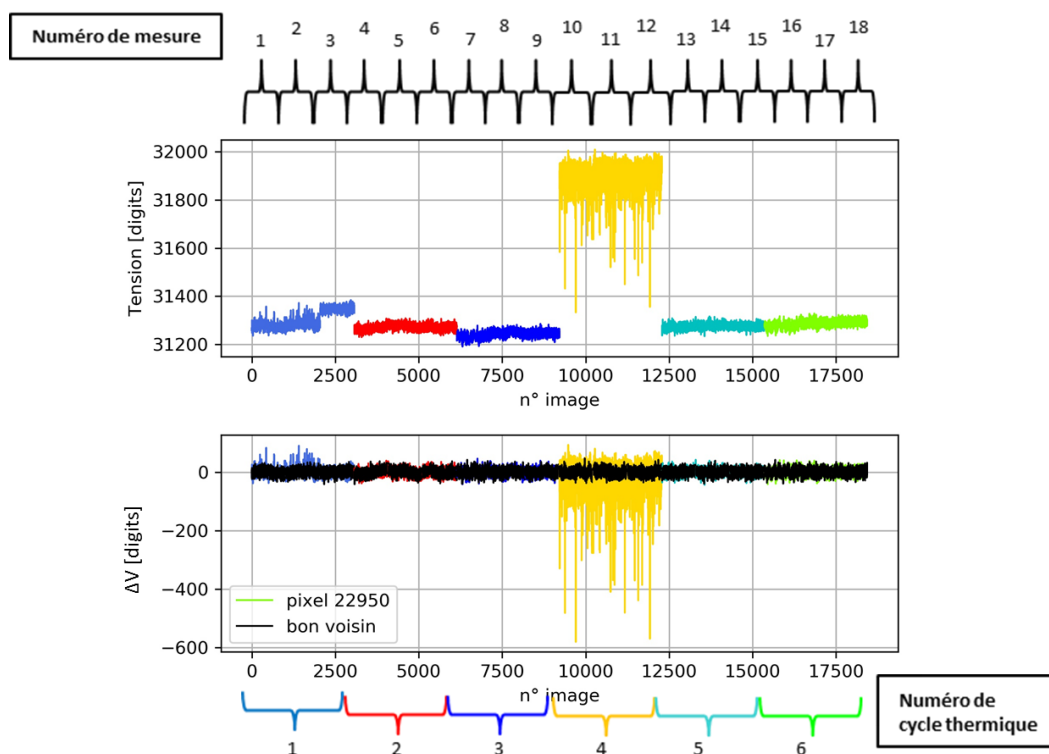


Figure 108 - Tension délivrée par le pixel 22950/81120 au cours des trames successivement acquises. Il illustre un pixel ayant des pics. Ce genre de pixel sera également considéré comme RTS.

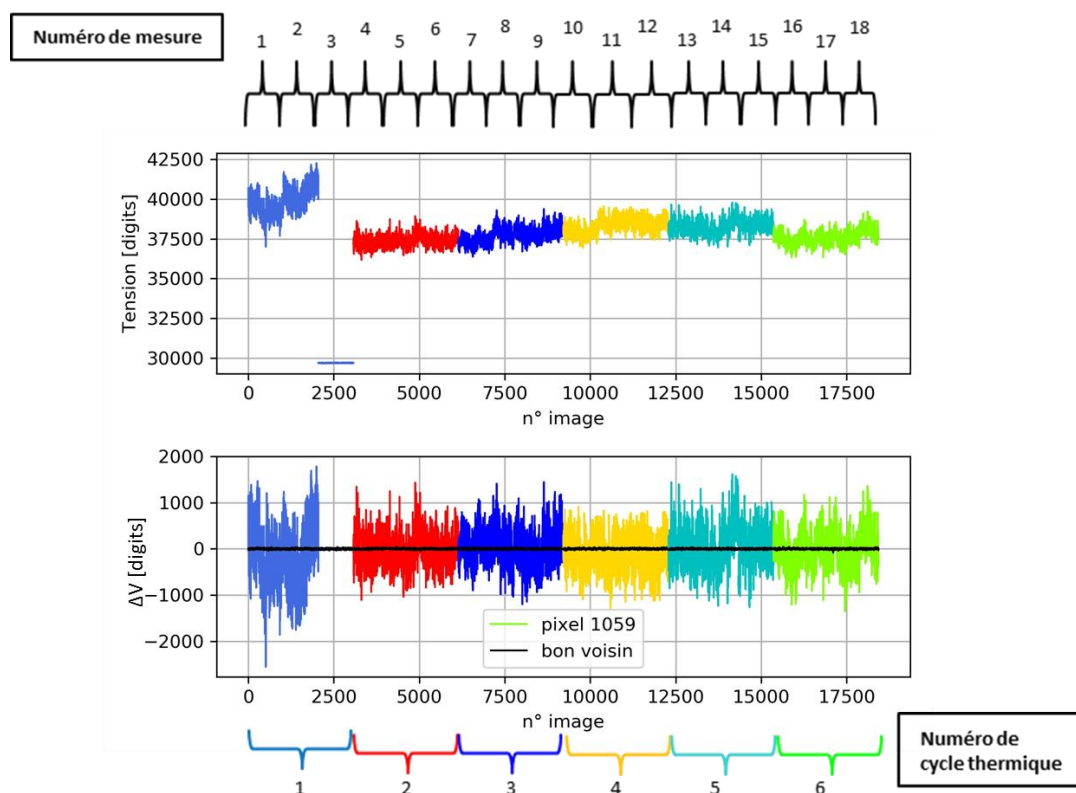


Figure 109 - Tension délivrée par le pixel 1059/81120 au cours des trames successivement acquises. Il représente le pixel en excès de bruit qu'on ne va pas classer comme RTS.

Le Tableau 8 récapitule les effectifs de pixels détectés selon les catégories précédentes à l'issue des 18 séquences de mesure.

Catégorie	Liste de pixels	Occurrence (% d'apparition sur les 18 séquences)	Nombre
2 niveaux	5409 10309 37780 66005	88% 6% 12% 6%	4
Pics	22950 33291 66005	18% 18% 6%	3
2 niveaux et pic	40610	18%	1
Excès de bruit	1059 10310 36705	94% 94% 94%	3
Nombre de pixels détectés (potentiellement RTS)			11
Nombre total de vrais RTS			8

Tableau 8 - Récapitulatif des pixels identifiés, en fonction de caractéristiques notables.

On constate que les pixels RTS sont très rares. Nous avons confirmé 8 pixels RTS (sur les 81120 pixels de la matrice) au cours de 18 mesures différentes avec en moyenne 3 pixels classés comme RTS par l'algorithme par mesure. Seuls 4 présentent un clignotement à 2 niveaux, 3 montrent des pics. Un pixel affiche à la fois 2 niveaux et des pics tandis que les 3 derniers identifiés ont un excès de bruit. Seul un pixel a été régulièrement clignotant (n°5409), et la majorité a révélé un comportement RTS moins d'un sixième du temps (7 avec une occurrence inférieure ou égale à 18%). La rareté des pixels RTS et la diversité des profils (2 niveaux, pics ou excès de bruit) rendent une classification ou une zoologie lacunaire.

Nous souhaitons savoir s'il était possible d'identifier tous les pixels potentiellement RTS, moyennant assez de mises en froid. Nous avons donc représenté le nombre de pixels RTS cumulés, c'est-à-dire le nombre de pixels RTS différents qui ont été détectés au cours des mesures. Si le nombre cumulé de pixels détectés comme RTS pouvait converger, il serait alors possible d'arrêter une liste de pixels à risque en laboratoire et les ajouter d'emblée dans la liste de pixel défectueux. Cela est envisageable dans le cas des T2SL parce que nous avons identifié qu'une dizaine de pixels potentiellement RTS, c'est-à-dire un nombre très restreint. La Figure 110 montre qu'il n'y a pas de lien entre le nombre de cycles thermiques et l'augmentation du nombre cumulé de pixels potentiellement RTS. Cependant, le nombre cumulé de RTS montre aussi que très peu de RTS sont détectés par mesure. Cela laisse penser qu'en fonctionnement, l'IDDCA présente très peu de pixels RTS à la fois, ce qui est une excellente nouvelle pour la filière.

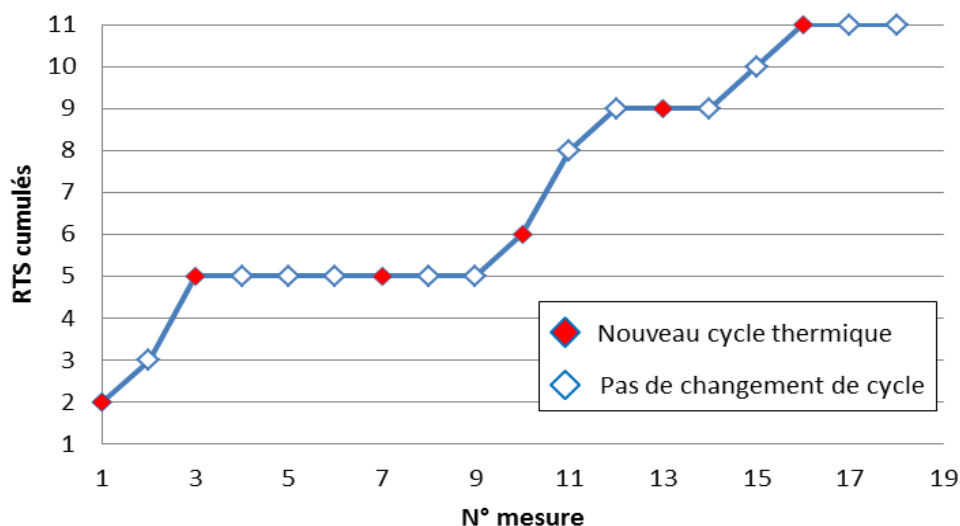


Figure 110 - Cumul des pixels RTS identifiés au cours des différentes mesures. Les changements de cycles thermiques sont représentés en rouge.

IV.5 Synthèse

La question des pixels clignotants ou RTS (Random Telegraph Signal) nous a amenés à les étudier lors des mesures décrites dans cette partie. Nous avons développé un algorithme capable de détecter les pixels RTS. Il a détecté 11 RTS dont 8 que nous avons classés comme vrais RTS dans l'IDDCA MWIR T2SL IRnova. C'est une excellente nouvelle pour la filière super-réseaux car c'est un très faible nombre. Même en validant tous les pixels détectés par l'algorithme, il n'y en aurait que 11 sur 81120 après 18 séquences et 5 min d'observation cumulée. Ces 11 RTS ont été classés selon 3 sous catégories : les pixels clignotants, les pixels présentant des pics, et en excès de bruit. Nous avons fait le choix de considérer que les deux premières catégories comme vrais RTS. Ces mesures ont permis de mettre en évidence la nécessité de bien définir ce qu'est un vrai pixel clignotant. De nombreux comportements peuvent être classés comme RTS et s'éloignent de la représentation classique d'un pixel dont le signal oscille clairement entre plusieurs niveaux bien délimités. De plus, ce comportement n'est pas constant : il est donc possible lors de mesures de rater des pixels RTS car ils ne se seront pas manifestés comme tels lors de la mesure.

Il s'agit d'une première étude qu'il faudra approfondir afin de disposer de durées d'observations plus longues. En effet, dans nos mesures actuelles la durée d'observation de 1024 images avec un temps trame de 16ms est de 16s. L'idéal serait de l'ordre de la demi-journée, afin de se représenter le comportement de la matrice le temps d'une série de mesure comme présenté dans la section II.2c) (p. 124). Il est nécessaire pour poursuivre l'étude des pixels RTS de réaliser ces mesures sur des laps de temps bien plus grand afin d'amasser une population plus grande de pixels clignotants à 2 niveaux ou plus. Ces mesures sont actuellement en cours, et alimenteront la réflexion lancée dans le cadre de la thèse de M. Guénin (2017-2020).

V Discussion des résultats

V.1 Liste des pixels défectueux et évolution du rapport BSFR/BT

La Figure 111 rappelle l'évolution du rapport BSFR/BT à 50% WF en fonction du nombre de cycles thermiques, déjà présentée p. 134.

