



# 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

présentée et soutenue le 5 octobre 2012

pour l'obtention du

Doctorat de l'université d'Orsay – PARIS XI  
(Spécialité Physique)

par

Florence DE LA BARRIERE

#### Composition du jury :

<i>Président :</i>	Mme Elisabeth DUFOUR-GERGAM
<i>Rapporteurs :</i>	M. Jean-Gabriel CUBY M. Simon THIBAUT
<i>Examineurs :</i>	M. Philippe ADAM M. Philippe BENSUSSAN
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Jean TABOURY
<i>Co-directeur de thèse :</i>	M. Nicolas GUERINEAU
<i>Invité :</i>	M. Guillaume DRUART



## Remerciements

Je tiens à consacrer les premières pages de ce manuscrit à remercier les nombreuses personnes qui m'ont apporté leur aide au cours de ma thèse.

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, qui ont accepté de participer à mon évaluation. Je suis très reconnaissante à Messieurs Simon Thibault et Jean-Gabriel Cuby, qui ont été les rapporteurs de ce manuscrit ; je les remercie pour leurs rapports élogieux. Un grand merci également à Madame la Présidente Elisabeth Dufour-Gergam et à Messieurs Philippe Adam et Philippe Bensussan, qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail.

Je remercie Franck Lefèvre, directeur du département Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA, pour m'avoir accueillie au sein de son département durant ces trois années de thèse. Merci également à Patricia Cymbalista, responsable de l'unité CIO dans laquelle j'ai évolué, pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail, ainsi que pour son aide administrative précieuse.

Je remercie la Délégation Générale de l'Armement pour son soutien financier, tant pour ma bourse de thèse que pour les bancs d'expérimentation et les composants TEMOIN, tout particulièrement la caméra sur puce, qui ont vu le jour. Merci à Jean-Baptiste Moullec pour son intérêt dans mon travail et les discussions très enrichissantes que nous avons eues.

Je remercie mon directeur de thèse, Jean Taboury, pour le suivi très régulier de mon travail, et ses innombrables idées à l'origine de résultats inattendus, notamment sur les matrices de microlentilles en bromure de potassium et sur le masque de phase aléatoire. Chacune de nos rencontres m'a fait prendre de la hauteur sur mon sujet.

Je ne témoignerai jamais assez de reconnaissance à Nicolas Guérineau et à Guillaume Druart, les deux personnes qui ont été les plus proches de moi durant cette thèse. Ils m'ont confié un sujet passionnant, et m'ont aidée à l'enrichir chaque jour davantage. Je commencerai par saluer l'enthousiasme de Guillaume pour la thématique des optiques miniaturisées, et tout particulièrement pour les systèmes multivoies. Il me l'a communiqué dès que nous avons commencé à travailler ensemble, il y a quatre ans. Je sais à quel point mon sujet de thèse lui a tenu à cœur. Merci pour son profond investissement. Je remercie Nicolas d'avoir répondu à chacune de mes requêtes de manière constructive. Merci pour la confiance qu'il m'a témoignée à de nombreuses reprises. Et merci d'être à l'origine d'une thématique passionnante sur laquelle j'ai eu tant de plaisir à travailler ! Nous avons eu tous les trois des discussions très enrichissantes et animées, notamment sur l'interprétation de tel ou tel résultat, la rédaction de nos articles ou encore la préparation des conférences auxquelles j'ai participé. Chacun de nos échanges a été pour moi une étape importante dans ma progression. Je les remercie d'avoir éclairé mes décisions et soutenu mes choix scientifiques. Au-delà de ces quelques mots, j'espère que tous deux percevront que mes plus profonds remerciements s'expriment dans chaque ligne de ce manuscrit, au travers du travail réalisé et des voies qu'il permet d'ouvrir à présent.

Je remercie Yann Ferrec, pour son aide précieuse et le recul qu'il m'a permis de prendre sur ma thèse au travers de discussions enrichissantes et variées (les systèmes multivoies, le KBr, la FTM pixel, le masque de phase aléatoire, latex...), et tous les petits « coups de main » qu'il m'a donnés.

Je remercie Mathieu Chambon pour son implication dans l'étape de caractérisation de la

caméra sur puce, pour ses conseils et son aide, ainsi que pour les beaux résultats que nous avons obtenus!

Merci à Sylvain Rommeluère, Marc Jacquart, Michel Tauvy et Eric Lambert, qui m'ont apporté une grande aide pour mettre au point les bancs d'expérimentation dont j'ai eu besoin.

J'adresse un grand merci à Laurent Mugnier, qui m'a très gentiment donné les bonnes bases d'un algorithme pour le traitement de mes données sur la FTM pixel. Nos réunions d'une grande richesse scientifique, ses conseils divers et toujours si pertinents m'ont permis de progresser rapidement.

Je souhaite exprimer toute ma gratitude à Julien Jaeck et à Riad Haïdar pour leurs conseils, leur aide et leur soutien. Je remercie chaleureusement les membres de l'unité CIO avec lesquels j'ai eu l'opportunité de travailler ponctuellement : Sophie Derelle, Isabelle Ribet, Sylvie Bernhardt, Cindy Bellanger, Sophie Thétas, Patrick Bouchon, Gilles Le Coadou. Merci également aux membres de l'unité ERIO avec lesquels j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et à converser : Christophe Coudrain, Roland Domel-Desplantes, Hélène Causse, Laurent Rousset-Rouvière, Didier Henry, Philippe Perrault.

J'ai eu la chance d'être entourée de personnes d'expérience : Joël Deschamps et Jérôme Primot. Je les remercie chaleureusement pour leurs conseils et leur soutien.

Je remercie les autres doctorants, notamment Martin Piponnier, l'une des références de l'unité en matière de CSIG, ainsi que Julien Rizzi, pour des discussions sur les mesures de FTM, les CSIG, l'analyse de front d'onde... et beaucoup d'autres sujets intéressants! Je remercie également Charlie Koechlin, Emilie Sakat et Benjamin Portier.

Je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe administrative du DOTA, Valérie, Christèle, Corinne, Evelyne, Véronique et Brigitte, dont l'aide m'a été indispensable notamment pour la préparation des congrès et des déplacements.

C'est à l'équipe TEMOIN du CEA LETI que je dois bon nombre de résultats expérimentaux. Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Lhermet, qui un jour est arrivé avec une petite surprise à laquelle je ne m'attendais pas, le détecteur multi-zones petites diodes! C'est un composant bien précieux, dont je me suis servie abondamment. Je remercie Olivier Gravrand, qui m'a fait bénéficier de son expertise sur le thème des "petites diodes", ainsi que Nicolas Baier et André Pérez, pour la caractérisation au CEA de ce composant. Je tiens à saluer le travail remarquable du laboratoire packaging et assemblage du CEA LETI, en particulier de Manuel Fendler et de Gilles Lasfargues, les artisans de la caméra sur puce. J'ai conscience de la difficulté du travail de packaging sur ce composant, et je voudrais leur exprimer toute ma reconnaissance pour les défis technologiques qu'ils ont relevés avec tant de créativité. Et merci pour cette petite caméra! Elle a séduit bien au-delà de notre cercle d'initiés, parce qu'elle est dorénavant en couverture d'un numéro d'Applied Optics! J'ai beaucoup appris de mon séjour au CEA LETI il y a trois ans. Je remercie Manuel pour son encadrement, et pour m'avoir sensibilisée aux problématiques technologiques. Je remercie également très chaleureusement Alain Gueugnot, pour toutes les mesures au profilomètre (je sais qu'elles ont été longues!).

J'adresse la plus grande reconnaissance à Vincent Huc, de l'Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay, qui m'a ouvert très gracieusement les portes de son laboratoire alors que nous ne nous connaissions pas. Les échanges que nous avons eus m'ont permis d'obtenir des résultats expérimentaux inattendus. C'est grâce à lui que j'ai travaillé avec autant de succès sur les microlentilles en KBr. Sa présence à ma soutenance de thèse et son soutien m'ont particulièrement touchée. Je voudrais consacrer quelques lignes à remercier tous ceux (et ils sont bien nombreux!) qui ont œuvré à mes côtés pour mettre au point le banc de fabrication des matrices

de microlentilles en KBr à l'ONERA. Leur aide m'a été indispensable pour donner vie à une idée initiale riche et ambitieuse, et pour obtenir des résultats variés et de qualité en trois années seulement : Jérôme (sans qui ce projet n'aurait pas été financé), Guillaume, Nicolas, Jean, Vincent, Alain, Patricia, Julien, Sylvain, Didier. Je remercie chaleureusement Sabrina Velghe pour ses conseils sur la mesure de front d'onde des microlentilles.

Je remercie le groupe SCOp de l'Institut d'Optique, en particulier Pierre Chavel pour les discussions très intéressantes que nous avons eues, et pour avoir facilité mes démarches administratives tout au long de cette thèse. Merci également à Hervé Sauer, Mathieu Boffety et Guillaume Anna.

Pour finir, je tiens à remercier les personnes qui me sont les plus chères, qui m'ont toujours soutenue au cours de mes études, et qui ont été d'une présence et d'une aide indispensables durant ma thèse : mes parents et mon frère.



# Table des matières

<b>Table des notations</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Mise en évidence de stratégies de conception pour simplifier et miniaturiser les systèmes optiques</b>	<b>7</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Rappel des définitions de paramètres importants caractérisant un système optique	8
1.3 Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ . .	12
1.3.1 Rappel de l'expression de l'écart normal d'un système optique . . . . .	12
1.3.2 Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ . . . . .	14
1.4 Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques . . . . .	15
1.4.1 Influence de la minimisation de l'écart normal maximal sur la résolution angulaire et le nombre de points résolus . . . . .	16
1.4.2 Jouer sur l'indice de réfraction, la cambrure de la lentille et la position de la pupille . . . . .	17
1.4.3 Augmenter le nombre d'ouverture $N$ : l'imagerie sans lentille . . . . .	19
1.4.4 Diminuer le champ d'observation $FOV$ : les yeux à facettes des insectes .	20
1.4.5 Diminuer la distance focale $f$ : le concept TOMBO . . . . .	27
1.5 Application des stratégies de miniaturisation pour concevoir des caméras infrarouges cryogéniques compactes . . . . .	32
1.6 Conclusion . . . . .	34
<b>Chapitre 2 Conception d'architectures optiques compactes pour des caméras infrarouges cryogéniques</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	37
2.2 Etat de l'art des techniques de fabrication de matrices de microlentilles . . . . .	38

*Table des matières*

2.3	Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique . . . . .	43
2.3.1	Cahier des charges général de la caméra sur puce . . . . .	43
2.3.2	Contraintes technologiques à respecter pour la réalisation de la caméra sur puce . . . . .	44
2.3.3	Système optique simple basé sur une seule lentille . . . . .	45
2.3.4	Système optique simple basé sur deux lentilles . . . . .	49
2.3.5	Tolérancement de l'architecture à deux étages de la caméra sur puce . . . . .	51
2.3.6	Dessin de l'écran froid et du capot du cryostat compatibles avec le grand champ de la caméra . . . . .	51
2.3.7	Diaphragmes et suppression de la communication entre les voies . . . . .	53
2.3.8	Etude de l'impact du refroidissement du système sur ses dimensions . . . . .	53
2.3.9	Estimation de la parallaxe de la caméra sur puce . . . . .	55
2.4	Conception d'une caméra de type téléobjectif multivoies . . . . .	56
2.4.1	Cahier des charges général de la caméra compacte à concevoir . . . . .	56
2.4.2	Conception d'une voie de type téléobjectif . . . . .	57
2.4.3	Tolérancement d'une voie du téléobjectif . . . . .	59
2.4.4	Conception du téléobjectif infrarouge multivoies . . . . .	59
2.5	Conclusion . . . . .	63
<b>Chapitre 3 Réalisation de la caméra sur puce infrarouge cryogénique</b>		<b>67</b>
3.1	Introduction . . . . .	67
3.2	Réalisation de matrices de microlentilles de forte puissance optique . . . . .	68
3.3	Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage . . . . .	71
3.3.1	Etat de l'art des méthodes de mesure de la FTM de détecteurs . . . . .	74
3.3.2	Méthodologie pour dimensionner un banc de mesure de FTM avec un CSIG	76
3.3.3	Acquisition d'une première image expérimentale . . . . .	81
3.3.4	Principe général de la méthode de traitement des données expérimentales pour extraire l'information de FTM . . . . .	84
3.3.5	Résultats des mesures de la FTM du pixel moyen par zone . . . . .	87
3.3.6	Choix des paramètres technologiques adéquats pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce . . . . .	88
3.4	Report des matrices de microlentilles avec précision au plus près du détecteur . . . . .	91
3.5	Conclusion . . . . .	93
<b>Chapitre 4 Reconstitution d'une image bien résolue à partir de l'image multivoies acquise par la caméra sur puce</b>		<b>95</b>



4.1	Introduction . . . . .	95
4.2	Etat de l'art de quelques techniques de super-résolution . . . . .	97
4.2.1	Interpolation non-uniforme . . . . .	97
4.2.2	Réarrangement des pixels, ou <i>shift and add</i> . . . . .	97
4.2.3	Inversion de matrice dans l'espace de Fourier . . . . .	101
4.2.4	Inversion de matrice dans l'espace réel . . . . .	103
4.2.5	Méthode de rétro-projection itérative . . . . .	104
4.3	Etat de l'art des techniques d'estimation des décalages entre les imageries . . . . .	105
4.4	Etapes préliminaires au traitement d'une image expérimentale . . . . .	105
4.4.1	Correction du bruit spatial fixe du détecteur matriciel de la caméra sur puce	105
4.4.2	Correction des pixels défectueux . . . . .	106
4.4.3	Découpage des 16 imageries à partir de l'image brute . . . . .	107
4.4.4	Estimation des décalages entre les imageries . . . . .	107
4.5	Traitement d'une image expérimentale avec un algorithme inspiré de la méthode <i>shift and add</i> . . . . .	110
4.5.1	Principe . . . . .	110
4.5.2	Mise en œuvre . . . . .	110
4.5.3	Bilan . . . . .	112
4.6	Traitement d'une image expérimentale par interpolation non-uniforme . . . . .	112
4.7	Conclusion . . . . .	113

**Chapitre 5 Evaluation expérimentale des performances de la caméra sur puce infrarouge cryogénique 117**

5.1	Introduction . . . . .	117
5.2	Mesure de la PSF de toutes les voies de la caméra par <i>spot scan</i> . . . . .	118
5.3	Mesure du champ d'observation de la caméra . . . . .	119
5.4	Etude des images parasites . . . . .	122
5.5	Mesure de la distance focale de chaque voie de la caméra sur puce . . . . .	124
5.6	Etude de la décroissance de la luminosité dans le champ . . . . .	125
5.7	Estimation du courant d'obscurité . . . . .	128
5.8	Mesure de la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images . . . . .	128
5.8.1	Principe de la mesure . . . . .	128
5.8.2	Mise en œuvre expérimentale . . . . .	130
5.9	Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images . . . . .	132
5.9.1	Introduction sur l'étude du bruit dans les systèmes optiques multivoies . . . . .	132

*Table des matières*

5.9.2	Principe de la mesure de NETD . . . . .	136
5.9.3	Mise en œuvre expérimentale . . . . .	136
5.9.4	Conclusions sur la mesure de NETD de la caméra sur puce . . . . .	140
5.10	Conclusion . . . . .	140
<b>Chapitre 6 Vers la caméra téléobjectif multivoies : réalisation des matrices de microlentilles</b>		<b>143</b>
6.1	Introduction . . . . .	143
6.2	Propriétés du bromure de potassium . . . . .	144
6.3	Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium . . . . .	145
6.3.1	Introduction sur le procédé de fabrication standard de pastilles en bromure de potassium . . . . .	145
6.3.2	Développement d'un procédé de fabrication spécifique pour réaliser des composants optiques en bromure de potassium . . . . .	146
6.3.3	Mesure de la transmission d'une pastille en bromure de potassium à faces planes et parallèles . . . . .	149
6.3.4	Contrôle de l'épaisseur des matrices de microlentilles . . . . .	150
6.3.5	Production des moules avec la forme adéquate . . . . .	152
6.3.6	Matrices de microlentilles en bromure de potassium . . . . .	153
6.4	Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées . . . . .	153
6.4.1	Mesures géométriques : cartographies à trois dimensions des surfaces moulées	155
6.4.2	Mesures optiques : analyse du front d'onde issu des microlentilles . . . . .	162
6.5	Formation d'une image avec une matrice de microlentilles convergentes dans le visible . . . . .	164
6.6	Conclusion et perspectives . . . . .	165
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>167</b>
<b>Annexes</b>		<b>175</b>
<b>Annexe A Procédé de fabrication des détecteurs de la filière HgCdTe</b>		<b>175</b>
<b>Annexe B Publications et participations à des congrès</b>		<b>179</b>
<b>Annexe C Etude d'un masque de phase aléatoire</b>		<b>183</b>
C.1	Introduction sur la problématique de la localisation de points source . . . . .	183
C.2	Description générale du masque de phase et simulations de son comportement . .	184
C.3	Application du masque de phase à la localisation de points sources . . . . .	186

C.4 Conclusion et perspectives . . . . .	187
<b>Bibliographie</b>	<b>191</b>

*Table des matières*

# Table des notations

## Opérateurs

$*$	Opérateur convolution.
$A \propto B$	$A$ est proportionnel à $B$ .
$A^*$	Conjugué du nombre complexe $A$ .

## Systèmes de coordonnées

$x, y$	Coordonnées cartésiennes dans la base orthonormée $(O, x, y)$ .
$(r, \varphi)$	Coordonnées polaires d'un point $M$ situé dans le plan de la pupille de sortie.
$(r', \varphi')$	Coordonnées polaires d'un point $M'$ situé dans le plan du détecteur.
$\vec{r}$	Vecteur de coordonnées polaires d'un point $M$ dans le plan de la pupille de sortie.
$\vec{r}'$	Vecteur de coordonnées polaires d'un point $M'$ dans le plan du détecteur.
$\nu_x, \nu_y$	Fréquences spatiales dans l'espace de Fourier (suivant les directions des axes $(Ox)$ et $(Oy)$ respectivement).

**Correspondance entre les coordonnées cartésiennes  $(x, y)$  et les coordonnées polaires  $(r, \varphi)$**

$$\begin{cases} x = r \cos \varphi \\ y = r \sin \varphi \end{cases} \quad (1)$$

## Fonctions et distributions usuelles

rect	Fonction rectangle : $\text{rect}(x) = 1$ si $x \in [-1/2; 1/2]$ et $\text{rect}(x) = 0$ sinon.
sinc	Fonction sinus cardinal : $\text{sinc}(x) = 1$ si $x = 0$ et $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ sinon.
$\delta$	Impulsion de Dirac.
$\text{III}_p$	Peigne de Dirac de pas $p$ : $\text{III}_p(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - np)$ .
$\text{III}_{p,q}$	Peigne de Dirac à deux dimensions, de pas $p$ dans la direction $x$ et de pas $q$ dans la direction $y$ : $\text{III}_{p,q}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(x - np)\delta(y - mq)$ .
disc	Fonction disque : $\text{disc}(\vec{r}) = 1$ si $\ \vec{r}\  \leq 1$ et $\text{disc}(\vec{r}) = 0$ sinon.

## Définition de la transformée de Fourier

Transformée de Fourier d'une fonction  $f$  de la variable  $x$  :

$$\tilde{f}(\nu_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-2j\pi x\nu_x) dx.$$

Transformée de Fourier d'une fonction  $f$  de deux variables  $x$  et  $y$  :

$$\tilde{f}(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \exp(-2j\pi(x\nu_x + y\nu_y)) dx dy.$$

Transformée de Fourier d'un peigne de Dirac de pas  $p$  :

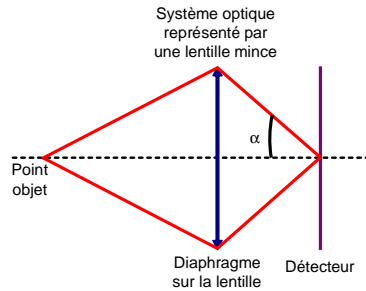
$$\tilde{\text{III}}_p(\nu_x) = \frac{1}{p} \text{III}_{1/p}(\nu_x).$$

Transformée de Fourier d'un peigne de Dirac à deux dimensions, de pas  $p$  selon  $x$  et de pas  $q$  selon  $y$  :

$$\tilde{\text{III}}_{p,q}(\nu_x, \nu_y) = \frac{1}{pq} \text{III}_{1/p, 1/q}(\nu_x, \nu_y).$$

## Paramètres fréquemment utilisés

$j$	Nombre complexe tel que $j^2 = -1$ .
$\lambda$	Longueur d'onde d'illumination du système optique.
$Nb_x$	Nombre de pixels en $x$ du détecteur.
$Nb_y$	Nombre de pixels en $y$ du détecteur.
$p_s$	Pas d'échantillonnage du détecteur.
$t_{pix}$	Taille des pixels du détecteur.
$F_r$	Facteur de remplissage des pixels : $F_r = \left(\frac{t_{pix}}{p_s}\right)^2$ .
$PSF$	Réponse d'un système optique à un point lumineux situé à l'infini.
$PSF_{pixel}$	Réponse spatiale d'un pixel.
$FT_{opt}$	Fonction de transfert optique (transformée de Fourier de la $PSF$ ).
$FT_{pixel}$	Fonction de transfert du pixel.
$\nu_c$	Fréquence de coupure de l'optique : fréquence spatiale pour laquelle la $FT_{opt}$ s'annule pour la première fois.
$\nu_{pix}$	Fréquence de coupure du pixel : fréquence spatiale pour laquelle la $FT_{pixel}$ s'annule pour la première fois. Dans le cas d'un pixel carré, $\nu_{pix} = 1/t_{pix}$ .
$f_{Ny}$	Fréquence de Nyquist associée au détecteur : $f_{Ny} = \frac{1}{2p_s}$ .
$I\text{FOV}$	Résolution angulaire ( <i>instantaneous field of view</i> ).
$FOV$	Champ d'observation ( <i>field of view</i> ).
$N_b$	Nombre de points résolus dans l'image : $N_b = \left(\frac{FOV}{I\text{FOV}}\right)^2$ .
$f$	Distance focale du système optique.
$\phi_s$	Diamètre de la pupille de sortie du système optique.
$N$	Nombre d'ouverture du système optique : $N = f/\phi_s$ .
$ON$	Ouverture numérique du système optique : $ON = \sin \alpha$ , avec $\alpha$ l'angle d'ouverture.



$BFL$	Tirage du système optique (en anglais, <i>back focal length</i> ). Le tirage est défini comme la distance entre le dernier dioptré du système optique et le détecteur.
$NETD$	Différence de température équivalente au bruit ( <i>noise equivalent temperature difference</i> ). Elle est définie comme la différence de température pour laquelle le rapport signal à bruit est égal à 1.
$Ra$	Rugosité arithmétique. On raisonne à une dimension ( $x$ ) pour la définir. Si la surface de référence est décrite par la fonction $Ref(x)$ , alors que la vraie surface est décrite par la fonction $Z(x)$ , $Ra$ est définie par : $Ra = \frac{1}{L} \int_0^L  Z(x) - Ref(x) $ , où $L$ est la longueur d'évaluation de la rugosité.

*Table des notations*



# Introduction

La miniaturisation des systèmes optiques est un domaine en pleine expansion dans le monde scientifique actuellement. En effet, miniaturiser les systèmes optiques permet de réduire leur encombrement, leur masse, ainsi que leur coût de production, grâce à la diminution de leurs dimensions et à l'augmentation de leur volume de production. Moins volumineux et moins chers, ils peuvent alors prétendre à être diffusés dans des applications diverses, à la fois civiles et militaires.

La production de caméras "grand public", fonctionnant dans le domaine spectral visible, telles que des caméras de téléphone portable ou encore des webcams équipant les ordinateurs, constitue un premier exemple de la miniaturisation des systèmes optiques. Le développement et la diffusion de ce type de caméras trouvent leurs origines dans l'évolution du bloc de détection d'une part et du bloc optique d'autre part. Depuis leur apparition, les détecteurs matriciels de type CMOS (complementary metal oxyde semiconductor) n'ont cessé d'évoluer, leur format devenant de plus en plus grand et leurs pixels de plus en plus petits. Cette progression permet de réduire la consommation d'énergie de ces détecteurs, et d'améliorer la qualité des images fournies. Par ailleurs, l'émergence de nouvelles techniques de fabrication de composants optiques ouvre la voie à une réduction drastique de leur coût. Par exemple, le moulage de composants optiques par injection de polymères est adapté à de larges volumes de production et donc à une production bas coût. Un seul moule est fabriqué, avec des techniques d'usinage très précises à l'échelle du wafer. Il permet ensuite une production de masse de lentilles identiques, dont le matériau, le PMMA par exemple, est peu cher. Le bloc optique est assemblé avec le détecteur à l'échelle du wafer, en se basant largement sur des techniques issues de l'industrie de la micro-électronique [1, 2]. Ainsi, l'ensemble du procédé de fabrication de ces caméras est optimisé de façon à permettre une production à grande échelle.

Les systèmes optiques fonctionnant dans le domaine spectral de l'infrarouge s'inscrivent également dans cette tendance de miniaturisation. L'infrarouge est le domaine spectral privilégié pour la vision de nuit, ou lorsque la transmission de l'atmosphère ne permet pas de réaliser de l'imagerie visible (en présence de fumées par exemple). Il existe trois bandes du spectre infrarouge où la transmission de l'atmosphère est bonne :

- les courtes longueurs d'onde, entre 0,75 et 2,5  $\mu\text{m}$  : la bande SWIR (*short wavelength infrared*).
- les moyennes longueurs d'onde, entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  : la bande MWIR (*middle wavelength infrared*).
- les grandes longueurs d'onde, entre 8 et 12  $\mu\text{m}$  : la bande LWIR (*long wavelength infrared*).

Comme pour le visible, miniaturiser les systèmes infrarouges facilite leur utilisation dans des applications diverses. Dans le domaine civil, les systèmes infrarouges sont employés pour la thermographie, la video-surveillance, l'automobile (pour l'aide à la conduite de nuit), la domotique, la recherche de personnes lors d'opérations de sauvetage, la détection de points chauds

pour la sécurité incendie... Dans le domaine militaire, ils permettent d'assurer des fonctions de surveillance, veille, protection, pilotage, visée, équipement de fantassins, de véhicules terrestres... Par ailleurs, avec l'apparition des drones, les caméras infrarouges sont appelées à être embarquées sur des véhicules de plus en plus petits et de plus en plus légers, qui doivent avoir la capacité de naviguer seuls. Pour ce type d'applications, il est nécessaire de concevoir des caméras infrarouges compactes ayant un grand champ d'observation.

Il existe deux familles de détecteurs infrarouges : les détecteurs quantiques, pour lesquels un signal électrique est créé lorsqu'un photon est absorbé, et les détecteurs thermiques, qui mesurent un flux infrarouge en détectant une élévation de température après absorption de l'énergie incidente.

Les détecteurs quantiques ont besoin d'être refroidis à la température de l'azote liquide (77 K) pour pouvoir fonctionner. Ils sont très performants : ils présentent une grande sensibilité, un faible bruit de lecture et un faible courant d'obscurité. Durant ces dernières années, l'augmentation de leur format s'est accompagnée d'une diminution de la taille des pixels : par exemple, le détecteur de référence JUPITER, commercialisé par la société Sofradir [3] compte  $1280 \times 1024$  pixels, de taille  $15 \mu\text{m}$ . Des composants bispectraux, sensibles dans plusieurs bandes spectrales de l'infrarouge, ont également vu le jour [4].

Les détecteurs thermiques, de type micro-bolomètres, ont, quant à eux, l'avantage de fonctionner à température ambiante. Ils sont moins chers que les détecteurs refroidis. En revanche, ils présentent un bruit plus important et une faible sensibilité. Ces détecteurs "bas coût" favorisent l'implantation de l'infrarouge dans le domaine civil.

Par analogie avec l'évolution dans le visible, la diminution du coût des détecteurs thermiques amène à proposer des systèmes optiques infrarouges moins chers. La miniaturisation des systèmes optiques infrarouges va donc dans le sens d'une diminution des coûts pour une diffusion dans le domaine civil avec des détecteurs thermiques, et dans le sens d'une diminution de l'encombrement pour des applications militaires avec des détecteurs quantiques ou thermiques. Entre autres, deux classes d'applications militaires peuvent être définies :

- l'imagerie grand champ (champ d'observation compris entre  $30^\circ$  et  $60^\circ$ ) pour des missions de reconnaissance et d'identification.
- l'imagerie très grand champ (champ d'observation autour de  $180^\circ$ ) pour des missions de veille, de surveillance, et d'aide au pilotage.

Il existe actuellement une véritable course à la miniaturisation des systèmes optiques, dans laquelle sont impliquées plusieurs équipes de recherche (Japon, Allemagne, Etats-Unis notamment), soutenues par des industriels (par exemple Süss MicroOptics, Raytheon et Tessera). Pour ne citer que quelques exemples, les équipes japonaise [5] et allemande [6] travaillent sur la conception de systèmes optiques multivoies compacts fonctionnant dans le visible. Aux Etats-Unis, l'équipe de Brady se place dans le domaine de l'infrarouge non-refroidi, en proposant un système optique multivoies compact intégré sur une matrice de micro-bolomètres [7]. L'équipe de Chritensen, quant à elle, étudie un système compact à base de miroirs intégrés sur un détecteur visible de type CCD (*charge-coupled device*) [8].

Dans le domaine de l'infrarouge refroidi, la problématique de la miniaturisation des systèmes optiques et de leur intégration près du détecteur impose de prendre en compte l'environnement cryogénique dans lequel est placé le détecteur. En effet, ce dernier doit être intégré dans un cryostat, qui est une enceinte à vide fermée par un hublot. Le cryostat est un environnement scellé exclusivement réservé au détecteur, et dont l'intérieur est illustré de façon schématique dans la figure 1. Le détecteur est posé sur une table froide, maintenue à la température de l'azote

liquide. Un écran froid et un diaphragme froid limitent l'angle de vue du détecteur, de telle façon que le détecteur voit soit la scène à observer, soit un environnement froid qui va donc émettre peu de rayonnement infrarouge.

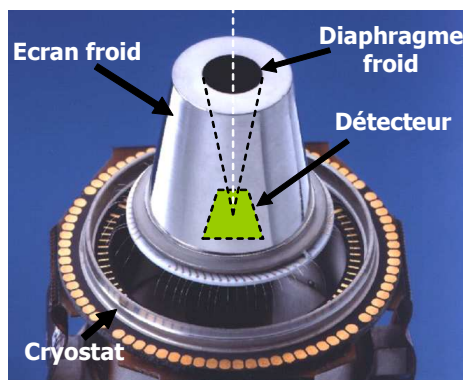


FIGURE 1 – Illustration de l'intérieur d'un cryostat : le détecteur est posé sur une table froide, l'écran froid et le diaphragme froid limitent l'angle de vue du détecteur.

Les systèmes optiques traditionnels (non miniaturisés) associés à des détecteurs infrarouges cryogéniques sont souvent encombrants : ils doivent être placés à l'extérieur du cryostat. Deux stratégies de conception peuvent être envisagées afin que le détecteur associé au système optique placé en amont ne voit exclusivement que la scène à imager ou bien un environnement froid. D'une part, le système d'imagerie peut être conçu de manière à ce que le diaphragme froid du cryostat corresponde à la pupille de sortie du système. Dans ce cas, le diaphragme froid est appelé pupille froide. La pupille froide est alors le conjugué de la pupille d'entrée qui est placée sur un élément de tête du système optique. D'autre part, le concepteur peut choisir de placer la pupille du système directement sur le diaphragme froid. Cependant, une telle combinaison présente un certain nombre d'inconvénients. Les aberrations sont difficiles à corriger car la pupille n'est pas placée sur un élément de tête. Le déplacement de la pupille en fonction du champ sur les éléments de tête nécessite des optiques de grand diamètre pour éviter les problèmes de vignettage. Dans les deux cas, la présence de cette pupille froide constitue une contrainte dans la conception d'une architecture infrarouge, ce qui rend la combinaison optique plus complexe.

Une approche de miniaturisation consiste à intégrer le système optique directement à l'intérieur du cryostat. La miniaturisation des systèmes infrarouges associés à des détecteurs cryogéniques est donc intéressante sur deux points. D'une part, elle permettra de fusionner les blocs optique et de détection, de façon à ce que le système optique soit directement intégré dans le cryostat, et que son encombrement soit donc uniquement matérialisé par l'encombrement du cryostat. D'autre part, la pupille d'entrée pourra être confondue avec le diaphragme froid. Le système optique sera donc plus simple, en supprimant la contrainte de conjugaison de pupilles, tout en maintenant de bonnes performances radiométriques.

Depuis quelques années, des travaux sont menés concernant la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques infrarouges cryogéniques. On peut citer par exemple les recherches de l'industriel Semiconductor Devices [9], en Israël, qui propose, en 2010, un système comprenant trois lentilles directement intégrées dans le cryostat, avec un hublot chaud fonctionnalisés sous forme de lentille fish-eye. Cette dernière permet d'augmenter le champ d'observation, qui devient alors égal à  $105^\circ \times 135^\circ$ . Bien qu'entièrement contenu dans le volume du cryostat, ce système demeure relativement complexe, puisqu'il fait intervenir trois lentilles et un hublot fonctionnalisés.

Mon travail de thèse s'est déroulé au sein des unités CIO (concepts innovants en optique) et ERIO (étude et réalisation d'instruments optiques) du département optique théorique et appliquée (DOTA) de l'ONERA. Un des domaines de recherche de ces deux unités concerne les caméras infrarouges cryogéniques. Il s'appuie essentiellement sur deux types de compétences : d'une part, la conception optique, comprenant, entre autres, le calcul optique et la mise au point de modèles de performances pour les systèmes conçus et réalisés, et d'autre part la qualification de détecteurs infrarouges, avec notamment des compétences dans les domaines de l'électronique pour la mise en œuvre de ces détecteurs, et également de la cryogénie. Sur l'aspect conception optique, une plateforme de recherche commune entre l'ONERA et l'Institut d'Optique, nommée PRECISION, a vu le jour en 2004. Sur l'aspect détecteur, une collaboration durable est mise en place depuis 25 ans avec le CEA LETI à Grenoble. Le CEA LETI est en effet un acteur incontournable dans le domaine des détecteurs infrarouges, puisqu'il maîtrise l'ensemble des chaînes de fabrication des deux types de détecteurs infrarouges, refroidis et non-refroidis.

Depuis les années 2000, les unités CIO et ERIO mettent en place une thématique de recherche sur la miniaturisation des systèmes infrarouges et leur intégration au plus près du détecteur. Le premier concept a été proposé en 2002 : il s'agit d'un micro-spectromètre statique par transformée de Fourier extrêmement compact, car il est intégré directement sur le détecteur infrarouge. Le composant obtenu, appelé MICROPOC (Microspectrometer on chip), a fait l'objet d'un brevet [10] ainsi que d'une thèse effectuée par Sylvain Rommeluère [11]. S'en est suivie, à partir de 2005, une étude entièrement financée par la DGA sur l'intégration de fonctions optroniques à proximité du détecteur infrarouge, pour des applications de spectrométrie et d'imagerie. C'est dans ce contexte que s'est déroulée la thèse de Guillaume Druart, à l'ONERA, de 2006 à 2009 [12]. L'objectif de la thèse de Guillaume Druart était d'identifier de nouvelles briques de conception optique adaptées aux détecteurs infrarouges refroidis, pour des applications d'imagerie. Guillaume Druart est parti d'une approche minimaliste, qui vise à imager une scène en s'appuyant uniquement sur l'environnement cryogénique et en n'y ajoutant aucun élément optique. Il a ainsi conçu une *camera obscura* infrarouge, dans laquelle le sténopé est simplement obtenu en réduisant le diamètre du diaphragme froid. Afin d'améliorer les performances radiométriques de la *camera obscura*, il a augmenté à nouveau le diamètre du diaphragme froid et ajouté un ménisque en silicium à l'intérieur de l'écran froid. La longueur totale de cette caméra est égale à 16,17 mm et son champ d'observation est de 60°. Cette architecture est grandement simplifiée par rapport aux caméras classiques associées à un détecteur infrarouge refroidi, car elle ne fait intervenir qu'une unique lentille comme élément focalisant. Une première étape dans la miniaturisation des systèmes optiques, qui consiste à intégrer des éléments optiques dans l'écran froid, a donc été validée avec succès. Cependant, l'encombrement de la caméra cryogénique (16,17 mm) demeure égal à environ deux fois la distance focale du ménisque en silicium. Il serait donc maintenant intéressant de s'appuyer sur les résultats de cette première étape pour aller plus loin dans la miniaturisation des systèmes d'imagerie. Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité directe des recherches de Guillaume Druart.

L'objectif de ma thèse est de concevoir des systèmes d'imagerie extrêmement compacts (longueur totale typiquement inférieure à 10 mm), intégrés au plus près du détecteur infrarouge refroidi, et idéalement directement solidaires de celui-ci. Ce mémoire, structuré en six chapitres, expose la démarche de recherche suivie pour atteindre cet objectif.

Dans le chapitre 1, nous allons mettre en évidence des stratégies permettant de simplifier et de miniaturiser les systèmes optiques. Nous étudierons des systèmes optiques simples, consti-

tués de trois éléments seulement : un diaphragme, un seul composant optique et un détecteur. Nous exprimerons l'écart normal d'aberrations d'un système simple, en utilisant le formalisme des aberrations de Seidel du troisième ordre, en fonction d'un nombre restreint de paramètres d'intérêt qui décrivent ce système. Selon le paramètre choisi pour minimiser l'écart normal, une stratégie différente de conception de systèmes simples et miniaturisés se dessinera. L'objectif de ce chapitre sera double. D'une part, il présentera les fondements théoriques de la miniaturisation des systèmes optiques. D'autre part, il mettra en évidence une démarche de conception commune, qui permet de classer les systèmes optiques simples et miniaturisés dont la littérature abonde, et ce malgré leur grande diversité. Parmi ces stratégies, nous identifierons celles menant à des systèmes optiques multivoies comme étant les plus prometteuses pour réaliser des systèmes très compacts et performants.

Dans le chapitre 2, nous proposerons deux types d'architectures, simples, compactes, intégrées au plus près du détecteur infrarouge cryogénique, et idéalement directement sur celui-ci. Ceci reviendra à fusionner réellement les blocs optique et de détection. Ce travail comportera donc deux aspects étroitement liés. D'une part, nous exploiterons les principes optiques des stratégies identifiées dans le chapitre 1, qui amèneront à concevoir des systèmes multivoies. D'autre part, il faudra connaître de façon précise le détecteur et l'environnement cryogénique associé. Pour aborder le premier point, je ferai appel aux compétences que j'ai acquises durant mon stage de deuxième année en tant qu'élève-ingénieur de l'Institut d'Optique, qui s'est déroulé à l'ONERA durant l'été 2008, pendant lequel je me suis familiarisée avec les concepts multivoies. C'est au cours de ce stage que les prémices de la conception d'une caméra solidaire du détecteur infrarouge ont été posées. Pour le deuxième point, je pourrai m'appuyer sur les compétences du CEA LETI. J'ai eu l'opportunité d'appréhender les enjeux technologiques liés au report d'un composant optique au plus près du détecteur en effectuant le stage de troisième année de mon cursus d'ingénieur de l'Institut d'Optique, au sein du laboratoire packaging et assemblage du département optronique du CEA LETI à Grenoble. Durant ce stage, j'ai travaillé sur l'étude technologique d'architectures optiques intégrées au voisinage d'une rétine infrarouge refroidie pour des applications de spectrométrie et d'imagerie. J'ai pu me familiariser avec la géométrie originale d'un détecteur infrarouge refroidi de la filière HgCdTe, ainsi qu'avec l'ensemble de l'environnement cryogénique. La compréhension des particularités de l'infrarouge refroidi m'amènera, au cours de ma thèse, à proposer une solution optique adéquate pour une caméra intégrée directement sur le détecteur infrarouge. La deuxième architecture que je proposerai présentera un encombrement d'une dizaine de millimètres, et sera de type téléobjectif multivoies.

La réalisation de la caméra entièrement intégrée sur le détecteur infrarouge cryogénique imposera de surmonter des difficultés technologiques, liées notamment au report d'un composant optique à une distance extrêmement réduite du détecteur, avec une précision de l'ordre de quelques micromètres seulement. La réalisation de cette caméra, qui sera confiée au CEA LETI, comprendra trois étapes technologiques critiques, que nous présenterons dans le chapitre 3. Nous décrirons également la démarche qui nous permettra de les surmonter.

La caméra sur puce, en tant que système multivoies, produira plusieurs imagerie sous-échantillonnées de la même scène. Une fois ce composant réalisé, nous nous attacherons à développer un algorithme de reconstruction d'images qui combinera les différentes imagerie pour reconstituer une seule image correctement échantillonnée. Dans le chapitre 4, nous présenterons le principe de cet algorithme, ainsi que sa mise en œuvre sur une image expérimentale acquise par la caméra.

## *Introduction*

Puis nous évaluerons expérimentalement les performances de la caméra sur puce dans le chapitre 5. Cette étude nous permettra de comparer les performances réelles de la caméra avec les performances théoriques attendues. Nous mènerons une série de mesures sur la caméra (mesure de la PSF de toutes les voies optiques, mesure du champ d'observation, étude des images parasites et de la décroissance de la luminosité dans le champ, estimation du courant d'obscurité). Nous envisagerons la caméra d'un point de vue global, comme l'association d'un système optique (optique et détecteur) et d'un traitement d'images. Deux notions nous intéresseront en particulier pour qualifier ses performances globales : la FTM et la NETD au niveau de l'image après traitements.

Nous reviendrons ensuite au deuxième type d'architecture optique, compact et multivoies, présenté dans le chapitre 2. Nous choisirons de relever un défi technologique pour réaliser ce système, en proposant une méthode originale et bas coût, qui visera à fabriquer les matrices de microlentilles requises pour cette architecture. C'est pourquoi, dans le chapitre 6, nous étudierons la faisabilité technologique des matrices de microlentilles par un procédé original, le pressage de bromure de potassium en poudre. Le bromure de potassium est un produit largement utilisé en chimie pour l'analyse spectroscopique d'échantillons. Ma démarche consistera donc à me rapprocher de l'Institut de chimie moléculaire et des matériaux d'Orsay (ICMMO), de l'université Paris XI, pour me former sur la technique de pressage employée de façon classique en chimie. Ensuite, j'adapterai ce principe de base aux spécificités et aux contraintes liées à la fabrication de matrices de microlentilles. Pour cela, je pourrai largement m'appuyer sur les compétences technologiques que j'ai acquises durant mon stage au CEA LETI.

# Chapitre 1

## Mise en évidence de stratégies de conception pour simplifier et miniaturiser les systèmes optiques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>1.2</b>	<b>Rappel des définitions de paramètres importants caractérisant un système optique</b> . . . . .	<b>8</b>
<b>1.3</b>	<b>Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ</b> . . . . .	<b>12</b>
1.3.1	Rappel de l'expression de l'écart normal d'un système optique . . . . .	12
1.3.2	Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ . . . . .	14
<b>1.4</b>	<b>Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques</b> . . . . .	<b>15</b>
1.4.1	Influence de la minimisation de l'écart normal maximal sur la résolution angulaire et le nombre de points résolus . . . . .	16
1.4.2	Jouer sur l'indice de réfraction, la cambrure de la lentille et la position de la pupille . . . . .	17
1.4.3	Augmenter le nombre d'ouverture $N$ : l'imagerie sans lentille . . . . .	19
1.4.4	Diminuer le champ d'observation $FOV$ : les yeux à facettes des insectes . . . . .	20
1.4.5	Diminuer la distance focale $f$ : le concept TOMBO . . . . .	27
<b>1.5</b>	<b>Application des stratégies de miniaturisation pour concevoir des caméras infrarouges cryogéniques compactes</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>34</b>

---

### 1.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence une démarche de conception originale pour simplifier et miniaturiser les systèmes optiques. Nous rappellerons tout d'abord quelques définitions de paramètres importants pour décrire les performances d'un système optique. Nous relè-





## 1.2. Rappel des définitions de paramètres importants caractérisant un système optique

Du point de vue de l'optique géométrique, l'image d'un point  $P$  par le système optique est un point  $P'$ , appelé point image paraxial. En présence de diffraction, le flux incident n'est en fait pas concentré au niveau d'un seul point  $P'$ , mais il est redistribué autour du point  $P'$ . La réponse du système optique à un point lumineux situé à l'infini est appelée réponse percussionnelle (ou encore *PSF*, *point spread function*). La *PSF*, d'intégrale unité, est proportionnelle au carré du module de la transformée de Fourier de la fonction pupille de sortie  $p_{\text{sortie}}$  du système optique :

$$PSF(\vec{r}') \propto \tilde{p}_{\text{sortie}} \tilde{p}_{\text{sortie}}^* \left( \frac{\vec{r}'}{\lambda f} \right), \quad (1.2)$$

où  $\tilde{p}_{\text{sortie}}$  est la transformée de Fourier de la fonction  $p_{\text{sortie}}$ ,  $\tilde{p}_{\text{sortie}}^*$  le conjugué de  $\tilde{p}_{\text{sortie}}$ , et  $\lambda$  la longueur d'onde d'illumination du système optique.

On considère un système optique à pupille circulaire. Si ce système est limité par la diffraction, sa pupille de sortie est décrite par une fonction  $p_{\text{sortie}0}(r, \varphi)$ , qui est l'image géométrique de la pupille du système [13]. Les variables  $r$  et  $\varphi$  sont les coordonnées polaires dans le plan de la pupille de sortie, illustrées dans la figure 1.2. La fonction  $p_{\text{sortie}0}(r, \varphi)$  est égale à 0 en-dehors de la pupille et égale à 1 à l'intérieur si l'éclairement de la pupille est uniforme. La *PSF* est alors une tache d'Airy, de diamètre  $2,44\lambda N$ .

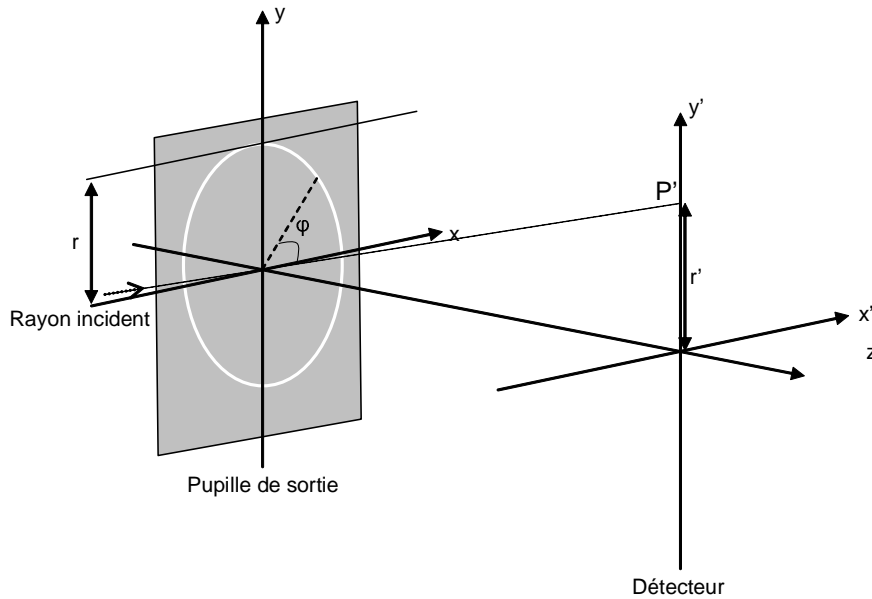


FIGURE 1.2 – Illustration des coordonnées polaires  $(r, \varphi)$  dans le plan de la pupille et de la coordonnée  $r'$  dans le plan image.

Dans le cas général, le système optique n'est pas limité par la diffraction car il est entaché d'aberrations ; la fonction qui décrit la pupille de sortie du système aberrant s'exprime alors de la façon suivante [14] :

$$p_{\text{sortie}}(r, \varphi, r') = p_{\text{sortie}0}(r, \varphi) \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} W(r, \varphi, r') \right]. \quad (1.3)$$

La fonction  $p_{\text{sortie}}(r, \varphi, r')$  s'appelle la fonction pupille généralisée. Le paramètre  $r'$  désigne la coordonnée polaire radiale dans le plan image, illustré dans la figure 1.2. La fonction  $W(r, \varphi, r')$

représente l'écart normal de la surface d'onde vraie à la sphère centrée sur l'image paraxiale du point objet. Nous donnerons dans la suite de ce chapitre une expression de l'écart normal  $W$ .

Nous considérons des objets à l'infini. Dans ce cas, l'image se forme dans le plan focal image du système optique. Le détecteur est placé dans ce plan. Nous notons  $Nb_x$  et  $Nb_y$  les nombres de pixels du détecteur respectivement en  $x$  et en  $y$ . Nous supposons que les pixels sont carrés et disposés avec un pas d'échantillonnage  $p_s$ . La taille des pixels est notée  $t_{pix}$ . On définit le facteur de remplissage  $F_r$  des pixels par la formule suivante :

$$F_r = \left( \frac{t_{pix}}{p_s} \right)^2. \quad (1.4)$$

La réponse spatiale d'un pixel est notée  $PSF_{pixel}$ . Elle est d'intégrale unité. Par exemple, dans le cas d'un pixel carré de taille  $t_{pix}$  et de sensibilité uniforme, elle s'écrit :

$$PSF_{pixel}(x, y) = \frac{1}{t_{pix}} \text{rect} \left( \frac{x}{t_{pix}} \right) \times \frac{1}{t_{pix}} \text{rect} \left( \frac{y}{t_{pix}} \right). \quad (1.5)$$

La réponse percussionnelle du système complet  $PSF_{syst}$  s'exprime de la façon suivante :

$$PSF_{syst} = (PSF * PSF_{pixel}) \times p_s^2 \text{III}_{p_s, p_s}, \quad (1.6)$$

où  $\text{III}_{p_s, p_s}$  est un peigne de Dirac qui traduit l'échantillonnage par les pixels du détecteur.

La fonction de transfert ( $FT_{syst}$ ) du système optique est définie comme la transformée de Fourier de la réponse percussionnelle :

$$FT_{syst}(\nu_x, \nu_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} PSF_{syst}(x, y) \exp(-2j\pi(x\nu_x + y\nu_y)) dx dy. \quad (1.7)$$

D'après l'équation (1.6), la  $FT_{syst}$  est donnée par :

$$FT_{syst} = (FT_{opt} \times FT_{pixel}) * \text{III}_{1/p_s, 1/p_s}, \quad (1.8)$$

où  $FT_{opt}$  est la fonction de transfert optique (transformée de Fourier de la  $PSF$ ), et  $FT_{pixel}$  est la fonction de transfert du pixel (transformée de Fourier de la  $PSF_{pixel}$ ).

La fréquence de coupure du pixel, notée  $\nu_{pix}$ , est définie comme la fréquence spatiale pour laquelle la  $FT_{pixel}$  s'annule pour la première fois. En reprenant l'exemple d'un pixel carré de taille  $t_{pix}$ , la fonction de transfert du pixel s'écrit :

$$FT_{pixel}(\nu_x, \nu_y) = \text{sinc}(t_{pix}\nu_x) \times \text{sinc}(t_{pix}\nu_y). \quad (1.9)$$

Ainsi, la fréquence de coupure de la  $FT_{pixel}$  le long de l'axe  $\nu_x$  (ou le long de l'axe  $\nu_y$ ) est égale à  $\nu_{pix} = 1/t_{pix}$ .

La fonction de transfert de modulation du système optique ( $FTM_{syst}$ ) est le module de la fonction de transfert :

$$FTM_{syst} = |FT_{syst}|. \quad (1.10)$$

Les modules de la  $FT_{opt}$  et de la  $FT_{pixel}$  sont illustrés à la figure 1.3. La fréquence de coupure de l'optique, notée  $\nu_c$ , est la fréquence spatiale pour laquelle la  $FT_{opt}$  s'annule pour la première fois. Pour une lentille limitée par la diffraction, de nombre d'ouverture  $N$ ,  $\nu_c = 1/(\lambda N)$ . Si on suppose que  $\nu_c$  est supérieure à la fréquence de coupure du pixel  $\nu_{pix}$ , du fait de la multiplication de la  $FT_{opt}$  par la  $FT_{pixel}$ , la fréquence de coupure du système global est égale à  $\nu_{pix}$ .

1.2. Rappel des définitions de paramètres importants caractérisant un système optique

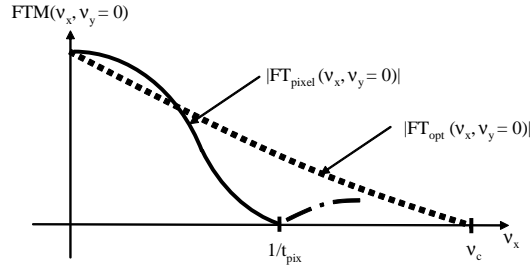


FIGURE 1.3 – Illustration des modules de la fonction de transfert du pixel ( $|FT_{pixel}|$ ) et de la fonction de transfert optique ( $|FT_{opt}|$ ).

L'échantillonnage de l'image par les pixels du détecteur a pour effet de répliquer le spectre du système autour des multiples de la fréquence d'échantillonnage  $1/p_s$  (cf. Eq. (1.8)). La fréquence de Nyquist  $f_{Ny}$  est définie comme étant la moitié de la fréquence d'échantillonnage :  $f_{Ny} = 1/(2p_s)$ . Si la fréquence de coupure de la  $FT_{syst}$  est supérieure à la fréquence de Nyquist, les hautes fréquences (supérieures à  $f_{Ny}$ ) se replient sur les basses fréquences (inférieures à  $f_{Ny}$ ), qui sont ainsi altérées. Ce phénomène, illustré dans la figure 1.4, s'appelle le recouvrement de spectre (*aliasing*).

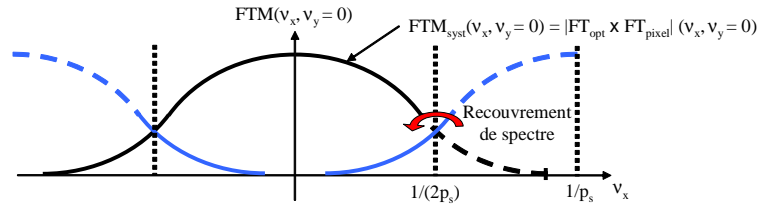


FIGURE 1.4 – Illustration du recouvrement de spectre au niveau de la  $FTM$  du système optique.

La fréquence spatiale maximale  $\nu_{max}$  que peut résoudre un système optique quantifie sa capacité à distinguer de petits détails présents dans une scène. Nous la définissons par la formule suivante :

$$\nu_{max} = \min(1/(2p_s), \nu_c, \nu_{pix}). \quad (1.11)$$

La résolution angulaire d'un système,  $IFOV$  (*instantaneous field of view*), est liée à la fréquence spatiale maximale de la façon suivante :

$$IFOV = \frac{1}{f \times \nu_{max}}. \quad (1.12)$$

Pour simplifier les notations, nous supposons que le détecteur est carré (il comprend alors le même nombre de pixels en  $x$  et en  $y$  :  $Nb_x = Nb_y$ ). La taille du détecteur est notée  $t_{det}$  ( $t_{det} = Nb_x p_s$ ). En l'absence de distorsion, le champ d'observation (*field of view*) d'un système optique, noté  $FOV$ , peut être facilement relié à la distance focale  $f$  et à la taille du détecteur  $t_{det}$  :

$$FOV = 2 \arctan \left( \frac{t_{det}}{2f} \right). \quad (1.13)$$

Nous définissons le nombre de points résolus dans l'image  $N_b$  comme le carré du rapport entre le champ  $FOV$  d'un système et sa résolution angulaire  $IFOV$  :

$$N_b = \left( \frac{FOV}{IFOV} \right)^2. \quad (1.14)$$

Le flux lumineux collecté par un système optique  $F_{collecté}$  est le produit de la luminance de la scène observée  $L_{scène}$  par l'étendue géométrique  $G$  de ce système :

$$F_{collecté} = L_{scène}G. \quad (1.15)$$

L'étendue géométrique quantifie la capacité d'un système optique à collecter de la lumière. Cette capacité est appelée la sensibilité. L'étendue géométrique  $G$  s'exprime de la façon suivante :

$$G = \frac{\pi\phi_s^2}{4}\Omega_{det}, \quad (1.16)$$

où  $\pi\phi_s^2/4$  est la surface de la pupille de sortie du système optique, et  $\Omega_{det}$  l'angle solide sous lequel un pixel est vu depuis la pupille de sortie.

Si le système optique image une scène à l'infini, l'étendue géométrique  $G$  est inversement proportionnelle au carré du nombre d'ouverture  $N$  :

$$G = \frac{\pi t_{pix}^2}{4N^2}. \quad (1.17)$$

### 1.3 Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ

Compte tenu des contraintes cryogéniques, l'architecture optique à intégrer dans le cryostat doit être la plus simple et la plus compacte possible afin de limiter la masse à refroidir. Nous définissons un système simple comme un système qui comporte seulement trois éléments : un seul composant optique, un diaphragme et un détecteur. Par contre, considéré séparément, chacun de ces trois éléments peut être complexe si nécessaire. Par exemple, le composant optique peut présenter des surfaces asphériques ou diffractives ; il peut également être une matrice de microlentilles de forme complexe (par exemple courbée) ou bien une matrice de microlentilles où toutes les microlentilles ne sont pas identiques entre elles. Le détecteur peut, quant à lui, être courbé ce qui permettrait par exemple de réduire les aberrations de champ [15].

La démarche de conception optique consiste à réduire l'amplitude des aberrations du système, de sorte qu'il se rapproche le plus possible d'un système optique limité par la diffraction pour lequel l'écart normal  $W$  vérifie  $W \ll \lambda$ . Nous allons maintenant rappeler l'expression de  $W$  dans le cas général, puis dans le cas d'un système simple qui nous intéressera par la suite.

#### 1.3.1 Rappel de l'expression de l'écart normal d'un système optique

Reprenons l'équation (1.3) page 9 faisant apparaître l'écart normal  $W$ . Un développement limité de  $W$  s'écrit sous la forme suivante [16] :

$$W = W^{(0)} + W^{(4)} + W^{(6)} + W^{(8)} + \dots \quad (1.18)$$

### 1.3. Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ

Le développement limité de l'écart normal au quatrième ordre est donné par l'équation suivante [17] :

$$W^{(4)}(r, \varphi, r') = \underbrace{-\frac{1}{4}Br^4}_{\text{aberration sphérique}} + \underbrace{Frr^3 \cos \varphi}_{\text{coma}} - \underbrace{Cr^2r'^2 \cos^2 \varphi}_{\text{astigmatisme}} - \underbrace{\frac{1}{2}Dr^2r'^2}_{\text{courbure de champ}} + \underbrace{Err'^3 \cos \varphi}_{\text{distorsion}}, \quad (1.19)$$

où  $B$ ,  $F$ ,  $C$ ,  $D$  et  $E$  sont des coefficients. Ces cinq termes sont les aberrations de Seidel du troisième ordre, respectivement l'aberration sphérique, la coma, l'astigmatisme, la courbure de champ et la distorsion.

Les coefficients  $B$ ,  $F$ ,  $C$ ,  $D$  et  $E$  s'expriment de façon simple dans le cas d'un système simple composé d'une unique lentille mince, et pour lequel l'objet se trouve à l'infini. Un tel système est illustré dans la figure 1.5.

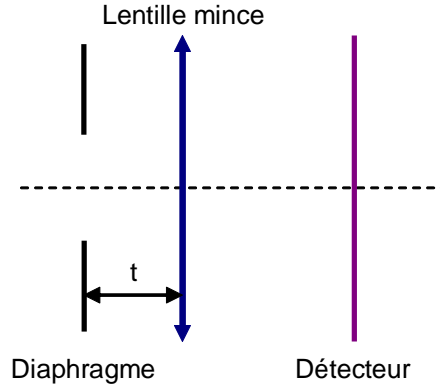


FIGURE 1.5 – Illustration d'un système simple composé d'une lentille mince, d'un diaphragme (qui est la pupille d'entrée) et d'un détecteur,  $t$  est la distance entre la pupille d'entrée et la lentille.

La lentille mince est décrite par trois paramètres : les courbures des deux surfaces réfractives,  $C_1$  et  $C_2$ , et l'indice de réfraction  $n$  du matériau qui compose la lentille. Nous introduisons la puissance optique  $P$  et la cambrure  $\gamma$  de la lentille, qui prennent en compte les trois paramètres d'intérêt ; leurs expressions sont données respectivement par :

$$P = \frac{1}{f} = (n - 1)(C_1 - C_2), \quad (1.20)$$

et

$$\gamma = \frac{1}{2}(C_1 + C_2). \quad (1.21)$$

Les coefficients  $B$ ,  $F$ ,  $C$ ,  $D$  et  $E$  peuvent s'exprimer en fonction de l'indice de réfraction  $n$ , de la puissance optique  $P$ , de la cambrure  $\gamma$  et de la distance  $t$  entre la pupille d'entrée et la lentille [18] :

$$B = U, \quad (1.22)$$

$$F = -tU + V, \quad (1.23)$$

$$C = t^2U - 2tV + \frac{P}{2}, \quad (1.24)$$

$$D = t^2U - 2tV + \frac{n+1}{2n}P, \quad (1.25)$$

$$E = -t^3U + 3t^2V - t\frac{3n+1}{2n}P, \quad (1.26)$$

où

$$U = \frac{\beta}{2} + \frac{n(4n-1)}{8(n-1)^2(n+2)}P^3 + \frac{P}{2n(n+2)}[(n+2)\gamma - (n+1)P]^2, \quad (1.27)$$

$$V = \frac{P}{2n}[(n+1)\gamma - (n+\frac{1}{2})P]. \quad (1.28)$$

Dans l'expression de  $U$ ,  $\beta$  est un paramètre qui prend en compte les profils asphériques des surfaces de la lentille :  $\beta = (n-1)(b_1C_1^3 - b_2C_2^3)$ , où  $b_1$  et  $b_2$  sont les constantes de conicité des deux surfaces de la lentille.

### 1.3.2 Expression de l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ

Le critère de Rayleigh fixe la quantité maximale d'aberrations d'un système optique pour que celui-ci soit considéré comme limité par la diffraction. Si l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ reste inférieur à  $\lambda/4$ , alors le système optique est considéré comme limité par la diffraction [19]. Dans cette sous-section, nous exprimerons l'écart normal maximal en bord de pupille et en bord de champ, en fonction de trois paramètres qui caractérisent le système optique en première approche : la distance focale  $f$ , le champ d'observation  $FOV$  et le nombre d'ouverture  $N$ .

Nous voulons que les rayons qui correspondent à l'angle de champ maximal interceptent le plan image au bord du détecteur, que l'on suppose carré de côté  $t_{det}$ . Donc la valeur maximale de la coordonnée  $r'$  dans le plan image est  $r'_{max} = t_{det}\sqrt{2}/2$ . Au bord de la pupille, la valeur maximale de  $r$  est  $r_{max} = \phi_s/2$ . Dans les conditions paraxiales,  $r'_{max}$  et  $r_{max}$  peuvent s'exprimer sous la forme :  $r'_{max} = fFOV/\sqrt{2}$  et  $r_{max} = f/(2N)$ . Ainsi, en reprenant l'équation (1.19) page 13, l'écart normal maximal du quatrième ordre  $W_{max}^{(4)}$  peut s'exprimer en fonction de  $f$ ,  $FOV$ , et  $N$  :

$$W_{max}^{(4)}(f, N, FOV) = -\frac{B}{28}\frac{f^4}{N^4} + \frac{F}{27/2}FOV\frac{f^4}{N^3} - \frac{C}{29/2}FOV^2\frac{f^4}{N^2} - \frac{D}{24}FOV^2\frac{f^4}{N^2} + \frac{E}{25/2}FOV^3\frac{f^4}{N}. \quad (1.29)$$

$W_{max}^{(4)}$  dépend également de l'indice de réfraction  $n$ , de la cambrure  $\gamma$  de la lentille et de la position  $t$  de la pupille (ces dépendances sont contenues dans les termes  $B$ ,  $F$ ,  $C$ ,  $D$  et  $E$ ). Nous pouvons donner une expression simplifiée de  $W_{max}^{(4)}$  en fonction de  $n$ ,  $\gamma$ ,  $f$ ,  $N$  et  $FOV$  dans le cas où la pupille est dans le plan de la lentille mince dont les faces ont un profil sphérique ( $t = 0$  et  $\beta = 0$ ) :

#### 1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

$$\begin{aligned}
W_{max}^{(4)}(n, \gamma, f, N, FOV) = & \underbrace{-\frac{1}{2^{11}} \frac{n(4n-1)}{(n-1)^2(n+2)} \frac{f}{N^4} - \frac{1}{2^9 n(n+2)} \frac{f^3}{N^4} \left[ (n+2)\gamma - \frac{1}{f}(n+1) \right]^2}_{\text{aberration sphérique}} \\
& + \underbrace{\frac{n+1}{2^{9/2}n} \gamma f^3 \frac{FOV}{N^3} - \frac{2n+1}{2^{11/2}n} f^2 \frac{FOV}{N^3}}_{\text{coma}} \\
& - \underbrace{\frac{1}{2^{11/2}} f^3 \frac{FOV^2}{N^2}}_{\text{astigmatisme}} \\
& - \underbrace{\frac{1}{2^5} \frac{n+1}{n} f^3 \frac{FOV^2}{N^2}}_{\text{courbure de champ}}. \tag{1.30}
\end{aligned}$$

Nous souhaitons connaître les variations de  $W_{max}^{(4)}$  en fonction des paramètres  $f$ ,  $N$  et  $FOV$ . Pour simplifier l'équation (1.30), nous nous plaçons dans le cas particulier où la lentille est plan-convexe, avec la courbure  $C_1$  du premier dioptré nulle. Ainsi, la cambrure  $\gamma$  de la lentille s'exprime facilement en fonction de la distance focale :  $\gamma = -\frac{1}{2f(n-1)}$ . De cette façon, l'équation (1.30) se simplifie :

$$\begin{aligned}
W_{max}^{(4)}(n, f, N, FOV) = & \underbrace{-\frac{n(n^2+8n+3)}{2^{11}(n-1)^2(n+2)} \frac{f}{N^4}}_{\text{aberration sphérique}} - \underbrace{\frac{n}{2^{9/2}(n-1)} f^2 \frac{FOV}{N^3}}_{\text{coma}} \\
& - \underbrace{\frac{1}{2^{11/2}} f^3 \frac{FOV^2}{N^2}}_{\text{astigmatisme}} - \underbrace{\frac{1}{2^5} \frac{n+1}{n} f^3 \frac{FOV^2}{N^2}}_{\text{courbure de champ}}. \tag{1.31}
\end{aligned}$$

Le cas particulier de la lentille plan-convexe nous permet de faire ressortir des tendances de variations de  $|W_{max}^{(4)}|$  : il apparaît clairement que  $|W_{max}^{(4)}|$  diminue lorsque  $FOV$  diminue, lorsque  $f$  diminue et lorsque  $N$  augmente. Nous ne pouvons pas déduire aussi simplement les variations de  $|W_{max}^{(4)}|$  dans le cas d'une lentille de cambrure quelconque. Cependant, d'après ces tendances de variations, selon le paramètre choisi pour minimiser la valeur absolue de  $W_{max}^{(4)}$  (soit  $n$ ,  $\gamma$ ,  $f$ ,  $N$ , ou  $FOV$ , et dans le cas général  $t$ ), une stratégie de conception optique de systèmes simples et miniaturisés est obtenue.

#### 1.4 Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

Avant de détailler ces différentes stratégies, il est intéressant d'étudier l'impact de la miniaturisation de  $W_{max}^{(4)}$  sur deux figures de mérite traditionnelles qui rendent compte de la qualité d'un système optique : la résolution angulaire et le nombre de points résolus.

### 1.4.1 Influence de la minimisation de l'écart normal maximal sur la résolution angulaire et le nombre de points résolus

Si le critère de Rayleigh est satisfait, le système optique est considéré comme limité par la diffraction, et les figures de mérite traditionnelles peuvent être utilisées pour évaluer l'impact de la simplification et de la miniaturisation de ce système sur sa qualité image.

On considère un système limité par la diffraction et pour lequel  $\nu_{max}$  est déterminée par la fréquence de coupure de la  $FT_{opt}$ . Cela signifie que l'on ne prend en compte que le système optique et pas le détecteur qui lui est associé.  $IFOV$  (cf. Eq. (1.12) page 11) est alors donné par :

$$IFOV = \frac{\lambda N}{f}. \quad (1.32)$$

Dans ce cas, le nombre de points résolus (cf. Eq. (1.14) page 12) s'exprime facilement en fonction de  $f$ ,  $IFOV$  et  $N$  :

$$N_b = \frac{f^2 IFOV^2}{\lambda^2 N^2} \quad (1.33)$$

Nous pouvons constater que  $N_b$  ne dépend pas de  $n$ ,  $\gamma$  et  $t$  : il convient donc de jouer de préférence sur ces paramètres pour réduire l'écart normal maximal du quatrième ordre. Cependant, tout comme  $W_{max}^{(4)}$ ,  $N_b$  est une fonction croissante de  $f$  et de  $IFOV$ , et une fonction décroissante de  $N$ . Jouer sur  $f$ ,  $IFOV$  et  $N$  pour minimiser  $W_{max}^{(4)}$  se traduit donc par une diminution du nombre de points résolus. Un compromis entre la miniaturisation d'un système optique et le nombre de points résolus est donc parfois nécessaire et peut être résumé de la façon suivante : "Bigger is better but small is best" [20]. La diminution du nombre de points résolus dans l'image peut parfois être le prix à payer pour bénéficier de systèmes optiques simples et compacts. Nous verrons cependant dans la suite de ce chapitre que des solutions ont été proposées dans la littérature pour que la miniaturisation ne se fasse pas au détriment du nombre de points résolus.

Dans les quatre sous-sections suivantes, nous allons détailler les quatre stratégies de conception optique qui peuvent être envisagées. Elles ont pour but de diminuer l'écart normal maximal d'aberrations  $W_{max}^{(4)}$ . L'approche traditionnelle consiste à jouer sur  $n$ ,  $\gamma$  et  $t$  de préférence, car cela n'a pas d'impact sur le nombre de points résolus dans l'image. Nous donnons quelques éléments pour corriger les aberrations en jouant sur ces paramètres dans la sous-section 1.4.2. Ensuite, nous abordons successivement des stratégies de conception optiques plus originales. Elles s'appuient sur une démarche minimaliste qui a pour objectif d'obtenir un système optique simple basé sur trois éléments seulement (un diaphragme, un composant optique et un détecteur). Ces stratégies consistent respectivement à augmenter le nombre d'ouverture, à diminuer le champ d'observation et à diminuer la distance focale. Comme nous l'avons vu, jouer sur chacun de ces paramètres entraîne une diminution du nombre de points résolus dans l'image. Cependant, différents travaux ont proposé des solutions pour maintenir un nombre de points résolus constant. La suite de ce chapitre est donc l'occasion de dresser un état de l'art des systèmes optiques simples et compacts présents dans la littérature, tout en remarquant qu'ils s'inscrivent dans une démarche de conception commune que nous mettons en évidence dans ce chapitre.



### 1.4.2 Jouer sur l'indice de réfraction, la cambrure de la lentille et la position de la pupille

Une réflexion simple basée sur les équations (1.22), (1.23), (1.24), (1.25) et (1.26) page 13 peut être menée pour minimiser l'écart normal maximal. Nous considérons dans un premier temps que la pupille d'entrée est dans le plan de la lentille ( $t = 0$ ). la cambrure  $\gamma$  apparaît à la fois dans le terme d'aberration sphérique (dépendance en  $\gamma^2$ ) et dans le terme de coma (dépendance en  $\gamma$ ). Donc deux choix sont possibles pour la valeur de  $\gamma$ . Le premier consiste à minimiser l'aberration sphérique, et dans ce cas, la valeur optimale  $\gamma_{min}$  de la cambrure est donnée par :

$$\gamma_{min} = \frac{1}{f} \frac{n+1}{n+2}. \quad (1.34)$$

Le second consiste à annuler le terme de coma ; alors la cambrure optimale  $\gamma_{(coma=0)}$  doit vérifier l'équation suivante :

$$\gamma_{(coma=0)} = \frac{1}{f} \frac{2n+1}{2(n+1)}. \quad (1.35)$$

Si nous choisissons la valeur de la cambrure conformément à l'équation (1.35), il est possible de corriger simultanément l'aberration sphérique et la coma en asphérisant la lentille ( $\beta \neq 0$ ). Si la pupille reste dans le plan de la lentille, le terme d'astigmatisme ne peut pas être nul. Cependant, il peut être réduit en éloignant la pupille de la lentille ( $t \neq 0$ ), ce qui revient à introduire un peu de coma et de distorsion. La courbure de champ peut être réduite en choisissant un matériau pour la lentille avec un indice de réfraction élevé. Cependant, si jouer sur l'indice de réfraction, la cambrure de la lentille et la position de la pupille n'est pas suffisant pour obtenir un système limité par la diffraction, l'approche traditionnelle consiste à augmenter le nombre de surfaces optiques, ce qui conduit souvent à augmenter le nombre de composants optiques. Des approches originales ont cependant été envisagées pour limiter le nombre d'éléments optiques : dans la suite de cette sous-section, nous allons en détailler trois.