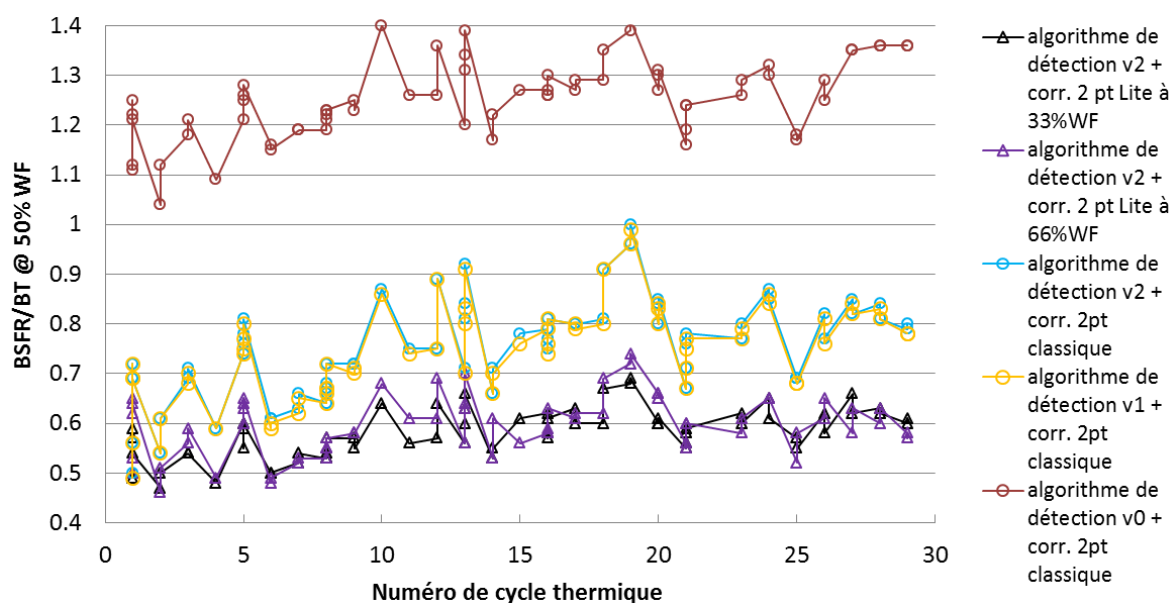


Figure 111 - Evolution du rapport BSFR/BT à 50% WF selon les différents traitements appliqués (combinaison algorithme de détection de pixels défectueux + méthode de correction).

Le fait que les rapports BSFR/BT soient identiques avec les algorithmes de détection v1 et v2 souligne l'importance de bien définir ce qu'est un pixel défectueux. On en conclut donc que par une sélection judicieuse des pixels défectueux, il est possible de corriger durablement la matrice et diminuer significativement le rapport BSFR/BT sans éliminer trop de pixels. Cette conclusion est exacerbée par le fait que l'algorithme de détection v1 nécessite 5 fois plus de pixels pour restituer un rapport BSFR/BT similaire à l'algorithme de détection v2. De plus, cela démontre que l'effet de dôme doit être corrigé avant de détecter les pixels défectueux car il peut cacher les pixels les plus gênants vis-à-vis du rapport BSFR/BT.

On remarque également que toutes les mesures montrent la même tendance en termes d'évolution temporelle. Cela rassure car il s'agit du même jeu de données et reflète l'évolution dans le temps de la matrice. Enfin, la Figure 111 remet en perspective l'appréciation du seuil de stabilité du rapport BSFR/BT. On peut imaginer par exemple de réaliser un compromis sur la qualité image avec un rapport BSFR/BT plus élevé mais qui évolue aussi moins dans le temps.

V.2 Lien entre BSFR/BT et les RTS

Nous disposons de la cartographie des 11 pixels RTS identifiés dans la section IV de ce chapitre. La Figure 112 compare la cartographie des pixels détectés comme RTS l'algorithme et la cartographie de pixels défectueux détectés par l'algorithme de détection de détection v2. 7 des 11 pixels RTS ont été détectés par l'algorithme. La majorité des RTS identifiés dans la campagne de 2017 étaient donc déjà repérés lors de la recherche des pixels défectueux de la campagne de 2018.

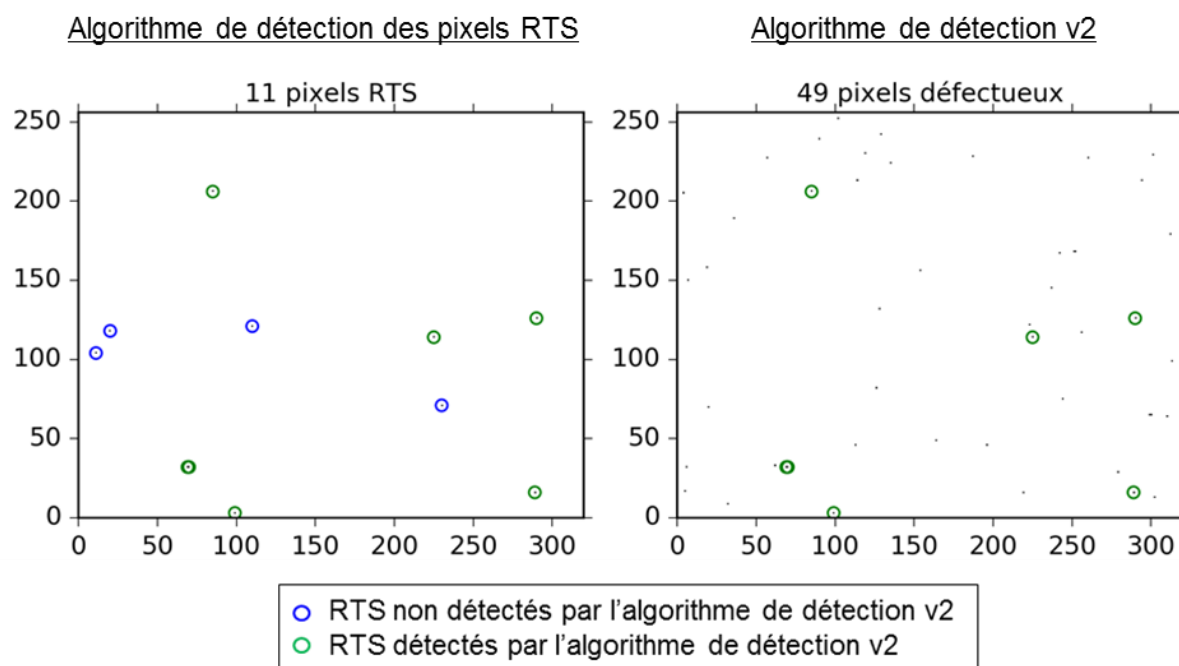


Figure 112 - Comparaison de la cartographie des RTS et celle des pixels défectueux identifiés par l'algorithme de détection v2.

Il faut maintenant évaluer l'impact de ces pixels RTS. Pour cela, nous avons dans un premier temps rajouté les pixels RTS manquants à la liste des pixels défectueux et recalculé le rapport BSFR/BT. Le résultat se trouve Figure 113. Elle est identique à la Figure 96 (p. 139). De façon similaire, nous avons dans un second temps retiré tous les pixels RTS de la liste des pixels défectueux puis calculé de nouveau le rapport BSFR/BT, comme illustré dans la Figure 114. À partir de ces deux figures, nous pouvons conclure que les pixels RTS dégradent tout de même la qualité image. La preuve en est que si on retire juste ces 11 pixels RTS détectés, le rapport BSFR/BT est considérablement détérioré. Le fait que les pixels RTS affectent plus le rapport BSFR/BT à faible WF dans la Figure 114 est attribué au fait que le saut en tension dû à un clignotement sera plus significatif par rapport à la valeur moyenne à faible WF. Par ailleurs, l'algorithme de détection v2 a réussi à détecter les pixels clignotants gênants de la campagne de mesure.

Néanmoins, un élément limite la portée de nos conclusions sur l'ajout des pixels RTS non écartés par notre algorithme vis-à-vis du rapport BSFR/BT : comme vu dans la section IV (p. 144), un pixel RTS lors d'une mesure peut ne pas l'être lors d'une autre. Or la liste des pixels RTS a été arrêtée à une période différente (2017), les 4 pixels définis comme RTS n'ont peut-être pas manifesté de comportement RTS lors de la campagne de mesure de BSFR/BT de 2018. Cela peut aussi expliquer l'absence d'effet sur le rapport BSFR/BT. Nos mesures ne permettent pas d'affirmer que notre algorithme peut toujours se passer d'une détection des pixels clignotants.

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt classique +
4 RTS non détectés par l'algorithme de détection v2

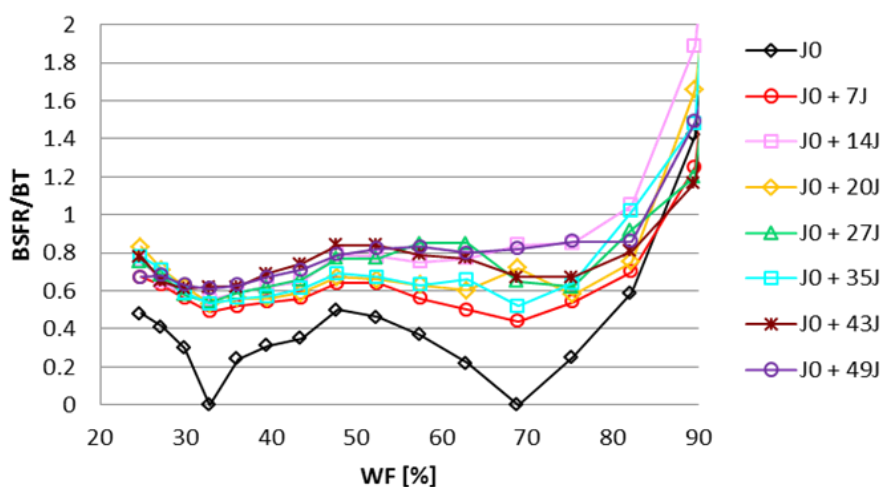


Figure 113 - Calcul du rapport BSFR/BT en fonction du WF. Les 4 pixels RTS non détectés par l'algorithme de détection v2, ont été ici rajoutés à la liste de pixels défectueux.

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt classique
Sans les 11 pixels potentiellement RTS détectés

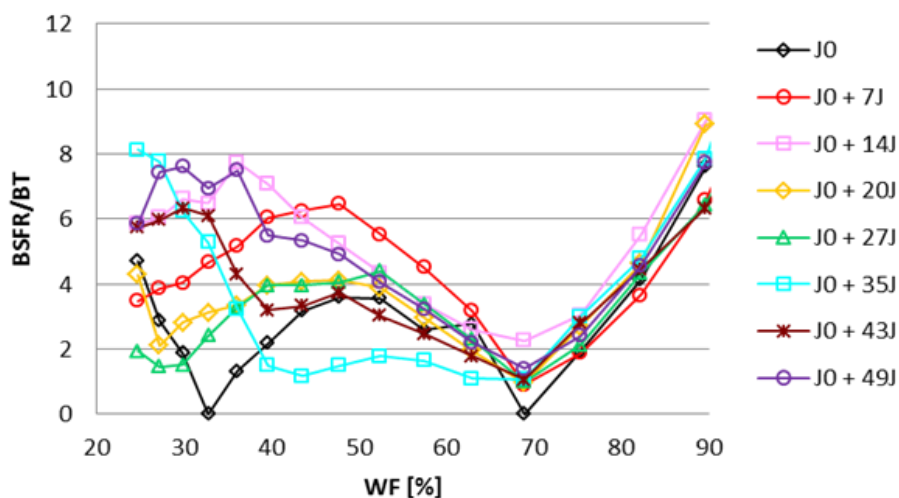


Figure 114 - Calcul du rapport BSFR/BT en fonction du WF. Les 7 pixels RTS détectés par l'algorithme de détection v2, ont été retirés de la liste de pixels défectueux trouvés.

V.3 Reproductibilité des mesures du rapport BSFR/BT

La Figure 115 superpose le rapport BSFR/BT à J0 et J0 +20J des deux campagnes de mesures (2015 et 2018). Ce rapport a été ici calculé avec la correction classique, alimentée par la liste de pixel défectueux trouvée par l'algorithme de détection v2. Le traitement est donc identique pour les campagnes de 2015 et 2018. On en déduit que la mesure est reproductible à 2 ans et demi d'intervalle. Il est donc possible de prédire le comportement du détecteur dans des conditions de mesure et un traitement (détection des pixels défectueux et correction deux points) donnés.

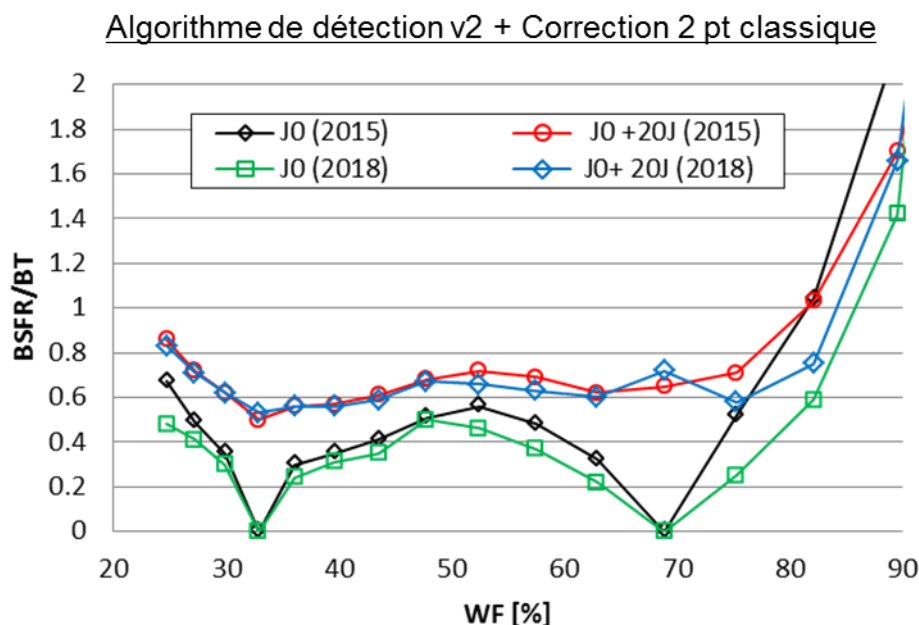


Figure 115 - Comparaison du rapport BSFR/BT sur les deux campagnes de mesure d'octobre 2015 et de février 2018 à J0 et J0 +20J. On constate que l'évolution du BSFR/BT est similaire 2ans et demi plus tard (en appliquant le même traitement).

V.4 Validité de la correction sur 2 ans

Ayant à disposition deux campagnes de mesures réalisées dans les mêmes conditions (temps d'intégration, plage de températures de corps noir explorées, même détecteur), il est possible de calculer les coefficients de gain et d'offset avec les données de 2015 pour les appliquer sur les données de 2018. Dans la Figure 116, les coefficients de gain et d'offset ont été calculés par la correction classique sur la première mesure de la campagne de 2015, puis appliqués sur la première et la dernière mesure de chaque campagne. La liste de pixels défectueux a été obtenue par l'algorithme de détection v2. Le rapport BSFR/BT reste remarquable (avec un maximum de 2), même s'il demeure supérieur à 1. En effet, ce rapport

reste à comparer au rapport BSF/BT, initialement à 35 (voir Figure 78 p. 120) qui constitue en quelque sorte l'état initial dans lequel se trouvait la matrice. Cela signifie que la correction réalisée il y a deux ans reste relativement efficace et que l'IDDCA évolue peu dans le temps.

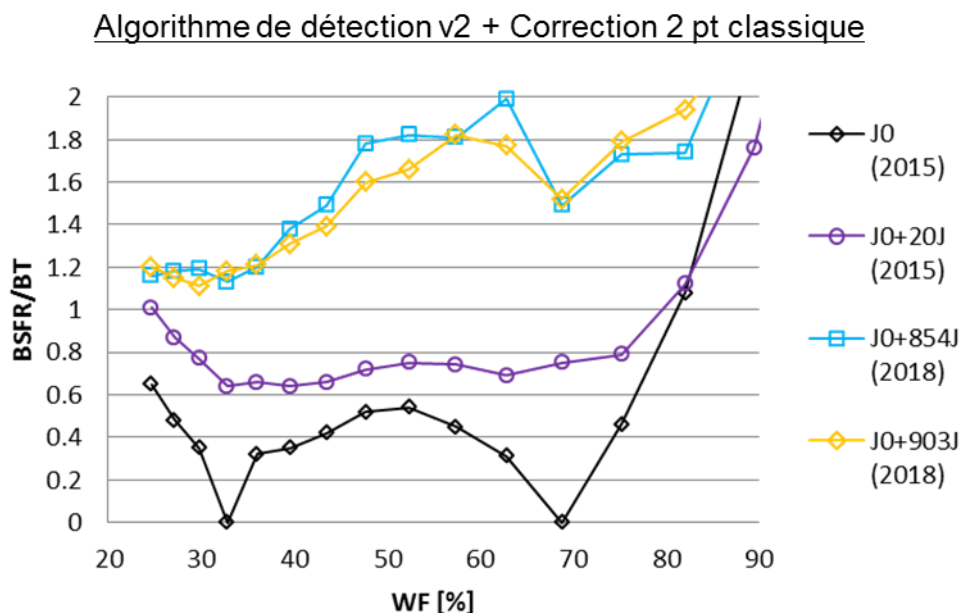


Figure 116 - Évolution du rapport BSFR/BT sur 2 ans et demi. La correction deux points classique extraite à partir des données d'octobre 2015 est appliquée sur les données de février 2018.

Les résultats étant très prometteurs, nous avons donc décidé d'appliquer les corrections 2 points Lite sur les mêmes données que celles de la Figure 116. La Figure 118 utilise la même liste de pixels défectueux mais utilise la correction 2 points Lite à 33 %WF pour calculer le rapport BSFR/BT. La Figure 118 correspond à la correction 2 points Lite à 66%WF.

Le rafraîchissement de la température froid permet de voir que le rapport BSFR/BT reste quand même inférieur à 1 dans un domaine restreint (25 à 42% WF). Ce n'est pas surprenant, car il s'agit ici d'un rafraîchissement après 2 ans. En rafraîchissant la température chaude, on remarque cependant que le rapport BSFR/BT retombe en dessous de 1 pour un WF entre 40% et 82% (équivalent à $T_{cn}=22^{\circ}\text{C}$ et $T_{cn}=52^{\circ}\text{C}$). Cela signifie que l'IDDCA T2SL MWIR IRnova pourrait rester quasi opérationnel pendant 2 ans selon notre critère, sans nécessiter de réétalonnage complet. C'est une période très longue, qui rend envisageable de ne plus mettre 2 sources calibrées dans un système.

Ici les deux corrections 2 points Lite donnent des résultats très différents. Si on se base sur le domaine de WF où BSFR/BT (2018) <1, la correction deux points Lite à 66%WF donne de meilleurs résultats que celle à 33%WF (avec un domaine de validité de 40% à 66% WF contre 33 à 42% WF). Nous ne pensons néanmoins pas qu'une des corrections Lite est

meilleure que l'autre, malgré les mesures de BSFR/BT obtenus. Une telle différence met plutôt en évidence une des limites du banc de mesure.

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt Lite à 33% WF

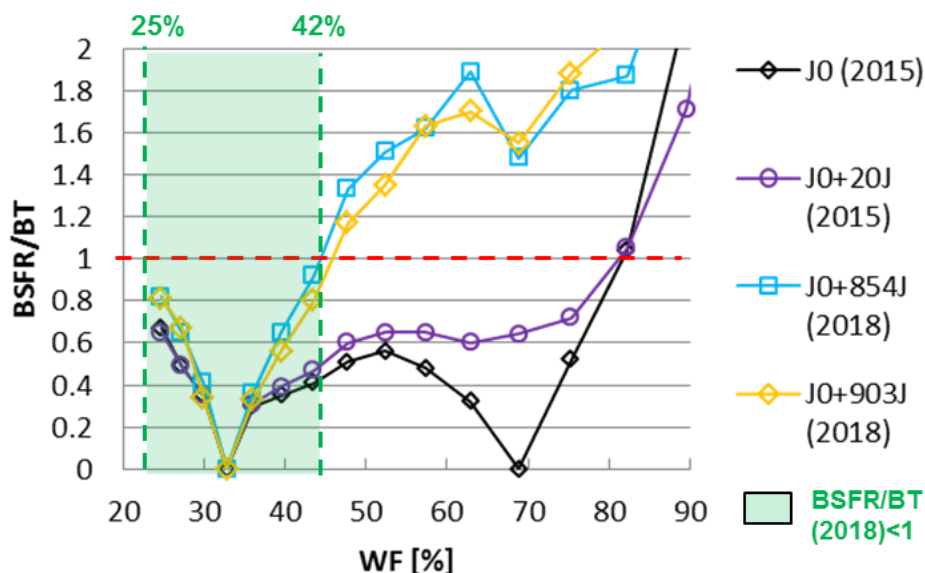


Figure 117 - Évolution du rapport BSFR/BT sur 2 ans et demi. L'étalonnage de référence est celui d'octobre 2015 appliqué jusqu'aux mesures de février 2018 avec la correction 2 points Lite à 33% WF. Le rapport BSFR/BT reste inférieur à 1 seulement pour des WF entre 25% WF et 42% WF (obtenus par les tirets rouges).

Algorithme de détection v2 + Correction 2 pt Lite à 66% WF

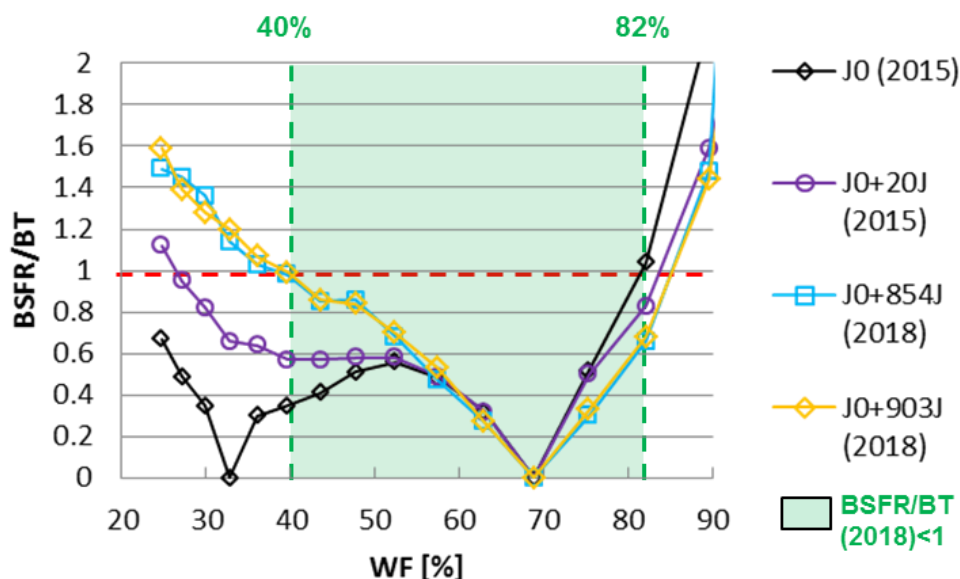


Figure 118 - Évolution du rapport BSFR/BT sur 2 ans et demi. L'étalonnage de référence est toujours celui d'octobre 2015 appliqué jusqu'aux mesures de février 2018 avec la correction 2 points Lite à 66% WF. Le rapport BSFR/BT reste inférieur à 1 pour un WF entre 40% et 82% (selon les tirets rouges tracés).

V.5 Limites du banc de mesure de stabilité temporelle

Le bruit temporel σ_t^2 pour un pixel donné peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_t^2(\Delta Vs) = \frac{e}{C_{int}} \times \Delta Vs + \sigma_{roic}^2 + \sigma_{cm}^2 \quad [\text{Eq.66}]$$

avec ΔVs la tension temporelle moyenne sans l'offset du circuit de lecture, σ_{roic}^2 le bruit du circuit de lecture, σ_{cm}^2 le bruit de la chaîne de mesure.

La Figure 119 présente le bruit temporel moyen dans la matrice de la campagne 2018 en fonction du WF. Il s'agit d'une moyenne temporelle calculée à partir des bruits temporels de chaque mesure à un WF donné. On constate que la linéarité n'est plus respectée pour des températures de corps noir supérieures à 40°C. Un ajustement linéaire a été tracé avec les mesures obtenues pour des températures de corps noir entre 13 et 31°C, afin de bien voir le changement anormal de pente à partir de 40°C.

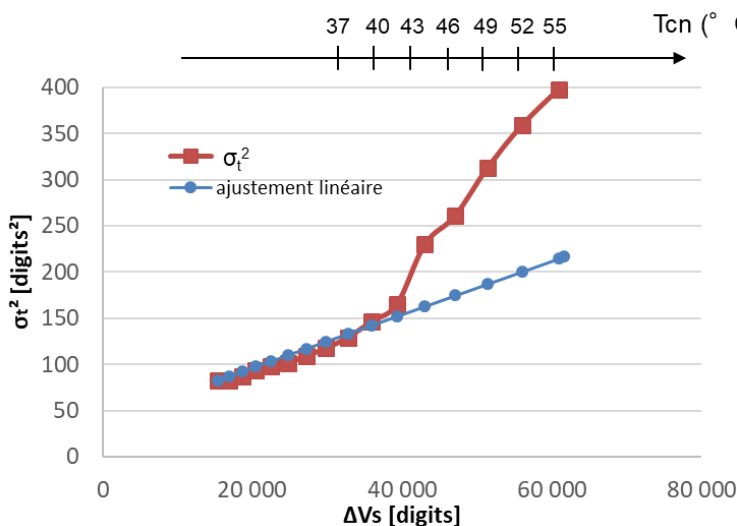


Figure 119 – Bruit temporel moyen au carré au cours de la campagne de mesure de 2018 en fonction de ΔVs . Un ajustement linéaire avec les mesures à Tcn inférieur à 30°C est tracé. La linéarité n'est plus respectée passé 40°C.

Ce décrochage à haute température est attribué aux mouvements de convection de l'air lorsque la température du corps noir dépasse les 40°C. Cet effet est particulièrement visible car le pixel est gros (26μm). Or une plus grande surface détectrice permet de recevoir un plus grand flux pour un temps d'intégration donné. La NETD plus faible permet alors à l'IDDCA de détecter les fluctuations dues à une bulle d'air plus chaude qui passe devant le détecteur. Le bruit temporel s'en trouve alors augmenté avec la température du corps noir.

Ce problème peut se résoudre en plaçant avec une enceinte sous vide pour supprimer la convection comme l'illustre la Figure 120. Un corps noir fonctionnant sous vide est

actuellement en cours d'achat et des mesures comparatives sont prévues, à l'aide du protocole de mesure mis au point.