Une première approche consiste à s'inspirer des systèmes visuels des animaux, qui sont souvent très simples d'un point de vue optique. Un point commun à tous les animaux est qu'ils ont une rétine courbe, comme le décrit Land [21]. La rétine peut être soit de forme concave, chez les mammifères terrestres par exemple, soit de forme convexe, chez les invertébrés par exemple. En revanche, seuls des détecteurs plans sont actuellement disponibles dans le commerce pour réaliser des systèmes optiques. Les détecteurs courbés permettraient cependant de corriger efficacement des aberrations telles que la courbure de champ [15, 22, 23]. En 2008, Ko *et al.* [24] ont développé la première caméra hémisphérique avec un détecteur courbe constitué de  $16 \times 16$  pixels. Elle fonctionne dans le visible avec un champ d'observation de  $90^\circ$ . Durant sa thèse menée au CEA LETI et achevée en 2011, Delphine Dumas [22] a montré qu'il est possible de courber des détecteurs infrarouges non refroidis de type micro-bolomètres, sous forme concave et sous forme convexe. Ce travail a abouti à la conception d'un système de type "œil humain" fonctionnant dans l'infrarouge, en associant une lentille classique à un microbolomètre de courbure concave [25].

Une deuxième approche consiste à augmenter le nombre de dioptries sans augmenter le nombre d'éléments optiques. Il faut pour cela rajouter des surfaces réfléchissantes sur un même composant, appelé lentille catadioptrique. Dans ce paragraphe, nous allons donner trois exemples de lentilles catadioptriques. Tremblay *et al.* [26, 27] ont proposé une architecture optique où les

rayons subissent de multiples réflexions à l'intérieur d'un seul composant grâce à des réflecteurs concentriques. Cette architecture est illustrée dans la figure 1.6(a). Il est possible de maintenir une étendue géométrique constante en s'assurant que l'aire de la pupille reste la même par rapport à un système classique non obturé. Cependant, le champ d'observation *FOV* des systèmes de Tremblay *et al.* diminue quand le nombre de surfaces réfléchives augmente. Ceci constitue la principale limitation de ces systèmes. Un deuxième exemple de lentille catadioptrique est une lentille à miroir grand champ proposée par Gimkiewicz *et al.* [28] en 2008. Elle peut être facilement intégrée sur un petit drone. Son schéma optique est donné dans la figure 1.6(b). En 2006, Christensen *et al.* [8] ont introduit un troisième concept de lentille catadioptrique entièrement solide du détecteur. Ce système, illustré dans la figure 1.6(c), met en parallèle plusieurs modules qui imagent tous une partie différente de la scène (leurs axes optiques sont inclinés les uns par rapport aux autres). Chaque module comprend des miroirs mobiles qui sélectionnent la partie de la scène à imager, et un miroir qui focalise la lumière sur le détecteur. Comme les images acquises par chaque module sont fortement sous-échantillonnées, Christensen *et al.* proposent de scanner les miroirs et d'acquérir une série d'images, de façon à ce que celles-ci soient décalées entre elles d'une quantité inférieure à la taille d'un pixel. En appliquant un algorithme de super-résolution à partir de cette séquence d'images, Christensen *et al.* espèrent obtenir une image mieux échantillonnée pour chaque voie optique, comme ils l'ont montré au travers de simulations dans la référence [8]. En 2010, la même équipe a réalisé les modules optiques, les a assemblés puis intégrés sur un détecteur CCD. L'épaisseur d'un module optique intégré sur le détecteur est égale à 5 mm. Comme les miroirs du module optique ne peuvent pas être scannés, c'est le détecteur CCD qui est décalé d'une quantité inférieure à la taille d'un pixel. Ce travail est décrit dans la référence [29]. La principale difficulté expérimentale consiste à scanner les miroirs, ce qui n'est pas facilement réalisable avec les modules optiques directement intégrés sur le détecteur. C'est pourquoi, en 2012, dans la référence [30], la même équipe a développé un système optique plus encombrant, mais fonctionnant sur le même principe que le système précédent (chacune des voies image une partie de la scène et la résolution de chaque sous-image est améliorée par super-résolution). Chaque voie est alors constituée d'un système optique macroscopique, plus encombrant que les modules originaux, mais où les miroirs peuvent être scannés facilement. D'autre part, les auteurs ont amélioré l'algorithme de super-résolution appliqué et l'ont testé sur des images de terrain. Ils ont restauré des fréquences spatiales allant jusqu'à quatre fois la fréquence de Nyquist associée au détecteur.

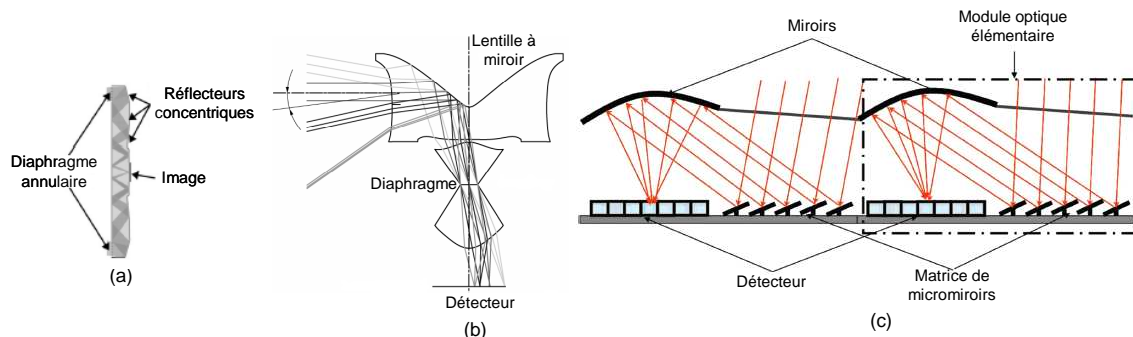


FIGURE 1.6 – Illustrations de trois lentilles catadioptriques, (a) Réflecteurs concentriques de Tremblay *et al.* [26, 27], (b) Lentille catadioptrique grand champ, extrait de [28], (c) Principe du système catadioptrique intégré sur un détecteur CCD, développé dans les références [8, 29, 30].

#### 1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

Une troisième approche peut être développée dans le domaine de l'infrarouge. Les systèmes optiques associés à des détecteurs infrarouges refroidis sont souvent complexes. En effet, la pupille de sortie doit être confondue avec le diaphragme froid afin que le détecteur ne voit que les parois froides de l'écran froid ou bien la scène. Dans la pratique, le système optique doit donc conjuguer la pupille d'entrée avec le diaphragme froid du cryostat. Cette contrainte de conjugaison de pupille complexifie le système optique. Durant sa thèse, Guillaume Druart [12] a développé une approche originale qui consiste à intégrer le système optique directement dans l'écran froid du cryostat. Le diaphragme froid devient alors la pupille d'entrée du système optique. En s'affranchissant de la contrainte de la conjugaison des pupilles, il est possible de proposer des architectures optiques beaucoup plus simples que les systèmes traditionnels. D'autre part, dans l'infrarouge, les aberrations peuvent être facilement corrigées en n'utilisant qu'un seul composant optique, car les matériaux disponibles ont un indice de réfraction élevé et sont peu dispersifs. Guillaume Druart [12] a utilisé cette approche pour concevoir un système optique simple fonctionnant dans l'infrarouge, entre 3  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ . Le détecteur utilisé est un détecteur plan refroidi de la filière HgCdTe. Ce système, entièrement intégré dans le cryostat, est composé d'un diaphragme qui est la pupille d'entrée, d'un ménisque en silicium et du détecteur infrarouge. Néanmoins, dans le visible, les matériaux ont en général un indice plus faible, et sont plus dispersifs que les matériaux pour l'infrarouge, il est donc plus compliqué de concevoir un système simple.

D'autres approches se démarquent de l'approche classique : elles consistent à jouer sur le nombre d'ouverture, le champ d'observation ou la distance focale. Elles ont pour effet de diminuer  $W_{max}^{(4)}$  sans augmenter le nombre de surfaces optiques. Ces approches sont décrites successivement dans les trois sous-sections suivantes.

##### 1.4.3 Augmenter le nombre d'ouverture $N$ : l'imagerie sans lentille

En choisissant un nombre d'ouverture élevé pour le système optique, il n'est pas nécessaire d'utiliser un élément qui focalise la lumière pour imager une scène. Les systèmes optiques sans lentille sont les plus simples, puisqu'ils ne comportent que deux éléments. Par exemple, une *camera obscura* est simplement composée d'un diaphragme de très faible diamètre, appelé sténopé, et d'un détecteur. Comme la profondeur de champ est proportionnelle au carré du nombre d'ouverture, les systèmes sans lentille ont l'avantage de présenter une grande profondeur de champ. Les premiers appareils photographiques étaient basés sur le principe de la *camera obscura*, qui est un concept très ancien [31]. Plus récemment, en 2005, Tisse a développé un système grand champ compact et bas coût basé sur un sténopé, fonctionnant dans le visible [32]. Afin d'augmenter le champ d'observation de la caméra, deux lentilles sont collées de part et d'autre du sténopé, comme illustré dans la figure 1.7.

En 2009, Druart *et al.* ont adapté le principe de la *camera obscura* à une utilisation dans l'infrarouge refroidi entre 3  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$  [33]. Ce concept est entièrement compatible avec l'environnement cryogénique, car le sténopé est simplement obtenu en réduisant le diamètre de l'écran froid. De cette façon, le cryostat devient en lui-même une *camera obscura*. Une lentille de compression de champ (aussi appelée lentille fish-eye) est placée en amont du sténopé afin d'augmenter le champ d'observation à 180°. Notons par ailleurs que Druart *et al.* ont montré que l'étendue géométrique hors d'axe peut être améliorée si un détecteur courbé est associé au sténopé, au lieu d'un détecteur plan.

Néanmoins, augmenter le nombre d'ouverture  $N$  d'un facteur  $M$  en gardant la même taille de pixels  $t_{pix}$  se traduit par une diminution de l'étendue géométrique d'un facteur  $M^2$  (cf. Eq. (1.17) page 12) et donc par une perte de sensibilité du système optique. D'autre part, la résolution

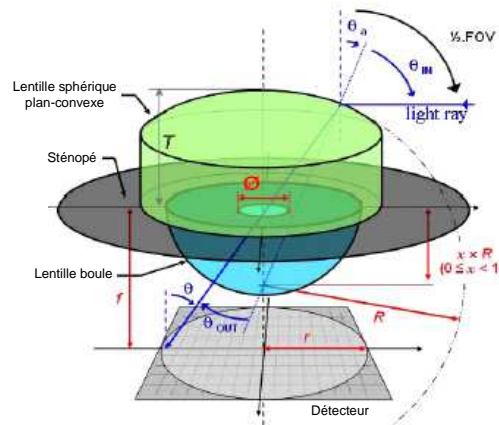


FIGURE 1.7 – Illustration de la caméra développée par Tisse, extrait de [32]. Cette caméra est constituée d’un sténopé, deux lentilles sont collées de part et d’autre du sténopé afin d’augmenter le champ d’observation de la caméra.

angulaire  $IFOV$  se dégrade d’un facteur  $M$  (cf. Eq. (1.32) page 16) et le nombre de points résolus dans l’image diminue d’un facteur  $M^2$  (cf. Eq. (1.33) page 16).

La mauvaise résolution angulaire  $IFOV$  d’une *camera obscura* peut cependant être améliorée en utilisant d’autres systèmes d’imagerie sans lentille, comme les pupilles codées. Dans le cas d’un système à pupille codée, la scène n’est plus imagée par un seul sténopé, mais par plusieurs sténopés répartis de façon judicieuse [34, 35, 36]. D’autres concepts d’imagerie sans lentille utilisent un réseau de diffraction circulaire. Les réseaux de diffraction circulaires, qui appartiennent à la famille des objets auto-imageants, concentrent la lumière suivant une ligne focale et ont ainsi une propriété d’imagerie [37, 38]. Les réseaux continûment auto-imageants (CSIGs, *Continuously Self Imaging Gratings*), qui sont également des objets auto-imageants, ont été étudiés en utilisant le formalisme des aberrations de Seidel du troisième ordre [39]. Ce formalisme permet de comparer les performances des CSIGs avec les performances de lentilles classiques.

#### 1.4.4 Diminuer le champ d’observation $FOV$ : les yeux à facettes des insectes

Un autre moyen de réduire l’écart normal maximal du quatrième ordre consiste à diminuer le champ d’observation du système optique. Néanmoins, si  $FOV$  est divisé par un facteur  $M$ , le nombre de points résolus diminue d’un facteur  $M^2$  (cf. Eq. (1.33) page 16). Une solution pour remédier à cette perte de points résolus consiste à associer plusieurs systèmes optiques qui ont tous un champ d’observation réduit  $FOV_e$ , en prenant soin que chaque voie optique image une partie différente de la scène. Cette approche aboutit donc à un système optique multivoies où l’axe optique de chaque voie est incliné par rapport aux autres, comme illustré dans la figure 1.8(a). Cette approche s’inspire des systèmes visuels des invertébrés [21]. D’un point de vue pratique, le champ  $FOV_e$  d’une voie est choisi pour que l’écart normal maximal du quatrième ordre  $W_{max}^{(4)}$  respecte le critère de Rayleigh. Une voie optique est donc limitée par la diffraction. Le nombre de voies optimal  $N_{voies}$  dans une direction de l’espace est lié à la valeur du champ d’observation total  $FOV$  du système optique par la relation suivante :  $N_{voies} = FOV/FOV_e = M$ . L’approche multivoies permet donc de réduire le champ d’observation de chaque voie  $FOV_e$  tout en conservant un nombre de points résolus  $N_b$  constant.

Deux problèmes principaux doivent être résolus. D’une part, il faut supprimer la communication entre les voies (ou *cross-talk*). D’autre part, il est nécessaire d’utiliser une matrice de

1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

microlentilles et un détecteur courbés, qui sont pourtant indisponibles dans le commerce actuellement. Les contraintes technologiques obligent les concepteurs en optique à utiliser des composants plans. Si on associe un détecteur et une matrice de microlentilles plans, toutes les voies optiques imagent la même partie de la scène, comme illustré dans la figure 1.8(b). Afin de diriger les axes optiques dans des directions différentes, le système optique devient plus complexe, car il doit faire intervenir un élément supplémentaire. Ce composant est un déflecteur optique plan destiné à incliner l'axe optique de chaque voie. Nous allons maintenant mentionner quelques solutions qui ont été envisagées dans la littérature pour répondre à ces deux problèmes.

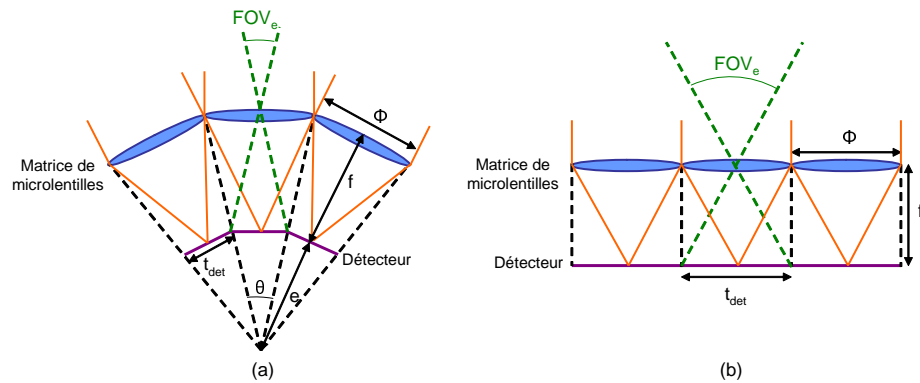


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un système optique multivoies basé sur (a) une matrice de microlentilles et un détecteur courbés, (b) une matrice de microlentilles et un détecteur plans.

En 2001, Tanida *et al.* [5] ont proposé un des premiers systèmes optiques multivoies, illustré dans la figure 1.9(a). Il est constitué d'une matrice de microlentilles et d'un détecteur plans. Une matrice de murets, insérée entre la matrice de microlentilles et le détecteur, empêche la lumière collectée par une microlentille de se focaliser sur une partie du détecteur qui n'est pas allouée à cette voie optique. Par ailleurs, une matrice de déflecteurs optiques (par exemple une matrice de microprismes) peut être placée juste devant la matrice de microlentilles afin d'augmenter le champ d'observation total du système, selon le schéma de la figure 1.9(b).

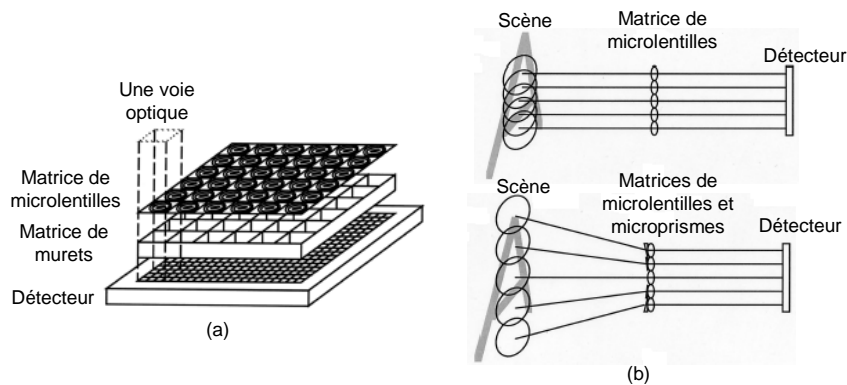


FIGURE 1.9 – (a) Un des premiers systèmes optiques multivoies, le système TOMBO, développé par Tanida *et al.*, (b) Utilisation d'une matrice de microprismes pour augmenter le champ d'observation (extrait de [5]).

Nous pouvons également citer les travaux d'une équipe allemande de l'Institut Fraunhofer depuis 2004. Duparré *et al.* ont développé un œil à facettes apposées artificiel décrit dans les Réfs. [40, 41]. Le système mis au point est illustré dans la figure 1.10(a). Il comprend une matrice de microlentilles et une matrice de trous placée directement au niveau du détecteur. La matrice de trous sert à ne sélectionner qu'un pixel du détecteur pour une voie optique. Cette configuration se rapproche d'un œil d'insecte à facettes apposées pour lequel un seul photorécepteur est associé à une microlentille [21]. En choisissant des périodes différentes pour la matrice de microlentilles et pour la matrice de trous, les axes optiques des voies sont inclinés dans des directions différentes de l'espace, ce qui augmente le champ d'observation du système optique. Par ailleurs, une matrice de murets peut être directement insérée dans le substrat qui sépare la matrice de microlentilles du détecteur, afin de limiter la formation d'images parasites dues à la communication entre les voies. Le système est très compact, son épaisseur totale est égale à 320  $\mu\text{m}$ . Cependant, un inconvénient de ce système est sa faible résolution angulaire, car un seul pixel est associé à une voie optique. Dans la Réf. [41], Duparré *et al.* ont utilisé une lentille divergente, placée en amont de la matrice de microlentilles afin d'augmenter le champ d'observation (initialement égal à  $20^\circ \times 20^\circ$ , le champ d'observation atteint  $42^\circ \times 42^\circ$  grâce à la lentille divergente supplémentaire). Une autre possibilité est évoquée dans les perspectives de cet article : elle consiste à fusionner un déflecteur optique avec la matrice de microlentilles (cf. Fig. 1.10(b)). Afin d'améliorer la résolution angulaire du système décrit dans les Réfs. [40, 41], Brückner *et al.* [42, 6] ont proposé en 2010 d'associer à chaque voie optique un groupe de  $39 \times 39$  pixels plutôt qu'un seul pixel. Le système optique est constitué d'une matrice de microlentilles, associée à un détecteur plan (cf. Fig. 1.10(c)). Un substrat en verre est solidaire du détecteur. La matrice de microlentilles est posée sur le substrat en verre grâce à de fins plots de maintien en polymère. Les axes optiques des voies sont orientés selon des directions différentes grâce à trois matrices de trous insérés directement dans le substrat. En agissant comme des baffles, les trois matrices de trous servent également à supprimer la communication entre les voies. La longueur du système optique est égale à 1,4 mm, et son champ d'observation est de  $58^\circ \times 46^\circ$ .

Duparré *et al.* ont également développé en 2005 un autre type de système, appelé "Cluster Eye" [43]. Ce système combine trois matrices de microlentilles (microlentilles de focalisation, microlentilles de champ et microlentilles de reprise), un masque de trous au niveau de la matrice de microlentilles de champ et un détecteur plan (cf. Fig. 1.10(d)). Les trois matrices de microlentilles ont des pas différents, de sorte que le champ d'observation est égal à  $70^\circ \times 10^\circ$  (optimisé dans une seule direction de l'espace). Dans ce système, la limitation de champ n'est pas assurée par des baffles ; elle consiste à former une image dans un plan focal intermédiaire, le plan de la matrice de microlentilles de champ, et le champ de chaque voie est limité grâce à un diaphragme de champ placé dans ce plan. Le principal problème de ce système est que les rayons provenant des voies optiques périphériques arrivent sur le détecteur avec un angle d'inclinaison très important. Or les détecteurs du commerce ont une acceptation angulaire plus faible que cet angle d'inclinaison, ce qui réduit la sensibilité du système global. De plus, le décalage latéral des différents étages de lentilles qui constituent une même voie optique entraînent de fortes aberrations de décentrement. En 2011, Meyer *et al.* [44] ont amélioré ce système de façon à ce que les rayons arrivent sur le détecteur avec un angle d'incidence plus faible, ce qui permet l'utilisation d'un capteur matriciel classique au format VGA. Pour ce faire, Meyer *et al.* ont ajouté une matrice de microlentilles supplémentaire (cf. Fig. 1.10(e)). La sensibilité du système est améliorée d'un facteur 1,5 par rapport au système de la Réf. [43], et la résolution spatiale est également doublée. La longueur totale du système optique est égale à 1,86 mm. Dans les Refs. [42, 44, 45], les auteurs font remarquer que les matrices de microlentilles ont des flèches faibles, ce qui rend leur fabrication compatible avec les techniques standard de fabrication de microlentilles (basée

#### 1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

sur des étapes de photolithographie et de gravure réactive ionique).

En 2009, Druart *et al.* [46] ont proposé un système multivoies comprenant  $5 \times 5$  voies optiques et fonctionnant dans l'infrarouge, entre  $3 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ . Chaque voie a un champ d'observation de  $6^\circ \times 6^\circ$ . Le champ total est augmenté à la valeur de  $30^\circ \times 30^\circ$  en plaçant une matrice de microprismes en avant du système optique. Ce système, illustré dans la figure 1.11, est directement inspiré des yeux d'un petit insecte appelé *Xenos Peckii* [21]. Comme dans le cas des systèmes des références [43, 44], la limitation de champ est assurée par une matrice de trous qui sélectionne le champ utile de chaque voie dans un plan focal intermédiaire, dans lequel est placée une matrice de microlentilles de champ.

Laycock *et al.* [47] ont proposé une solution originale pour que les axes optiques des différentes voies soient inclinés les uns par rapport aux autres. Celle-ci consiste à placer une matrice de défecteurs directement sur le détecteur, comme indiqué dans la figure 1.12(a). Les lentilles sont réalisées séparément et assemblées sur une mécanique permettant d'incliner les axes optiques. Par ailleurs, le projet européen CURVACE (CURVed Artificial Compound Eyes) [48] a pour objectif de concevoir, réaliser et tester les performances d'un système de type œil à facettes d'insecte, fonctionnant dans le visible. Il résulte de la collaboration entre l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse), l'Institut Fraunhofer (Allemagne), l'Université de la Méditerranée (France), et l'Université de Tübingen (Allemagne). Le système à réaliser comprend des photorécepteurs implantés sur un support électronique flexible. Son schéma de principe est donné dans la figure 1.12(b). Comme dans le système de Laycock *et al.*, les lentilles sont montées sur une mécanique permettant de les aligner avec le photorécepteur auquel elles sont dédiées. Un inconvénient de ce système risque d'être sa faible résolution angulaire, car un seul photorécepteur est associé à une voie optique.

Le bilan de cette étude bibliographique montre qu'il existe essentiellement trois manières d'incliner les axes optiques des différentes voies les uns par rapport aux autres : on peut soit placer un défecteur optique à l'avant du système [5, 46], soit le placer au niveau du détecteur [47], soit choisir des périodes différentes pour les étages de composants optiques (par exemple matrice de microlentilles et matrice de trous de pas différents [41] ou bien matrices de microlentilles de pas différents [43, 44]). Trois solutions ont été proposées pour supprimer la communication entre les voies : on peut soit insérer des matrices de murets entre les étages optiques [5], soit réaliser un système de baffles en empilant des matrices de trous [42], soit placer une matrice de diaphragmes dans un plan focal intermédiaire [43, 44, 46].

Au travers de ces exemples bibliographiques, nous voyons qu'il est possible d'élargir le champ d'observation total avec des composants plans. Cependant, nous allons maintenant montrer qu'en dépit des solutions performantes proposées, il est tout de même plus intéressant, en termes de performances optiques, de concevoir un système courbé, qui se rapproche le plus des systèmes visuels naturels que l'on trouve chez les insectes. Il faut en effet remarquer que le champ de chaque voie  $FOV_e$  dépend du nombre d'ouverture de la voie et est limité par la configuration géométrique du système, qui change entre un système plan et un système courbé. Dans le cas du système courbé, illustré dans la figure 1.8(a) page 21, on note  $\theta$  l'angle au sommet du cône qui s'appuie sur une microlentille de diamètre  $\phi$ . Dans le cas du système plan illustré dans la figure 1.8(b), chaque voie a le même champ  $FOV_e$ , et il faut garder à l'esprit que le champ total  $FOV$  peut être augmenté en ajoutant un défecteur optique en amont de la matrice de microlentilles, par exemple. Nous allons montrer que le nombre d'ouverture est relié au champ  $FOV_e$  d'une seule voie optique. On utilise les notations de la figure 1.8(a) pour un système courbé et de la figure 1.8(b) pour un système plan. Pour un système courbé,  $N_{courbe} = \frac{f}{\phi}$ . Si on suppose que les

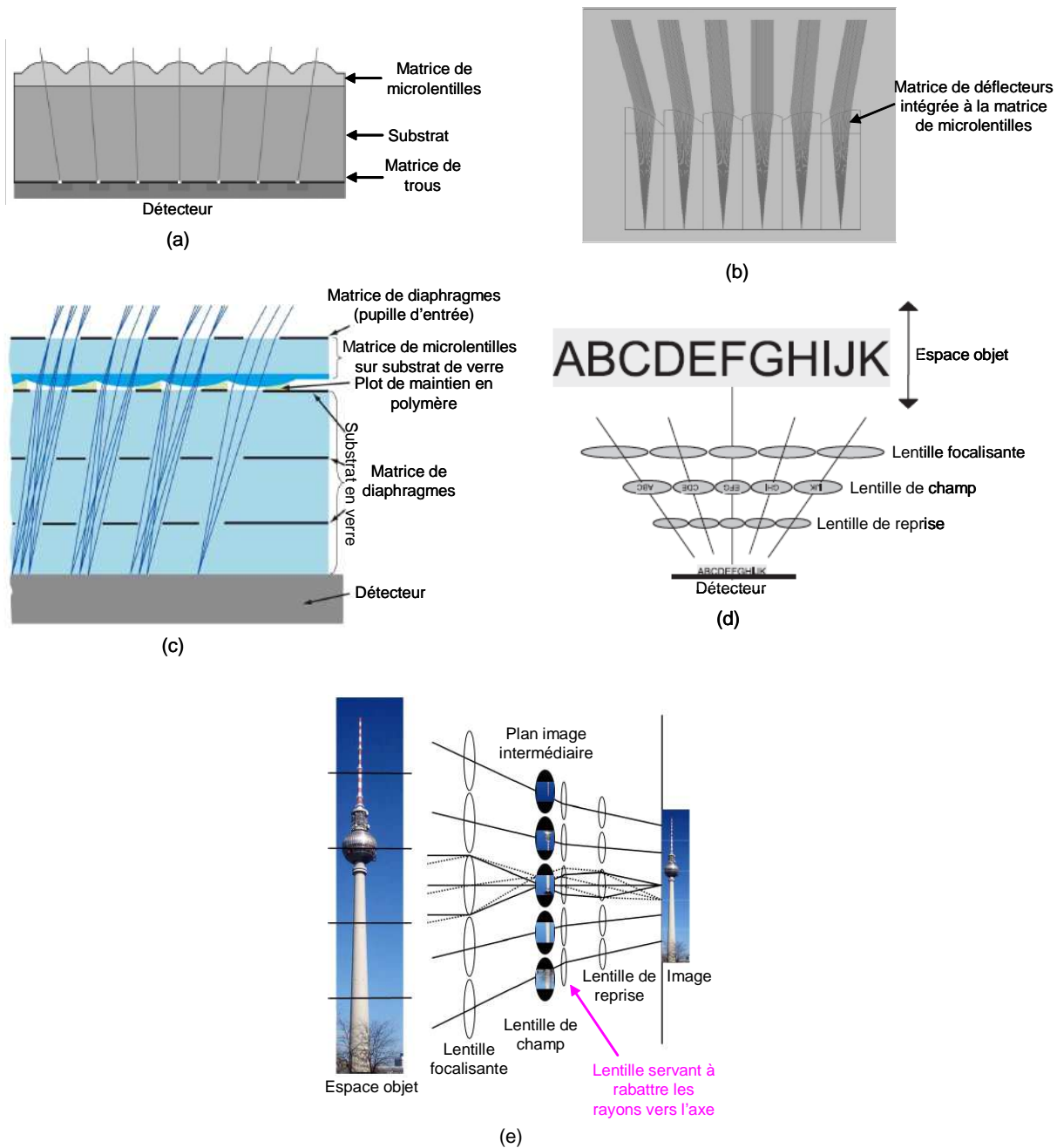


FIGURE 1.10 – Huit années de recherche (2004-2011) de l'équipe allemande de l'Institut Fraunhofer, (a) œil à facettes apposées artificiel, extrait de [41], (b) concept d'œil à facettes apposées où les axes optiques sont inclinés grâce à une matrice de déflecteurs optiques intégrés à la matrice de microlentilles, extrait de [41], (c) amélioration de la sensibilité de l'œil à facettes apposées, en associant à chaque voie un groupe de pixels (au lieu d'un seul pixel), extrait de [42], (d) "Cluster Eye", extrait de [43], (e) "Cluster Eye" de meilleures sensibilité et résolution, extrait de [44].



1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

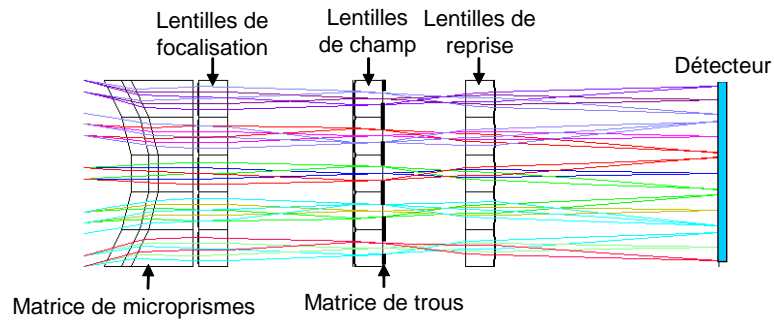


FIGURE 1.11 – Matrice de microprismes placée en amont du système optique multivoies fonctionnant dans l'infrarouge, extrait de [46].

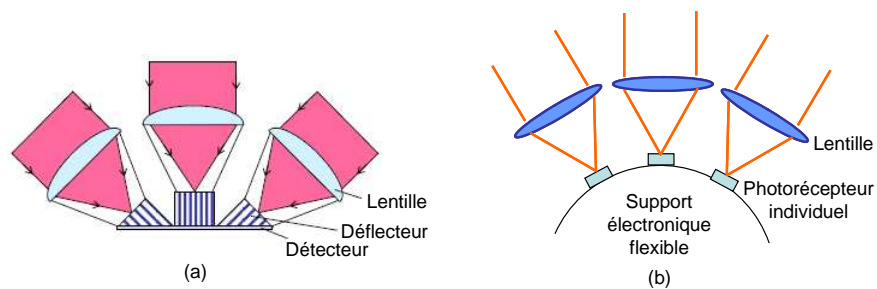


FIGURE 1.12 – (a) Microprismes placés directement devant le détecteur, extrait de [47], (b) Schéma de principe du système de type œil d'insecte développé dans le cadre du projet européen CURVACE.

angles  $FOV_e$  et  $\theta$  sont petits, ils peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$FOV_e \approx \frac{t_{det}}{f}, \quad (1.36)$$

et

$$\theta \approx \frac{t_{det}}{e}. \quad (1.37)$$

D'où  $f = \frac{t_{det}}{FOV_e} = \frac{e\theta}{FOV_e}$ . Or d'après le théorème de Thalès,  $\phi$  a pour expression  $\phi = t_{det} \frac{f+e}{e} = \theta(f+e)$ . Donc, pour un système courbé, le nombre d'ouverture est donné par l'équation suivante :

$$N_{courbe} = \frac{1}{\theta + FOV_e}. \quad (1.38)$$

Par ailleurs, pour un système plan,  $f = \frac{t_{det}}{FOV_e}$ . A la différence du système courbé,  $t_{det} = \phi$ , donc  $f = \frac{\phi}{FOV_e}$ . Ainsi, le nombre d'ouverture du système plan est donné par l'équation suivante :

$$N_{plan} = \frac{1}{FOV_e}. \quad (1.39)$$

Un simple tracé de rayons à travers le système optique montre que si  $\theta > FOV_e$  (i. e.  $e < f$ ), des lacunarités spatiales apparaissent dans l'image car certaines zones de la scène ne sont pas imagées par le système optique. En général, ce cas ne convient pas pour des applications pratiques d'imagerie. Si  $\theta = FOV_e$  (i. e.  $e = f$ , ce cas est illustré à la figure 1.8(a)), la scène est parfaitement découpée entre les différentes voies optiques, et le champ total  $FOV$  du système est égal à  $FOV = MFOV_e$ . Si  $\theta < FOV_e$  (i.e.  $e > f$ ), des zones de recouvrement apparaissent entre les voies adjacentes. L'intérêt de ces zones de recouvrement est qu'elles peuvent nous aider à reconstituer par traitement d'image une seule image à partir des multiples imageries produites par le système optique.

Le nombre d'ouverture d'une voie optique est plus grand pour un système plan que pour un système courbé : il est donc plus adapté de travailler avec un système optique courbé pour avoir un nombre d'ouverture plus faible. Le nombre d'ouverture minimal d'un système optique est obtenu en découpant la scène entre les différentes voies optiques sans zone de recouvrement entre les voies. Dans ce cas, le nombre d'ouverture du système courbé est donné par l'expression suivante :

$$N_{courbe} = \frac{1}{2FOV_e}, \quad (1.40)$$

et ainsi

$$N_{courbe} = \frac{N_{plan}}{2}. \quad (1.41)$$

C'est pourquoi une matrice de microlentilles courbée associée à un détecteur courbé serait une situation optimale, comme le suggère Ahuja dans la référence [49]. Bien qu'actuellement indisponibles dans le commerce, les détecteurs courbés, qui permettraient de réaliser des systèmes compacts de meilleures performances radiométriques, font l'objet de travaux de recherche dans le visible [24] et dans l'infrarouge [22, 25]. Mentionnons également que des recherches sont actuellement menées pour aboutir à des matrices de microlentilles courbées [50].

Notons que tous les systèmes cités jusqu'à présent s'inspirent des yeux à facettes apposées des insectes, dans lesquels les différentes voies optiques fonctionnent séparément et sont même isolées entre elles pour éviter la communication entre les voies. Il existe également des systèmes

#### 1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

optiques inspirés des yeux à facettes superposées des insectes [21], pour lesquels plusieurs voies contribuent à la formation d'un même point de l'image. En 2009, Stollberg *et al.* [45] ont réalisé un système compact basé sur une lentille de Gabor. Initialement introduite par D. Gabor en 1940 [51], une lentille de Gabor est un système optique multivoies afocal. Cependant, les matrices de microlentilles ont des pas différents, ce qui permet à plusieurs voies optiques de focaliser la lumière en un même point de l'image. Le système de Stollberg *et al.*, illustré dans la figure 1.13, est formé de trois matrices de microlentilles de pas différents, et de plusieurs étages de matrices de diaphragmes. Ces derniers servent à améliorer la qualité de l'image en exacerbant l'effet focalisant de la lentille de Gabor. Ainsi, plusieurs voies optiques contribuent à la formation d'un seul point de l'image.

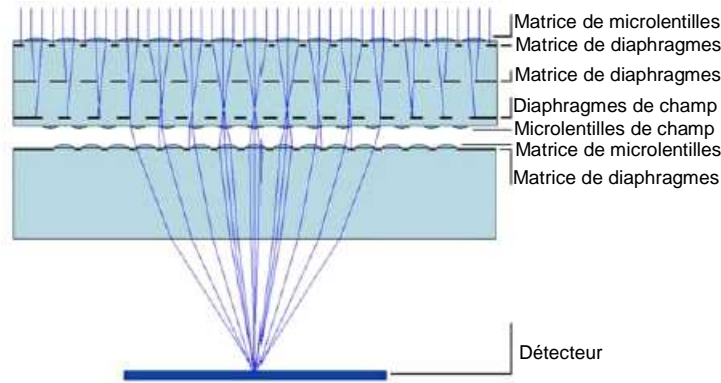


FIGURE 1.13 – œil à facettes superposées développé par Stollberg *et al.*, de l'équipe allemande de l'Institut Fraunhofer, extrait de [45]. Il fonctionne sur le principe de la lentille de Gabor.

#### 1.4.5 Diminuer la distance focale $f$ : le concept TOMBO

La dernière stratégie que nous présentons pour réduire l'écart normal maximal du quatrième ordre consiste à diminuer la distance focale  $f$  du système optique. Cependant, si la distance focale d'un système optique est diminuée d'un facteur  $M$  en maintenant un champ d'observation  $FOV$  et un nombre d'ouverture  $N$  constants, et en conservant le même détecteur, alors la résolution angulaire  $IFOV$  est dégradée d'un facteur  $M$  également et le nombre de points résolus diminue d'un facteur  $M^2$ . Un système optique nominal forme au niveau du détecteur une image qui est échantillonnée par l'ensemble des pixels du détecteur. Lorsqu'on miniaturise ce système à champ d'observation et à nombre d'ouverture constants, l'image, plus petite, est échantillonnée par un nombre réduit de pixels du détecteur. La figure 1.14 illustre ce point. Ceci se traduit par une diminution du nombre de points résolus dans l'image, que l'on retrouve dans la réflexion de Lohmann [52]. Nous allons cependant rechercher une solution pour y remédier. La démarche qui aboutit à cette solution fait l'objet de la suite de cette sous-section.

D'après l'équation (1.12) page 11, si on souhaite diminuer la distance focale  $f$  d'un facteur  $M$  tout en maintenant  $IFOV$  constant, il faut augmenter la fréquence spatiale maximale que peut résoudre le système,  $\nu_{max}$ , d'un facteur  $M$  également. D'après l'équation (1.11) page 11, la résolution du système dépend de trois contributeurs principaux : la fréquence de Nyquist, la fréquence de coupure de l'optique et la fréquence de coupure du pixel. Dans la plupart des cas, les systèmes optiques classiques sont conçus de façon à ce que la fréquence de coupure de l'optique soit égale à la fréquence de Nyquist, afin de ne pas être gêné par le recouvrement de

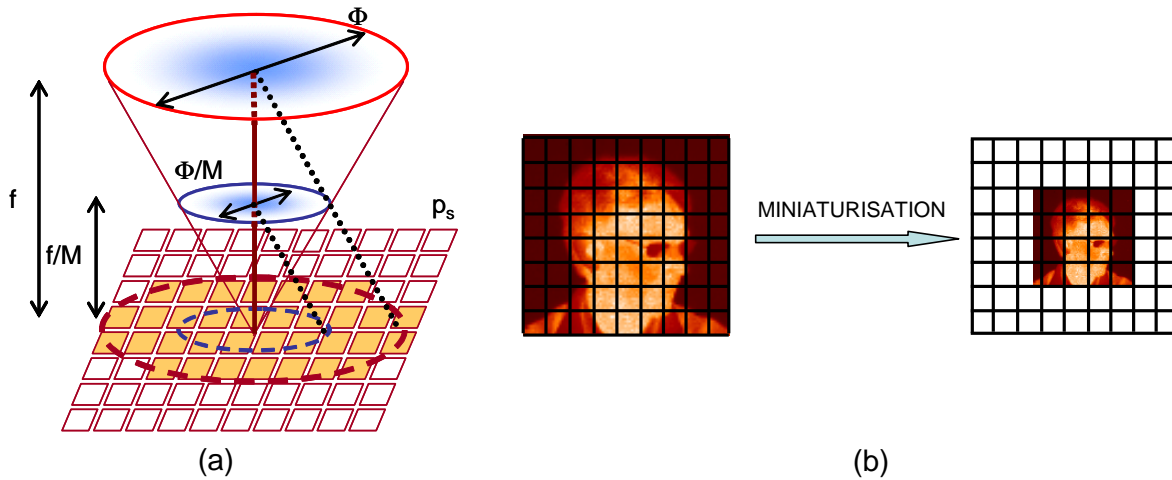


FIGURE 1.14 – (a) Miniaturisation d'un système optique en réduisant sa distance focale  $f$  et son diamètre  $\phi$  par le même facteur  $M$ , (b) Réduction du nombre de points résolus dans l'image en maintenant un pas d'échantillonnage constant au niveau du détecteur.

spectre.  $IFOV$  est donc donnée par :  $IFOV = 2p_s/f$ . Afin de maintenir  $IFOV$  constant quand on diminue  $f$  d'un facteur  $M$ , il faut également diminuer le pas d'échantillonnage  $p_s$  d'un facteur  $M$ , comme illustré dans la figure 1.15.

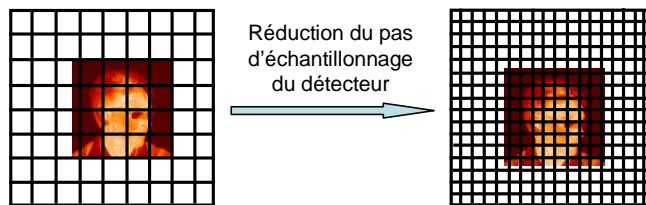


FIGURE 1.15 – Maintien d'un nombre de points résolus constant en diminuant le pas d'échantillonnage du détecteur.

La diminution du pas d'échantillonnage des détecteurs est un domaine de recherche très actif, tant dans le visible que dans l'infrarouge. Par exemple, pour les détecteurs fonctionnant dans le visible, les pixels les plus petits ont une taille de l'ordre de  $1,4 \mu\text{m}$  actuellement. L'évolution de la taille des pixels depuis quelques années est rappelée dans la figure 1.16(a) (source STMicroelectronics). Cependant, la diminution du pas d'échantillonnage se heurte à des limites physiques : par exemple, des problèmes de diffusion de la lumière dans le pixel entraînent des risques de diaphonie (*cross-talk*) entre les pixels adjacents [53].

La figure 1.16(b) donne l'évolution de la taille des pixels des détecteurs refroidis de la filière HgCdTe, vue par le CEA LETI et Sofradir. Le pas actuel des détecteurs infrarouges refroidis de la filière HgCdTe, sensibles entre  $3 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ , disponibles sur le catalogue de Sofradir, est égal à  $15 \mu\text{m}$  [3]. Par ailleurs, Sofradir a réalisé une première démonstration d'un composant comprenant  $320 \times 256$  pixels au pas de  $10 \mu\text{m}$  fin 2011 [4]. Les limites technologiques résident dans le fait que les détecteurs infrarouges refroidis font intervenir des billes d'indium, dont la taille ne peut être réduite de façon drastique (une description détaillée des éléments qui composent le

#### 1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

détecteur infrarouge est donnée dans l'annexe A page 175).

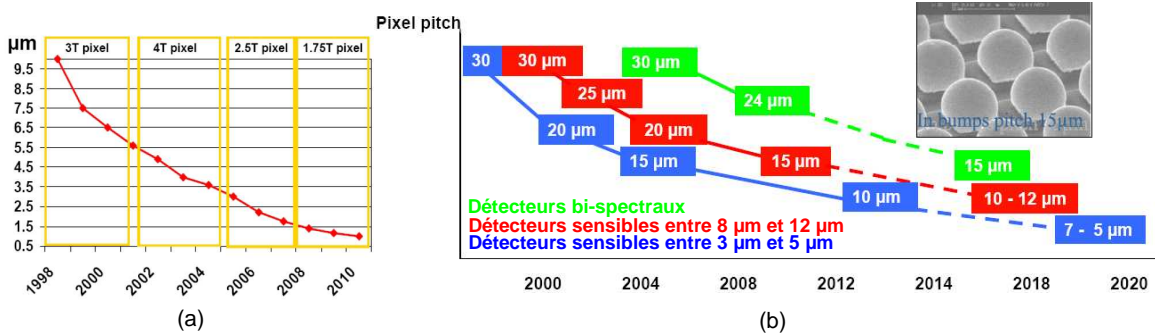


FIGURE 1.16 – Evolution de la taille des pixels des détecteurs (a) visibles de type CMOS, d'après STMicroelectronics, (b) infrarouges refroidis de la filière HgCdTe, évolution prévue par le CEA LETI et Sofradir, extrait de [54] ; la photographie de l'encart montre un champ de billes d'indium.

Quant aux détecteurs infrarouges non refroidis de type micro-bolomètres, la société ULIS annonce une taille des pixels de 17 μm en 2011 [55].

Lorsqu'il n'est plus possible de diminuer le pas d'échantillonnage du détecteur, et que l'on souhaite pourtant échantillonner plus finement l'image acquise, il faut trouver une technique permettant de diminuer artificiellement le pas d'échantillonnage de l'image. Une solution consiste à acquérir une série d'images non-redondantes de la même scène. Cette non-redondance peut être obtenue en déplaçant la caméra d'une image à l'autre avec un pas inférieur au pas d'échantillonnage du détecteur, comme illustré dans la figure 1.17. En recombinaison des informations contenues dans les différentes images non-redondantes, il est possible de reconstituer une image échantillonnée avec un pas plus fin que les images acquises initialement.

Au lieu de déplacer la caméra d'une image à l'autre, nous pouvons mettre en parallèle des caméras identiques. Ceci revient à concevoir un système multivoies, et donc à périodiser l'architecture optique, comme illustré dans la figure 1.18. Dans le cas d'un système optique simple, nous allons donc disposer une matrice de microlentilles près du détecteur. Nous pouvons obtenir la non-redondance entre les images en choisissant une période de la matrice de microlentilles différente d'un multiple du pas d'échantillonnage du détecteur.

Nous nous proposons à présent d'expliquer l'effet de la périodisation du système optique dans l'espace de Fourier. Par souci de simplicité, nous raisonnons à une dimension. Considérée individuellement, chaque imagerie est sous-échantillonnée d'un facteur  $M$ . Cela signifie que la fréquence de coupure de la FTM du système optique ( $FTM_{syst}$ ) est égale à  $M/(2p_s)$ , alors que la fréquence de Nyquist associée au détecteur n'est que de  $1/(2p_s)$  (cf. figure 1.19). Ceci entraîne du recouvrement de spectre, dont nous souhaiterions nous affranchir. Le théorème d'échantillonnage de Papoulis [56] établit qu'un signal à spectre borné peut être complètement restauré à partir de l'acquisition de  $K$  signaux non-redondants sous-échantillonnés d'un facteur  $K$  par rapport au critère de Nyquist établi pour l'échantillonnage correct du signal. Deux signaux sont non-redondants si leurs contenus spectraux sont différents. Donc en produisant  $M$  images non-redondantes et sous-échantillonnées d'un facteur  $M$ , on peut reconstituer une image correctement échantillonnée. Ainsi, périodiser le système optique revient à repousser artificiellement la fréquence de Nyquist à la valeur  $M/(2p_s)$ , ce qui est illustré dans la figure 1.20. En généralisant le raisonnement à deux dimensions, il faut acquérir  $M^2$  imagerie non-redondantes pour échantillonner correctement l'image dans les deux directions de l'espace.

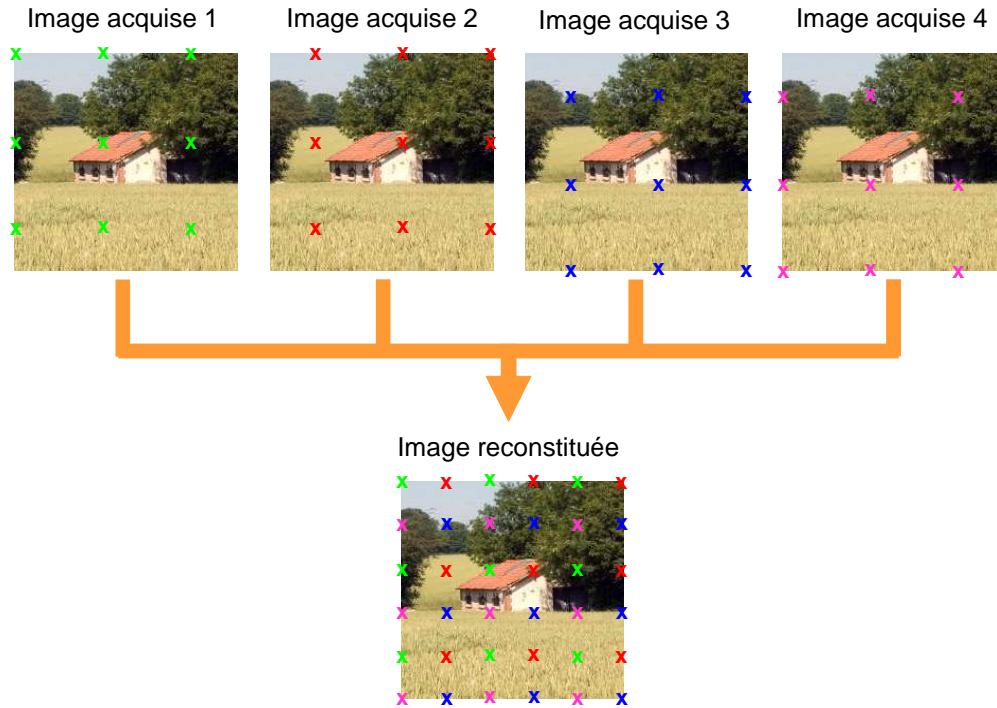


FIGURE 1.17 – (1) Plusieurs images non-redondantes de la même scène sont acquises, (2) la recombinaison des informations contenues dans ces images permet de reconstituer une image échantillonnée avec un pas plus fin. Les croix représentent les points d'échantillonnage de l'image continue.

Maintenant que la fréquence de Nyquist est repoussée à la valeur  $M/(2p_s)$ , il convient de prendre soin à ce que la fréquence de coupure de l'optique et du pixel soient égales à la fréquence de Nyquist. Dans le cas de pixels de forme carrée, il vient donc  $\frac{1}{t_{pix}} = \frac{M}{2p_s}$ . On peut en déduire une relation entre le nombre de voies du système optique ( $M^2$ ) et le facteur de remplissage des pixels, défini par l'équation (1.4) page 10 :

$$F_r = \frac{4}{M^2}. \quad (1.42)$$

### Equivalence, en terme d'échantillonnage, entre un système multivoies et un système monovoie

Nous remarquons qu'un système multivoies, tel que nous l'avons construit dans cette sous-section, qui produit des imagettes non-redondantes, est équivalent à un système monovoie échantillonné par un monodétecteur. En effet, il serait possible d'atteindre une fréquence de Nyquist égale à  $M/(2p_s)$  en échantillonnant l'image avec un monodétecteur de taille  $p_s$ , et qui serait déplacé avec un pas égal à  $p_s/M$ , dans les deux directions de l'espace. L'utilisation d'un monodétecteur n'est cependant pas envisageable dans la pratique, d'autant qu'il faudrait le déplacer. L'approche multivoies permet donc de combiner les avantages d'un monodétecteur qui serait déplacé avec les avantages du détecteur matriciel, qui fournit l'ensemble de l'information en une seule acquisition.

1.4. Mise en évidence de stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques

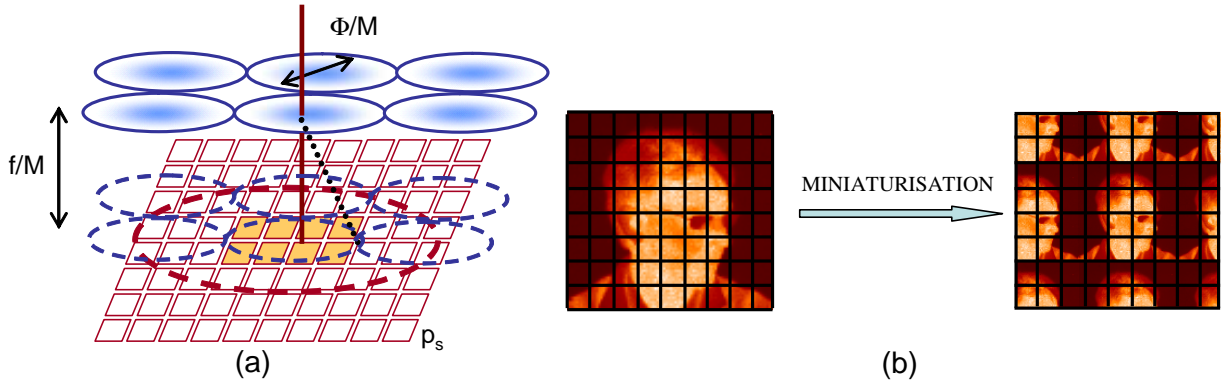


FIGURE 1.18 – (a) Périodisation d’un système optique miniaturisé dans les deux directions de l’espace (aboutissant à un système optique multivoies), (b) Image produite par le système optique multivoies sur le détecteur (les imagettes sont identiques mais décalées entre elles d’une distance inférieure à la taille du pixel).

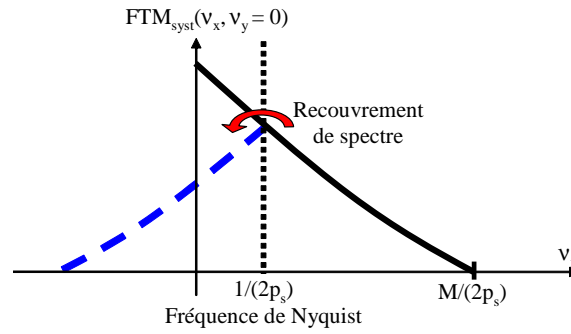


FIGURE 1.19 – Illustration de la  $FTM_{syst}$  : sa fréquence de coupure est égale à  $M/(2p_s)$ , alors que la fréquence de Nyquist est égale à  $1/(2p_s)$ . Pour cette illustration, nous avons pris  $M = 4$ .

**Exemple d’application de la stratégie de réduction de la distance focale**

Nous souhaitons concevoir un système optique qui permet d’imager sans recouvrement de spectre des fréquences spatiales allant jusqu’à quatre fois la fréquence de Nyquist du plan focal (cela signifie que  $M = 4$ ). Ce plan focal a un pas d’échantillonnage égal à  $p_s = 30 \mu\text{m}$ . Nous souhaitons donc échantillonner l’image finale avec un pas d’échantillonnage artificiel de  $7,5 \mu\text{m}$ . D’après le théorème d’échantillonnage de Papoulis, il est nécessaire de concevoir un système multivoies qui comporte  $4 \times 4$  voies optiques, toutes sous-échantillonnées d’un facteur 4 et non-redondantes. La non-redondance peut être obtenue en décalant les voies entre elles d’une quantité  $p_s/M$ , soit  $7,5 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, le facteur de remplissage des pixels  $F_r$  doit être égal à  $0,25$ . La taille des zones actives des pixels est donc de  $15 \mu\text{m}$ , alors que le pas d’échantillonnage est de  $30 \mu\text{m}$ .

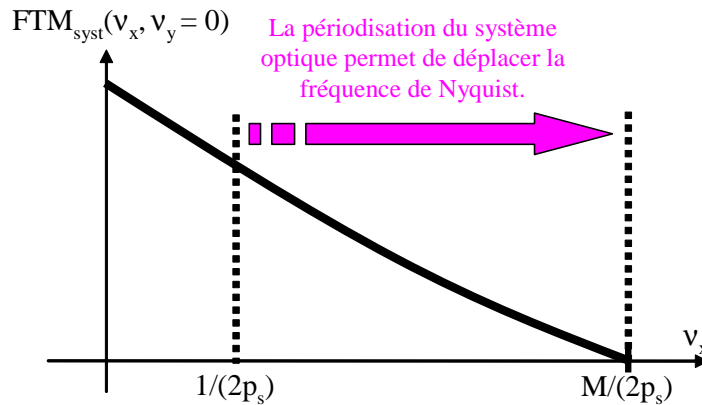


FIGURE 1.20 – La périodisation du système optique permet de repousser la fréquence de Nyquist : elle est désormais égale à  $M/(2p_s)$ . Pour cette illustration, nous avons pris  $M = 4$ .

### Illustrations de la stratégie de réduction de la distance focale : exemples proposés dans la littérature

Il existe, dans la littérature, des systèmes optiques multivoies qui exploitent ce principe de réduction de la distance focale d'une voie. L'un des tous premiers systèmes proposés est celui de Tanida *et al.*, en 2001 [5], appelé TOMBO (*Thin observation module by bound optics*). On peut également citer un article d'une équipe américaine, qui a développé une architecture optique de  $3 \times 3$  microlentilles fonctionnant dans l'infrarouge, pour des longueurs d'onde comprises entre  $8 \mu\text{m}$  et  $12 \mu\text{m}$  [57, 7]. Ce système est associé à une matrice de micro-bolomètres.

Remarquons que dans les références [5, 57, 7], le facteur de remplissage des pixels est égal à 1. Ainsi, la fréquence de Nyquist, égale à  $1/(2p_s)$ , ne pourra être augmentée que d'un facteur  $M = 2$ , pour atteindre la valeur  $1/p_s$ , qui est aussi la fréquence de coupure du pixel. Le gain en résolution du système multivoies est limité à  $M = 2$  si le facteur de remplissage des pixels est égal à 1. Le nombre de voies nécessaires pour reconstituer une image correctement échantillonnée est égal à  $2 \times 2$ .

## 1.5 Application des stratégies de miniaturisation pour concevoir des caméras infrarouges cryogéniques compactes

Durant sa thèse, Guillaume Druart a exploré plusieurs pistes de simplification et de miniaturisation parmi celles que nous avons mentionnées dans ce chapitre. Ses travaux ont abouti à la conception et à la réalisation de plusieurs caméras compactes infrarouges cryogéniques. Dans cette section, nous rappelons brièvement la démarche de conception de Guillaume Druart. Nous verrons qu'elle ouvre la voie à une miniaturisation encore plus poussée des caméras infrarouges cryogéniques.

Guillaume Druart a suivi une approche minimaliste, qui a pour objectif de donner une fonction d'imagerie à l'écran froid en utilisant un minimum de composants optiques.

La première stratégie qu'il a explorée consiste à augmenter le nombre d'ouverture du système optique. Une *camera obscura* infrarouge a été développée [12, 33] : un sténopé est intégré dans le cryostat en réduisant simplement le diamètre du diaphragme froid posé au sommet de l'écran



### 1.5. Application des stratégies de miniaturisation pour concevoir des caméras infrarouges cryogéniques compa

froid. Cette stratégie est illustrée dans la figure 1.21(a). Aucun élément focalisant n'est alors nécessaire pour imager une scène. Une lentille de compression de champ est placée en amont du sténopé afin d'augmenter le champ d'observation de celui-ci. Elle remplace le hublot du cryostat.

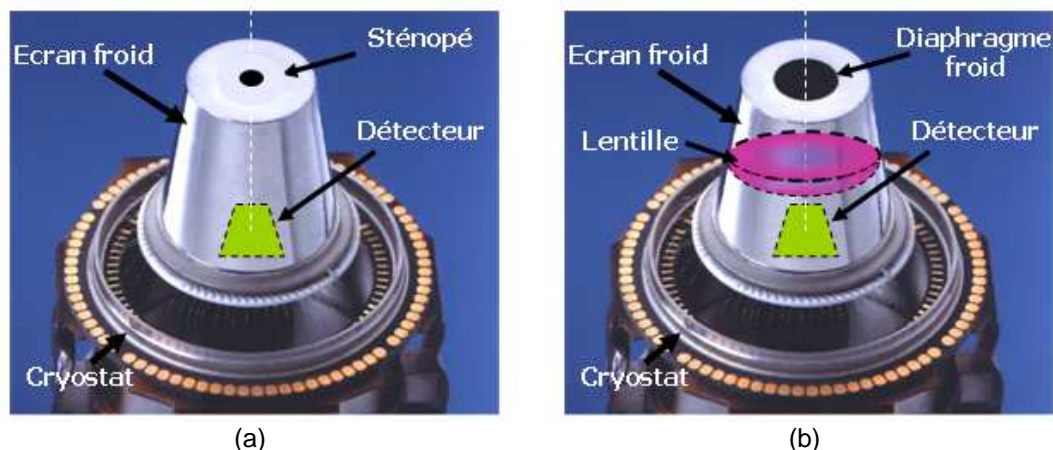


FIGURE 1.21 – Illustration de l’approche minimaliste développée par Guillaume Druart dans sa thèse [12], (a) *camera obscura*, (b) caméra infrarouge cryogénique basée sur un seul ménisque en silicium.

Malgré sa compacité et sa simplicité, la *camera obscura* présente une sensibilité médiocre. Guillaume Druart a donc souhaité améliorer les performances radiométriques de la *camera obscura*. Pour ce faire, il s’est orienté vers une approche que nous avons qualifiée de traditionnelle. Il a ouvert à nouveau le diaphragme froid (afin d’augmenter la sensibilité du système), et ajouté un élément focalisant dans l’écran froid [12, 58]. Il a joué sur la cambrure de la lentille, la position de la pupille et l’indice de réfraction du matériau afin de corriger au mieux les aberrations optiques avec une seule lentille. Il a ainsi conçu une caméra infrarouge basée sur un ménisque en silicium. Le diaphragme froid, placé en amont de ce ménisque, joue le rôle de pupille d’entrée du système optique. Ainsi, le système est entièrement intégré dans l’écran froid. Il est illustré dans la figure 1.21(b). Sa distance focale est égale à 9,3 mm, sa longueur axiale est de 16,2 mm, et il est ouvert à  $F/4$ .

Même si cette caméra est entièrement intégrée dans l’écran froid, son encombrement est environ égal à deux fois la distance focale du ménisque en silicium. L’objectif de ma thèse est de miniaturiser davantage cette caméra. Pour cela, je vais envisager deux solutions. La première consiste à diminuer la distance focale du système optique : elle repose sur le principe TOMBO, décrit dans la sous-section 1.4.5 page 27. Cette approche de réduction de la distance focale peut être poussée à l’extrême pour aboutir à une architecture dans laquelle le système optique sera complètement solidaire du détecteur en étant intégré directement sur celui-ci. La deuxième solution consiste à concevoir un système dont l’encombrement est inférieur à la longueur focale. Associant une lentille convergente et une lentille divergente, les systèmes de type téléobjectif présentent cette propriété intéressante. Durant sa thèse, Guillaume Druart a montré qu’ils ne pouvaient cependant pas avoir un grand champ d’observation (typiquement, leur champ d’observation doit rester inférieur à  $10^\circ$ ). Afin d’assurer un champ d’observation supérieur à  $10^\circ$ , une solution pourra être de mettre en parallèle plusieurs systèmes de champ d’observation réduit,

en faisant en sorte que chacun d'eux image une partie différente de la scène. Nous allons pour cela nous inspirer de la stratégie de conception basée sur la diminution du champ d'observation décrite dans la sous-section 1.4.4 page 20. Ainsi, dans les deux cas envisagés, une miniaturisation plus poussée des systèmes optiques sera basée sur des architectures multivoies.

## **1.6 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence des stratégies de conception originales pour des systèmes d'imagerie simples. Ces stratégies sont résumées de façon graphique dans la figure 1.22. L'étude bibliographique montre que de nombreux systèmes compacts ont déjà été proposés et étudiés dans la littérature. Cependant, tous les systèmes décrits fonctionnent soit dans le domaine spectral visible [40, 41, 42, 43, 44, 45], soit dans le proche infrarouge, autour de la longueur d'onde 1064 nm [47], soit dans l'infrarouge entre 8  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$ , avec un détecteur non refroidi de type microbolomètre [57, 7]. Les seuls concepts qui répondent au besoin d'une utilisation dans le domaine spectral de l'infrarouge refroidi, entre 3  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$ , ont été proposés par Guillaume Druart [12] durant sa thèse.

Parmi les stratégies de miniaturisation mises en évidence, nous en avons identifié deux qui semblent intéressantes pour la conception de systèmes optiques simples et très compacts fonctionnant dans l'infrarouge refroidi : il s'agit des deux approches multivoies. L'une est basée sur la réduction de la distance focale, l'autre concerne la réduction du champ d'observation à travers un système de type téléobjectif. Dans le chapitre suivant, nous nous appuyons sur les principes optiques décrits dans ces deux démarches de miniaturisation pour concevoir deux types d'architectures compactes pour des caméras infrarouges cryogéniques.

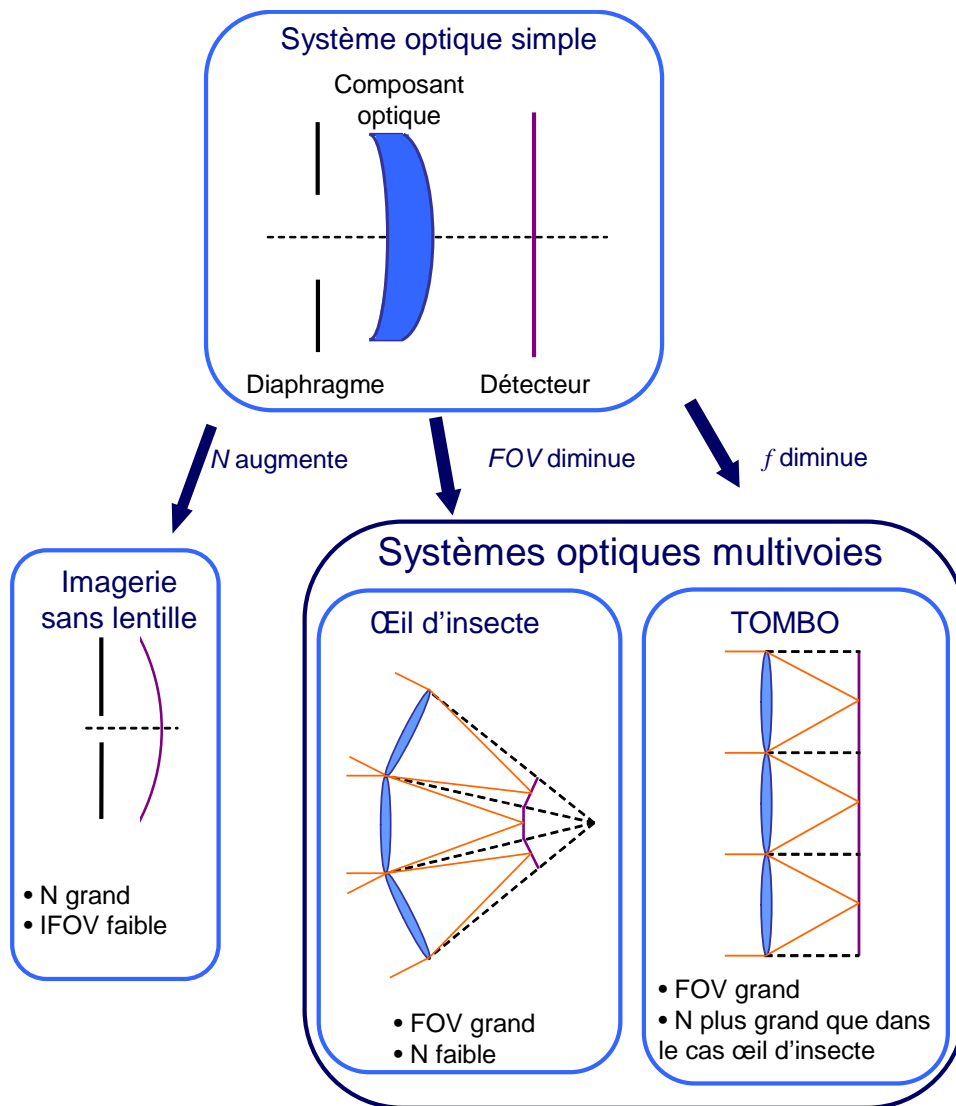


FIGURE 1.22 – Illustration de stratégies originales qui visent à concevoir un système d'imagerie simple comprenant un nombre minimal de composants optiques.



## Chapitre 2

# Conception d'architectures optiques compactes pour des caméras infrarouges cryogéniques

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>37</b>
<b>2.2</b>	<b>Etat de l'art des techniques de fabrication de matrices de micro-lentilles</b> . . . . .	<b>38</b>
<b>2.3</b>	<b>Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique</b> . . . . .	<b>43</b>
2.3.1	Cahier des charges général de la caméra sur puce . . . . .	43
2.3.2	Contraintes technologiques à respecter pour la réalisation de la caméra sur puce . . . . .	44
2.3.3	Système optique simple basé sur une seule lentille . . . . .	45
2.3.4	Système optique simple basé sur deux lentilles . . . . .	49
2.3.5	Tolérancement de l'architecture à deux étages de la caméra sur puce . . . . .	51
2.3.6	Dessin de l'écran froid et du capot du cryostat compatibles avec le grand champ de la caméra . . . . .	51
2.3.7	Diaphragmes et suppression de la communication entre les voies . . . . .	53
2.3.8	Etude de l'impact du refroidissement du système sur ses dimensions . . . . .	53
2.3.9	Estimation de la parallaxe de la caméra sur puce . . . . .	55
<b>2.4</b>	<b>Conception d'une caméra de type téléobjectif multivoies</b> . . . . .	<b>56</b>
2.4.1	Cahier des charges général de la caméra compacte à concevoir . . . . .	56
2.4.2	Conception d'une voie de type téléobjectif . . . . .	57
2.4.3	Tolérancement d'une voie du téléobjectif . . . . .	59
2.4.4	Conception du téléobjectif infrarouge multivoies . . . . .	59
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>63</b>

---

## 2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de concevoir des architectures optiques simples, compactes et intégrées au plus près du détecteur infrarouge refroidi de la filière HgCdTe. Idéalement, ces architectures optiques doivent être directement intégrées sur le détecteur. Dans le chapitre 1,

nous avons défini et expliqué des stratégies de simplification et de miniaturisation de systèmes optiques. Nous en avons identifié deux, basées sur des systèmes optiques multivoies, que nous allons suivre pour concevoir nos architectures. Nous garderons toujours à l'esprit que ces architectures devront être réalisables. Les contraintes technologiques liées à la réalisation de caméras compactes, idéalement intégrées directement sur le détecteur, ne peuvent pas être dissociées de la conception optique de ces caméras. Au contraire, elles y tiennent une place importante, car elles permettent de guider le concepteur en optique vers une solution réalisable. L'étude de ces contraintes technologiques nous amènera donc à établir une partie du cahier des charges des systèmes à concevoir. La première contrainte, primordiale, concerne la simplicité du système optique. Afin d'être intégré dans le cryostat, le système optique multivoies doit être simple, selon la définition que nous avons donnée au chapitre 1. Cela signifie que dans le cas idéal, il doit ne comporter qu'une seule matrice de microlentilles. Il doit également être compact : sa longueur totale doit être inférieure à 10 mm, et idéalement de l'ordre de quelques millimètres seulement. Nous allons commencer ce chapitre en dressant un état de l'art des techniques de fabrication des matrices de microlentilles, dont nous aurons besoin pour réaliser nos architectures multivoies. Cet état de l'art permettra d'identifier les contraintes à respecter pour la fabrication des matrices de microlentilles, selon la méthode que nous aurons choisi d'employer. Puis nous détaillerons la conception théorique de deux types d'architectures optiques multivoies.

## 2.2 Etat de l'art des techniques de fabrication de matrices de microlentilles

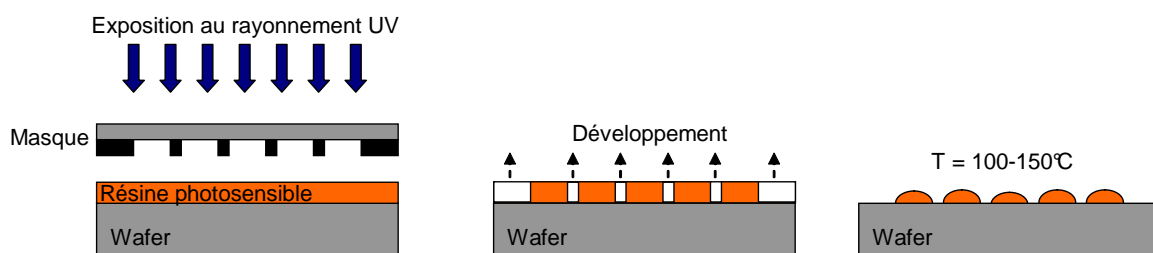
Afin d'identifier les contraintes à respecter pour les microlentilles, il convient de procéder à un inventaire des techniques de fabrication de matrices de microlentilles, et de faire ressortir les avantages et les limitations de chacune d'elles. L'état de l'art que nous présentons dans cette sous-section ne prétend pas être exhaustif : il existe en effet de nombreuses références sur ce sujet dans la littérature, ce qui montre que ce domaine de recherche est très actif. Nous souhaitons simplement identifier les principales techniques, susceptibles de répondre à nos besoins en matière de matrices de microlentilles.

Un procédé classique de fabrication de matrices de microlentilles convergentes consiste en deux étapes principales, qui sont illustrées dans la figure 2.1. La première est une étape de photolithographie, décrite dans la Réf. [59]. Une couche épaisse de résine photosensible est déposée sur un substrat optique appelé wafer. Ce substrat peut être par exemple en silice fondue (*fused silica*) pour des applications dans le domaine spectral visible ou bien en silicium, pour des applications dans l'infrarouge. On utilise un masque binaire dont le motif correspond à la période des microlentilles. Des plots en résine sont fabriqués par photolithographie puis développement de la résine non insolée. Le wafer sur lequel sont déposés les plots de résine est chauffé à une température comprise entre 100 °C et 150 °C, ce qui fait fondre les plots et leur donne ainsi une forme parfaitement sphérique [60]. La deuxième étape consiste en une gravure réactive ionique de la forme des plots de résine dans le wafer. Des profils asphériques peuvent être obtenus en changeant les paramètres de contrôle de la gravure réactive ionique. Cette technique permet de fabriquer des microlentilles de très bonne qualité optique et dont le diamètre peut aller de 10 µm à 2 mm. Ce procédé de fabrication standard est maintenant maîtrisé à l'échelle industrielle : par exemple, la société Süss MicroOptics [61] met en œuvre cette technique en utilisant des procédés issus de l'industrie des semiconducteurs.