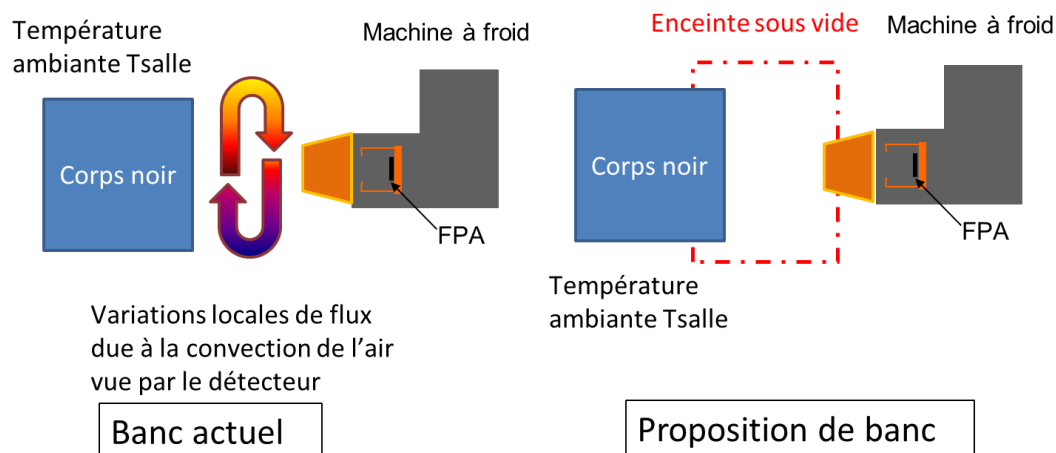


Figure 120 - Propositions de modification de banc de mesure. L'idée est de faire en sorte que le détecteur ne voit pas les fluctuations d'indice du milieu que traverse le flux, en supprimant l'air grâce à une enceinte à vide.

V.6 Limites du rapport BSFR/BT en tant que fonction de mérite

Comme nous l'avons vu, le rapport BSFR/BT est une fonction de mérite couramment utilisée pour caractériser la stabilité dans le temps des corrections d'une matrice ainsi que la qualité image. Il s'agit d'un outil très intuitif : on compare les disparités spatiales de la matrice à ses fluctuations temporelles. De plus, les grandeurs nécessaires sont faciles d'accès pour un détecteur en cryostat opérationnel sans l'ouvrir. Cependant, nous avons pu identifier plusieurs limites. D'abord, comme présenté dans le Chapitre 3.I.3b) (p. 113), il faut être très rigoureux dans la façon dont on procède. Nous avons pu montrer dans le paragraphe III.3 (p. 138) que le fait de modifier le dépouillement peut profondément changer le résultat obtenu : il a suffi d'ajouter seulement 4 pixels à la liste des pixels défectueux pour gagner 0.6 sur le rapport BSFR/BT. Ce n'est non négligeable, d'autant plus si seuil qu'on se fixe est 1. Par ailleurs, nous avons mis en évidence une variabilité de 0.3 du rapport BSFR/BT au sein du même cycle thermique, soit 30% du seuil fixé, sans changer le protocole de mesure ni le traitement associé. Cela rend donc difficile d'apprécier le rapport BSFR/BT de façon purement quantitatif. Par ailleurs, la question de l'impact sur la qualité image se pose. Autant un passage du BSF/BT de 35 à un BSFR/BT de 1 à 50%WF est remarquable, autant la différence entre deux images de rapport BSFR/BT respectifs 0.5 et 0.8 est plus délicate à démontrer. Un autre point est que la pertinence du rapport BSFR/BT nécessite un bruit temporel faible. C'est notre cas ici, la Figure 119 montre que le bruit au carré ne dépasse pas 400 digits (pour un signal codé sur 16 bits soit 65536 digits). En effet, une matrice très bruitée

peut aussi présenter un rapport BSFR/BT faible. Enfin le nombre d'images moyennées est important à prendre en compte. La Figure 121 compare les rapports BSFR/BT de la dernière journée de mesure de la campagne de 2018 (avec les coefficients de gain et d'offset calculés à partir de la même mesure) en moyennant 256 images ou avec une seule image. C'est pourquoi dans le protocole de mesure, le nombre d'images acquises est précisé.

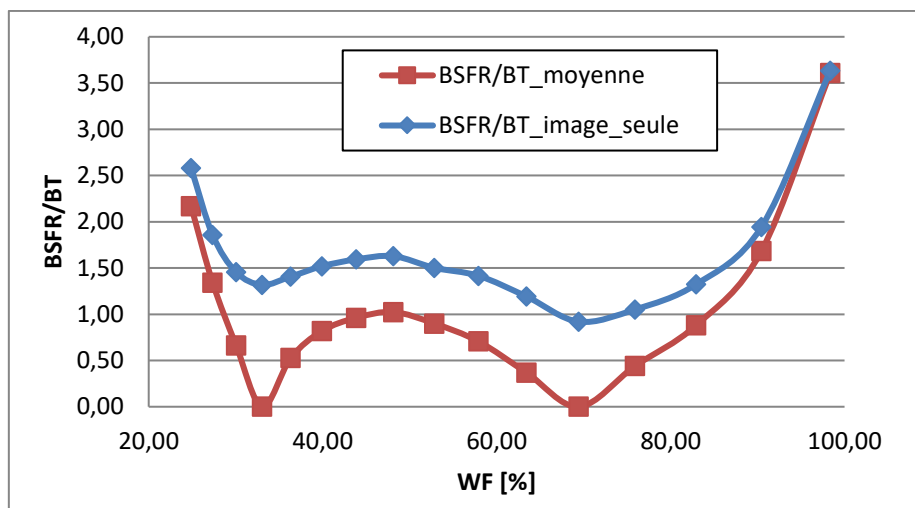


Figure 121 - Comparaison entre le BSFR/BT en moyennant 256 images ou en prenant qu'une seule (correction deux points classique et algorithme de détection v0). La forme en W persiste avec une seule image, mais le rapport BSFR/BT est toujours supérieur lorsqu'on prend une seule image au lieu de moyennner plusieurs images.

L'utilité du rapport BSFR/BT est donc d'être une fonction de mérite facilement calculable, à condition de bien préciser comment elle a été calculée. Elle permet de donner une idée de la qualité image et donner une tendance sur la stabilité dans le temps des corrections, et suppose que le bruit temporel est faible.

V.7 Perspectives sur l'étude des pixels RTS

Nous pensons que de nouvelles campagnes de mesure sont nécessaires. Quatre axes de travail sont à prévoir.

Le premier concerne d'abord la définition même d'un pixel clignotant. À part les pixels clignotant à deux niveaux, il y a une zone grise à éclaircir avec notamment les pixels présentant des pics comme dans la Figure 108, ou les pixels en excès de bruit de la Figure 109 présentant la signature d'un pixel RTS. Nous avons fait le choix dans ce manuscrit de classer ces pixels comme RTS. Le critère de classement de l'algorithme (fit d'une double gaussienne) doit alors être affiné afin d'exclure ces pixels.

Le second axe concerne la détection des pixels RTS au niveau du circuit de lecture. En effet, il ne faut pas oublier que nous sommes en cryostat opérationnel et que la matrice de

détection n'est pas le seul responsable du bruit, de la même façon qu'on distingue aujourd'hui le bruit du circuit de lecture des autres contributeurs. Les mesures réalisées à ce jour ne permettent pas de dissocier les clignotements dus à la matrice de détection du circuit de lecture. Étant simple à réaliser (en imposant un temps d'intégration nul), ces mesures pourront être comparées aux mesures sous flux.

Il serait intéressant de procéder à l'étude des sauts en tension des pixels RTS ainsi que la durée de ceux-ci. Des moyens d'écriture et de stockage sont actuellement développés dans le cadre d'une thèse sur l'étude des pixels RTS en cours (M. Guénin, 2017-2020), afin d'être capable d'enregistrer en temps réel des images de format 640x512 sur des séquences de 500 000 à 600 000 images.

VI Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons mesuré la stabilité de la qualité image d'un détecteur MWIR T2SL IRnova (320x256, pas de 30 μ m) en cryostat opérationnel (IDDCA - Integrated Dewar Detector Cooler Assembly). Après avoir présenté les notions de bruit spatial fixe (BSF) et de bruit temporel (BT), nous avons présenté les moyens couramment employés pour remédier aux non-uniformités d'une matrice de détection, à savoir les corrections 1 et 2 points et mis en évidence la difficulté de comparer les résultats reportés dans la littérature. Ensuite, nous avons procédé à la mesure d'une fonction de mérite quantifiant la stabilité et la qualité de la correction, à savoir le rapport Bruit Spatial Fixe Résiduel sur le Bruit Temporel (BSFR/BT). À cet effet, nous avons mis en œuvre deux campagnes de mesures (en 2015 et en 2018), et mis en place un algorithme de traitement. Celui-ci se divise en deux blocs : un algorithme de détection des pixels défectueux et un algorithme de calcul des coefficients de correction en gain et en offset.

Nous avons alors étudié chacun des deux blocs séparément et comparé l'impact des différentes approches sur le rapport BSFR/BT. Deux voies d'amélioration ont été explorées pour la détection de pixels défectueux. En partant des critères classiques sur des grandeurs physiques sur l'image brute (niveau continu, bruit, réponse, NETD), nous avons implémenté des critères sur l'image corrigée. Le premier algorithme de détection v1 consiste à supprimer les pixels esseulés (dont la valeur n'apparaît qu'une ou deux fois dans la matrice). Le second algorithme de détection v2 fixe un critère sur le niveau continu corrigé par rapport à la valeur moyenne corrigée. Les deux algorithmes ont permis un gain significatif sur le rapport BSFR/BT, qui demeure inférieur à 1 durant les 49 jours de la campagne de mesure. C'est une excellente performance en termes de stabilité de la qualité image pour la filière T2SL. Nous avons montré que le choix des pixels défectueux est une véritable problématique. L'efficacité de l'algorithme v2 s'explique par le fait que l'effet de dôme a été corrigé avant d'appliquer les critères de détection des pixels défectueux. Cette non-uniformité introduite par la configuration opérationnelle introduit un biais systématique sur les réponses des pixels et

empêche l'algorithme classique de bien répertorier les pixels gênants. L'algorithme de détection v1 peut s'affranchir de l'effet de dôme. Cependant, il lui faudra 5 fois plus de pixels défectueux que l'algorithme de détection v2 pour atteindre le même résultat en termes de rapport BSFR/BT, à partir du même jeu de données.

Une fois la liste de pixel défectueux arrêtée, nous nous sommes intéressés à la correction deux points appliquée. Nous avons proposé une nouvelle approche de correction deux points nommée correction 2 points Lite. Elle consiste à mettre à jour une des deux températures de référence pour recalculer les coefficients de gain et d'offset nécessaires à la correction de la matrice. Elle a pour avantage d'être facilement implémentable dans un système opérationnel car elle ne nécessite qu'un seul corps noir embarqué. Elle permet d'augmenter la longévité des corrections avant qu'un nouvel étalonnage en laboratoire soit nécessaire.

Enfin, nous avons mené une première étude des pixels RTS de la matrice MWIR T2SL IRnova (320x256, de pas de 30 μ m) et mis en œuvre un algorithme de détection des pixels RTS. Cela a permis de mettre en évidence le faible nombre de pixels RTS mais aussi le besoin de bien définir cette notion pour les mesures à venir.

Ce chapitre nous a permis d'évaluer l'impact sur le rapport BSFR/BT de différents choix de traitement (détection de pixels défectueux, RTS et correction deux points). Ainsi, il met en évidence l'importance de bien identifier les pixels les plus gênants. De plus, un choix judicieux de ces pixels permet d'améliorer considérablement le rapport BSFR/BT sans diminuer l'opérabilité de la matrice. De plus, ce chapitre a été l'occasion de souligner l'excellente stabilité de la qualité image de la matrice T2SL sur le long terme (dont le rapport BSFR/BT reste à 2 après 2 ans) ainsi que la bonne reproductibilité des mesures. Enfin, des pistes d'améliorations du banc de mesures et du traitement, notamment vis-à-vis de l'estimation du bruit temporel ont été émises.

Conclusion générale

Au début de ce travail de thèse, les performances électro-optiques des détecteurs à super-réseaux (SR) avaient atteint un niveau suffisant pour permettre à la filière d'être commercialisée. Ma thèse avait donc pour objectif principal l'évaluation des performances de la filière SR MWIR en cryostat opérationnel (Integrated Dewar Detector Cooler Assembly) à l'aide de fonctions de mérite système (FoMs). Pour cela, il a fallu mettre au point les bancs de mesure de ces FoMs, ainsi que les outils permettant à terme une comparaison interfilières des détecteurs en configuration opérationnelle.

Le Chapitre 1 a rappelé les principales propriétés du détecteur SR et sa place parmi les filières commerciales. L'orientation de la filière T2SL a été détaillée, et m'a permis d'identifier deux fonctions de mérite système qui n'avaient pas encore été étudiées en configuration opérationnelle : la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) et le rapport Bruit Spatial Fixe Résiduel sur Bruit Temporel (BSFR/BT). J'ai fait le choix de mener ce travail sur l'IDDCA T2SL IRnova MWIR 320x256 au pas de 30 μ m.

Dans le Chapitre 2, j'ai mesuré la FTM de l'IDDCA MWIR. J'ai choisi la méthode de mesure reposant sur les propriétés d'un réseau continûment auto-imageant (Continuously Self Imaging Grating – CSIG) et dimensionné le banc expérimental. Le choix du CSIG a permis de s'affranchir des contraintes d'un cryostat opérationnel, notamment la méconnaissance de la position exacte du plan focal. La taille pixel de 26 μ m, confirmée par IRnova, a pu être restituée grâce à la phase de la FTM, accessible avec ce banc de mesure. La mesure expérimentale n'a concordé avec mon modèle théorique que lorsque j'ai introduit une double gaussienne 2D qui ne peut pas être ici associée à de la diffusion électronique (car la gravure des pixels est profonde). Je me suis donc posé la question des vibrations transmises par la machine à froid, car leur signature peut être modélisée par une gaussienne 2D. J'ai alors étudié l'impact des vibrations sur la FTM mesurée, qui s'est avéré être négligeable. Ce chapitre a donc mis en évidence un phénomène physique mal compris qui sera étudié plus finement dans le cadre de la thèse suivante (V. Arounassalame, 2018-2021). Mes mesures de FTM avec le CSIG ont également alimenté la réflexion d'une autre thèse en cours (E. Huard, 2016-2019). Ses objectifs sont d'améliorer la qualité de la mesure et de l'extraction de la FTM par la méthode avec le CSIG, puis de la comparer métrologiquement à d'autres techniques concurrentes telles que le spot-scan.

J'ai choisi d'évaluer la stabilité dans le temps de la qualité image à l'aide du rapport BSFR/BT dans le Chapitre 3. Le premier prérequis pour le calcul du rapport BSFR/BT est d'obtenir des données comparables ayant été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales. C'est pour cela que j'ai implémenté un protocole de mesure utilisant un banc de mesure déjà existant. Dimensionné par blocs d'une semaine, il a été conçu dans le but de faciliter le second prérequis à la comparaison, un traitement des données identique. J'ai mis

en évidence l'importance du choix des pixels défectueux dans le calcul du rapport BSFR/BT et de l'effet de dôme dans l'efficacité de la détection des pixels défectueux. La correction de cet effet de dôme par une correction deux points classique avant la détection des pixels défectueux a permis de trouver 4 pixels défectueux supplémentaires. Cela a eu pour conséquence de diviser le rapport BSFR/BT par 2 ce qui est énorme au vu du seuil du critère de stabilité fixé à 1. La stabilité de la matrice a été démontrée sur une période de 49 jours selon ce critère, ce qui est une excellente nouvelle pour la filière super-réseaux. Je me suis alors demandé si les pixels clignotants (Random Telegraph Signal – RTS), qui détériorent la qualité image, dégradaient aussi le rapport BSFR/BT. J'ai donc mis en place un premier banc de mesure de pixels RTS et alimenté le développement d'un module de détection de pixels clignotants. Les pixels clignotants sont peu nombreux avec seulement 11 pixels détectés (sur 81120) au bout de 18 séquences de mesure. La campagne de détection des pixels RTS ne permet pas en l'état de conclure sur son impact sur le rapport BSFR/BT et des mesures supplémentaires sont donc nécessaires. Mes mesures m'ont permis de contribuer au développement de modules dédiés désormais intégrés au logiciel de traitement polyvalent utilisé au sein de l'ONERA (Dpouyator). De plus, l'étude des pixels RTS dans l'IDDCA T2SL a permis d'alimenter la réflexion d'une thèse en cours (M. Guénin, 2017-2020). Elle vise à améliorer la stabilité de la qualité image. L'objectif est de comprendre les origines de la dégradation de la qualité image en développant des outils d'analyse des RTS et des bruits basse fréquence.

Les bancs expérimentaux développés au cours de ma thèse (aussi bien en FTM qu'en rapport BSFR/BT et RTS), ainsi que les protocoles de mesure associés ne sont pas spécifiquement dédiés aux super-réseaux. Ces sorties de ma thèse pourront donc être utilisées pour caractériser la FTM et la stabilité dans le temps de détecteurs provenant d'autres filières.

Les T2SL n'ont pas fini de dévoiler tout leur potentiel aux yeux de la communauté infrarouge. L'effervescence autour de nombreux axes de recherche (mobilité des porteurs, l'effet des radiations) le prouve. Ma thèse a ainsi permis de confirmer deux promesses des T2SL en MWIR : d'une part, la grande stabilité temporelle et d'autre part le faible nombre de pixels clignotants. La suite logique est de s'intéresser aux matrices LWIR. Dans ce domaine spectral, la FTM et la stabilité de la qualité image restent deux FoMs de premier rang aux yeux des technologues dont les résultats leur permettront d'améliorer leurs procédés de fabrication voire de conception.

Annexes

Le réseau continûment auto-imageant (CSIG)

Cette annexe a pour but de compléter les explications dans le Chapitre 2.II.2, illustrations à l'appui. Le CSIG est défini par deux paramètres : η^2 (appelé facteur d'échelle), et a_0 (sa période).

La Figure 122 présente quelques exemples de CSIG. Pour rappel, le CSIG de paramètres ($\eta=650$, $a_0=1000\mu\text{m}$) correspond au CSIG que j'ai utilisé pour mesurer la FTM de l'IDDCA T2SL MWIR IRnova. On voit bien dans ces images que η^2 est la clé qui détermine la disposition relative des ordres sur le cercle de Montgomery en comparant les fréquences excitées par les CSIG ($\eta=650$, $a_0=3000\text{mm}$) et ($\eta=9425$, $a_0=3000\text{mm}$). a_0 joue principalement le rôle d'un facteur d'échelle vu que la seule différence entre les CSIG ($\eta=650$, $a_0=1000\mu\text{m}$) et ($\eta=650$, $a_0=3000\text{mm}$) est la fréquence maximale excitée. Avec η et a_0 , on peut alors prédire la fréquence spatiale maximale que va projeter le CSIG sur le détecteur :

$$v_{\max} = \frac{2\eta}{a_0} \quad [\text{Eq.67}]$$

Pour déterminer les fréquences excitées par CSIG, il faut d'abord trouver l'ensemble S pour $\eta^2 \in \mathbb{N}$ tel que :

$$S = \{(p, q) \in \mathbb{Z}, \quad p^2 + q^2 = \eta^2\} \quad [\text{Eq.68}]$$

Les fréquences excitées par le CSIG de période a_0 et de paramètre η^2 sont alors les fréquences spatiales 2D f_i telles que :

$$f_i = \left(\frac{p_i}{a_0}, \frac{q_i}{a_0}\right) \quad [\text{Eq.69}]$$

La valeur de η^2 détermine la taille de l'ensemble S . Pour $\eta^2=650$, on a 24 couples valides ou ordres, tandis que pour $\eta^2=9425$, il y a 48 ordres, représentés Figure 124 (p. 170).

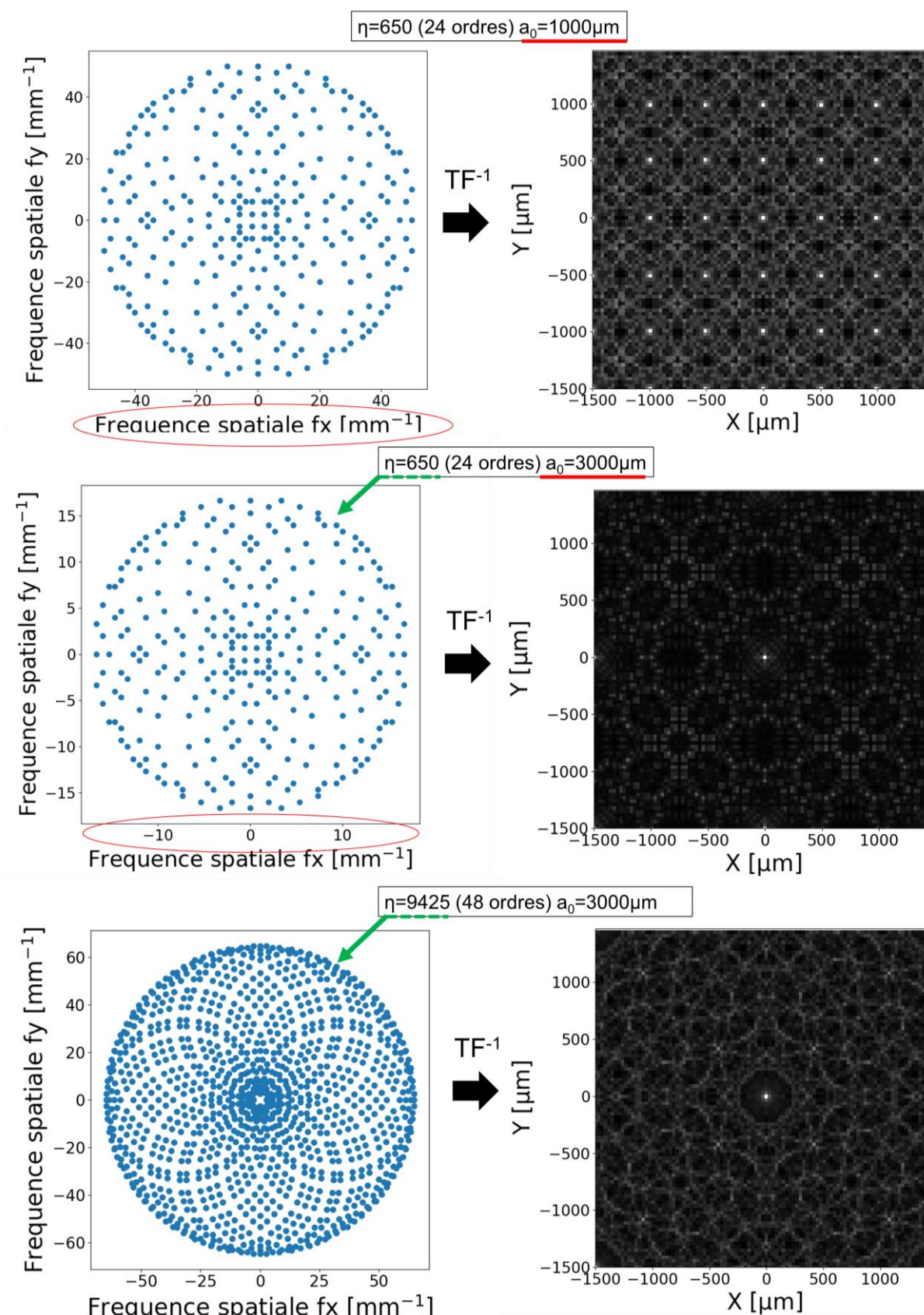


Figure 122 - Influence de η et a_0 sur les fréquences excitées par le CSIG à gauche. On peut voir qu' a_0 joue principalement sur la largeur de la distribution en fréquences (même disposition des fréquences pour η fixé) tandis que η détermine la position relative des points par rapport aux autres (et sur la largeur de la distribution). À droite, les motifs en intensité théorique correspondants.

La transmittance idéale $t_{CSIG_ideale}(x,y)$ d'un CSIG de période a_0 est définie dans l'espace de Fourier par $T_{CSIG_ideale}(v_x, v_y)$:

$$T_{CSIG_ideale}(v_x, v_y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta\left(v_x - \frac{p_i}{a_0}, v_y - \frac{q_i}{a_0}\right) \quad [Eq.70]$$

soit :

$$t_{CSIG_ideale}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp\left(i2\pi \times \frac{p_i x + q_i y}{a_0}\right) \quad [Eq.71]$$

La propriété auto-imageante permet d'exprimer l'onde propagée arrivant dans le plan détecteur $I(x,y,z)$ en fonction de l'onde incidente plane d'amplitude I_0 au niveau du CSIG:

$$I(x, y, z) = I_0 |t_{CSIG_ideale}(x, y)|^2 \quad [Eq.72]$$

On est en mesure de prédire l'image théorique parfaite. Connaissant $T_{CSIG}(v_x, v_y)$, il suffit de calculer son autocorrélation pour obtenir les fréquences excitées dans le plan détecteur puis de réaliser une transformée inverse de Fourier.

Cependant, le CSIG expérimental est un objet réel, dont la transmittance est binarisée (codée en 0 ou 1). C'est donc une approximation à 2 niveaux du CSIG idéal, l'objet mathématique présenté [Eq.67], dont la phase varie entre 0 et 1. La Figure 123 illustre la différence entre l'objet mathématique (à gauche) et l'objet réel (à droite).

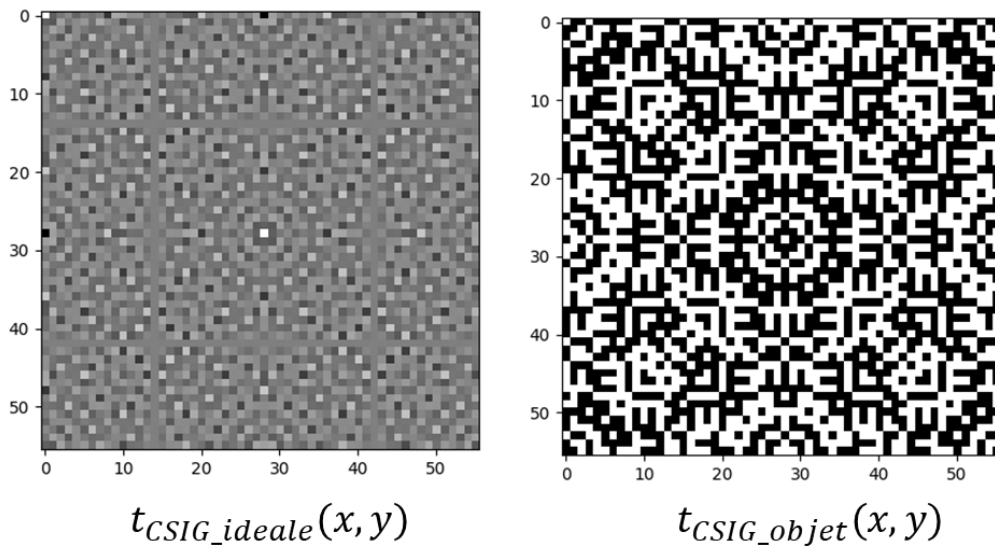


Figure 123 - Transmittance du CSIG idéal (à gauche) et de l'objet réel CSIG (à droite).