L'avantage de cette technique de fabrication traditionnelle est qu'elle permet d'obtenir des

## 2.2. Etat de l'art des techniques de fabrication de matrices de microlentilles

### Etape 1 : Photolithographie



### Etape 2 : Gravure réactive ionique

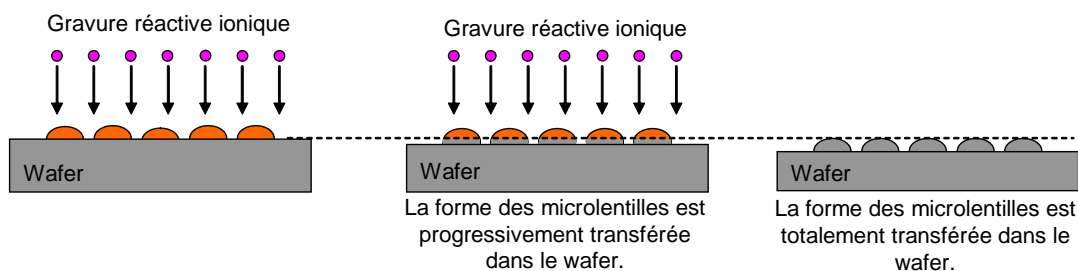


FIGURE 2.1 – Illustration schématique du procédé de fabrication classique de matrices de microlentilles, utilisé de façon standard par la société Süss Microoptics.

microlentilles d'excellente qualité optique. Par ailleurs, elle se prête à un usinage à l'échelle du wafer. Son principal inconvénient est qu'elle ne permet pas d'obtenir des flèches supérieures à  $100\ \mu\text{m}$  typiquement. En effet, la profondeur de gravure dans le wafer, qui est égale à la flèche des microlentilles, serait alors trop importante. De plus, cette méthode est très coûteuse, car elle nécessite d'utiliser des masques de photolithographie fabriqués avec une grande précision.

La fabrication de matrices de microlentilles divergentes ne peut pas être directement adaptée de cette technique traditionnelle et requiert des développements spécifiques. Ainsi, He *et al.* [62] ont proposé en 2004 de former des matrices de microlentilles divergentes dans un verre hybride composé d'un matériau organique et d'un matériau inorganique. Cette technique est basée sur une étape de photolithographie, puis de fusion des empreintes réalisées, ce qui crée une forme sphérique. En 2008, Ruffieux *et al.* [63] ont mis au point une méthode simple, basée sur deux étapes uniquement de photolithographie, pour créer la forme d'une matrice de microlentilles plan-concaves dans de la résine photosensible. Tout d'abord, des plots sont créés dans de la résine par un procédé de photolithographie classique. Puis, les plots sont chauffés à  $150\ ^\circ\text{C}$  pendant une demi-heure, ce qui permet de leur donner une forme sphérique. Enfin, les trous entre les plots sont remplis avec une seconde résine. Les tensions de surface ont pour effet de donner un profil concave à la résine entre les plots. Le tout est ensuite chauffé à  $80\ ^\circ\text{C}$  pendant une demi-heure, puis le rayon de courbure formé par les tensions de surface peut être réajusté si besoin en attaquant la surface créée avec un solvant. Cette méthode est illustrée dans la figure 2.2. Ensuite, comme pour les lentilles convergentes, la forme de ces lentilles divergentes peut être transférée dans le substrat optique par gravure sèche. Les diamètres des matrices de microlentilles qui peuvent être fabriquées de cette manière sont compris entre  $30\ \mu\text{m}$  et  $240\ \mu\text{m}$ . Comme dans le cas des lentilles convergentes, de fortes valeurs de flèche ne peuvent pas être obtenues pour ces microlentilles

divergentes. En revanche, il est possible de fabriquer des lentilles utilisables dans le visible (si le wafer est choisi en silice fondue) ou bien dans l'infrarouge (si le wafer est choisi en silicium). Les techniques de He et de Ruffieux sont basées sur des étapes de photolithographie, elles sont donc très coûteuses à cause des masques à utiliser. En 2010, Chen *et al.* [64] ont exploré une piste originale sans étape de photolithographie. Les matrices de microlentilles ne peuvent être usinées que dans de la silice. Chen utilise un laser femtoseconde pour créer une matrice d'impacts dans le substrat en silice. Ensuite, les microlentilles sont formées à partir de ces cratères par gravure chimique humide. En contrôlant la puissance du laser et les paramètres de la gravure, il est possible d'agir sur la profondeur des lentilles (i. e. leur flèche), sur leur diamètre et sur leur profil. La technique mise au point par Chen est directement utilisée pour fabriquer un moule de forme concave, qui sert à réaliser par moulage une matrice de microlentilles de forme convexe en PMMA. Cette dernière est ensuite courbée par un procédé thermomécanique, permettant finalement d'obtenir une matrice de microlentilles convexes courbée [50].

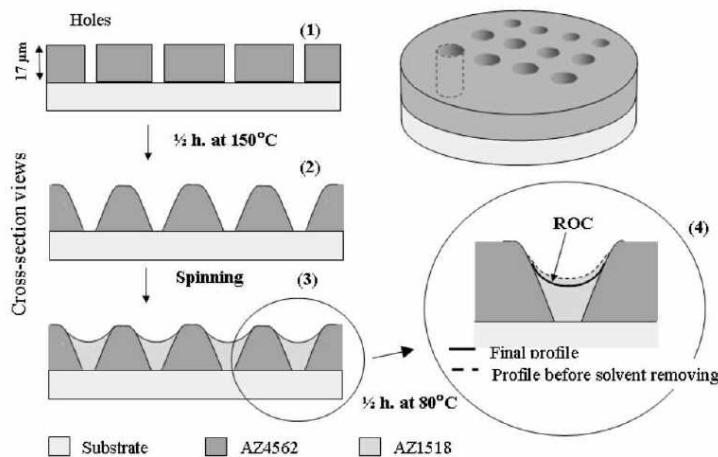


FIGURE 2.2 – Illustration de la technique développée par Ruffieux *et al.*, extraite de [63]. Deux étapes seulement sont utilisées pour créer la forme des matrices de microlentilles dans de la résine photosensible.

Pour les microlentilles convergentes comme pour les microlentilles divergentes fabriquées avec les méthodes que nous venons de décrire, les flèches sont limitées à des valeurs de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. C'est pourquoi d'autres techniques ont été développées pour permettre l'usinage de formes plus complexes et de flèches plus importantes.

En 2012, Dunkel *et al.* [65] proposent une approche de photolithographie par laser pour fabriquer des éléments optiques de flèche importante (jusqu'à 60 μm) et éventuellement de forme complexe (asphérique par exemple). Ils ont ainsi produit une matrice de 25 × 25 microlentilles sphériques de flèche 60 μm et de période 400 μm.

D'autres technologies, plus largement répandues, sont basées sur des procédés d'usinage diamant de haute précision. L'usinage diamant permet d'obtenir une très bonne qualité de surface avec une faible valeur de la rugosité sans avoir besoin de polir la surface. Il permet d'usiner des micro-optiques, telles que des matrices de microlentilles réfractives, ainsi que des optiques diffractives. Un récapitulatif très complet des techniques d'usinage diamant et de leurs enjeux est proposé en 2010 par Gläbe *et al.* dans la référence [66]. L'usinage diamant peut être employé pour usiner directement les matrices de microlentilles dans un substrat optique. Pour des applications dans le visible, plusieurs types de matières plastiques peuvent être usinées par usinage diamant,



## 2.2. Etat de l'art des techniques de fabrication de matrices de microlentilles

comme le PMMA<sup>2</sup>. Dans l'infrarouge, le substrat optique peut être le germanium. En 2009, Scheiding *et al.* [67] ont utilisé des techniques de fraisage pour fabriquer des grandes matrices de microlentilles de plus de 1300 microlentilles dont la flèche est égale à 257  $\mu\text{m}$ . Cependant, chaque microlentille doit être usinée séparément. Il n'est pas rare que l'usinage d'une seule matrice de microlentilles prenne plusieurs heures voire plusieurs jours. Or dans le cas d'un usinage ultra-précis, il faut que les machines soient maintenues dans des conditions environnementales stables pendant toute la durée de l'usinage. Par exemple, la température doit être maintenue avec une précision de  $\pm 0,1$  °C. L'usinage diamant est donc très long et très coûteux. C'est pourquoi il est aussi souvent utilisé pour réaliser des moules optiques. Ainsi, le procédé d'usinage diamant n'est mis en œuvre qu'une seule fois pour réaliser le moule et permet ensuite d'obtenir de nombreuses matrices de microlentilles par un procédé de réplification bas coût. Ce procédé de réplification bas coût consiste par exemple à mouler des optiques en polymère pour des applications dans le visible. L'outil d'usinage est un diamant monocristallin qui présente l'avantage d'être extrêmement dur. Cependant, malgré cette grande dureté, certains matériaux ne peuvent pas faire l'objet d'un usinage diamant, car ils conduisent à une usure excessive du diamant. Cette usure a deux causes principales, l'une mécanique (par contact du diamant sur le matériau à usiner) et l'autre chimique. En effet, certains matériaux, par exemple le fer, le titane ou encore le nickel pur, réagissent avec le carbone qui compose le diamant [68]. Les matériaux les plus appropriés pour l'usinage diamant sont l'aluminium, le cuivre, le laiton, et certains alliages à base de nickel, par exemple le nickel phosphoré (contrairement au nickel pur). Ce dernier est un revêtement de surface amorphe dont l'épaisseur peut aller jusqu'à 300  $\mu\text{m}$  et de très grande dureté. Sa structure amorphe permet d'obtenir une rugosité de la surface optique plus faible que celle obtenue traditionnellement avec des matériaux polycristallins (la rugosité arithmétique Ra est de l'ordre de 2 à 5 nm pour le nickel phosphoré, alors qu'elle est environ de 10 nm pour des matériaux polycristallins). L'usinage de l'acier présente un grand intérêt industriel car c'est le seul matériau qui est à la fois très dur, résistant à des températures élevées et résistant à la corrosion. Cependant, l'acier ne peut pas être usiné dans les conditions standards d'usinage diamant à cause de l'usure chimique de l'outil en diamant [69]. Depuis 2006, deux procédés spécifiques ont été proposés pour surmonter cette difficulté. La première méthode, décrite par Brinksmeier *et al.* [70] en 2006, teste l'usinage diamant d'acier aux propriétés thermo-chimiques modifiées. La deuxième méthode, développée par Klocke *et al.* en 2009 [71], associe l'usinage diamant à des ultrasons. En utilisant cette méthode, Klocke *et al.* ont également usiné en 2010 des moules asphériques en acier [69]. Ces deux techniques sont encore au stade de la recherche et ne peuvent donc pas être utilisées actuellement.

La tendance à fabriquer un moule de très bonne qualité pour pouvoir ensuite produire de gros volumes de composants s'accompagne du développement de nouvelles techniques de réplifications d'optiques, par exemple le pressage ou le moulage. Des études sont menées pour déterminer les matériaux les plus adaptés pour le moulage ou le pressage, dans le visible comme dans l'infrarouge. Dans le visible, les optiques moulées en polymère se développent, car elles sont peu coûteuses et le procédé de moulage par injection de polymère (*injection molding*) est bien maîtrisé, il permet même de fabriquer des nanostructures [72]. Certains verres également se prêtent bien au moulage à chaud (il faut dépasser la température de transition du verre). Ainsi, en 2005, Firestone *et al.* [73] ont obtenu une matrice de microlentilles en pressant du verre contre un moule dont la particularité est d'être simplement une matrice de trous. Cette technique est illustrée dans la figure 2.3(a). En 2006, Yi *et al.* [74] ont fabriqué une optique de forme complexe (sa surface n'est pas symétrique par rapport à son axe optique) par pressage de verre. En 2011, Li *et al.*

---

2. Le polyméthacrylate de méthyle (communément appelé PMMA) est un polymère.

[75] ont formé un doublet achromatique de matrices de microlentilles hybride (une microlentille en verre et l'autre en polymère) par moulage. Dans l'infrarouge, les lentilles traditionnellement utilisées sont en germanium pur ou en silicium pur, matériaux relativement chers. Des verres de type chalcogenide se prêtent au pressage et au moulage et sont donc intéressants pour fabriquer des lentilles de coût plus faible. C'est ainsi que Curatu *et al.* [76] ont réalisé en 2006 une lentille en verre chalcogenide par moulage, puis l'ont utilisée pour réaliser un système optique comprenant deux lentilles (l'une en chalcogenide et l'autre en germanium pur) associé à une matrice de micro-bolomètres fonctionnant entre 8  $\mu\text{m}$  et 14  $\mu\text{m}$ . C'est pour développer et fiabiliser ce type d'applications que Cha *et al.* [77] ont mené des études en 2010 visant à déterminer les conditions optimales de moulage des verres chalcogenide. Des matrices de microlentilles ont été réalisées récemment en verre chalcogenide grâce à des techniques diverses. En 2011, Ma *et al.* [78] ont utilisé comme moule une plaque en acier inoxydable percée d'une matrice de trous débouchants, comme illustré dans la figure 2.3(b). Une couche de verre chalcogenide est placée sur le moule dans une enceinte fermée et une pression est appliquée grâce à un gaz tout en chauffant le verre autour de 305 °C, ce qui permet d'obtenir une matrice de microlentilles. La flèche maximale obtenue par Ma *et al.* est égale à 430  $\mu\text{m}$ . En 2011, Orava *et al.* [79] ont placé une couche de verre chalcogenide sur un moule en PDMS<sup>3</sup> percé d'une matrice de trous non débouchants (cf. figure 2.3(c)). Ils chauffent à 225 °C, sans appliquer de pression externe. La matrice de microlentilles se forme sous l'effet de la gravité seule. Remarquons que les procédés de Ma et de Orava ne permettent pas d'obtenir des microlentilles jointives, laissant une surface non utilisée entre les microlentilles. Et seules des matrices de microlentilles convergentes peuvent être fabriquées par ces méthodes. Sanchez *et al.* [80] ont formé des gouttes d'une solution de chalcogenide sur un substrat par une technique d'impression jet d'encre. Ensuite, une étape d'étuvage du substrat à moins de 100 °C termine le procédé. En 2011, Silvennoinen *et al.* [81] ont réalisé une matrice de microlentilles en chalcogenide par nano-impression en pressant un échantillon de verre chalcogenide contre un moule de quartz, de silicium ou de nickel à la température de 240 °C. Ils utilisent pour cela un équipement traditionnellement employé pour la nano-impression de polymères. Cependant, les verres de type chalcogenide contiennent encore du germanium, ce qui empêche une réduction drastique des coûts du système optique. Par ailleurs, ils contiennent des éléments toxiques, comme l'arsenic, ce qui nécessite des précautions à l'usinage (les équipements doivent être dédiés à ce type de matériaux pour ne pas contaminer toute la production) ainsi que pour l'élimination des déchets. C'est pourquoi d'autres matériaux sont envisagés. Ainsi, en 2009, Ueno *et al.* [82] ont pressé de la poudre de sulfure de zinc (ZnS) à haute température pour former une lentille en ZnS de bonne qualité.

En conclusion de cet état de l'art, nous identifions principalement trois possibilités pour réaliser des matrices de microlentilles :

- Les techniques classiques issues de l'industrie des semi-conducteurs permettent un usinage de matrices de microlentilles à l'échelle du wafer, mais il n'est pas possible d'obtenir des flèches supérieures à 100  $\mu\text{m}$  pour les microlentilles.
- L'usinage diamant direct d'une matrice de microlentilles est un procédé long et coûteux car chaque microlentille doit être usinée indépendamment. Mais un point positif de cette méthode est qu'il est possible de d'usiner de fortes flèches.
- La production d'un moule (par exemple par usinage diamant) puis le moulage d'un composant optique (par injection de polymères ou par compression de matériaux en poudre par exemple) permet d'obtenir de gros volumes de production, et donc de réduire les coûts

---

3. Le polydiméthylsiloxane (communément appelé PDMS) est un polymère.

### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

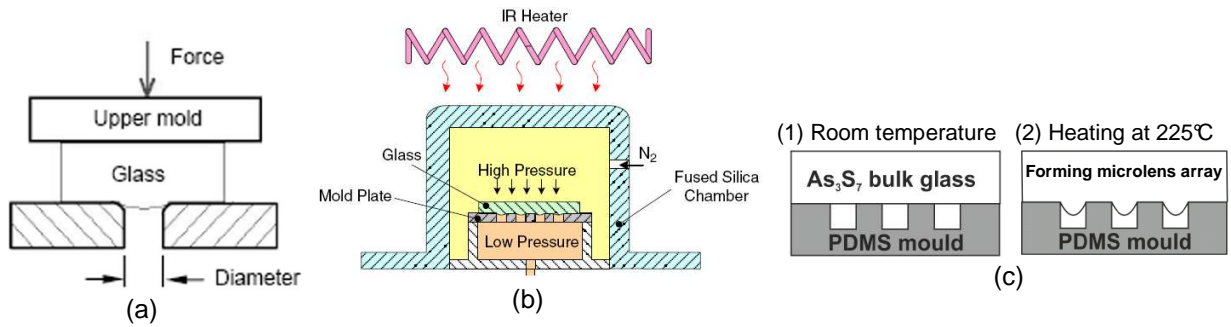


FIGURE 2.3 – Quelques méthodes de fabrication de matrices de microlentilles convergentes par pressage, (a) illustration de la technique de Firestone *et al.*, extraite de [73] : un échantillon de verre est chauffé et pressé contre une matrice de trous pour former une matrice de microlentilles convergentes, (b) illustration de la technique de Ma *et al.*, extraite de [78] : un échantillon de verre est chauffé et pressé contre un moule, qui est une matrice de trous débouchants, (c) illustration de la technique de Orava *et al.*, extraite de [79] : un échantillon de verre est chauffé contre un moule de trous non-débouchants, sans appliquer de pression externe ; une matrice de microlentilles se forme sous l'effet de la gravité.

du système optique. Cependant, des recherches sont actuellement menées pour usiner des moules d'une grande dureté (qui devraient idéalement être en acier) et pour trouver des matériaux à la fois intéressants d'un point de vue optique et qui se prêtent bien au moulage.

## 2.3 Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

Dans cette section, notre objectif est de concevoir une architecture optique pour une caméra très compacte et solidaire du détecteur. Pour cette raison, elle sera qualifiée de "caméra sur puce". Nous nous appuyons sur les règles de conception exposées dans la sous-section 1.4.5 du chapitre 1, page 27 : nous allons proposer un système optique multivoies, dont chaque voie aura une distance focale très petite ; et les informations acquises par les différentes voies seront non-redondantes. Dans la sous-section suivante, nous définissons le cahier des charges général de la caméra sur puce.

### 2.3.1 Cahier des charges général de la caméra sur puce

La caméra sur puce fonctionne dans la bande spectrale  $[3 \mu\text{m} ; 5 \mu\text{m}]$ . Pour déterminer le nombre de voies nécessaires pour cette caméra, il faut connaître les caractéristiques du détecteur matriciel (en termes de pas d'échantillonnage et de facteur de remplissage) que nous allons associer à cette caméra. Des détecteurs standards de la filière HgCdTe existent actuellement au pas de  $15 \mu\text{m}$ . Par exemple, le détecteur de référence EPSILON MW, commercialisé par la société Sofradir, comporte  $384 \times 288$  pixels au pas de  $15 \mu\text{m}$  [3], avec un facteur de remplissage égal à 1. Avec un tel détecteur, nous pourrions concevoir une caméra sur puce qui comprend 4 voies optiques (2 dans chaque direction de l'espace), d'après l'équation (1.42) page 30. Nous pourrions ainsi restaurer des fréquences spatiales jusqu'à deux fois la fréquence de Nyquist associée à un pas d'échantillonnage de  $15 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire  $66,6 \text{ mm}^{-1}$ . Cependant, les détecteurs standards dont nous disposons pour ce projet sont de taille  $320 \times 256$ , avec un pas d'échantillonnage égal

à  $30\ \mu\text{m}$  et un facteur de remplissage égal à 1. Il faudrait alors concevoir une caméra sur puce qui comprend 4 voies optiques (2 dans chaque direction), mais nous ne pourrions restaurer des fréquences spatiales que jusqu'à la fréquence de coupure d'un pixel de taille  $30\ \mu\text{m}$ , c'est-à-dire  $33,3\ \text{mm}^{-1}$ . Nous souhaitons cependant aller jusqu'à  $66,6\ \text{mm}^{-1}$ , comme nous le pourrions avec un détecteur plus performant. Il nous faut pour cela diminuer le facteur de remplissage des pixels. Nous choisissons donc un détecteur de taille  $320 \times 256$  pixels avec un facteur de remplissage  $F_r$  égal à 0,25. La taille de la zone active est égale à  $t_{pix} = 15\ \mu\text{m}$  et cette zone active est implantée dans des pixels de taille  $30\ \mu\text{m}$ . La non-redondance entre les imagerie est obtenue en choisissant une période des microlentilles différente d'un multiple du pas d'échantillonnage  $p_s = 30\ \mu\text{m}$ . Les voies adjacentes seront décalées de la moitié de la zone active des pixels, soit  $7,5\ \mu\text{m}$  dans les deux directions de l'espace. Le pas théorique des microlentilles est égal à  $1,8975\ \text{mm}$  dans les deux directions. Ainsi, chaque voie forme une image sur une zone de  $64 \times 64$  pixels du détecteur. Comme le détecteur que nous utilisons comporte  $320 \times 256$  pixels, tous les pixels dans la direction des 256 pixels sont utilisés. La taille  $t_{det}$  de la zone du détecteur associé à une voie est égale à  $1,92\ \text{mm}$ . Par ailleurs, le champ d'observation  $FOV$  est choisi circulaire, de diamètre égal à  $120^\circ$ , centré sur l'axe optique d'une voie. Pour déterminer un ordre de grandeur de la distance focale d'une voie, nous pouvons appliquer l'équation (1.13) page 11, qui relie la distance focale, le champ d'observation et la taille du détecteur. Notons cependant que nous n'aurons qu'un ordre de grandeur de la distance focale, car cette équation n'est valable que dans l'approximation paraxiale, que nous ne respectons pas avec un champ de l'ordre de  $120^\circ$ . Nous déterminons que la distance focale est de l'ordre de  $1,1\ \text{mm}$ . Par ailleurs, chaque voie optique devra être ouverte à  $F/3$ , pour assurer une bonne sensibilité du système optique.

### 2.3.2 Contraintes technologiques à respecter pour la réalisation de la caméra sur puce

#### Choix de la technique de fabrication des matrices de microlentilles d'une caméra sur puce

Dans le domaine de l'infrarouge, les procédés de pressage et de moulage des matrices de microlentilles, que nous avons présentés dans la section 2.2 page 38, en sont encore au stade de la recherche. Nous n'allons donc pas pouvoir directement en profiter pour réaliser les matrices de microlentilles dont nous avons besoin. En revanche, nous avons identifié deux types de techniques disponibles commercialement à ce jour : la technique issue de l'industrie des semi-conducteurs permettant de réaliser des microlentilles en silicium, portée par Süss Micro Optics [61], et la fabrication de matrices de microlentilles par usinage diamant directement dans un substrat optique, le germanium, portée par Savimex [83].

L'intérêt d'intégrer une caméra au plus près du détecteur est qu'il sera alors possible de fabriquer la caméra en même temps que le détecteur. Il est donc préférable que la technique utilisée pour fabriquer les microlentilles soit compatible avec un usinage à l'échelle du wafer, plutôt que d'usiner chaque microlentille séparément. Nous choisissons donc la technique proposée par Süss MicroOptics. Par ailleurs, Süss a une grande expertise dans le domaine de la micro-optique, et intègre dans son procédé des dépôts anti-reflet multi-couches sur les microlentilles en silicium, ainsi que des dépôts métalliques de chrome pour masquer les zones non utilisées entre les lentilles.

Au niveau du système optique, nous nous attendons à ce que les microlentilles soient très bombées car leur distance focale doit être petite, de l'ordre du millimètre. Cela signifie qu'elles présentent une flèche importante, ce qui risque de poser problème avec la technique de Süss.

### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

Ainsi, nous devons garder à l'esprit que les microlentilles de l'architecture optique que nous proposerons devront présenter des flèches inférieures à 100  $\mu\text{m}$  typiquement. Par ailleurs, il est plus aisé et moins coûteux de fabriquer des microlentilles avec une seule face bombée et l'autre plane, car il n'est alors plus nécessaire d'aligner précisément les deux faces du wafer afin d'en usiner les deux côtés. Nous choisissons donc de n'utiliser que des microlentilles plan-convexes et éventuellement plan-concaves dans les architectures optiques que nous proposerons.

#### Assemblage de l'architecture optique au plus près du détecteur

Le bloc optique est assemblé avec le plan focal infrarouge en utilisant des techniques innovantes et très précises développées au CEA LETI. Ces techniques sont directement inspirées du procédé de fabrication des détecteurs infrarouges refroidis de la filière HgCdTe (Mercure Cadmium Tellure). Les grandes étapes de ce procédé de fabrication sont décrites dans l'annexe A. Un plan focal infrarouge de la filière HgCdTe est composé d'un circuit de détection en HgCdTe, sensible au rayonnement infrarouge, et d'un circuit de lecture en silicium. Le circuit de détection et le circuit de lecture sont connectés par l'intermédiaire de billes d'indium. On parle de l'hybridation du circuit de détection sur le circuit de lecture. Les techniques de report d'optiques à une distance réduite du détecteur infrarouge se proposent de maintenir le système optique à l'aide de billes d'indium également. C'est pourquoi elles sont qualifiées de méthodes de multi-hybridation. Ainsi, le procédé d'assemblage de l'optique est totalement compatible avec le procédé de fabrication du détecteur, et est adapté à l'environnement cryogénique. Ce type d'intégration, par empilement des éléments optiques au-dessus du détecteur, impose que le tirage, défini comme la distance entre le dernier dioptré du système optique et le détecteur, reste inférieur à 700  $\mu\text{m}$  environ. Dans la suite, le tirage sera noté *BFL* (*back focal length*).

D'autre part, la conception du système peut nécessiter une ou plusieurs matrices de diaphragmes qui jouent le rôle de pupille ou qui permettent de limiter la communication entre les voies. Les matrices de trous peuvent être faites de couches métalliques indépendantes des optiques, ou bien elles peuvent être directement formées par dépôt métallique sur les surfaces des lentilles. D'un point de vue pratique, une matrice de trous indépendante serait intégrée par empilement avec des billes d'indium, tout comme les matrices de microlentilles. Cependant, il vaut mieux éviter d'empiler un trop grand nombre d'éléments pour simplifier la réalisation pratique du système. Il est donc préférable de faire un dépôt métallique sur les surfaces des matrices de microlentilles. Durant la phase de conception, cette contrainte nous limitera à l'utilisation de diaphragmes solidaires des lentilles.

L'ensemble des contraintes technologiques identifiées dans cette sous-section sont résumées dans le tableau 2.1.

Afin de proposer une architecture optique, nous commençons tout d'abord à travailler sur une seule voie. L'objectif des deux sous-sections suivantes est de déterminer, pour une voie, l'architecture simple qui est la plus adaptée pour être intégrée à une distance faible du plan focal infrarouge.

#### 2.3.3 Système optique simple basé sur une seule lentille

Comme nous l'avons défini au chapitre 1, le système optique le plus simple est composé d'un diaphragme, d'un seul composant optique et d'un détecteur. Nous souhaitons que le composant

**TABLE 2.1 – Impact des contraintes technologiques sur la conception optique d'une caméra infrarouge cryogénique directement intégrée sur le détecteur.**

Contrainte technologique	Solution compatible avec une réalisation technologique
Système simple	Nombre minimal d'éléments optiques (un diaphragme, un détecteur, et une ou deux lentilles)
Type de lentilles	Matrices de microlentilles plan-convexes
Matrices de diaphragmes	Dépôt métallique sur les surfaces des matrices de microlentilles
Valeur de la flèche des microlentilles	Inférieure à 100 $\mu\text{m}$ environ
Tirage $BFL$	Inférieur à 700 $\mu\text{m}$ environ

optique ne présente qu'une seule face bombée, l'autre étant plane. Il sera alors plus simple et moins coûteux de fabriquer la matrice de microlentilles correspondante. La face courbée peut être tournée soit vers le détecteur, soit vers la scène. Ces deux systèmes simples sont illustrés dans les figures 2.4(a) et 2.4(b). Nous cherchons une expression de leur tirage dans les conditions paraxiales en utilisant le formalisme des matrices de transfert (matrices ABCD). Cette étude a pour objectif d'identifier le système qui a le plus petit tirage  $BFL$  pour une distance focale  $f$  donnée.

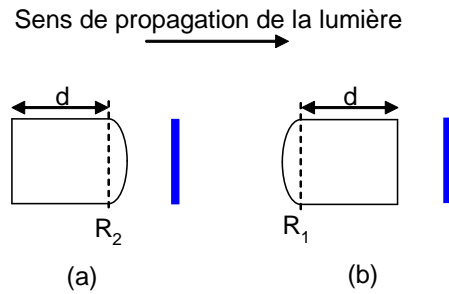


FIGURE 2.4 – Représentation schématique de deux systèmes optiques simples, avec les notations associées, (a) lentille plan-convexe dont la face courbée est tournée vers le détecteur (épaisseur  $d$  et rayon de courbure  $R_2$ ,  $R_2 < 0$ ), (b) lentille plan-convexe dont la face courbée est tournée vers la scène (épaisseur  $d$  et rayon de courbure  $R_1$ ,  $R_1 > 0$ ).

Le formalisme des matrices de transfert est utilisé pour décrire le comportement paraxial de systèmes optiques épais [84]. Le système optique complet (de la pupille d'entrée jusqu'au détecteur) est représenté par une matrice  $M$ . Cette matrice  $M$  résulte de la multiplication des matrices qui décrivent les différents éléments du système, et des matrices élémentaires qui modélisent la propagation de la lumière entre ces éléments. La hauteur  $h_{out}$  et l'angle  $\alpha_{out}$  du rayon en sortie du système par rapport à l'axe optique sont calculés à partir de la hauteur  $h_{in}$  et de l'angle  $\alpha_{in}$  du rayon incident par l'équation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} h_{out} \\ \alpha_{out} \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} h_{in} \\ \alpha_{in} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Le tirage des lentilles plan-convexes illustrées dans les figures 2.4(a) et 2.4(b) peut être déduit

### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

de l'étude générale d'une lentille bi-convexe de rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$  ( $R_1 > 0$  et  $R_2 < 0$ ), illustrée à la figure 2.5. L'indice de réfraction du matériau qui compose la lentille est noté  $n$ . La réfraction à l'interface de rayon  $R_1$  est décrite par la matrice de transfert suivante :

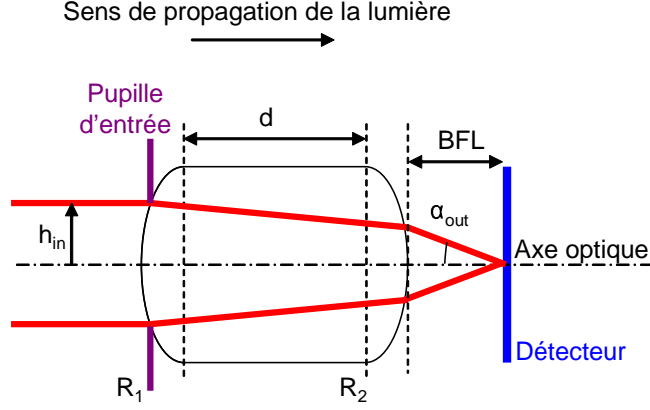


FIGURE 2.5 – Représentation schématique d'une lentille bi-convexe. Les notations pour le calcul du tirage  $BFL$  de la lentille sont indiquées.

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

La propagation dans l'espace libre d'indice  $n$  se traduit par la matrice de transfert suivante :

$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

La réfraction à l'interface de rayon  $R_2$  est modélisée par :

$$M_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Ainsi, la matrice de transfert de la lentille épaisse  $M_{lentille}$  est calculée par le produit matriciel :  $M_{lentille} = M_3 M_2 M_1$  :

$$M_{lentille} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{d}{R_1} \frac{1-n}{n} & \frac{d}{n} \\ \frac{n-1}{R_2} \left( 1 + \frac{d}{R_1} \frac{1-n}{n} \right) + \frac{1-n}{R_1} & \frac{n-1}{R_2} \frac{d}{n} + 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

La propagation dans l'espace libre sur la distance  $BFL$  est modélisée par la matrice suivante :

$$M_4 = \begin{pmatrix} 1 & BFL \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Par définition de la distance focale  $f$ , la relation suivante est vérifiée :  $\alpha_{out} = -\frac{h_{in}}{f}$  (les angles sont orientés dans le sens trigonométrique). L'équation (2.1) s'écrit donc de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{h_{in}}{f} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & BFL \\ 0 & 1 \end{pmatrix} M_{lentille} \begin{pmatrix} h_{in} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

En résolvant cette équation, nous trouvons les expressions suivantes pour la distance focale et le tirage :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{(n - 1)^2}{n} \frac{d}{R_1 R_2}, \quad (2.8)$$

et

$$BFL = f \left( 1 - \frac{d}{R_1} \frac{n - 1}{n} \right). \quad (2.9)$$

Les expressions de la distance focale  $f$  et du tirage  $BFL$  des systèmes optiques illustrés dans les figures 2.4(a) et 2.4(b) (pour lesquels  $R_1 = \infty$  et  $R_2 = \infty$ , respectivement) se déduisent des équations (2.8) et (2.9), et elles sont données dans le tableau 2.2.

**TABLE 2.2 – Distance focale et tirage de systèmes optiques simples illustrés dans la figure 2.4.**

Système	Distance focale $f$	Tirage $BFL$
(a)	$f = \frac{-R_2}{n-1}$	$BFL = f$
(b)	$f = \frac{R_1}{n-1}$	$BFL = f \left( 1 - \frac{d}{R_1} \frac{n-1}{n} \right)$

Une lentille plan-convexe dont la face courbée est tournée vers la scène a un tirage plus petit que sa distance focale, tandis qu'une lentille plan-convexe avec la face courbée tournée vers le détecteur a un tirage égal à sa distance focale. Ainsi, le système illustré à la figure 2.4(b) semble adapté pour réduire le tirage. Cependant, la principale aberration d'un système infrarouge est l'astigmatisme, qui peut être corrigé en éloignant la pupille de la surface qui porte la puissance optique [85]. Cette solution ne peut donc pas être adoptée si on souhaite réaliser un dépôt métallique sur la face d'entrée courbée de la lentille. Nous choisissons donc la lentille plan-convexe avec la face courbée tournée vers le détecteur comme point de départ pour l'optimisation d'un système basé sur une seule lentille. En termes de taille d'une voie et de champ d'observation, nous nous conformons au cahier des charges de la caméra sur puce défini à la sous-section 2.3.1 page 43. Puis nous optimisons la qualité optique de la lentille plan convexe à l'aide du logiciel de conception optique Zemax. Le schéma optique d'une voie de la caméra sur puce basée sur une seule lentille plan-convexe en silicium est illustré dans la figure 2.6(a). Le système optique est quasiment limité par la diffraction, comme en témoignent les courbes de FTM issues du logiciel Zemax de la figure 2.6(b). La FTM a été tracée pour différentes valeurs du champ d'observation :  $0^\circ$  (sur l'axe),  $60^\circ$  (en bord de champ) et  $42^\circ$  (qui correspond à 0,7 fois le demi-angle de champ maximal). Le tableau 2.3 résume les caractéristiques de la caméra sur puce multivoies.

Malgré la simplicité de cette solution optique, il est difficile de fabriquer la matrice de microlentilles car la flèche est supérieure à  $100 \mu\text{m}$ . De plus, l'épaisseur des microlentilles sur l'axe optique (2,3 mm) est trop importante pour les technologies actuelles (cela impose d'adapter le procédé de fabrication des microlentilles pour travailler sur un substrat plus épais). Enfin, la valeur du tirage n'est pas compatible avec les techniques de multi-hybridation. Nous devons donc utiliser deux étages de matrices de microlentilles dans le système optique. Cela permettrait de diviser la puissance en deux dioptries, chacun aurait ainsi une flèche réduite.



### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

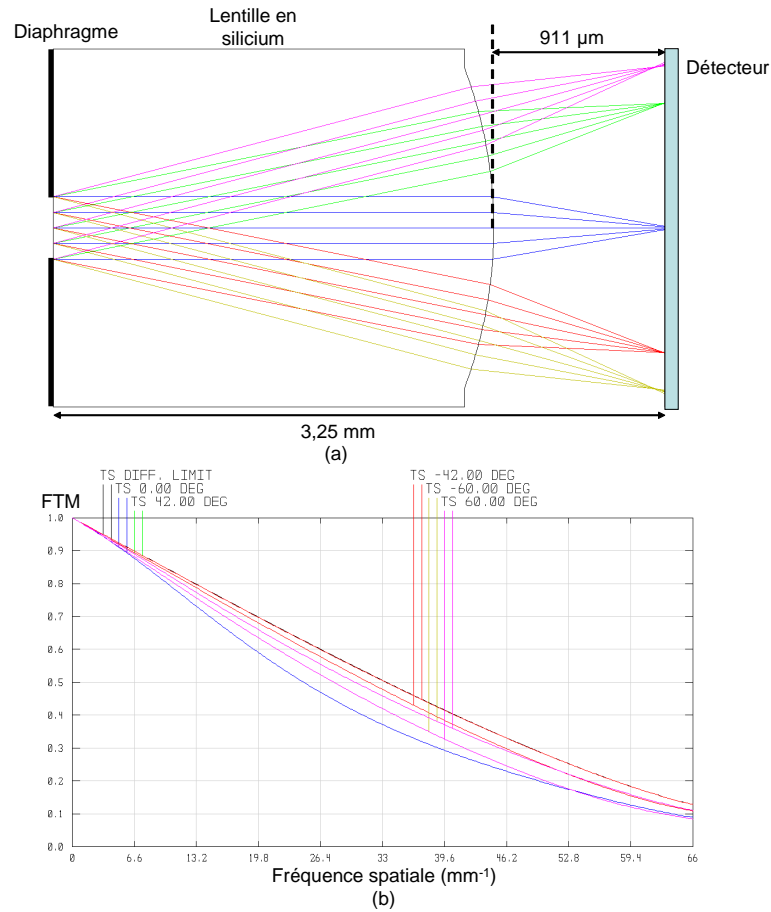


FIGURE 2.6 – (a) Schéma optique d'une voie d'une caméra sur puce infrarouge basée sur une seule lentille plan-convexe. Les rayons de différentes couleurs correspondent à différents angles de champ, (b) Courbes de FTM pour différents champs d'observation (0°, 42° et 60°), optimisées sur la bande spectrale [3 μm ; 5 μm]. La courbe de FTM notée T est la courbe de FTM tangentielle, celle notée S est la courbe de FTM sagittale.

#### 2.3.4 Système optique simple basé sur deux lentilles

Nous étudions maintenant des systèmes optiques qui comprennent deux microlentilles plan-convexes. Pour des raisons technologiques et dans un souci de réduction des coûts, il est plus simple de considérer le cas où les deux microlentilles ont le même rayon de courbure. Quatre associations, illustrées dans les figures 2.7 (a), (b), (c) et (d), peuvent être étudiées en termes de tirage et de distance focale. Pour cela, nous utilisons le formalisme matriciel rappelé dans la sous-section 2.3.3 page 45. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 2.4.

Pour les systèmes illustrés dans les figures 2.7 (a), (b) et (d), le tirage est plus petit que la distance focale. En revanche, l'expression du tirage pour le système (c) ne peut pas être facilement interprétée. Une optimisation avec Zemax des systèmes (c) et (d) montre que leur qualité n'est pas satisfaisante, surtout en bord de champ. Les aberrations prépondérantes des systèmes optimisés sont l'astigmatisme et la courbure de champ. En effet, l'astigmatisme ne peut pas être corrigé de façon efficace, car la pupille se trouve sur un dioptré qui porte la puissance optique. Le choix se porte donc entre les systèmes (a) et (b). Une optimisation sous Zemax de ces archi-

**TABLE 2.3 – Caractéristiques optiques de l'architecture multivoies basée sur une lentille illustrée dans la figure 2.6.**

Propriété	Valeur
Taille du système optique ( $L \times l \times e$ )	10 mm × 10 mm × 3,25 mm
Champ d'observation $FOV$	120°
Nombre d'ouverture $N$ d'une voie	3
Distance focale $f$ d'une voie	993 $\mu\text{m}$
Tirage $BFL$ d'une voie	911 $\mu\text{m}$
Nombre de voies	4 × 4
Épaisseur des microlentilles sur l'axe optique	2,3 mm
Nombre de pixels par voie	64 × 64
Pas de la matrice de microlentilles	1,8975 mm
Diamètre des microlentilles	1,7 mm
Rayon de courbure	2,390 mm
Flèche des microlentilles	156 $\mu\text{m}$
Diamètre de la pupille d'entrée d'une voie	331 $\mu\text{m}$
Qualité optique	Limitée par la diffraction

**TABLE 2.4 – Distance focale et tirage de systèmes optiques simples illustrés dans la figure 2.7.**

Système	Distance focale $f$	Tirage $BFL$
(a)	$\frac{1}{f} = 2\frac{n-1}{R} - e\frac{(n-1)^2}{R^2}$	$BFL = f \left( 1 - 2\frac{d}{R}\frac{n-1}{n} - e\frac{n-1}{R} - \frac{de}{R^2}\frac{(n-1)^2}{n} \right)$
(b)	$\frac{1}{f} = 2\frac{n-1}{R} - \left( e + \frac{d}{n} \right) \frac{(n-1)^2}{R^2}$	$BFL = f \left[ 1 - \frac{n-1}{R} \left( e + \frac{d}{n} \right) \right]$
(c)	$\frac{1}{f} = 2\frac{n-1}{R} - \left( e + \frac{d}{n} \right) \frac{(n-1)^2}{R^2}$	$BFL = f \left[ 1 - \left( e + \frac{3d}{n} \right) \frac{n-1}{R} + \frac{(n-1)^2}{n} \left( e + \frac{d}{n} \right) \frac{d}{R^2} \right]$
(d)	$\frac{1}{f} = 2\frac{n-1}{R} - \left( e + \frac{2d}{n} \right) \frac{(n-1)^2}{R^2}$	$BFL = f \left[ 1 - \frac{n-1}{R} \left( e + \frac{2d}{n} \right) \right]$

tectures montre que le tirage du système (a) est plus petit que le tirage du système (b). C'est également ce que l'on peut voir à partir des formules du tableau 2.4 donnant le tirage dans l'approximation paraxiale. C'est donc la solution (a) que nous retenons pour la caméra sur puce.

Le schéma optique de l'architecture est illustré dans la figure 2.8(a). Il est composé de deux lentilles plan-convexes en silicium dont les faces courbées sont en regard l'une de l'autre. Les courbes de FTM de la figure 2.8(b) montrent que le système optique est quasiment en limite de diffraction. La figure 2.8(c) donne l'éclairement normalisé en fonction de l'angle de champ. Les caractéristiques optiques de ce système sont résumées dans le tableau 2.5. La flèche des microlentilles est égale à 77  $\mu\text{m}$  : cette valeur est à la limite de l'état de l'art actuel. Par ailleurs, l'épaisseur des microlentilles sur l'axe (1,8 mm) est importante par comparaison avec les wafers en silicium traditionnels employés (leur épaisseur est d'environ 700  $\mu\text{m}$  pour un diamètre de wafer égal à 200 mm). Elle reste cependant compatible avec la technique de fabrication de Süss. La réalisation des matrices de microlentilles fait l'objet de la section 3.2 du chapitre 3.

### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

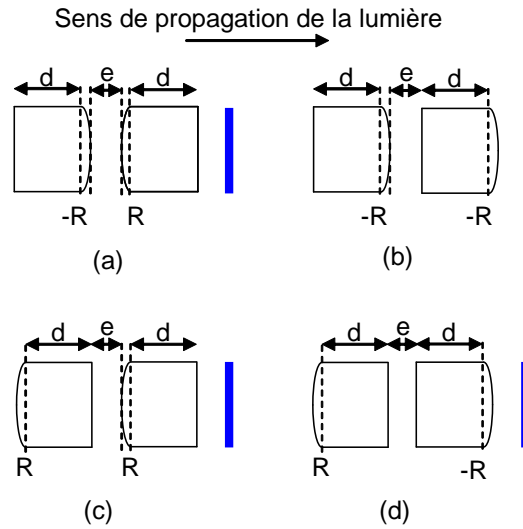


FIGURE 2.7 – Illustration de quatre associations possibles de deux lentilles plan-convexes avec le même rayon de courbure ( $R > 0$ ) et d'épaisseur  $d$ . La lumière se propage de gauche à droite, la ligne bleue à la droite des schémas représente le détecteur.

#### 2.3.5 Tolérancement de l'architecture à deux étages de la caméra sur puce

Une étude de tolérancement de l'architecture à deux lentilles d'une voie de la caméra sur puce a été menée. Elle est un préliminaire indispensable à la réalisation des matrices de microlentilles et à leur assemblage au plus près du détecteur. La valeur de la FTM du système optique nominal sur l'axe est égale à 0,48 à la fréquence spatiale  $33 \text{ mm}^{-1}$ . Nous nous intéressons à cette fréquence spatiale car elle correspond à une valeur intermédiaire dans l'espace des fréquences spatiales que nous nous attendons à restituer. Le critère que nous nous fixons pour l'étude du tolérancement du système est le suivant : nous tolérons une baisse de 2% au maximum de la valeur de la FTM optique à la fréquence spatiale  $33 \text{ mm}^{-1}$ . Ceci correspond à une chute de contraste de 0,01 à  $33 \text{ mm}^{-1}$ . Ce critère est très sévère par rapport à celui qui est habituellement fixé lors d'études de tolérancement (un critère classique donne une baisse de contraste d'environ 0,2 à la fréquence de Nyquist). Nous tenons à être particulièrement sévère sur notre critère de tolérancement car nous devons restituer des fréquences spatiales jusqu'à quatre fois la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de  $30 \mu\text{m}$ . Si nous fixons un critère de tolérancement classique, nous craignons d'obtenir un contraste nul avant la fréquence spatiale  $66 \text{ mm}^{-1}$ . Les tolérances spécifiées sont résumées dans le tableau 2.6.

#### 2.3.6 Dessin de l'écran froid et du capot du cryostat compatibles avec le grand champ de la caméra

Traditionnellement, seul le détecteur est placé à l'intérieur du cryostat. Pour la réalisation de la caméra sur puce, il est primordial d'adapter l'environnement opto-mécanique cryogénique aux spécificités de la caméra, en particulier à son grand champ d'observation. Pour cela, nous allons dessiner un écran froid et un capot de cryostat spécifiques à la caméra sur puce. L'écran froid et le hublot ne doivent pas vigneter les rayons de champ. Nous nous orientons donc vers un écran froid de forme carrée, afin que chaque rangée et que chaque colonne de lentilles ait le même champ d'observation égal à  $120^\circ$ . La distance entre l'écran froid et la face de la matrice

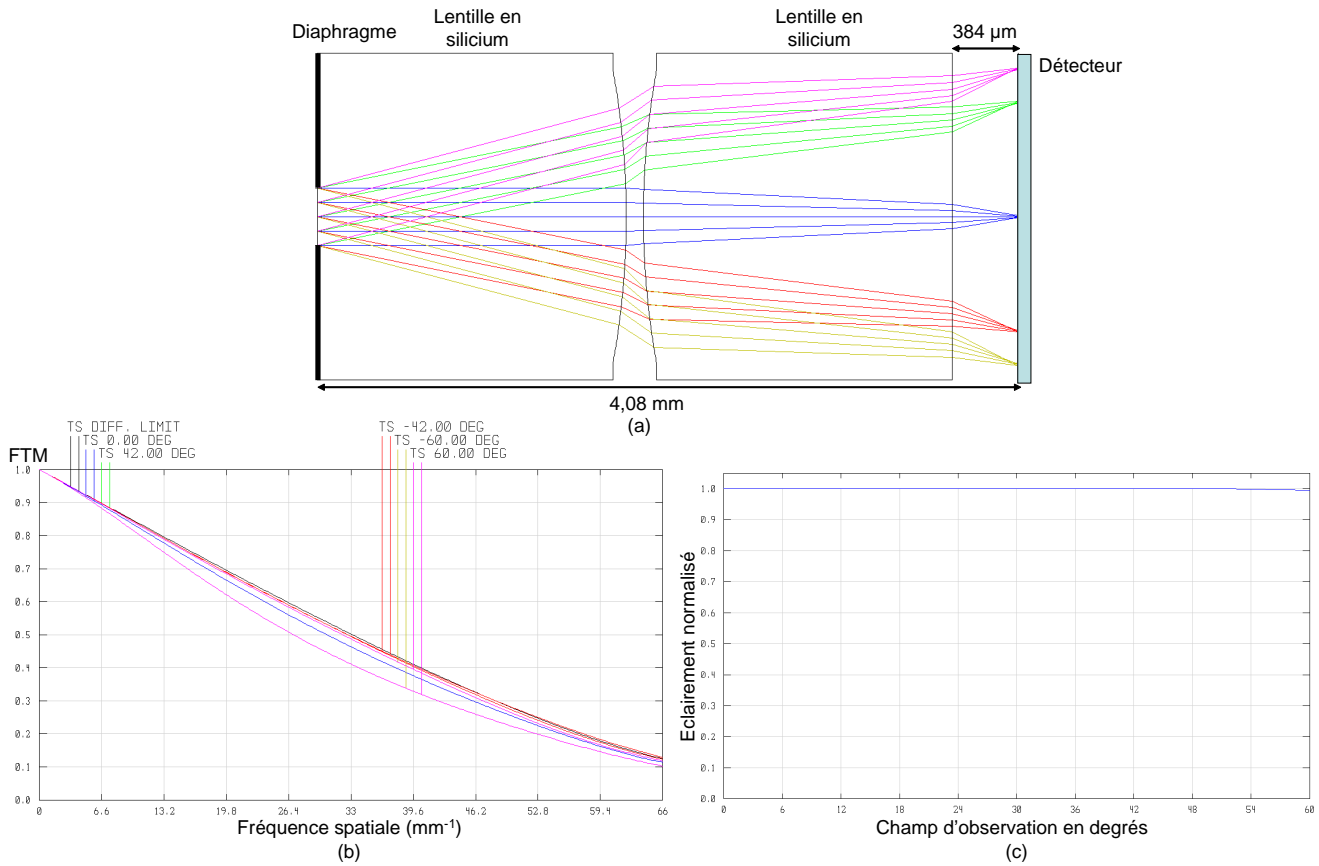


FIGURE 2.8 – (a) Schéma optique d'une voie d'une caméra sur puce infrarouge basée sur deux lentilles plan-convexes de même rayon de courbure. Les rayons de différentes couleurs correspondent à différents angles de champ, (b) Courbes de FTM pour différents champs d'observation ( $0^\circ$ ,  $42^\circ$  et  $60^\circ$ ), (c) Eclairage normalisé en fonction de l'angle de champ.

de microlentilles portant les pupilles d'entrée est notée  $d_e$ . Le côté  $C_e$  de l'écran froid de forme carrée est donné par la formule suivante :

$$C_e = 2d_e \tan\left(\frac{FOV}{2}\right) + l + 3p, \quad (2.10)$$

où  $FOV = 120^\circ$  est le champ d'observation de la caméra sur puce,  $l$  est le diamètre de la pupille d'entrée d'une voie ( $l = 335 \mu\text{m}$ ), et  $p$  est le pas des microlentilles ( $p = 1,8975 \text{ mm}$ ). La distance  $d_e$  est choisie égale à  $d_e = 2 \text{ mm}$ . Donc le côté  $C_e$  de l'écran froid est égal à  $C_e = 13 \text{ mm}$ . Dans la pratique, l'écran froid ne peut être que carré aux bords arrondis, car il est difficile d'usiner des angles vifs.

On utilise un hublot standard pour un cryostat de laboratoire, de forme circulaire et de diamètre 32 mm, placé à 4,5 mm du dioptre portant les pupilles d'entrée des voies. Le hublot est en germanium et il est traité anti-reflet sur ses deux faces, interne et externe au cryostat. Un schéma de l'environnement opto-mécanique cryogénique réalisé avec le logiciel SolidWorks est donné dans la figure 2.9(a) et l'écran froid carré aux bords arrondis est illustré dans la figure 2.9(b).

**TABLE 2.5 – Caractéristiques optiques de l'architecture multivoies à deux lentilles illustrée dans la figure 2.8.**

Propriété	Valeur (deux lentilles)
Taille du système optique ( $L \times l \times e$ )	10 mm × 10 mm × 4,08 mm
Champ d'observation $FOV$	120°
Nombre d'ouverture $N$ d'une voie	3
Distance focale $f$ d'une voie	1,003 mm
Tirage $BFL$ d'une voie	384 $\mu\text{m}$
Nombre de voies	4 × 4
Épaisseur des microlentilles sur l'axe optique	1,8 mm
Nombre de pixels par voie	64 × 64
Pas de la matrice de microlentilles	1,8975 mm
Diamètre des microlentilles	1,7 mm
Rayon de courbure	4,707 mm
Flèche des microlentilles	77 $\mu\text{m}$
Diamètre de la pupille d'entrée d'une voie	335 $\mu\text{m}$
Qualité optique	Limitée par la diffraction

### 2.3.7 Diaphragmes et suppression de la communication entre les voies

Pour prévenir le problème de communication entre les voies optiques, nous choisissons de déposer trois matrices de diaphragmes sur la surface disponible entre les microlentilles. D'un point de vue pratique, les matrices de diaphragmes sont composées de 4 × 4 ouvertures de diamètre égal au diamètre utile des microlentilles (i. e. 1,7 mm, cf. tableau 2.5 page 53). La matrice de diaphragmes qui est déposée sur la face plane de la matrice de microlentilles directement face au détecteur est positionnée à 384  $\mu\text{m}$  seulement du plan focal : elle en est donc très proche et joue ainsi le rôle de diaphragme de champ. Une vue schématique du système complet avec les trois matrices de diaphragmes est illustrée dans la figure 2.10. L'écran froid est également utilisé pour limiter l'angle de vue du système à la valeur nominale de 120°. Le rayon qui correspond à l'angle de champ maximal pour une voie au bord de la matrice s'appuie sur le bord de l'écran froid, comme illustré dans la figure 2.10. Des rayons avec un angle d'incidence supérieur à 120° pénètrent également dans l'écran froid et peuvent donc être imagés. Le diaphragme de champ bloque ces rayons et nous avons prévu 5 pixels non utiles entre les voies optiques pour tenir compte de la projection géométrique du diaphragme de champ sur le détecteur.

### 2.3.8 Etude de l'impact du refroidissement du système sur ses dimensions

Comme la caméra sur puce est destinée à être entièrement refroidie, nous avons pris en compte l'indice du silicium à 77 K pour modéliser le système avec Zemax. Par ailleurs, une étude doit être réalisée sur la contraction du silicium. Pour cela, nous nous basons sur la définition du coefficient de dilatation thermique linéaire  $\kappa$  :

$$\kappa = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}, \quad (2.11)$$

où  $L$  est la longueur du matériau.

**TABLE 2.6 – Tolérances spécifiées pour l'architecture à deux lentilles de la caméra sur puce infrarouge.**

Type de tolérance	Valeur
Rayon de courbure des lentilles	$\pm 20 \mu\text{m}$
Épaisseur des lentilles	$\pm 20 \mu\text{m}$
Épaisseur d'air entre les deux lentilles	$\pm 5 \mu\text{m}$
Épaisseur d'air entre le bloc optique et le détecteur	$\pm 2 \mu\text{m}$
Décentrement de la lentille 1 et de la lentille 2 en $x$ et en $y$	$\pm 20 \mu\text{m}$
Tilt de la lentille 1 et de la lentille 2 en $x$ et en $y$	$\pm 0,1^\circ$
Décentrement des faces convexes des lentilles par rapport à la face plane choisie comme référence	$\pm 20 \mu\text{m}$
Tilt des faces convexes des lentilles par rapport à la face plane choisie comme référence	$\pm 0,1^\circ$

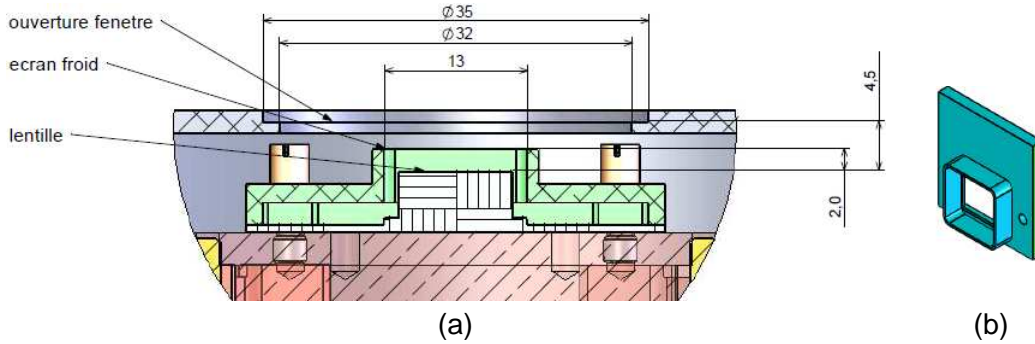


FIGURE 2.9 – (a) Environnement opto-mécanique cryogénique de la caméra sur puce (les cotes sont exprimées en millimètres), (b) vue de l'écran froid carré aux bords arrondis.

Le changement d'une dimension linéaire avec la température est donc donné par la formule suivante :

$$\frac{\Delta L}{L} = \kappa \Delta T. \quad (2.12)$$

Le coefficient linéaire de dilatation thermique du silicium  $\kappa_{Si}$  est égal à  $\kappa_{Si} = 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [86]. On considère que la température ambiante est égale à 300 K, alors que la température de la table froide sur laquelle est posé le détecteur dans le cryostat est égale à 77 K. La variation de température  $\Delta T$  vaut donc  $-223 \text{ K}$ . Le changement d'une dimension linéaire de silicium est alors égal à  $(\frac{\Delta L}{L})_{Si} = -0,06\%$ . Le pas des matrices de microlentilles est une grandeur linéaire particulièrement importante du système optique. En effet, il détermine les décalages entre les voies optiques. La connaissance de ces décalages nous permet de reconstruire une seule image bien échantillonnée à partir des imagerie sous-échantillonnées produites par la caméra. Le pas des microlentilles a donc un impact direct sur la résolution angulaire finale de la caméra sur puce. Sa valeur à température ambiante, telle que nous l'avons spécifiée pour la réalisation des matrices de microlentilles, est égale à 1,8975 mm. Ainsi, à la température cryogénique de 77 K, le pas des lentilles se rétracte et devient égal à 1,8964 mm, soit une perte de 1,1  $\mu\text{m}$ . Afin de savoir si ce changement de pas des matrices de microlentilles est réellement gênant pour la

### 2.3. Conception d'une architecture optique pour une caméra sur puce infrarouge cryogénique

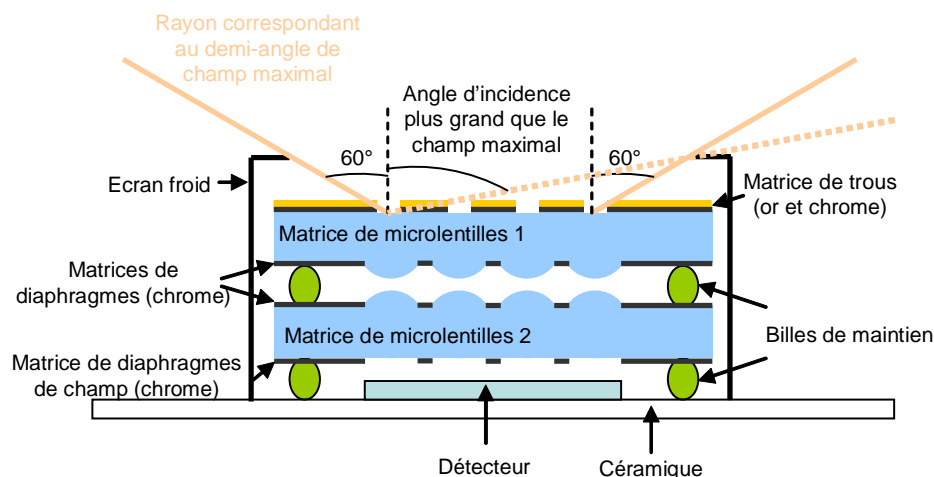


FIGURE 2.10 – Représentation schématique de la caméra sur puce multivoies à deux étages de matrices de microlentilles. Les matrices de diaphragmes préviennent les problèmes de communication entre les voies.

reconstruction de l'image, il faut également considérer l'algorithme de traitement d'images que nous allons appliquer. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 4 lorsque nous décrirons l'algorithme utilisé. D'autre part, le rayon de courbure et l'épaisseur des lentilles se rétractent respectivement de  $2,8 \mu\text{m}$  et de  $1,1 \mu\text{m}$  lorsque le système est refroidi à la température de l'azote liquide. Les intervalles de tolérance sur ces grandeurs étant égaux à  $\pm 20 \mu\text{m}$ , le refroidissement du système ne devrait pas avoir d'impact sur sa qualité.

#### 2.3.9 Estimation de la parallaxe de la caméra sur puce

Le caractère multivoies de la caméra sur puce impose de prendre en compte d'éventuels effets de parallaxe, que nous allons estimer dans cette sous-section. On considère un objet situé à une distance finie  $d$  de la caméra. La figure 2.11 illustre de façon schématique la caméra comme quatre lentilles minces (numérotées de 1 à 4), de même distance focale et disposées en parallèle dans un même plan. Le détecteur est placé dans le plan focal de ces lentilles. L'objet est indiqué par le point  $O$ . Pour estimer la parallaxe, nous n'avons besoin de ne considérer que deux voies de la caméra sur puce sur quatre. Nous pouvons considérer n'importe quel couple de voies. Nous choisissons arbitrairement de raisonner sur le couple de voies 1 et 4. La distance entre les axes optiques des lentilles 1 et 4 est notée  $B$ . L'objet est situé à une distance  $A$  de l'axe optique de la voie 1. L'image de l'objet par la lentille 1 se forme dans le plan du détecteur, à une distance  $\delta_1$  du foyer image  $F_1$  de la lentille 1. De même, il se forme à une distance  $\delta_4$  du foyer image  $F_4$  de la lentille 4. Nous définissons la parallaxe  $\delta$  de la caméra multivoies comme étant égale à la différence  $\delta_4 - \delta_1$ . Un raisonnement géométrique nous permet d'exprimer la parallaxe en fonction de  $f$ ,  $B$  et  $d$  :

$$\delta = \delta_4 - \delta_1 = f \frac{B}{d}. \quad (2.13)$$

Nous souhaitons déterminer la distance  $d$  au-delà de laquelle la parallaxe ne sera pas gênante.

Les voies adjacentes de la caméra sur puce sont intrinsèquement décalées de  $7,5 \mu\text{m}$ , afin d'assurer leur non-redondance ; ainsi, la voie 4 est théoriquement décalée de trois fois  $7,5 \mu\text{m}$  par rapport à la voie 1. Par conséquent, pour ne pas être gênante, la parallaxe entre deux voies doit

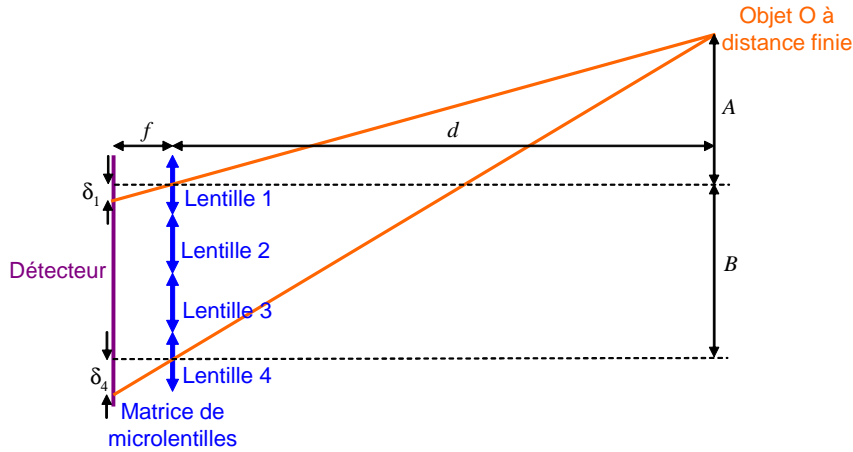


FIGURE 2.11 – Représentation schématique de la caméra sur puce pour en estimer la parallaxe.

être inférieure à la valeur du décalage entre ces deux voies. Nous choisissons pour seuil maximal le quart de cette valeur de décalage, soit, pour les voies 1 et 4,  $3/4 \times 7,5 \mu\text{m}$ . Ainsi,  $\delta$  doit être inférieure à  $5,625 \mu\text{m}$ .

La distance  $B$  s'exprime facilement en fonction du nombre de voies  $N_{voies}$  dans une direction de l'espace et du pas  $p$  des lentilles :

$$B = (N_{voies} - 1)p. \quad (2.14)$$

En prenant  $N_{voies} = 4$  et  $p = 1,8975 \text{ mm}$ , on trouve  $B = 5,6925 \text{ mm}$ . Ainsi, la distance  $d$  minimale à prévoir entre l'objet et la caméra pour ne pas être gêné par la parallaxe est égale à  $1 \text{ m}$  (en prenant  $f = 1,003 \text{ mm}$ ).

Selon le critère que nous venons de définir, tous les objets situés à plus de  $1 \text{ m}$  de la caméra sur puce pourront donc être considérés comme étant à l'infini. Cela signifie que lorsque nous imagerons une scène qui ne contient que des objets à plus de  $1 \text{ m}$  de la caméra, nous pourrons considérer que les images acquises par les différentes voies sont décalées de la valeur nominale prévue à la conception de la caméra (par exemple, les images acquises par deux voies adjacentes sont décalées de  $7,5 \mu\text{m}$ , et la parallaxe, alors considérée comme inexistante, n'introduira pas de décalage supplémentaire). Par contre, si des objets sont placés à une distance inférieure à  $1 \text{ m}$  de la caméra, il devrait être possible d'exploiter les décalages supplémentaires introduits par la parallaxe afin d'extraire une information de profondeur de la scène observée.

Dans cette section, nous avons diminué à l'extrême la distance focale du système optique pour aboutir à une architecture multivoies directement intégrée sur le détecteur. Dans la section suivante, nous abordons une autre stratégie de miniaturisation. Elle consiste à concevoir un système dont l'encombrement est inférieur à la longueur focale.

## 2.4 Conception d'une caméra de type téléobjectif multivoies

### 2.4.1 Cahier des charges général de la caméra compacte à concevoir

Nous souhaitons concevoir une caméra infrarouge cryogénique dont l'encombrement est inférieur à la distance focale. Le champ d'observation de la caméra devra être égal à  $30^\circ$ .



## 2.4. Conception d'une caméra de type téléobjectif multivoies

Associant une lentille convergente et une lentille divergente, un système de type téléobjectif est un bon candidat pour satisfaire l'exigence de compacité. Cependant, Guillaume Druart a montré durant sa thèse [12] que les systèmes de type téléobjectifs ne peuvent pas présenter un grand champ d'observation (il doit typiquement être inférieur à  $10^\circ$ ). Néanmoins, pour conserver un champ d'observation plus élevé, nous pouvons suivre la stratégie de conception que nous avons décrite dans la sous-section 1.4.4 du chapitre 1, page 20. Cette approche consiste à concevoir un système optique multivoies en mettant en parallèle plusieurs téléobjectifs de champ réduit. Il faut que chaque voie image une partie différente de la scène ; pour cela, les axes optiques doivent être orientés dans des directions différentes de l'espace à l'aide d'un défecteur optique par exemple.

Dans notre cas, chaque voie de type téléobjectif présentera un champ d'observation de  $6^\circ \times 6^\circ$ . Nous associerons  $5 \times 5$  de ces voies en plaçant un défecteur en amont de ce système pour augmenter le champ d'observation à  $30^\circ \times 30^\circ$ . Chaque voie couvrira une zone de  $50 \times 50$  pixels du détecteur. Le nombre d'ouverture pourra être de l'ordre de 9, afin de corriger facilement les aberrations optiques en n'utilisant que deux dioptries (ainsi, les deux lentilles présenteront toutes deux une face plane, ce qui facilitera la fabrication des matrices de microlentilles correspondantes). La longueur totale du système devra être inférieure à 10 mm.

### 2.4.2 Conception d'une voie de type téléobjectif

Notre point de départ est l'optimisation, avec Zemax, de l'association d'une lentille convergente et d'une lentille divergente, toutes deux en silicium. Nous utilisons des lentilles dont une seule face est courbée. L'architecture optimisée est illustrée dans la figure 2.12(a). Les caractéristiques des lentilles sont données dans le tableau 2.7. La distance focale de ce système téléobjectif est égale à 14,5 mm, tandis que son encombrement est seulement de 9 mm. La voie est ouverte à  $F/9,5$ . La FTM de ce système, optimisée sur la bande spectrale [ $3 \mu\text{m}$  ;  $5 \mu\text{m}$ ], est tracée dans la figure 2.12(b) : le système optique est limité par la diffraction sur l'axe et dans le champ. La fréquence spatiale maximale illustrée sur ce graphique est égale à  $16,6 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui correspond à la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de  $30 \mu\text{m}$ .

**TABLE 2.7 – Caractéristiques optiques des lentilles en silicium du téléobjectif de la figure 2.12.**

	Lentille convergente	Lentille divergente
Rayon de courbure des lentilles	14,1 mm	-7 mm
Diamètre utile des lentilles	1,5 mm	0,88 mm
Flèche au bord du diamètre utile	20 $\mu\text{m}$	14 $\mu\text{m}$
Épaisseur des lentilles sur l'axe optique	0,5 mm	0,5 mm

En termes de flèche, de diamètre et d'épaisseur sur l'axe optique, ces matrices de microlentilles en silicium semblent être réalisables en employant la technique traditionnelle de photolithographie et de gravure réactive ionique. Cependant, cette technique classique est coûteuse.

Nous pourrions également adapter le système optique en utilisant des lentilles en germanium plutôt qu'en silicium. Ainsi, les microlentilles pourraient être directement réalisées dans un wafer en germanium par usinage diamant. Comme nous l'avons vu, cette solution serait coûteuse et longue.

C'est pourquoi nous choisissons de nous orienter vers un nouveau procédé de fabrication de matrices de microlentilles. Nous avons vu dans la section 2.2 page 38 que de nouvelles techniques

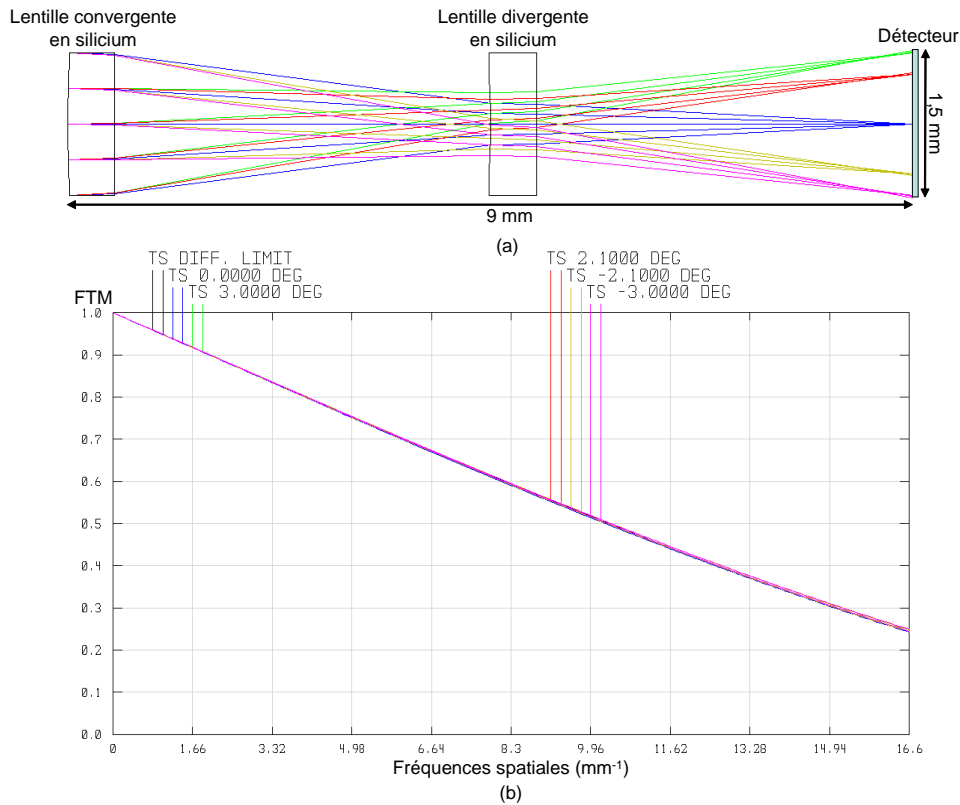


FIGURE 2.12 – (a) Schéma optique d'une voie de type téléobjectif en silicium, (b) Courbes de FTM, optimisées sur la bande spectrale [3 μm ; 5 μm], pour différents champs d'observation (0°, 2, 1°, 3°).

de pressage et de moulage sont développées pour réduire le coût des composants optiques. Le chapitre 6, page 143, est consacré à la description d'une méthode originale permettant de réaliser ces matrices de microlentilles. Cette méthode a été entièrement développée dans le cadre de cette thèse. Notre choix s'est porté sur l'utilisation de bromure de potassium. Nous en détaillerons les avantages dans le chapitre 6.