Il en résulte que la transmittance $t_{\text{CSIG_objet}}$ est discontinue et va introduire des ordres parasites, là où le CSIG mathématique ne diffractait que N ordres. Cette binarisation va alors restreindre l'invariance par propagation à un régime panchromatique [133] :

$$d_p = \frac{2a_0^2}{\eta^2 \Delta\lambda} \quad [\text{Eq.73}]$$

avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de la source.

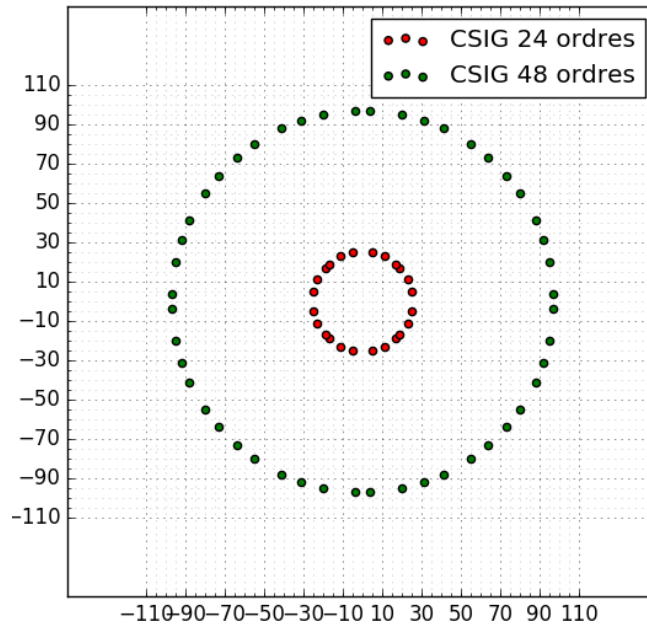


Figure 124 – Design des ordres des CSIG 24 et 48 ordres ($\eta^2=650$ et 9425 respectivement).

[133] Piponnier, M. Étude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés, *Thèse de doctorat Université Paris XI* (2012).

Datasheet : Accélérromètre

CXL04GP3



CXL-GP Series
GENERAL PURPOSE ACCELEROMETER

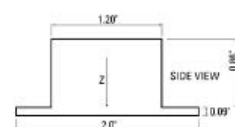
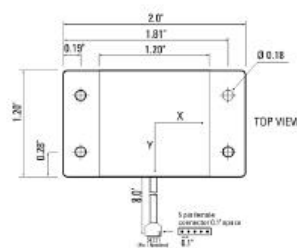
Specifications	CXL04GP1 CXL04GP3	CXL10GP1 CXL10GP3	CXL25GP1 CXL25GP3	Remarks
Performance				
Input Range (g)	± 4	± 10	± 25	± 5%
Zero g Drift (g)	± 0.1	± 0.3	± 0.5	0°C to 70°C
Sensitivity (mV/g)	500 ± 15	200 ± 5	80 ± 2	
Transverse Sensitivity (% Span)	± 5	± 5	± 5	
Non-Linearity (% FS)	± 0.2	± 0.2	± 0.2	typical
Alignment Error (deg)	± 2	± 2	± 2	typical
Noise (mg rms)	10	25	25	typical
Bandwidth (Hz)	DC -100	DC -100	DC -100	
Environment				
Operating Temp. Range (°C)	-40 to +85	-40 to +85	-40 to +85	
Operating Temp. Range - AL (°C)	-40 to +105	-40 to +105	-40 to +105	
Shock (g)	2000	2000	2000	
Electrical				
Supply Voltage (Volts)	+ 4.9 to 5.5	+ 4.9 to 5.5	+ 4.9 to 5.5	
Supply Voltage -R option (Volts)	+ 5.5 to 36	+ 5.5 to 36	+ 5.5 to 36	
Supply Current (mA)	1/axis	3/axis	3/axis	typical
Zero g Output (Volts)	+ 2.375 ± 0.1	+ 2.375 ± 0.1	+ 2.375 ± 0.1	@25°C
Span Output (Volts)	± 2.0 ± 0.1	± 2.0 ± 0.1	± 2.0 ± 0.1	
Output Loading	> 2.0 < 2 nF	> 2.0 < 2 nF	> 2.0 < 2 nF	
Physical				
Standard package				
Size (in)	0.78 x 1.75 x 1.07	0.78 x 1.75 x 1.07	0.78 x 1.75 x 1.07	
(cm)	1.98 x 4.45 x 2.72	1.98 x 4.45 x 2.72	1.98 x 4.45 x 2.72	
Weight	1.62 oz (46 gm)	1.62 oz (46 gm)	1.62 oz (46 gm)	
Aluminum package (-AL option)				
Size (in)	0.95 x 2.00 x 1.20	0.95 x 2.00 x 1.20	0.95 x 2.00 x 1.20	
(cm)	2.41 x 5.08 x 3.05	2.41 x 5.08 x 3.05	2.41 x 5.08 x 3.05	
Weight	2.40 oz (68 gm)	2.40 oz (68 gm)	2.40 oz (68 gm)	

1 - 3dB, DC coupled sensor

Non-linearity is the deviation from a best fit straight line at full scale. Transverse sensitivity is error measured in the primary axis output created by forces induced in the orthogonal axis. Transverse sensitivity error is primarily due to the effects of misalignment. Zero g drift is specified as the typical change in 0 g level from its initial value at +25°C to its worst case value at T_{min} or T_{max}. Specifications subject to change without notice.

Pin	Color	Function
1	Red	Power In
2	Black	Ground
3	White	X-axis Out
4	Yellow	Y-axis Out
5	Green	Z-axis Out

Pin Diagram



High Temperature Package Dimensions

Ordering Information

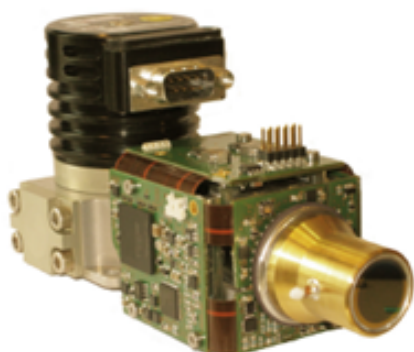
Model	Axes	Span (g)	Sensitivity (m V/g)	Noise (mg rms)	Bandwidth (Hz)
CXL04GP1	X	± 4	500	10	DC-100
CXL04GP3	TRI	± 4	500	10	DC-100
CXL10GP1	X	± 10	200	25	DC-100
CXL10GP3	TRI	± 10	200	25	DC-100
CXL25GP3	TRI	± 25	80	25	DC-100
OPTIONS					
-R	Voltage Regulator, 5.5 – 36 VDC input. (Available in GP3 models only.)				
-AL	High Temperature Package. Operating Temperature Range (°C): -40 to +105. (Available in GP3 models only.)				



High Temperature Package

Datasheet : IDDCA MWIR IRnova T2SL (320x256, 30 μ m)

IRnova320ER-MW IDCA



FEATURES

- T2SL MWIR detector
- 320x256 resolution with 30 μ m pixel pitch
- ISC9705 ROIC
- F/2 cold shield
- Proximity electronics included

TYPICAL IMAGING PARAMETERS

Peak spectral response	3.5 - 5 μ m	
F-number	F/2	
Temporal NETD	~ 12 mK	
Spatial NETD	~ 4 mK	
Operability	> 99.8%	
Frame rate	60 Hz	120 Hz option on request

MODULE PARAMETERS

Cooler type	Integrated rotary Stirling	
Power consumption (incl. Proxy)	~ 10 W	During steady state operation
Cool down time	~ 6 min	
Supply voltage	12 V	
Electrical Interfaces	LVDS and I ² C	
Weight	~ 550 g	

Bibliographie

- [1] https://fr.slideshare.net/Yole_Developpement/status-of-the-cmos-image-sensor-industry-2017-report-by-yole-developpement
- [2] Canon EOS 5Ds: https://www.canon.fr/for_home/product_finder/cameras/digital_slr/eos_5ds/
- [3] Tonry, J. L., Stubbs, C. W., Lykke, K. R., Doherty, P., Shivvers, I. S., Burgett, W. S., ... & Magnier, E. A. (2012). The Pan-STARRS1 photometric system. *The Astrophysical Journal*, 750(2), 99.
- [4] Skidmore, G. D. (2016, May). Uncooled 10 μ m FPA development at DRS. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98191O). International Society for Optics and Photonics.
- [5] Meyzonnette, J.-L. (1992). *Radiométrie et détection optique*, volume 3. EDP Sciences.
- [6] <https://thermal.ferrotec.com/products/peltier-thermoelectric-cooler-modules/general-purpose/>
- [7] Huebener, R. P., & Tsuei, C. C. (1998). Prospects for Peltier cooling of superconducting electronics. *Cryogenics*, 38(3), 325-328.
- [8] Ross Jr, R. G., & Boyle, R. F. (2006). An overview of NASA space cryocooler programs.
- [9] Machine à froid Ricor K508 : <http://www.ricor.com/products/integral-rotary/k508n/>
- [10] Cryostat Janis ST-100
https://www.janis.com/Products/productsoverview/SuperTranContinuousFlowCryostatSystems/ST-100_OpticalCryostat.aspx
- [11] Rogalski, A., Antoszewski, J., & Faraone, L. (2009). Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of applied physics*, 105(9),
- [12] Schlesinger, J. O., Calahorra, Z., Uri, E., Shick, O., Fishman, T., Shtrichman, I., ... & Hason, S. (2007, May). Pelican: SCD's 640 $\times$ 512/15 μ m pitch InSb detector. In *Infrared Technology and Applications XXXIII* (Vol. 6542, p. 654231). International Society for Optics and Photonics
- [13] Détecteur BLACKBIRD: <http://www.scd.co.il/BLACKBIRD-1920-10>.
- [14] Gershon, G., Albo, A., Eylon, M., Cohen, O., Calahorra, Z., Brumer, M., ... & Ilan, E. (2014). Large Format InSb Infrared Detector with 10 μ m Pixels. In *Proc. OPTRO* (pp. 2014-2931891).
- [15] Détecteur Cardinal 1280 :
<http://www.scd.co.il/SCD/userdata/SendFile.asp?DBID=1&LNGID=1&GID=250>
- [16] Fraenkel, R., Berkowicz, E., Bykov, L., Dobromislin, R., Elishkov, R., Giladi, A., ... & Kogan, I. (2016, May). High definition 10 μ m pitch InGaAs detector with asynchronous laser pulse detection mode. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 981903). International Society for Optics and Photonics.
- [17] <http://xenics.com/en/application/swir-ingaas-cores>

- [18] Figgemeier, H., Benecke, M., Hofmann, K., Oelmaier, R., Sieck, A., Wendler, J., & Ziegler, J. (2014, June). SWIR detectors for night vision at AIM. In *Infrared Technology and Applications XL* (Vol. 9070, p. 907008). International Society for Optics and Photonics.
- [19] Tennant, W. E. (2012). Interpreting mid-wave infrared MWIR HgCdTe photodetectors. *Progress in Quantum Electronics*, 36(2-3), 273-292. page 280
- [20] Abedin, M. N., Mlynczak, M. G., & Refaat, T. F. (2010, August). Infrared detectors overview in the short-wave infrared to far-infrared for CLARREO mission. In *Infrared Remote Sensing and Instrumentation XVIII* (Vol. 7808, p. 78080V). International Society for Optics and Photonics.
- [21] MCT HAWAII H4RG : [http://www.gmto.org/wp-content/uploads/TELEDYNE%20Detector%20Update%20\(for%20ELTs\)%20-%202023%20Oct%202015.pdf](http://www.gmto.org/wp-content/uploads/TELEDYNE%20Detector%20Update%20(for%20ELTs)%20-%202023%20Oct%202015.pdf)
- [22] MCT HAWAII H2RG : [http://www.teledyne-si.com/products/Documents/H2RG%20Brochure%20 %20September%202017.pdf](http://www.teledyne-si.com/products/Documents/H2RG%20Brochure%20%20September%202017.pdf)
- [23] Détecteur MERLIN LWIR : <http://www.leonardocompany.com/en/-/merlin-lwir-detector>
- [24] <http://www.sofradir.com/product/jupiter-mw/>
- [25] <http://www.sofradir.com/product/scorpio-lw/>
- [26] Détecteur IRnova 320ER-1055 : <http://www.ir-nova.se/wp-content/uploads/2017/02/Gas-Imaging-product-flyer-ENG-1702-RELEASE.pdf>
- [27] Lhuillier, E., Ribet-Mohamed, I., Tauvy, M., Nedelcu, A., Berger, V., & Rosencher, E. (2009). Ultimate performance of quantum well infrared photodetectors in the tunneling regime. *Infrared Physics & Technology*, 52(4), 132-137.
- [28] Simolon, B., Aziz, N., Cogan, S., Kurth, E., Lam, S., Petronio, S., ... & Mumolo, J. (2009). High performance two-color one megapixel CMOS ROIC for QWIP detectors. *Infrared Physics & Technology*, 52(6), 391-394.
- [29] Kataria, H., Asplund, C., Lindberg, A., Smuk, S., Alverbro, J., Evans, D., ... & Sjöström, F. (2017, May). Novel high-resolution VGA QWIP detector. In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101772C). International Society for Optics and Photonics.
- [30] Shtrichman, I., Aronov, D., ben Ezra, M., Barkai, I., Berkowicz, E., Brumer, M., ... & Klin, O. (2012, May). High operating temperature epi-InSb and XBN-InAsSb photodetectors. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII* (Vol. 8353, p. 83532Y). International Society for Optics and Photonics.
- [31] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Berkowicz, E., Cohen, Y., Dobromislin, R., ... & Ilan, E. (2017). Development and Production of Array Barrier Detectors at SCD. *Journal of Electronic Materials*, 46(9), 5386-5393.
- [32] <https://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-50/issue-01/features/advances-in-detectors-hot-ir-sensors-improve-ir-camera-size-weight-and-power.html>