Dans cette sous-section, nous allons adapter l'architecture d'une voie téléobjectif en silicium à l'utilisation de matrices de microlentilles plan-convexes et plan-concaves en bromure de potassium. Le système optimisé est illustré dans la figure 2.13(a). Il est limité par la diffraction comme en témoigne la courbe de FTM de la figure 2.13(b), optimisée sur la bande spectrale [3 μm ; 5 μm]. Les caractéristiques optiques du système sont résumées dans le tableau 2.8. La variation de l'éclairement en fonction de l'angle de champ et la grille de distorsion sont données dans la figure 2.14. Comme pour le système en silicium, la distance focale de ce téléobjectif est égale à 14,5 mm, tandis que son encombrement est seulement de 9,2 mm. Ce système est ouvert à  $F/9,4$ . Le bromure de potassium a un indice de réfraction plus faible que le silicium (les indices du silicium et du bromure de potassium sont respectivement égaux à 3,4 et à 1,53 à la longueur d'onde de 4 μm). C'est pourquoi les lentilles en bromure de potassium ont un rayon de courbure plus petit (i. e. une flèche plus grande).

## 2.4. Conception d'une caméra de type téléobjectif multivoies

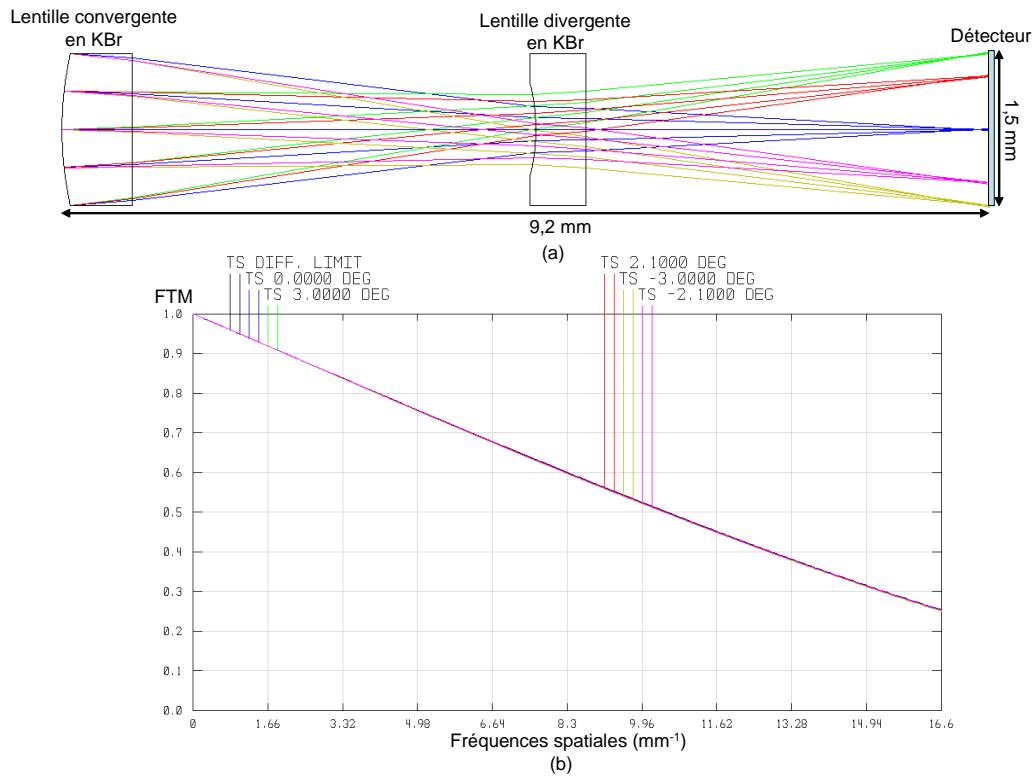


FIGURE 2.13 – (a) Schéma optique d'une voie de type téléobjectif en bromure de potassium, (b) Courbes de FTM, optimisées sur la bande spectrale [3 μm ; 5 μm], pour différents champs d'observation (0°, 2, 1°, 3°).

### 2.4.3 Tolérancement d'une voie du téléobjectif

La FTM d'une voie du téléobjectif est égale à 0,26 à la fréquence de Nyquist. Nous choisissons le critère de tolérancement suivant : nous acceptons que la FTM à la fréquence de Nyquist chute de 0,1 au maximum, ce qui signifie que la valeur minimale qu'elle peut prendre est égale à 0,16. Nous nous autorisons à compenser l'épaisseur d'air entre la microlentille côté détecteur et le détecteur ; dans la pratique, nous devons pour cela choisir une monture mécanique adéquate. Les valeurs de tolérances sont regroupées dans le tableau 2.9. Elles sont standards et compatibles avec un assemblage classique, qui nécessite une monture de type micro-mécanique.

### 2.4.4 Conception du téléobjectif infrarouge multivoies

Nous mettons en parallèle 5 × 5 voies identiques au système de la figure 2.13(a). Il nous reste à incliner les axes optiques des voies dans des directions différentes de l'espace, et à limiter la communication entre les voies afin d'éviter la superposition d'images indésirables sur le détecteur.

Comme nous l'avons vu dans la sous-section 1.4.4 du chapitre 1, page 20, plusieurs techniques ont été proposées dans la littérature pour incliner les axes optiques des voies dans différentes directions de l'espace. En ce qui nous concerne, nous choisissons de placer un déflecteur optique en amont du système multivoies. Le déflecteur utilisé par Druart *et al.* dans la référence [46] est une matrice de microprismes en di-fluorure de calcium (CaF<sub>2</sub>). Sa fabrication a été difficile

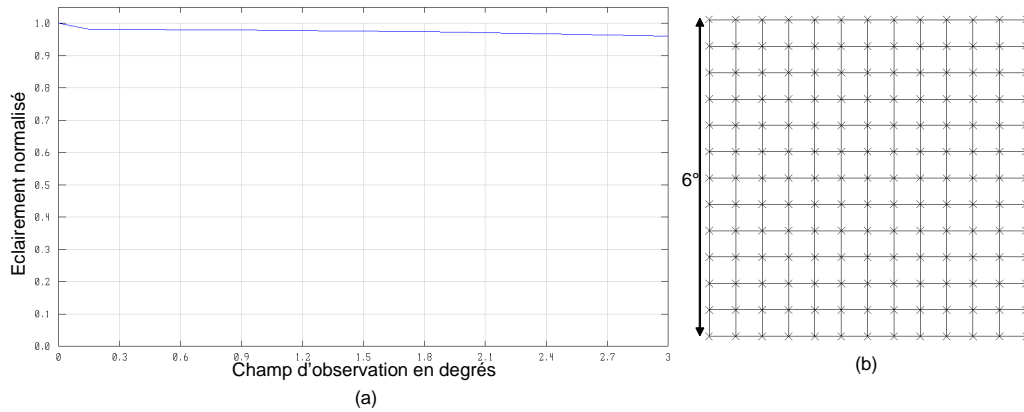


FIGURE 2.14 – Performances optiques d’une voie de type téléobjectif en bromure de potassium, illustrée dans la figure 2.13, (a) éclairement normalisé en fonction de l’angle de champ, (b) grille de distorsion.

TABLE 2.8 – Caractéristiques optiques des lentilles en bromure de potassium du téléobjectif de la figure 2.13.

	Lentille convergente	Lentille divergente
Rayon de courbure des lentilles	3,4 mm	-1,9 mm
Diamètre utile des lentilles	1,5 mm	0,96 mm
Flèche au bord du diamètre utile	83 $\mu\text{m}$	62 $\mu\text{m}$
Epaisseur des lentilles sur l’axe optique	0,7 mm	0,5 mm

et coûteuse : les microprismes ont été réalisés séparément puis assemblés, ce qui a généré des difficultés d’alignement des éléments les uns par rapport aux autres. Le  $\text{CaF}_2$  étant un matériau d’indice faible (1,41 à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  [87]), la transmission de la matrice de microprismes est satisfaisante sans avoir besoin d’y déposer un traitement anti-reflet. C’est d’ailleurs le fait que l’on puisse se passer de traitement anti-reflet qui a motivé le choix du  $\text{CaF}_2$ . En effet, le traitement anti-reflet doit se déposer à chaud sur la matrice de microprismes, ce qui est incompatible avec la colle qui sert à assembler les microprismes entre eux. Le choix du  $\text{CaF}_2$  a donc facilité la fabrication du déflecteur. Cependant, la contrepartie est que le  $\text{CaF}_2$  est un matériau très dispersif. Cette matrice de prismes génère donc de fortes aberrations chromatiques, notamment au niveau des voies périphériques pour lesquelles l’angle de déviation des prismes est le plus important. Pour remédier à ce problème, il faudrait utiliser un matériau moins dispersif, comme du silicium par exemple. Mais le silicium présente un indice de réfraction plus élevé : il aurait fallu le traiter anti-reflet, ce qui aurait amplifié les problèmes de fabrication de la matrice de microprismes, notamment à cause de la colle.

Ces problèmes nous amènent à envisager un autre type de déflecteur optique pour la caméra téléobjectif multivoies que nous concevons. Nous remarquons que l’association d’une lentille divergente avec une matrice de microlentilles convergentes permet d’assurer une fonction de déflecteur optique équivalente à la matrice de microprismes. La lentille divergente permet de défléchir la lumière incidente. La puissance optique qu’elle introduit est compensée localement

TABLE 2.9 – Tolérances spécifiées pour une voie du système téléobjectif.

Type de tolérance	Valeur
Rayon de courbure des lentilles	$\pm 100 \mu\text{m}$
Épaisseur des lentilles	$\pm 100 \mu\text{m}$
Épaisseur d'air entre les deux lentilles et entre la lentille et le détecteur	$\pm 100 \mu\text{m}$
Décentrement de la lentille 1 et de la lentille 2 en $x$ et en $y$	$\pm 160 \mu\text{m}$
Tilt de la lentille 1 et de la lentille 2 en $x$ et en $y$	$\pm 0,1^\circ$
Décentrement des faces convexes des lentilles par rapport à la face plane choisie comme référence	$\pm 160 \mu\text{m}$
Tilt des faces convexes des lentilles par rapport à la face plane choisie comme référence	$\pm 0,1^\circ$

par une microlentille convergente. La distance focale de la lentille divergente est notée  $f_{div}$ . Nous cherchons la distance focale des microlentilles  $f_m$  de la matrice afin de compenser localement cette puissance optique. Nous utilisons pour cela la formule de Gullstrand, qui donne la distance focale  $f$  de l'association lentille divergente - microlentille :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{div}} + \frac{1}{f_m} + \frac{e}{n} \frac{1}{f_{div}f_m}, \quad (2.15)$$

où  $e$  est la distance entre les deux lentilles supposées minces, et  $n$  est l'indice du milieu qui sépare ces deux lentilles. Nous choisissons de rapprocher au maximum ces lentilles, de sorte que l'on considère que  $e = 0$ . Nous obtenons un système de distance focale  $f$  infinie si la distance focale des microlentilles vérifie  $f_m = f_{div}$ . Dans un souci de simplicité, nous travaillons avec une lentille divergente plan-concave et une matrice de microlentilles plan-convexes. Si ces deux éléments sont faits dans le même matériau (donc s'ils ont le même indice de réfraction), les microlentilles ont le même rayon de courbure en valeur absolue que la lentille divergente. La figure 2.15 illustre la déviation de la lumière par l'association d'une lentille divergente et d'une matrice de microlentilles convergentes.

Le rayon de courbure de la lentille divergente se déduit de l'angle de déflexion nécessaire. Celui-ci dépend du champ d'observation total du téléobjectif multivoies. Afin de dimensionner la lentille divergente que nous allons utiliser, nous commençons par raisonner sur la matrice de prismes équivalente. Pour s'affranchir des problèmes de chromatisme, nous choisissons de la concevoir en silicium. Chacune des  $5 \times 5$  voies optiques a un champ d'observation de  $6^\circ \times 6^\circ$ , et nous souhaitons que le système ait un champ d'observation total égal à  $30^\circ \times 30^\circ$ . L'angle de déviation  $\alpha$  du prisme est trouvé en résolvant l'équation :

$$\sin(\theta + \alpha) = n \sin(\alpha), \quad (2.16)$$

où  $n$  est l'indice du matériau composant le microprisme, et  $\theta$  est la direction moyenne d'observation ( $\theta = 12^\circ$  pour les deux prismes du bord,  $\theta = 6^\circ$  pour les deux prismes qui encadrent directement le prisme central,  $\theta = 0^\circ$  pour le prisme central).

Nous trouvons des angles de déviation égaux à  $2,5^\circ$  pour les voies encadrant directement la voie centrale et à  $4,9^\circ$  pour les voies périphériques. Nous cherchons ensuite la courbe (que nous approximations à un arc de cercle) qui passe par les sommets des prismes. Nous en déduisons

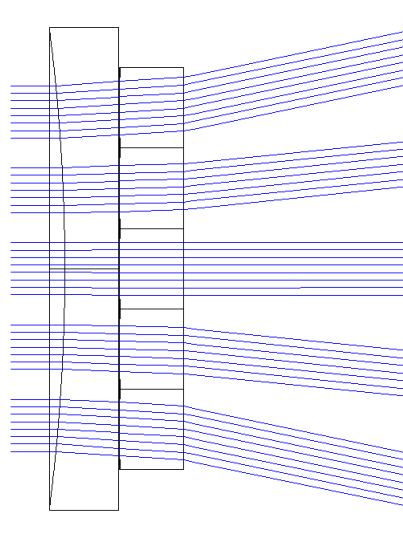


FIGURE 2.15 – Association d’une lentille divergente avec une matrice de microlentilles convergentes de même distance focale en valeur absolue. Cette association a une fonction de défecteur optique équivalente à une matrice de microprismes. Pour cette illustration, les deux éléments sont en silicium, et le rayon de courbure choisi est égal à 35 mm en valeur absolue.

le rayon de courbure de la lentille divergente. La matrice de microprismes approximée par une courbe est illustrée dans la figure 2.16.

Le rayon de courbure de la lentille divergente en silicium est égal à -35 mm. Les rayons de courbure des microlentilles de la matrice sont donc égaux à 35 mm si la matrice de microlentilles est en silicium. Le téléobjectif multivoies conçu avec son défecteur optique est illustré dans la figure 2.17.

Afin de limiter l’encombrement et la masse du système, il est intéressant de fusionner la matrice de microlentilles du défecteur avec la matrice de microlentilles convergentes du téléobjectif. Dans ce cas, nous calculons tout d’abord le rayon de courbure de la matrice de microlentilles du défecteur équivalente en bromure de potassium. Nous utilisons la formule suivante, qui donne la relation entre les rayons de courbure d’une lentille en bromure de potassium et d’une lentille en silicium de même distance focale :

$$R_{\text{KBr}} = R_{\text{Si}} \frac{n_{\text{KBr}} - 1}{n_{\text{Si}} - 1}. \quad (2.17)$$

Nous fusionnons ensuite les deux matrices de microlentilles convergentes en KBr (celle du défecteur et le premier étage du téléobjectif) avec la formule de Gullstrand, dans laquelle nous supposons que ces deux matrices sont accolées. Les microlentilles de la matrice équivalente ont un rayon de courbure égal à 2,4 mm. Les caractéristiques des microlentilles de la matrice équivalente sont regroupées dans le tableau 2.10. Le système obtenu est illustré dans la figure 2.18.

Enfin, pour limiter la communication entre les voies, nous choisissons de placer des matrices de murets entre les deux matrices de microlentilles, ainsi qu’entre la deuxième matrice de microlentilles et le détecteur, comme illustré dans la figure 2.18.

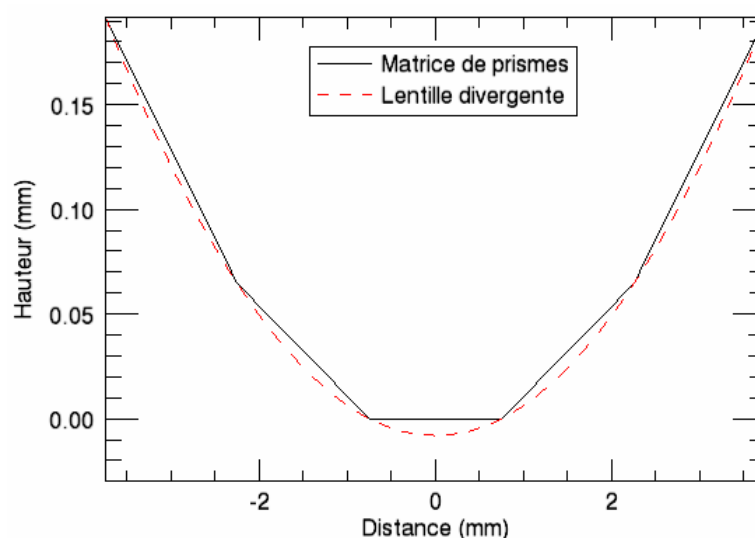


FIGURE 2.16 – Approximation de la matrice de prismes par une courbe que nous considérons être un arc de cercle. Cette courbe donne le rayon de courbure de la lentille divergente.

TABLE 2.10 – Caractéristiques optiques des microlentilles de la matrice équivalente à l’association des matrices de microlentilles du déflecteur optique et du premier étage du téléobjectif.

	Lentille convergente équivalente
Rayon de courbure des lentilles	2,4 mm
Diamètre utile des lentilles	1,5 mm
Flèche au bord du diamètre utile	119 $\mu\text{m}$
Épaisseur des lentilles sur l’axe optique	0,7 mm

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons conçu deux caméras infrarouges multivoies compactes. La première est une caméra directement intégrée sur le détecteur. Les contraintes technologiques liées à la réalisation de caméras simples, compactes et idéalement intégrées directement sur le détecteur constituent des enjeux importants à prendre en compte lors de la phase de conception. La diminution de la distance focale nous a permis de concevoir une architecture simple et compacte pour une caméra sur puce. L’identification des contraintes technologiques a orienté la conception optique vers une solution réalisable par des procédés issus de la micro-électronique. Cette solution nécessite cependant l’emploi de techniques à la limite de l’état de l’art actuel. Les difficultés technologiques à surmonter pour réaliser la caméra sur puce concernent trois points : l’obtention des flèches élevées des matrices de microlentilles, la réalisation d’un détecteur dont les pixels ont un facteur de remplissage inférieur à 1, et l’assemblage du système optique au plus près du détecteur avec une grande précision. Le chapitre 3 a pour objet de décrire la démarche adoptée pour lever les verrous technologiques. La deuxième architecture que nous avons proposée dans ce chapitre est un système de type téléobjectif multivoies. Nous avons choisi de relever un défi technologique pour cette caméra également, en proposant une architecture entièrement en bromure

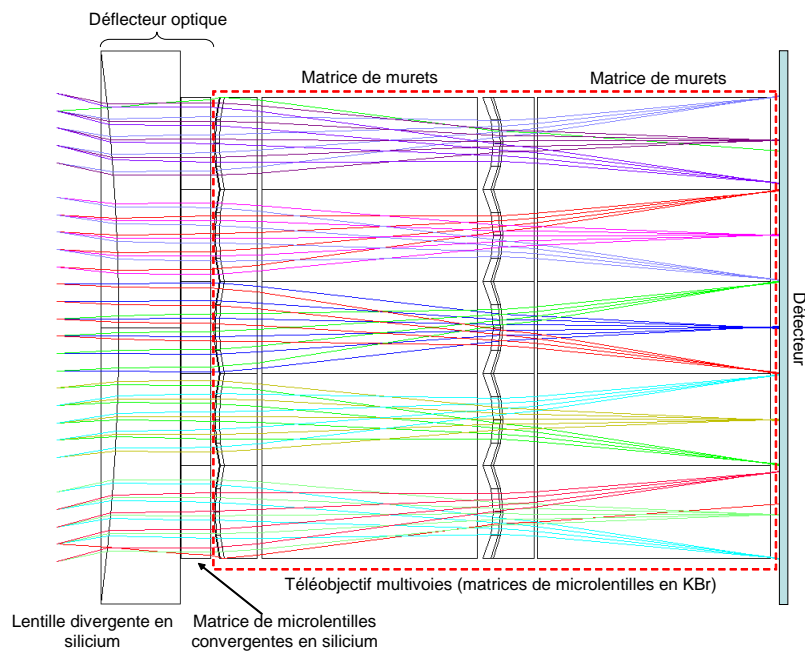


FIGURE 2.17 – Téléobjectif infrarouge multivoies en bromure de potassium, avec un déflecteur optique en silicium.

de potassium (à l'exception d'une lentille plan-concave qui joue en partie le rôle de déflecteur optique). Le chapitre 6 décrit la démarche expérimentale permettant d'étudier la faisabilité des matrices de microlentilles en utilisant un procédé original, le pressage de bromure de potassium en poudre.



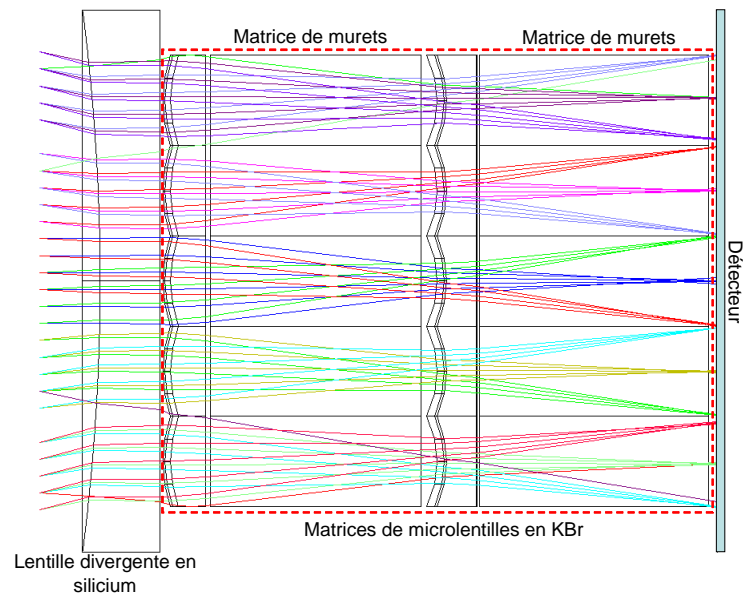


FIGURE 2.18 – Téléobjectif infrarouge multivoies compact en bromure de potassium, avec une lentille divergente en silicium, jouant en partie le rôle de déflecteur optique.



## Chapitre 3

# Réalisation de la caméra sur puce infrarouge cryogénique

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>67</b>
<b>3.2</b>	<b>Réalisation de matrices de microlentilles de forte puissance optique</b>	<b>68</b>
<b>3.3</b>	<b>Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage</b>	<b>71</b>
3.3.1	Etat de l'art des méthodes de mesure de la FTM de détecteurs	74
3.3.2	Méthodologie pour dimensionner un banc de mesure de FTM avec un CSIG	76
3.3.3	Acquisition d'une première image expérimentale	81
3.3.4	Principe général de la méthode de traitement des données expérimentales pour extraire l'information de FTM	84
3.3.5	Résultats des mesures de la FTM du pixel moyen par zone	87
3.3.6	Choix des paramètres technologiques adéquats pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce	88
<b>3.4</b>	<b>Report des matrices de microlentilles avec précision au plus près du détecteur</b>	<b>91</b>
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>93</b>

---

### 3.1 Introduction

Il existe trois principaux verrous technologiques liés à la réalisation de la caméra sur puce infrarouge cryogénique.

Le premier concerne la fabrication des matrices de microlentilles. Les deux difficultés principales sont d'une part la forte puissance optique, et d'autre part, l'épaisseur relativement importante des microlentilles sur l'axe optique. Concernant le premier point, comme nous l'avons vu au chapitre 2, nous avons été contraints de limiter la flèche des microlentilles à une valeur inférieure à 100  $\mu\text{m}$ . Concernant le deuxième point, les microlentilles ont une épaisseur de 1,8 mm sur l'axe optique, valeur relativement élevée par rapport aux épaisseurs des wafers traditionnels. La flèche à laquelle nous avons abouti (77  $\mu\text{m}$ ), ainsi que l'épaisseur des lentilles sur l'axe optique, conduisent à fabriquer des matrices de microlentilles à la limite de l'état de l'art des technologies actuelles.

Le deuxième verrou technologique concerne le détecteur dont les pixels ont un faible facteur de remplissage, appelé détecteur "petites diodes". Il ne s'agit pas d'un détecteur infrarouge standard : il doit être spécifiquement développé pour la caméra sur puce. L'enjeu est donc de choisir les paramètres technologiques adéquats pour l'élaboration des petites diodes infrarouges (selon les spécifications théoriques définies au chapitre 2, les pixels doivent avoir un facteur de remplissage égal à 25%). Il faut pour cela mesurer de façon précise la fonction de transfert de modulation (FTM) de petites diodes.

Le dernier verrou technologique concerne le report du système optique à une distance extrêmement petite du détecteur infrarouge, de l'ordre de quelques centaines de micromètres, avec une précision de l'ordre du micromètre. Cette difficulté nécessite le développement et la fiabilisation de techniques de report mécaniques précises et innovantes, mises en place spécifiquement pour la caméra sur puce.

L'objectif de ce chapitre est double : d'une part, décrire précisément les points durs et mettre l'accent sur la manière dont ces difficultés technologiques ont été surmontées; d'autre part, développer une méthode originale de mesure de la FTM de petites diodes. Cette démarche comprend à la fois une partie expérimentale et une partie de traitement d'images afin d'extraire l'information de FTM des données brutes. Elle nous permet *in fine* de choisir les paramètres technologiques les plus adaptés pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce.

## 3.2 Réalisation de matrices de microlentilles de forte puissance optique

Les matrices de microlentilles en silicium ont été réalisées par la société Süss MicroOptics [61]. Cette dernière a employé la technique de fabrication standard issue de l'industrie des semi-conducteurs que nous avons décrite au début de la section 2.2 du chapitre 2, page 38. Cette technique repose sur une étape de photolithographie et de gravure réactive ionique. La figure 3.1 présente la photographie d'une matrice de microlentilles réalisée.

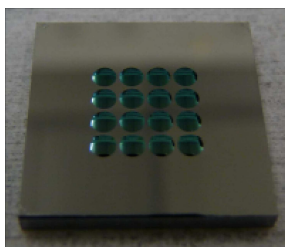


FIGURE 3.1 – Photographie d'une matrice de microlentilles de la caméra sur puce.

Ces matrices ont reçu un traitement anti-reflet. Leur transmission dans la bande spectrale  $[3 \mu\text{m} ; 5 \mu\text{m}]$  est supérieure à 99%, comme l'illustre la courbe de réflexion (en bleu, cf. figure 3.2) fournie par Süss MicroOptics. La surface des microlentilles après le traitement anti-reflet a été photographiée par Süss MicroOptics, au microscope optique avec un objectif de grossissement  $\times 10$ . Comme on peut le voir sur la figure 3.3, l'état de surface des microlentilles est très bon, il ne présente que peu de défauts.

Nous avons communiqué les valeurs nominales du système à réaliser à Süss MicroOptics, qui sont présentées dans le tableau 2.5 page 53. Pour certaines d'entre elles, Süss MicroOptics nous a fourni des valeurs de tolérances liées à la fabrication des lentilles, résumées dans le tableau 3.1.

### 3.2. Réalisation de matrices de microlentilles de forte puissance optique

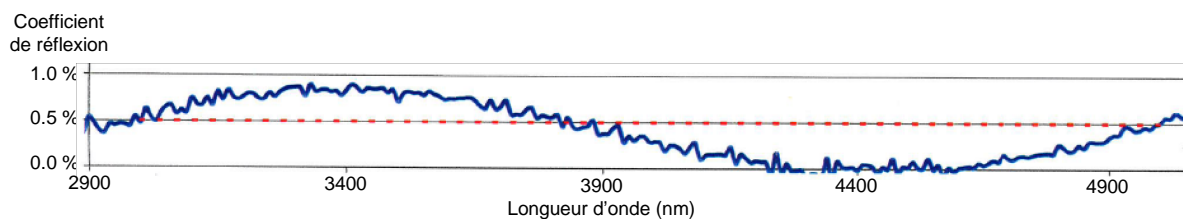


FIGURE 3.2 – Courbe de réflexion du traitement anti-reflet déposé sur les matrices de microlentilles (courbe fournie par Süss MicroOptics).

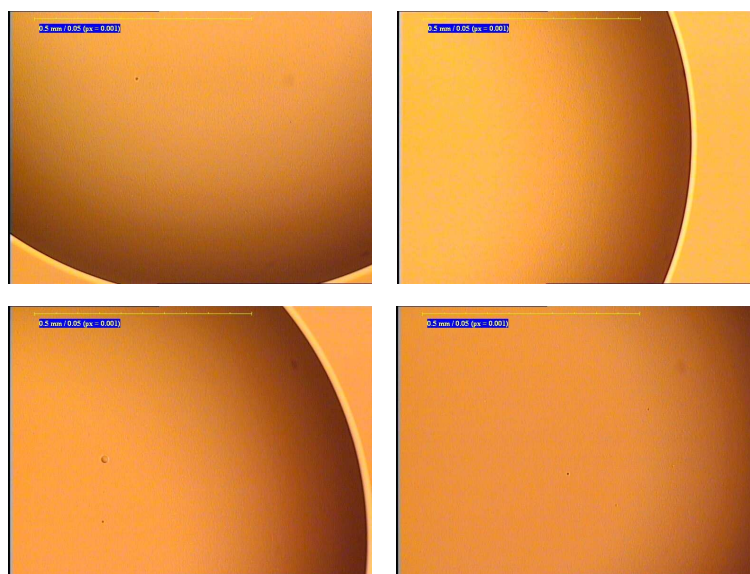


FIGURE 3.3 – Photographies prises au microscope optique  $\times 10$  illustrant la bonne qualité de la surface des microlentilles.

Ces tolérances montrent que le point critique de la fabrication des matrices de microlentilles est le rayon de courbure, qui n'est garanti qu'à 5% près. Pour nos applications, une telle incertitude sur les rayons de courbure peut être gênante. En effet, comme nous l'avons vu à la sous-section 2.3.5 page 51, un écart de la valeur d'un rayon de courbure de plus de  $20 \mu\text{m}$  par rapport à la valeur nominale se traduit par une dégradation de la FTM du système optique. Afin de s'affranchir de ce point critique, nous souhaitons mesurer le rayon de courbure effectivement obtenu sur les matrices de microlentilles réalisées. Nous pourrions ainsi reprendre le schéma optique de la caméra sur puce avec les vrais rayons de courbure des lentilles, et jouer sur les épaisseurs d'air entre les lentilles et entre la lentille et le détecteur pour compenser la chute de la FTM liée aux rayons de courbure.

Par ailleurs, il est également primordial de vérifier qu'au sein d'une même matrice, les 16 microlentilles sont bien identiques. En effet, la stratégie de diminution de la distance focale, décrite dans la sous-section 1.4.5 du chapitre 1 page 27, suppose que toutes les voies optiques sont identiques entre elles. Nous souhaiterions donc mesurer une cartographie de la surface des microlentilles. Süss MicroOptics a réalisé deux wafers de matrices de microlentilles : un wafer pour les matrices de microlentilles destinées à être intégrées côté détecteur, et un wafer pour les matrices de microlentilles qui portent les diaphragmes. J'ai proposé au CEA LETI d'analyser une matrice de chaque wafer. En effet, le CEA LETI dispose d'un profilomètre de marque Altisurf, développé

**TABLE 3.1 – Tolérances annoncées par Süss MicroOptics sur les valeurs nominales.**

Propriété	Valeur nominale et tolérance de fabrication
Épaisseur des microlentilles sur l'axe optique	1,8 mm $\pm$ 0,025 mm
Pas de la matrice de microlentilles	1,8975 mm $\pm$ 0,25 $\mu$ m
Rayon de courbure	4,707 mm $\pm$ 5 % = 4,707 mm $\pm$ 235 $\mu$ m

par Altimet [88]. Ce profilomètre est équipé d'une sonde confocale chromatique, commercialisée par la société Stil [89]. Cette sonde permet une mesure de distance précise et sans contact avec la surface de l'échantillon.

La cartographie d'une matrice de microlentilles qui porte les diaphragmes ainsi que le profil d'une rangée de lentilles sont illustrés dans la figure 3.4.

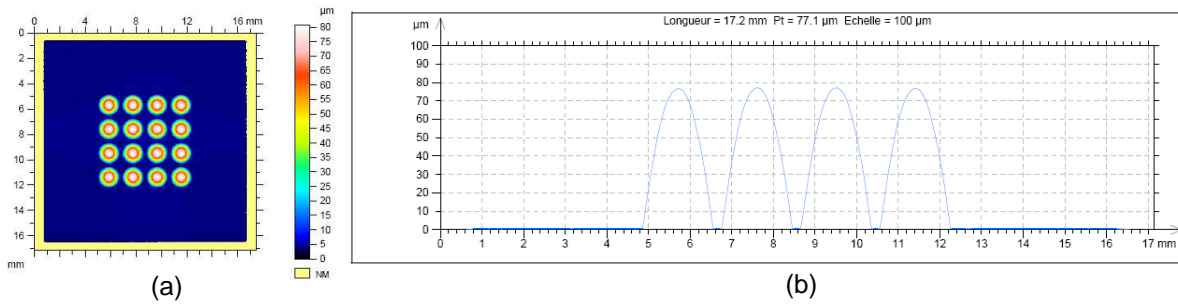


FIGURE 3.4 – (a) Cartographie de la surface d'une matrice de microlentilles portant les diaphragmes, (b) Coupe d'une rangée de lentilles (le dénivelé entre le point de mesure le plus haut et le point de mesure le plus bas est égal à 77  $\mu$ m, on retrouve bien la valeur théorique de la flèche).

Au sein d'une même matrice, nous constatons que les microlentilles sont parfaitement identiques. A partir de ces données, nous extrayons les valeurs du rayon de courbure et du pas des lentilles. Nous mesurons également l'épaisseur du wafer et des lentilles sur l'axe optique (cf. figure 3.5). L'épaisseur des lentilles sur l'axe optique est égale à 1,8 mm, et l'épaisseur de la partie "plate" du wafer est égale à 1,72 mm, soit une flèche de 80  $\mu$ m environ pour les lentilles. Les mesures des rayons de courbure et du pas des lentilles pour les deux types de matrices de microlentilles (côté détecteur et portant les diaphragmes) sont données dans le tableau 3.2.

**TABLE 3.2 – Valeurs mesurées du rayon de courbure et du pas des microlentilles.**

Type de matrice	Rayon de courbure	Pas des lentilles
Matrice de microlentilles portant les diaphragmes	4,66 mm	1,89 mm
Matrice de microlentilles côté détecteur	4,87 mm	1,89 mm

Les rayons de courbure ne sont pas identiques pour les deux types de matrices de microlentilles, mais les valeurs obtenues sont comprises dans les intervalles de tolérance annoncés par Süss

### 3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

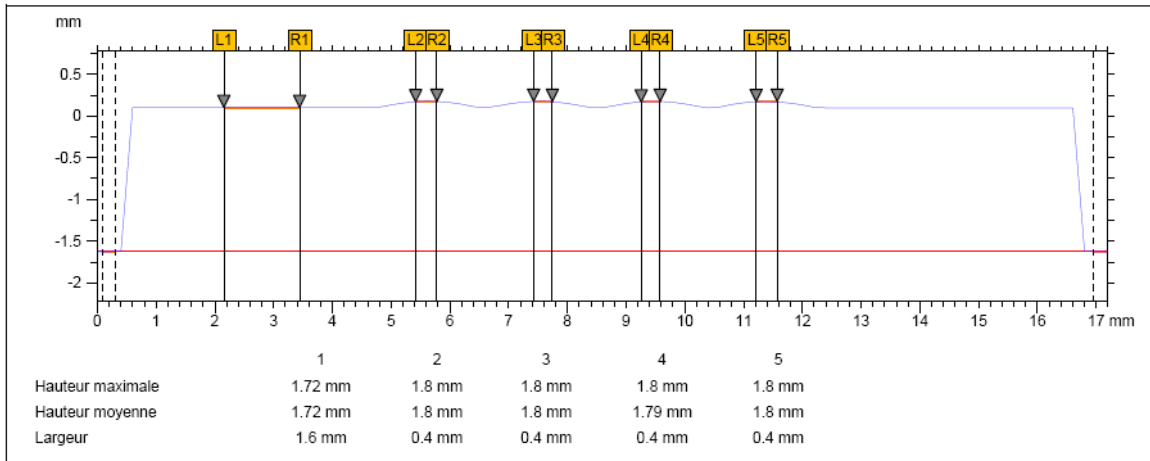


FIGURE 3.5 – Coupe d'une rangée de lentilles mettant en évidence l'épaisseur des lentilles sur l'axe optique (1,8 mm) et l'épaisseur de la partie "plate" du wafer (1,72 mm), soit une flèche de 80  $\mu\text{m}$  environ pour les lentilles. Pour chaque mesure  $i$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ), deux repères, notés  $L_i$  et  $R_i$  sont nécessaires. Le logiciel du profilomètre donne la hauteur maximale, la hauteur moyenne et la distance entre les repères  $L_i$  et  $R_i$ .