- [33] Forrai, D. (2018) T2SL Manufacturing Capability at L3 Space & Sensors Technology Center, QSIP2018
- [34] Höglund, L., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., Gamfeldt, A., Kataria, H., Lantz, D., ... & Martijn, H. (2016, May). Advantages of T2SL: results from production and new development at IRnova. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98190Z). International Society for Optics and Photonics.
- [35] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.
- [36] IDCA IRnova640-MW : <http://www.ir-nova.se/irnova640-mw-t-idca/>
- [37] Détecteur “Pelican LWIR” : <http://www.scd.co.il/Pelican-D-LW>
- [38] Tennant, W. E., Lee, D., Zandian, M., Piquette, E., & Carmody, M. (2008). MBE HgCdTe Technology: A very general solution to IR Detection, Described by “Rule 07”, a very convenient Heuristic. *Journal of Electronic Materials*, 37(9), 1406-1410.
- [39] Tennant, W. E. (2010). “Rule 07” revisited: Still a good heuristic predictor of p/n HgCdTe photodiode performance?. *Journal of Electronic Materials*, 39(7), 1030-1035.
- [40] Plis, E. A. (2014). InAs/GaSb type-II superlattice detectors. *Advances in Electronics*, 2014.
- [41] Kopytko, M., & Rogalski, A. (2016). HgCdTe barrier infrared detectors. *Progress in Quantum Electronics*, 47, 1-18.
- [42] Taalat, R., Réalisation et caractérisation électro-optique de photodétecteurs infrarouges à super-réseaux InAs/GaSb *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2013).
- [43] Gopal, V., Gupta, S., Bhan, R. K., Pal, R., Chaudhary, P. K., & Kumar, V. (2003). Modeling of dark characteristics of mercury cadmium telluride n⁺-p junctions. *Infrared physics & technology*, 44(2), 143-152.
- [44] Sah, C. T., Noyce, R. N., & Shockley, W. (1957). Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics. *Proceedings of the IRE*, 45(9), 1228-1243.
- [45] Christol, P. *et al.* “Overview of Barrier Infrared Photodetectors”, International Symposium on OPTRONICS IN DEFENCE AND SECURITY - OPTRO (2012)
- [46] Christol, P. *et al.* “Overview of Barrier Infrared Photodetectors”, 8th International Symposium on OPTRONICS IN DEFENCE AND SECURITY - OPTRO (2018)
- [47] Giard, E., Ribet-Mohamed, I., Delmas, M., Rodriguez, J. B., & Christol, P. (2015). Influence of the p-type doping on the radiometric performances of MWIR InAs/GaSb superlattice photodiodes. *Infrared Physics & Technology*, 70, 103-106.
- [48] Cervera, C., Le photodétecteur à super-réseau InAs/GaSb pour Imagerie Infrarouge. *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2011).

- [49] Jaworowicz, K., Ribet-Mohamed, I., Cervera, C., Rodriguez, J. B., & Christol, P. (2011). Noise characterization of midwave infrared InAs/GaSb superlattice pin photodiode. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(4), 242-244.
- [50] Henini, M. et Razeghi, M. *Handbook of Infrared Detection*, (2002) p.293
- [51] Haddadi, A., Ramezani-Darvish, S., Chen, G., Hoang, A. M., Nguyen, B. M., & Razeghi, M. (2012). High Operability 1024x1024 Long Wavelength Type-II Superlattice Focal Plane Array. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 48(2), 221-228.
- [52] Rehm, R., Daumer, V., Hugger, T., Kohn, N., Luppold, W., Müller, R., ... & Wauro, M. (2016, May). Type-II superlattice infrared detector technology at Fraunhofer IAF. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98190X). International Society for Optics and Photonics
- [53] Reibel, Y., Rubaldo, L., Vaz, C., Tribolet, P., Baier, N., & Destefanis, G. (2010, October). MCT (HgCdTe) IR detectors: latest developments in France. In *Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications VII* (Vol. 7834, p. 78340M). International Society for Optics and Photonics.
- [54] Durnez, C., Goiffon, V., Virmontois, C., Belloir, J. M., Magnan, P., & Rubaldo, L. (2017). In-depth analysis on radiation induced multi-level dark current random telegraph signal in silicon solid state image sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 19-26.
- [55] M. Delmas, Analyse des performances des photodiodes à super-réseaux InAs/GaSb pour le moyen infrarouge *Thèse de doctorat Université Montpellier 2*, (2011).
- [56] Smith, D. L., & Mailhiot, C. (1987). VIA-5 long-wavelength infrared detectors made from strained type-II superlattices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 34(11), 2382-2383.
- [57] Rodriguez, J. B. « Super-réseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge ». *Thèse de doctorat Université Montpellier 2* (2005). HAL id : tel-00618583.
- [58] Ferrec, Y., de la Barrière, F., Le Coarer, E., Diard, T., Guérineau, N., Martin, G., ... & Thomas, F. (2015, March). Current status and perspectives for Microspoc, the miniature Fourier transform spectrometer. In *Fourier Transform Spectroscopy* (pp. FM4A-4). Optical Society of America.
- [59] Coudrain, C., Bernhardt, S., Caes, M., Domel, R., Ferrec, Y., Gouyon, R., ... & Poutier, L. (2015). SIELETTERS, an airborne infrared dual-band spectro-imaging system for measurement of scene spectral signatures. *Optics express*, 23(12), 16164-16176.
- [60] Jaworowicz, K., Cervera, C., Gravrand, O., Rodriguez, J. B., Christol, P., & Ribet-Mohamed, I. (2010, January). Dark current and noise measurements in InAs/GaSb superlattice detectors. In *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VII* (Vol. 7608, p. 76081T). International Society for Optics and Photonics.
- [61] Ribet-Mohamed, I., Jaworowicz, K., Tayibi, D., Cervera, C., Taalat, R., Rodriguez, J. B., & Christol, P. (2011, May). Noise performance analysis of MWIR InAs/GaSb superlattice pin photodiodes. In *Infrared Technology and Applications XXXVII* (Vol. 8012, p. 80120Z). International Society for Optics and Photonics.

- [62] Manurkar, P., Ramezani-Darvish, S., Nguyen, B. M., Razeghi, M., & Hubbs, J. (2010). High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-II superlattices. *Applied Physics Letters*, 97(19), 193505.
- [63] Martijn, H., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., & Malm, H. (2013, June). High-performance MWIR type-II superlattice detectors. In *Infrared Technology and Applications XXXIX* (Vol. 8704, p. 87040Z). International Society for Optics and Photonics.
- [64] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.
- [65] Sundaram, M., & Andresen, B. F. (2017, June). Current performance of commercial antimony-based midwave and longwave infrared focal plane arrays (Conference Presentation). In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101770Y). International Society for Optics and Photonics
- [66] Tidrow, M., Bandara, S., Aitchison, L., Baril, N., Williams, A., Zhen, L. (2018) III-V SLS FPA Development in U.S. after VISTA. Conférence QSIP 2018, Suède.
- [67] Giard, E., Ribet-Mohamed, I., Jaeck, J., Viale, T., Haïdar, R., Taalat, R., ... & Boulard, F. (2014). Quantum efficiency investigations of type-II InAs/GaSb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4), 043101.
- [68] Giard, E., Taalat, R., Delmas, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., & Ribet-Mohamed, I. (2014). Radiometric and noise characteristics of InAs-rich T2SL MWIR pin photodiodes. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9.
- [69] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Applications XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics
- [70] Chen, G., Haddadi, A., Hoang, A. M., Chevallier, R., & Razeghi, M. (2015). Demonstration of type-II superlattice MWIR minority carrier unipolar imager for high operation temperature application. *Optics letters*, 40(1), 45-47.
- [71] Donetsky, D., Belenky, G., Svenson, S., & Suchalkin, S. (2010). Minority carrier lifetime in type-2 InAs–GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials. *Applied Physics Letters*, 97(5), 052108.
- [72] Pellegrino, J., & DeWames, R. (2009, May). Minority carrier lifetime characteristics in type II InAs/GaSb LWIR superlattice $n^+ \pi p^+$ photodiodes. In *Infrared Technology and Applications XXXV* (Vol. 7298, p. 72981U). International Society for Optics and Photonics.
- [73] Ashokan, R., Dhar, N. K., Yang, B., Akhiyat, A., Lee, T. S., Rujirawat, S., ... & Sivananthan, S. (2000). Variable area MWIR diodes on HgCdTe/Si grown by molecular beam epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 29(6), 636-640.
- [74] Delmas, M., Rodriguez, J. B., Rosignol, R., Licht, A. S., Giard, E., Ribet-Mohamed, I., & Christol, P. (2016). Identification of a limiting mechanism in GaSb-rich superlattice midwave infrared detector. *Journal of Applied Physics*, 119(17), 174503.

- [75] Lépine, T. Cours de FTM : <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=562&fileid=6770>
- [76] Gravrand, O., Desplanches, J. C., Delbague, C., Mathieu, G., & Rothman, J. (2006). Study of the spatial response of reduced pitch Hg1-xCdxTe dual-band detector arrays. *Journal of electronic materials*, 35(6), 1159-1165.
- [77] Gravrand, O., Baier, N., Ferron, A., Rochette, F., Berthoz, J., Rubaldo, L., & Cluzel, R. (2014). MTF issues in small-pixel-pitch planar quantum IR detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3025-3032.
- [78] Gravrand, O., Destefanis, G., Bisotto, S., Baier, N., Rothman, J., Mollard, L., ... & Vuillermet, M. (2013). Issues in HgCdTe research and expected progress in infrared detector fabrication. *Journal of Electronic Materials*, 42(11), 3349-3358.
- [79] Estriebeau, M., & Magnan, P. (2004, February). Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12333 slanted-edge methodology. In *Detectors and Associated Signal Processing* (Vol. 5251, pp. 243-253). International Society for Optics and Photonics.
- [80] Burns, P. D. (2000, March). Slanted-edge MTF for digital camera and scanner analysis. In *Is and Ts Pics Conference* (pp. 135-138). SOCIETY FOR IMAGING SCIENCE & TECHNOLOGY.
- [81] Mire QA-62 : <https://www.appliedimage.com/products/gray-scales-and-color-standards-1/gray-scales-and-step-tablets/slant-edge-target-qa-62>
- [82] Berthoz, J., Grille, R., Rubaldo, L., Gravrand, O., Kerlain, A., Pere-Laperne, N., ... & Leclercq, D. (2015). Modeling and characterization of MTF and spectral response at small pitch on Mercury Cadmium Telluride. *Journal of Electronic Materials*, 44(9), 3157-3162.
- [83] Gappinger, R. O., Greivenkamp, J. E., & Borman, C. G. (2004). High-modulation camera for use with a non-null interferometer. *Optical Engineering*, 43(3), 689-697.
- [84] Druart, G., Rommeluere, S., Viale, T., Guerineau, N., Ribet-Mohamed, I., Crastes, A., ... & Taboury, J. (2014, May). Modulation transfer function measurement of microbolometer focal plane array by Lloyd's mirror method. In *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXV* (Vol. 9071, p. 90710S). International Society for Optics and Photonics.
- [85] G. Boreman et E.L. Dereniak : Method for measuring modulation transfer function of charge-coupled devices using laser speckle. *Opt. Eng.*, 25:148-150, 1986.
- [86] Jose, V. et Sauer, H. Cours Speckle : <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=1157&fileid=19259>
- [87] Fernández-Oliveras, A., Pozo, A. M., & Rubiño, M. (2013). Speckle-based modulation transfer function measurements for comparative evaluation of CCD and CMOS detector arrays. *Optical review*, 20(1), 41-49.

- [88] Guérineau, N (1999). *Application du phénomène d'auto-imagerie a la caractérisation de matrices de détecteurs infrarouge* Thèse de doctorat, Paris 11
- [89] Di Mambro, E. (2005). *Génération de motifs à haute résolution sans optique : application à la mesure de FTM détecteur*, Thèse de doctorat, Paris 11 ; HAL Id: tel-00008863
- [90] Druart, G. (2009). *Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge : d'une approche minimaliste à la caméra sur puce*, Thèse de doctorat, Paris 11
- [91] De La Barriere, F. (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 doctorat, Paris 11
- [92] Guérineau, N., & Primot, J. (1999). Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer. *JOSA A*, 16(2), 293-298.
- [93] de La Barrière, F., Druart, G., Guérineau, N., Rommeluère, S., Mugnier, L., Gravrand, O., ... & Derelle, S. (2012). Modulation Transfer Function Measurement of Infrared Focal-Plane Arrays with Small Fill Factors. *Journal of electronic materials*, 41(10), 2730-2737.
- [94] Guérineau, N., Harchaoui, B., Primot, J., & Heggarty, K. (2001). Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings. *Optics letters*, 26(7), 411-413.
- [95] Guérineau, N., Primot, J., Tauvy, M., & Caes, M. (1999). Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target. *Applied optics*, 38(4), 631-637.
- [96] Chambon, M. (1997). *Méthodologie de mesure de la fonction de transfert d'un système d'imagerie échantillonné*, Thèse de doctorat, Paris 11.
- [97] <https://lmfit.github.io/lmfit-py/>
- [98] Primot, J., Rouset, G., & Fontanella, J. C. (1990). Deconvolution from wave-front sensing: a new technique for compensating turbulence-degraded images. *JOSA A*, 7(9), 1598-1608.
- [99] Nghiem, J., Jaeck, J., Derelle, S., Primot, J., Caes, M., Bernhardt, S., Huard, E., Haidar, R., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P., Ribet-Mohamed, I. (2018) Study of the MTF of a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis)
- [100] Nghiem, J., Jaeck, J., Primot, J., Coudrain, C., Derelle, S., Huard, E., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018). MTF measurements of a type-II superlattice infrared focal plane array sealed in a cryocooler. *Optics express*, 26(8), 11034-11045.
- [101] Nghiem, J., Bernhardt, S., Jaeck, J., Derelle, S., Huard, E., Primot, J., ... & Ribet-Mohamed, I. (2018, April). Modulation transfer function measurements on a MWIR T2SL focal plane array in IDDCA configuration. In *Infrared Imaging Systems: Design, Analysis, Modeling, and Testing XXIX* (Vol. 10625, p. 1062508). International Society for Optics and Photonics
- [102] Nghiem, J., Jaeck, J., Giard, E., Caes, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, January). MTF and FPN measurements to evaluate midwave infrared T2SL focal plane arrays. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV* (Vol. 10111, p. 101111D).

International Society for Optics and Photonics.

- [103] Gunapala S.D., Rafol, S.B., Ting, D.Z., Soibel, A., Khoshakhlagh, A., Keo, S.A., Fisher, A., Pepper, B.J., Luong, E.M., Hill, C.J. (2018). Optics Independent Modulation Transfer Function Measurements of Mid-Wave and Long-Wave Infrared Focal Plane Arrays, QSIP 2018, Sweden.
- [104] Huard, E., Derelle, S., Jaeck, J., Nghiem, J., Haïdar, R., & Primot, J. (2018). Multi-frame linear regressive filter for the measurement of infrared pixel spatial response and MTF from sparse data. *Optics express*, 26(5), 5200-5211.
- [105] Mooney, J. M., Sheppard, F. D., Ewing, W. S., Ewing, J. E., & Silverman, J. (1989). Responsivity nonuniformity limited performance of infrared staring cameras. *Optical Engineering*, 28(11), 2811-51.
- [106] Perry, D. L., & Dereniak, E. L. (1993). Linear theory of nonuniformity correction in infrared staring sensors. *Optical Engineering*, 32(8), 1854-1860.
- [107] Reibel, Y., Espuno, L., Taalat, R., Sultan, A., Cassaigne, P., & Matallah, N. (2016, May). High performance infrared fast cooled detectors for missile applications. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98190I). International Society for Optics and Photonics.
- [108] Breiter, R., Wendler, J., Lutz, H., Rutzinger, S., Schallenberg, T., Ziegler, J., & Rühlich, I. (2012, May). State-of-the-art MCT IR-modules with enhanced long term and cycle stability. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII* (Vol. 8353, p. 83532L). International Society for Optics and Photonics.
- [109] Robo, J. A., Costard, E., Truffer, J. P., Nedelcu, A., Marcadet, X., & Bois, P. (2009, May). QWIP focal plane arrays performances from MWIR up to VLWIR. In *Infrared Technology and Applications XXXV* (Vol. 7298, p. 72980F). International Society for Optics and Photonics.
- [110] Delaunay, P. Y., Nosh, B. Z., Gurga, A. R., Terterian, S., & Rajavel, R. D. (2017, May). Advances in III-V based dual-band MWIR/LWIR FPAs at HRL. In *Infrared Technology and Applications XLIII* (Vol. 10177, p. 101770T). International Society for Optics and Photonics.
- [111] Delaunay, P. Y., & Razeghi, M. (2010). Spatial noise and correctability of type-II InAs/GaSb focal plane arrays. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 46(4), 584-588.
- [112] Rubaldo, L., Brunner, A., Guinedor, P., Taalat, R., Sam-giao, D., Kerlain, A., ... & Loquet, Y. (2016, May). State of the art HOT performances for Sofradir II-VI extrinsic technologies. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 98191I). International Society for Optics and Photonics.
- [113] Martijn, H., Gamfeldt, A., Asplund, C., Smuk, S., Kataria, H., & Costard, E. (2016, May). QWIPs at IRnova, a status update. In *Infrared Technology and Applications XLII* (Vol. 9819, p. 981918). International Society for Optics and Photonics.
- [114] Mooney, J. M., & Shepherd, F. D. (1996). Characterizing IR FPA nonuniformity and IR camera spatial noise. *Infrared physics & technology*, 37(5), 595-606.
- [115] Gross, W., Hierl, T., & Schulz, M. J. (1999). Correctability and long-term stability of infrared focal plane arrays. *Optical Engineering*, 38(5), 862-870.

- [116] Schlesinger, J. O., Calahorra, Z., Uri, E., Shick, O., Fishman, T., Shtrichman, I., ... & Hason, S. (2007, May). Pelican: SCD's 640× 512/15 μm pitch InSb detector. In *Infrared Technology and Application XXXIII* (Vol. 6542, p. 654231). International Society for Optics and Photonics.
- [117] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Berkowicz, E., Cohen, Y., Dobromislin, R., ... & Ilan, E. (2017). Development and Production of Array Barrier Detectors at SCD. *Journal of Electronic Materials*, 46(9), 5386-5393.
- [118] Klipstein, P. C., Avnon, E., Benny, Y., Fraenkel, A., Glozman, A., Hojman, E., ... & Livneh, Y. (2015, June). Type-II superlattice detector for long-wave infrared imaging. In *Infrared Technology and Application XLI* (Vol. 9451, p. 94510K). International Society for Optics and Photonics.
- [119] Glozman, A., Harush, E., Jacobsohn, E., Klin, O., Klipstein, P., Markovitz, T., ... & Yassen, M. (2006, May). High performance InAlSb MWIR detectors operating at 100K and beyond. In *Infrared Technology and Application XXXII* (Vol. 6206, p. 62060M). International Society for Optics and Photonics.
- [120] Nghiem, J., Giard, E., Delmas, M., Rodriguez, J. B., Christol, P., Caes, M., ... & Ribet-Mohamed, I. (2017, September). Radiometric characterization of type-II InAs/GaSb superlattice (t2sl) midwave infrared photodetectors and focal plane arrays. In *International Conference on Space Optics—ICSO 2016* (Vol. 10562, p. 105623Y). International Society for Optics and Photonics.
- [121] Nghiem, J., Jaeck, J. Derelle, S., Primot, J., Bernhardt, S., Haidar, R., Christol, P., Würtemberg R.M., Ribet-Mohamed, I. (2018 March), MWIR T2SL FPA evaluated by RFPN and MTF figures of merit, IR Colloquium, Freiburg.
- [122] Détecteur Cardinal SWIR 640x512 : <http://www.scd.co.il/SCD/Templates/showpage.asp?DBID=1&LNGID=1&TMID=108&FID=1393&IID=1682>
- [123] Détecteur MARS MW 320x256 : <http://www.sofradir.com/wp-content/uploads/2013/09/sofradir-fiche-mars-lw.pdf>
- [124] Détecteurs A6700sc 640x512 : <http://www.flir.fr/cs/display/?id=63707>
- [125] Ribet-Mohamed, I., Nghiem, J., Caes, M., Guenin, M., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J.B., Christol, P. (2018) Temporal stability and correctability of a MWIR T2SL focal plane array. *Infrared Phys. Technol.* (2018, soumis).
- [126] Machlup, S. (1954). Noise in semiconductors: spectrum of a two-parameter random signal. *Journal of Applied Physics*, 25(3), 341-343.
- [127] Rubaldo, L., Guinedor, P., Brunner, A., Destefanis, V., Fougères, P., Kapferer, A., ... & Compain, V. (2018, January). Sofradir vertical industrial model for high-image-quality MCT detectors. In *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XV* (Vol. 10540, p. 105400I). International Society for Optics and Photonics.
- [128] Puglisi, F. M., Padovani, A., Larcher, L., & Pavan, P. (2017, July). Random telegraph noise: Measurement, data analysis, and interpretation. In *Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA), 2017 IEEE 24th International Symposium on the* (pp. 1-9). IEEE.

- [129] Brunner, A., Rubaldo, L., Destefanis, V., Chabuel, F., Kerlain, A., Bauza, D., & Baier, N. (2014). Improvement of RTS noise in HgCdTe MWIR detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3060-3064.
- [130] Rubaldo, L., Brunner, A., Berthoz, J., Péré-Laperne, N., Kerlain, A., Abraham, P., ... & Gravrand, O. (2014). Defects Study in Hg_xCd_{1-x}Te Infrared Photodetectors by Deep Level Transient Spectroscopy. *Journal of electronic materials*, 43(8), 3065-3069.
- [131] Oh, D. J., Kwon, S. K., Song, H. S., Kim, S. Y., Lee, G. W., & Lee, H. D. (2017). Methodology for Extracting Trap Depth using Statistical RTS Noise Data of Capture and Emission Time Constant. *JOURNAL OF SEMICONDUCTOR TECHNOLOGY AND SCIENCE*, 17(2), 252-259.
- [132] Yuzhelevski, Y., Yuzhelevski, M., & Jung, G. (2000). Random telegraph noise analysis in time domain. *Review of Scientific Instruments*, 71(4), 1681-1688.
- [133] Piponnier, M. Étude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés, *Thèse de doctorat Université Paris XI* (2012).

Titre : Performances orientées système de détecteurs infrarouge à super-réseaux en cryostat opérationnel.

Mots clés : Superréseaux, Infrarouge, Détecteurs, T2SL, FTM, Correctabilité.

Résumé : De nombreuses filières de détecteurs coexistent dans le domaine infrarouge (longueur d'onde entre $1\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$). Chacune possède ses avantages et ses inconvénients (coût, performance, compacité ...). Certaines filières sont bien établies et disponibles commercialement alors que d'autres sont encore émergentes. La filière super-réseaux (SR) est une filière récemment commercialisée. Elle repose sur l'empilement périodique de semiconducteurs (InAs/GaSb), donnant un détecteur quantique capable de détecter des longueurs d'onde comprises entre 1 et $32\mu\text{m}$. L'objectif de cette thèse est d'évaluer le potentiel de la filière super-réseaux en cryostat opérationnel à l'aide de fonctions de mérite

orientées système tenant compte du packaging entourant le détecteur. Nous nous concentrerons sur la Fonction de Transfert de Modulation (FTM), décrivant la résolution du système ainsi que sur le rapport Bruit Spatial Fixe Résiduel sur Bruit Temporel (BSFR/BT), décrivant la stabilité temporelle de la qualité image.

Ce travail a ainsi permis de confirmer deux promesses des SR en moyen infrarouge : d'une part, la grande stabilité temporelle de la qualité image et d'autre part le faible nombre de pixels clignotants. Par ailleurs, les bancs de mesures de FTM et de stabilité temporelle développés au cours de la thèse pourront être adaptés pour caractériser d'autres filières dans les mêmes conditions de mesure.

Title : Figures of merits at a system level of superlattice infrared Integrated Detector Dewar Cooler Assembly.

Keywords : Superlattice, Infrared, Photodetector, T2SL, MTF, Correctability.

Abstract : Many photodetector technologies coexist in the infrared domain (wavelength between $1\mu\text{m}$ and $50\mu\text{m}$). Each of them comes with its assets and drawbacks (cost, performance, compactness, etc.). Some technologies are well established and available while others are still under development. The superlattice technology (SL) recently made its way into the market. It is based on the periodic stack of semiconductors (InAs/GaSb), giving a quantum detector capable of detecting wavelengths between 1 and $32\mu\text{m}$ typically. Like other quantum infrared detectors, superlattice photodetectors need to be cooled at cryogenic temperature to maximize their electro-optical performance.

The objective of this thesis is to evaluate the

potential of the SLSL in IDDCA using system-oriented figures of merit, which also take into account the packaging of the detector. The present work is focused on the Modulation Transfer Function, which describes the system resolution and the ratio Residual Fixed Pattern Noise over Temporal Noise (RPFN/TN), which evaluates the temporal stability of the image quality.

This present work successfully confirmed two promises of the SL in midwave infrared : the excellent stability of the image quality and the low flickering pixel count. Besides, the experimental benches developed (MTF and temporal stability alike) can be adapted to perform similar measurements with other technologies.