MicroOptics ( $4,707 \text{ mm} \pm 0,235 \text{ mm}$ , le rayon de courbure doit donc être compris entre 4,472 mm et 4,942 mm).

Nous avons adapté l'architecture optique aux valeurs des rayons de courbure mesurées afin de ne pas affecter la tolérance sur les épaisseurs d'air. Pour l'épaisseur d'air entre les lentilles, on reste sur une valeur de 100  $\mu\text{m}$ , sur laquelle nous avons discuté au préalable avec le CEA LETI afin de faciliter l'assemblage des 2 étages de lentilles. La seule épaisseur d'air que nous pouvons ajuster est l'épaisseur entre la matrice de microlentilles côté détecteur et le détecteur. Le système a été conçu initialement pour qu'elle soit égale à 384  $\mu\text{m}$ . En tenant compte des valeurs des rayons de courbure mesurées, sans changer cette épaisseur d'air, nous obtenons les courbes de FTM illustrées dans la figure 3.6(a). Par rapport au système idéal (dont la FTM est donnée dans la figure 2.8(b) page 52), nous constatons que la FTM sur l'axe est dégradée. Après optimisation sur Zemax, cette épaisseur d'air est changée à une valeur de 393  $\mu\text{m}$ , soit une augmentation de 9  $\mu\text{m}$ . Les courbes de FTM du système optimisé sont illustrées dans la figure 3.6(b) : les performances du système idéal sont recouvrées car les FTM sont identiques à celles du système initial. Concernant les tolérances sur les épaisseurs d'air, on conserve les valeurs initiales (pour l'épaisseur d'air entre les deux lentilles :  $\pm 5 \mu\text{m}$ , et pour l'épaisseur d'air entre la lentille côté détecteur et le détecteur :  $\pm 2 \mu\text{m}$ ).

### 3.3 Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

L'architecture optique de la caméra sur puce infrarouge cryogénique doit être associée à un détecteur dont les pixels ont un faible facteur de remplissage, idéalement égal à 25%. Comme nous l'avons mentionné dans la sous-section 1.4.5 du chapitre 1, page 27, la diminution du pas d'échantillonnage des pixels du détecteur est un domaine de recherche très actif, dans le visible aussi bien que dans l'infrarouge. En revanche, à pas d'échantillonnage constant, la diminution du facteur de remplissage des pixels (i. e. la diminution de la taille des diodes) est un problème technologique très peu étudié jusqu'à présent. Le CEA LETI a proposé deux approches pour

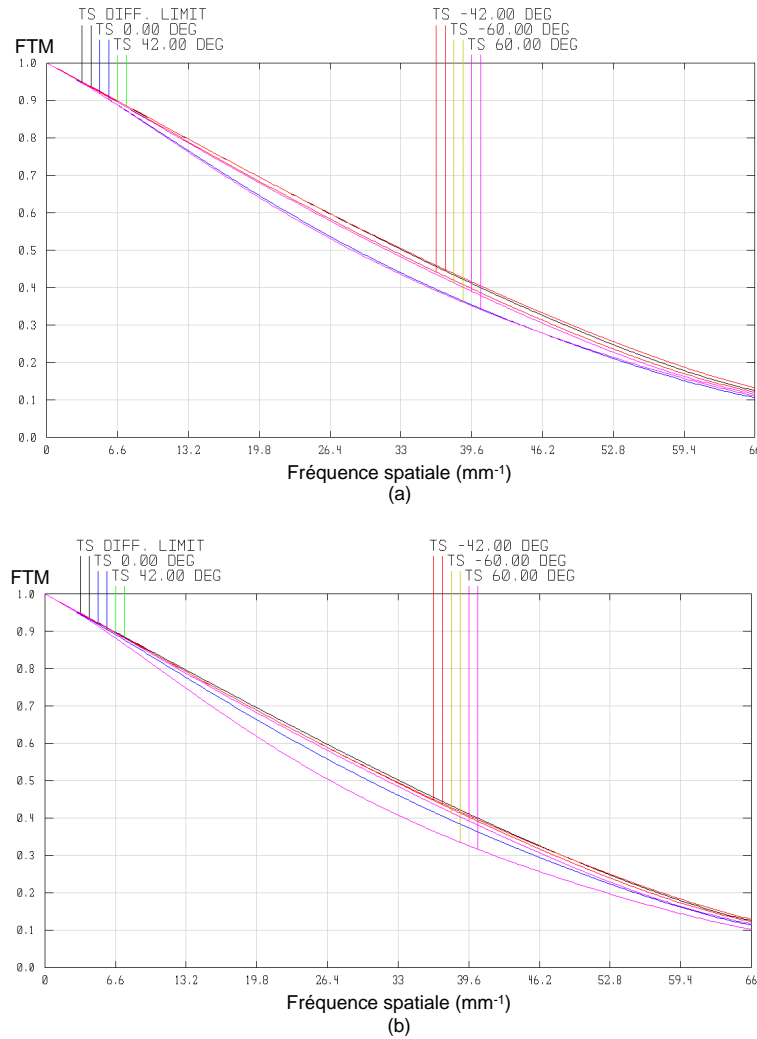


FIGURE 3.6 – Courbes de FTM du système prenant en compte les valeurs mesurées des rayons de courbure des lentilles, (a) sans ajuster l'épaisseur d'air entre la lentille côté détecteur et le détecteur, (b) après ajustement de cette épaisseur d'air.

réaliser des petites diodes. La première consiste à implanter la diode dans un disque de diamètre égal à  $\Phi_D$  et à ne pas confiner cette diode. La seconde approche consiste à implanter la diode dans un disque de diamètre égal à  $\Phi_D$  et à entourer cette diode avec un anneau de confinement circulaire, de diamètre  $\Phi_{anneau}$ . Les pixels obtenus avec ces deux approches sont illustrés de façon schématique dans la figure 3.7. En jouant sur les valeurs des paramètres technologiques  $\Phi_D$  et  $\Phi_{anneau}$ , on s'attend à obtenir différentes tailles effectives de diodes. Il est nécessaire de choisir les paramètres technologiques  $\Phi_D$  et  $\Phi_{anneau}$  qui permettront de réaliser un détecteur dont les pixels ont un facteur de remplissage de 25% (spécification théorique). Celui-ci pourra ainsi être associé à l'architecture optique de la caméra sur puce.

L'objectif de cette section est de décrire la démarche qui nous a permis de sélectionner les paramètres technologiques adéquats pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce. Il est important de connaître précisément l'effet du filtrage des pixels du détecteur, car il est déterminant au niveau de la FTM du système optique global (optique et détecteur). En effet, la fonction



### 3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

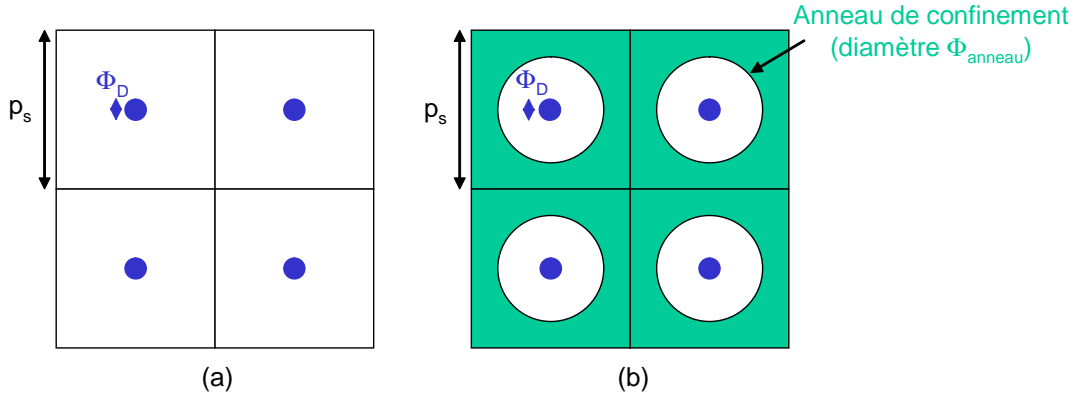


FIGURE 3.7 – Illustration des deux approches qui ont été étudiées pour obtenir des pixels de faible facteur de remplissage : (a) la diode est implantée sur un diamètre égal à  $\Phi_D$  et elle n'est pas confinée, (b) la diode est implantée sur un diamètre  $\Phi_D$  et un anneau de confinement, de diamètre  $\Phi_{anneau}$ , entoure la diode.

de transfert de modulation du système global est égale au module du produit de la fonction de transfert de l'optique et de la fonction de transfert des pixels :

$$FTM_{syst} = |FT_{opt} \times FT_{pixel}|. \quad (3.1)$$

C'est pourquoi nous nous proposons d'évaluer la FTM des pixels du détecteur petites diodes pour différents paramètres technologiques utilisés.

Dans ce contexte, le CEA LETI a conçu et réalisé un plan focal infrarouge original et spécifique à cette étude. Il comprend  $320 \times 256$  pixels et il est divisé en neuf zones : le pas d'échantillonnage est le même pour toutes les zones (il est égal à  $30 \mu\text{m}$ ), en revanche, des paramètres technologiques différents ont été testés dans ces différentes zones. Ainsi, le facteur de remplissage varie d'une zone à l'autre. L'intérêt de ce détecteur multi-zones est qu'il nous permet de tester plusieurs paramètres technologiques sans changer de détecteur (étant donné que le détecteur est placé dans un cryostat, l'opération n'est pas anodine et requiert des précautions de manipulations et une série de branchements électroniques). Quand on éclaire ce plan focal infrarouge avec un corps noir plan à la température de  $20^\circ\text{C}$ , les différentes zones apparaissent clairement, comme illustré dans la figure 3.8. La zone centrale (zone 5) correspond à des pixels infrarouges standards de facteur de remplissage égal à 1. Les autres zones correspondent à des pixels dont le facteur de remplissage est inférieur à 1. Les niveaux de courant différents sont dus aux facteurs de remplissage qui diffèrent d'une zone à l'autre. Afin de donner une première estimation du facteur de remplissage, nous avons calculé, pour toutes les zones, le rapport entre la réponse en courant de la zone considérée et la réponse en courant de la zone centrale : ces valeurs sont regroupées dans le tableau 3.3. Les paramètres technologiques utilisés pour les différentes zones sont indiqués dans le tableau 3.4.

Afin de rendre compte de l'effet de filtrage introduit par les différents types de pixels, nous allons mesurer la FTM des pixels de chaque zone. Pour sélectionner la méthode de mesure de FTM la plus appropriée, il convient tout d'abord de dresser un état de l'art des méthodes de mesure de la FTM de détecteurs.

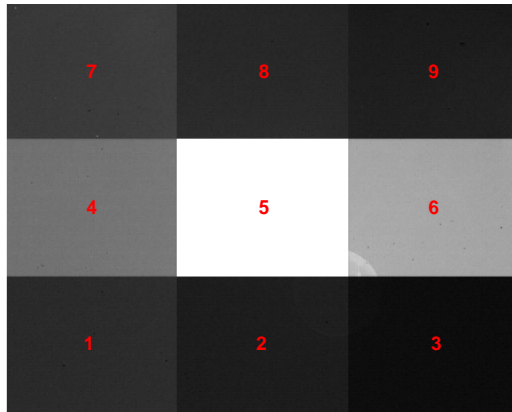


FIGURE 3.8 – Réponse du plan focal infrarouge multi-zones à un corps noir à la température de 20 °C (le numéro de chaque zone est indiqué). Les niveaux de courant différents sont dus à des facteurs de remplissage différents suivant les zones.

TABLE 3.3 – Estimation du facteur de remplissage des différentes zones en calculant le rapport entre la réponse en courant de chaque zone et la réponse en courant de la zone centrale de référence.

Numéro de la zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Rapport des réponses en courant	0,10	0,08	0,06	0,20	1	0,27	0,12	0,09	0,08

### 3.3.1 Etat de l’art des méthodes de mesure de la FTM de détecteurs

Il existe deux types de méthodes pour mesurer la FTM de détecteurs : des méthodes locales et des méthodes globales. Les méthodes locales n’utilisent qu’un seul ou que quelques pixels du détecteur pour réaliser la mesure. A l’inverse, les méthodes globales utilisent tous les pixels du détecteur et supposent qu’ils sont tous identiques.

Nous allons tout d’abord nous intéresser aux méthodes locales. La technique de *spot scan* consiste à déplacer un point lumineux sur un seul pixel du détecteur dans les deux directions de l’espace. C’est ainsi qu’en 2005, Toyozumi *et al.* [90] ont mesuré, à différentes longueurs d’onde, la réponse d’un pixel de taille 22,5  $\mu\text{m}$  sur un détecteur CCD. En 2009, Bray *et al.* [91] ont déduit d’un *spot scan* la FTM de pixels de taille 9  $\mu\text{m}$  d’un détecteur visible CMOS dans le bleu (440 nm), le vert (544 nm), le rouge (633 nm) et le proche infrarouge (905 nm). L’avantage de la méthode de *spot scan* est qu’elle permet de connaître précisément la réponse d’un pixel particulier du détecteur matriciel. Cependant, il faut projeter sur le détecteur un point lumineux de taille inférieure à la taille du pixel, ce qui pose problème quand le pixel devient très petit, par exemple quand sa taille est de l’ordre de quelques micromètres seulement. Il faut utiliser des systèmes de projection de très bonne qualité optique et très ouverts, afin qu’ils ne perturbent pas la mesure. En effet, si l’objectif de projection n’est pas assez ouvert ou qu’il introduit des aberrations significatives, la finesse du motif projeté sur le détecteur s’en trouve dégradée. Il est donc souvent important de déconvoluer les mesures par la réponse percussionnelle (PSF) de l’objectif de projection, qui n’est cependant pas connue avec précision. Par ailleurs, pour scanner ce point lumineux sur toute la surface du pixel, il est nécessaire d’employer des systèmes

**TABLE 3.4 – Paramètres technologiques des différentes zones du plan focal infrarouge multi-zones. Pour la zone 5, les pixels sont carrés ( $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ ) avec un facteur de remplissage égal à 1.**

Numéro de la zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Diamètre de la diode $\Phi_D$ ( $\mu\text{m}$ )	2	2	2	2	-	3	3	3	3
Diamètre de l'anneau de confinement $\Phi_{anneau}$ ( $\mu\text{m}$ )	18	14	10	Pas d'anneau	-	Pas d'anneau	17	13	11

mécaniques complexes et de grande précision. C'est pourquoi d'autres techniques que le *spot scan* ont été développées pour mesurer la FTM des détecteurs matriciels. Elles utilisent par exemple un bord de plage incliné [92, 93], ou bien une fente inclinée [94]. Le bord de plage ou la fente sont inclinés afin que leur image soit suréchantillonnée. Ces méthodes reposent sur l'hypothèse que tous les pixels du détecteur sont identiques. Il n'est donc plus nécessaire de scanner le bord de plage ou la fente sur le détecteur matriciel. Cependant, il faut encore imager le bord de plage ou la fente sur le détecteur avec des systèmes de projection de très bonne qualité optique et très ouverts, et le problème de la déconvolution des mesures par la PSF de ces systèmes demeure.

Les méthodes globales sont basées sur la projection au niveau du détecteur d'une figure dont les propriétés (par exemple, son contenu en fréquences spatiales) sont connues. Cette figure peut être par exemple des franges d'interférences [95, 96, 97], une figure de speckle [98, 99, 100], une figure aléatoire [101], ou une figure périodique qui excite des fréquences spatiales connues [102, 103]. Le principal avantage des méthodes globales est qu'elles ne nécessitent pas de système de projection de grande qualité optique, ni de procédure d'alignement critique. Par ailleurs, la mesure peut être effectuée en une seule acquisition dans la plupart des cas. Cependant, des techniques poussées de traitement des données doivent être associées aux mesures pour extraire l'information de FTM des données brutes.

Durant les dernières années, les unités CIO et ERIO, dans lesquelles j'ai effectué ma thèse, ont proposé une méthode globale pour mesurer la FTM des pixels de détecteurs matriciels. Le principe de la mesure est de projeter un motif périodique sur le détecteur matriciel, en utilisant la propriété d'auto-imagerie (connue sous le nom d'effet Talbot) d'un réseau éclairé par une onde plane. Le principal avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de système optique pour projeter ce motif périodique [104, 105]. Guérineau *et al.* ont introduit une nouvelle famille de faisceaux optiques, appelés des tableaux non-diffractants, qui produisent des pinceaux de lumière invariants par propagation. Pour produire ces tableaux non-diffractants, on utilise un réseau de diffraction à deux dimensions, appelé réseau continûment auto-imageant [106]. On le désignera par l'acronyme CSIG (*Continuously Self Imaging Grating*). Quand il est éclairé par une onde plane, un CSIG génère un tableau de points lumineux périodique dans les deux directions de l'espace et invariant par propagation [107, 108]. En 2003, Di Mambro *et al.* [109] ont proposé d'utiliser cette propriété pour mesurer la FTM des pixels d'un détecteur infrarouge. Le CSIG permet de concevoir un banc de test simple. En effet, comme le motif est invariant par propagation, il n'est pas nécessaire de contrôler précisément la distance entre le CSIG et le détecteur. C'est un avantage important pour mesurer la FTM d'un détecteur infrarouge refroidi, qui est intégré dans un cryostat.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons repris cette idée pour mesurer la FTM des différentes zones du détecteur de test avec un CSIG. Nous avons notamment développé une méthode de traitement des images expérimentales nouvelle par rapport au travail de Di Mambro *et al.*. Dans les sous-sections suivantes, nous donnons une méthodologie générale pour dimensionner un banc de mesure de la FTM de détecteurs en utilisant un CSIG. Puis nous présentons le traitement des images expérimentales mis en œuvre pour extraire l'information de FTM. Nous décrivons et discutons ensuite les résultats expérimentaux obtenus sur le détecteur multi-zones de test. Ces résultats nous permettent finalement de choisir les paramètres technologiques qui seront utilisés pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce.

### 3.3.2 Méthodologie pour dimensionner un banc de mesure de FTM avec un CSIG

#### Description générale du banc de mesure

Nous utilisons comme source lumineuse un corps noir à la température de 1200 °C. Ce corps noir éclaire un trou source positionné dans le plan focal objet d'un collimateur de distance focale  $f = 760$  mm. Ce dispositif permet d'obtenir une onde plane polychromatique à la sortie du collimateur. Le CSIG est placé au plus près du hublot du cryostat qui contient le détecteur à étudier. Le banc expérimental est illustré dans la figure 3.9.

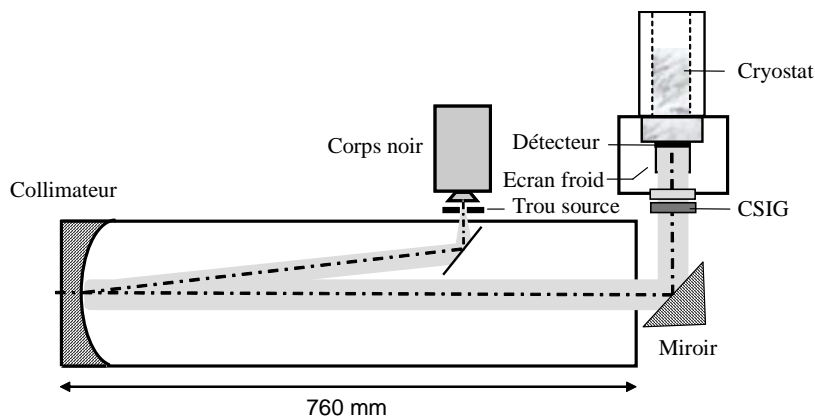


FIGURE 3.9 – Schéma du banc de mesure de la FTM d'un plan focal infrarouge refroidi avec un CSIG.

#### Choix du CSIG à utiliser

Un CSIG est un réseau de diffraction qui appartient à la catégorie des objets continûment auto-imageants [110]. Eclairé par une onde plane, il diffracte plusieurs ordres, produisant ainsi une image achromatique et invariante par propagation, qui peut être décrite comme un ensemble de taches lumineuses de forme connue. Ceci est illustré dans la figure 3.10. Une description détaillée des CSIGs et de leurs propriétés est donnée dans les références [106, 107, 111]. Dans ce paragraphe, nous allons simplement rappeler les propriétés fondamentales des CSIG qui sont directement utilisées pour mettre en œuvre le banc de mesure de FTM.

Remarquons tout d'abord qu'un CSIG est un réseau de diffraction périodique. De ce fait, l'image produite par le CSIG (illustrée dans la figure 3.10(c)) excite des fréquences spatiales discrètes réparties dans l'espace de Fourier, données dans la figure 3.11.

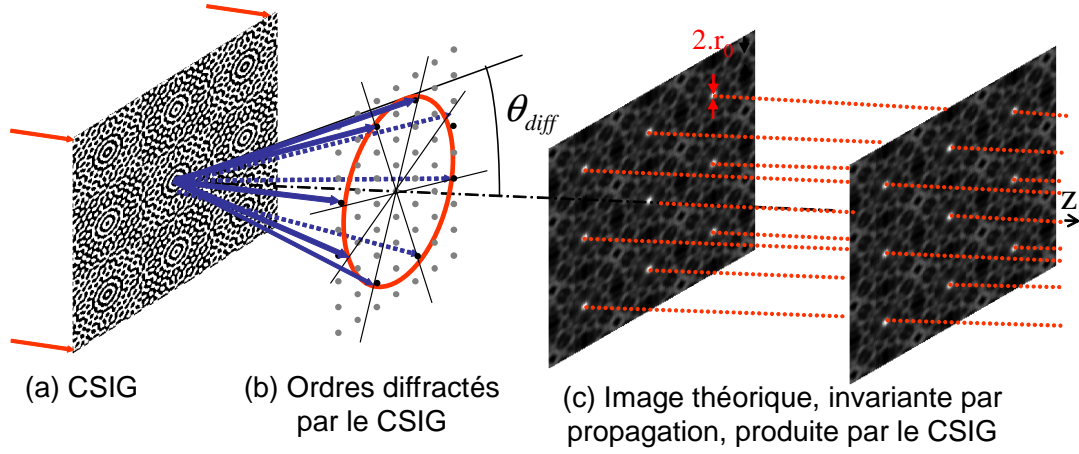


FIGURE 3.10 – Illustration (a) d'un CSIG, (b) des ordres diffractés par le CSIG (flèches bleues dont les extrémités s'appuient sur un cercle), et (c) de l'image achromatique et invariante par propagation produite par le CSIG.

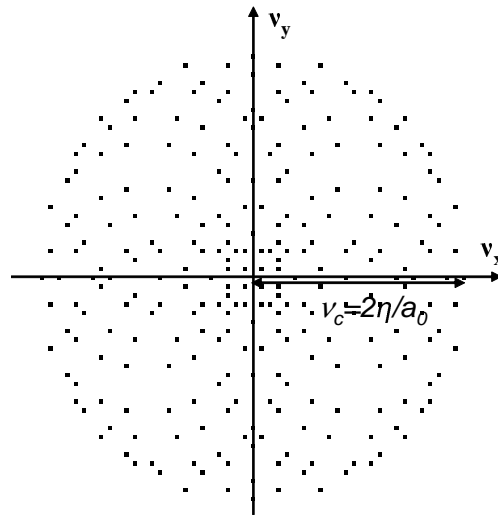


FIGURE 3.11 – FTM théorique d'un CSIG. Chaque point correspond à une fréquence spatiale excitée dans le domaine de Fourier.

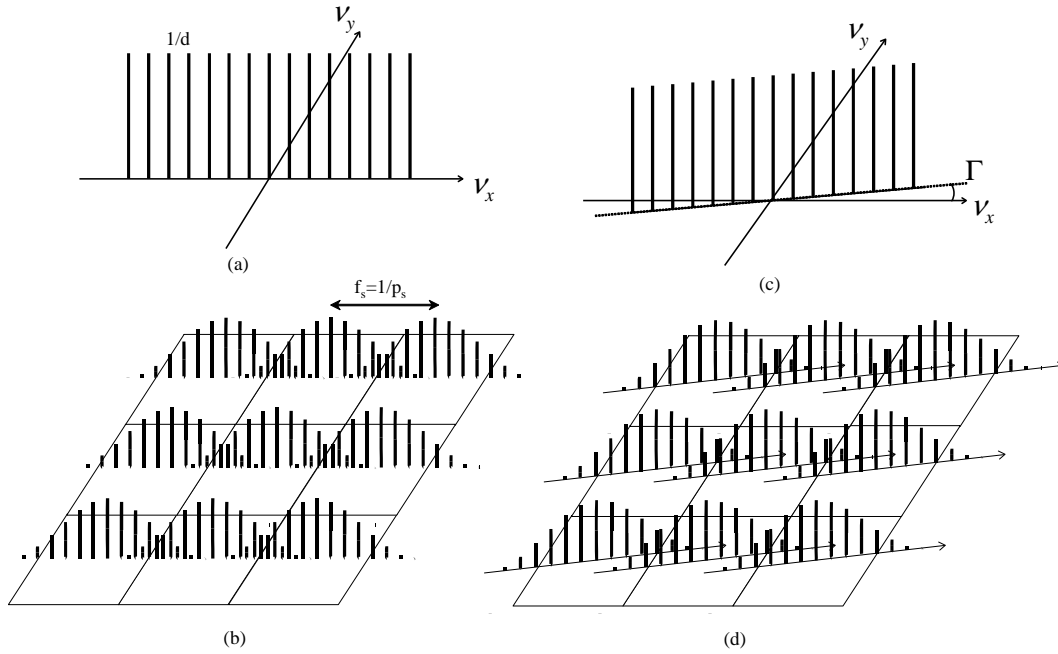


FIGURE 3.12 – (a) Spectre d’une mire idéale à une dimension (peigne de Dirac), (c) Illustration d’une mire idéale inclinée d’un angle  $\Gamma$ , (b) et (d) montrent les effets de l’échantillonnage et du filtrage dû aux pixels sur les spectres de (a) et (c) respectivement.

Nous allons expliquer quel est l’avantage de travailler avec des fréquences spatiales discrètes en raisonnant à une dimension pour des raisons de simplicité. Nous considérons une mire idéale à une dimension : il s’agit donc d’un peigne de Dirac. Dans les figures 3.12(a) et 3.12(b), la période  $d$  de cette mire est choisie de façon à ce qu’elle soit différente d’un multiple du pas d’échantillonnage du détecteur. Ainsi, les fréquences spatiales supérieures à la fréquence de Nyquist se replient sur des fréquences spatiales d’amplitude nulle, ce qui permet de ne pas parasiter les basses fréquences et de pouvoir restaurer les hautes fréquences. Dans les figures 3.12(c) et 3.12(d), la même mire est utilisée, mais elle est cette fois volontairement inclinée d’un angle  $\Gamma$  par rapport aux lignes de pixels du détecteur matriciel. Il n’est plus nécessaire d’imposer une condition sur la période  $d$  de la mire : grâce à l’angle  $\Gamma$ , quelque soit la période de la mire, les hautes fréquences se replieront sur des basses fréquences d’amplitude nulle.

Ainsi, en choisissant de manière appropriée la période du CSIG et son angle d’inclinaison par rapport aux lignes de pixels du détecteur, les fréquences spatiales supérieures à la fréquence de Nyquist se replient sur des fréquences spatiales d’amplitude nulle dans l’espace de Fourier. Nous espérons donc mesurer la FTM des pixels du détecteur au-delà de la fréquence de Nyquist du détecteur.

L’ensemble des fréquences spatiales excitées, représentées dans la figure 3.11, sont contenues dans un cercle de rayon  $\nu_c$  donné par [107] :

$$\nu_c = 2\eta/a_0. \quad (3.2)$$

$\nu_c$  correspond à la fréquence spatiale maximale qui peut être mesurée avec un CSIG de paramètres  $\eta$  et  $a_0$ .

Quand  $\eta$  varie, le nombre d’ordres diffractés par le CSIG change. Par exemple, lorsque

$\eta = \sqrt{650}$ , le CSIG diffracte 24 ordres.

Pour dimensionner le CSIG à utiliser, considérons notre besoin initial : la caméra sur puce doit nous permettre d'imager des scènes contenant des fréquences spatiales jusqu'à  $67 \text{ mm}^{-1}$ , comme nous l'avons mentionné dans la sous-section 2.3.1 du chapitre 2, page 43. Cette fréquence spatiale correspond à quatre fois la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de  $30 \text{ }\mu\text{m}$ . Nous souhaitons donc mesurer la FTM des pixels jusqu'à  $67 \text{ mm}^{-1}$  au moins. Afin de couvrir cette gamme de fréquences spatiales, nous pouvons utiliser un CSIG de période égale à  $a_0 = 500 \text{ }\mu\text{m}$ , et qui diffracte 24 ordres, avec  $\eta = \sqrt{650}$ . Un tel composant nous permettra de mesurer la FTM des pixels jusqu'à  $100 \text{ mm}^{-1}$ . A titre de comparaison, calculons le nombre d'ouverture  $N$  de l'objectif de projection qu'il faudrait utiliser pour mesurer la FTM du détecteur jusqu'à  $100 \text{ mm}^{-1}$  avec la technique de *spot scan*. La fréquence de coupure de cet objectif est donnée par  $2ON/\lambda$ , avec  $ON$  l'ouverture numérique de l'objectif, et  $\lambda = 4 \text{ }\mu\text{m}$ . Pour que la fréquence de coupure soit égale à  $100 \text{ mm}^{-1}$ , l'objectif devrait être ouvert à F/2,45 : cette valeur d'ouverture est faible pour un objectif infrarouge.

### Choix du diamètre du trou source

Le choix du diamètre du trou source résulte d'un compromis. D'une part, si le trou est trop grand, il dégrade la finesse du motif projeté car l'image finale est convoluée par l'effet du trou. D'autre part, d'un point de vue pratique, si le trou est trop petit, le rapport signal à bruit des données mesurées est trop faible pour permettre d'extraire une information satisfaisante de l'image expérimentale.

Le diamètre  $\Phi'$  de l'image du trou source dans le plan du détecteur est donné par :

$$\Phi' = \Phi \frac{d}{f}, \quad (3.3)$$

où  $\Phi$  est le diamètre du trou source circulaire et  $d$  est la distance entre le détecteur et le CSIG. Sur notre banc de mesure,  $d$  dépend principalement de la hauteur du capot du cryostat, et ne peut donc pas être réduit à des valeurs très faibles. Nous mesurons directement  $d$  sur notre banc de mesure :  $d = 15 \text{ mm}$ .

Nous avons dit précédemment que l'effet du trou convolue l'image finale. Cela signifie que, dans l'espace de Fourier, le spectre de l'image est multiplié par une fonction de filtrage  $FT_{trou}$  introduite par le trou source circulaire. Cette fonction peut être exprimée de la façon suivante :

$$FT_{trou}(\nu_x, \nu_y) = 2 \frac{J_1(\pi\Phi' \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2})}{\pi\Phi' \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}}, \quad (3.4)$$

où  $J_1$  est la fonction de Bessel du premier ordre,  $\nu_x$  et  $\nu_y$  désignent les fréquences spatiales dans les deux directions de l'espace. Ainsi, la fréquence spatiale de coupure de la fonction de filtrage introduite par le trou source,  $\rho_{c,trou}$ , est donnée par :

$$\rho_{c,trou} = \frac{1,22}{\Phi'}. \quad (3.5)$$

Cette fréquence de coupure doit être supérieure à  $\nu_c$  : de cette façon, la fréquence spatiale maximale qui peut être mesurée avec ce banc de mesure est limitée par le CSIG et non par le trou source. En prenant un trou source de diamètre  $0,660 \text{ mm}$ , la fréquence de coupure associée est égale à  $94 \text{ mm}^{-1}$ . Elle est de l'ordre de la fréquence de coupure du CSIG ; dans l'idéal, il faudrait

travailler avec un trou source plus petit, mais le rapport signal à bruit serait alors très faible. Nous choisissons donc de conserver le trou source de diamètre 0,660 mm. Il faut tenir compte du fait que le filtrage dû au trou source affecte sensiblement l'image finale : avec  $\Phi = 0,660$  mm,  $FT_{trou}$  est égale à 0,56 à la fréquence spatiale  $50 \text{ mm}^{-1}$ . C'est pourquoi nous corrigeons la convolution liée au trou source durant l'étape de traitement des données expérimentales, décrite dans la sous-section 3.3.4 page 84.

### Choix de la distance entre le CSIG et le détecteur

D'un point de vue pratique, les CSIGs sont des objets complexes, décrits à la fois par un terme d'amplitude et par un terme de phase. Du fait de contraintes technologiques, on ne peut en fabriquer qu'une approximation, soit en amplitude, soit en phase, qui ne remplit pas l'ensemble des exigences théoriques. Cependant, Piponnier *et al.* ont montré qu'un réseau de phase binaire est une bonne approximation de ces objets [112]. Sous éclairage polychromatique de largeur spectrale  $\Delta\lambda$ , il existe une distance à partir de laquelle le régime achromatique et invariant par propagation est atteint. Cette distance  $Z$  est donnée par [107] :

$$Z = \frac{2a_0^2}{\eta^2\Delta\lambda}. \quad (3.6)$$

Nous devons vérifier sur notre banc de mesure que la distance  $d$  entre le CSIG et le détecteur est plus grande que  $Z$ . En prenant  $\Delta\lambda = 2 \text{ }\mu\text{m}$ , nous obtenons  $Z = 395 \text{ }\mu\text{m}$ , alors que  $d = 15$  mm, ce qui confirme que le régime achromatique et invariant par propagation est atteint.

### Tolérance angulaire du CSIG

Dans notre montage, le CSIG doit être illuminé sous incidence normale. Cependant, en raison de contraintes mécaniques, il peut être légèrement incliné, et l'onde plane peut également éclairer le CSIG sous un petit angle d'incidence. Druart *et al.* [39] ont examiné en 2007 le comportement des CSIG illuminés sous incidence oblique. Cette étude montre que l'angle d'incidence maximal  $\alpha_c$  d'un rayon éclairant le CSIG est donné par :

$$\alpha_c = \frac{a_0}{\eta} \left( \frac{1}{2\lambda d} \right)^{1/2}, \quad (3.7)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'illumination. Pour des angles d'incidence supérieurs à  $\alpha_c$ , la figure produite par le CSIG est entachée d'aberrations hors axe, en particulier d'astigmatisme, qui réduisent artificiellement l'amplitude des fréquences spatiales excitées. Sous éclairage polychromatique dans la bande spectrale  $[3 \text{ }\mu\text{m}; 5 \text{ }\mu\text{m}]$ , nous prenons la valeur minimale de la longueur d'onde :  $\lambda_{min} = 3 \text{ }\mu\text{m}$ . Nous obtenons  $\alpha_{c,max} = 3,75^\circ$ . Il faudra donc être vigilant pour aligner le banc, cependant, cette valeur reste compatible avec les contraintes mécaniques.

### Choix de l'ouverture de l'écran froid

Le détecteur matriciel est placé à l'intérieur d'un cryostat. Nous devons vérifier que l'écran froid est suffisamment ouvert pour collecter tous les ordres diffractés par le CSIG. Comme illustré dans la figure 3.10(b), les ordres diffractés par le CSIG s'appuient sur un cercle, et l'angle de diffraction  $\theta_{diff}$  est donné par :

$$\sin \theta_{diff} = \lambda \frac{\eta}{a_0}. \quad (3.8)$$



### 3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

En prenant la longueur d'onde la plus élevée du domaine spectral d'étude ( $\lambda_{max} = 5 \mu\text{m}$ ), l'angle de diffraction  $\theta_{\text{diff}}$  est égal à  $14,8^\circ$ .

Nous supposons que le détecteur est rectangulaire, de dimensions  $L \times l$ , avec  $L > l$ . L'angle maximal  $\theta_{\text{écran}}$  d'un rayon qui s'appuie sur le bord du détecteur et sur le bord de l'écran froid, illustré dans la figure 3.13, est donné par la formule suivante :

$$\tan \theta_{\text{écran}} = \frac{\phi_{\text{écran}} - l}{2h_{\text{écran}}}, \quad (3.9)$$

où  $\phi_{\text{écran}}$  et  $h_{\text{écran}}$  sont respectivement la hauteur et le diamètre de l'écran froid. Afin de collecter tous les ordres diffractés par le CSIG, l'écran froid doit vérifier la condition suivante :  $\theta_{\text{écran}} \geq \theta_{\text{diff}}$ . En prenant les valeurs numériques  $l = 7,68 \text{ mm}$ ,  $\phi_{\text{écran}} = 10 \text{ mm}$  et  $h_{\text{écran}} = 6 \text{ mm}$ ,  $\theta_{\text{écran}} = 10,9^\circ$ .

La condition  $\theta_{\text{écran}} \geq \theta_{\text{diff}}$  n'est pas remplie rigoureusement dans le cas de notre CSIG. Nous choisissons tout de même de ne pas ouvrir davantage l'écran froid et de faire les mesures en l'état. En effet, l'écran froid étant déjà très ouvert, la mesure est difficile d'un point de vue expérimental car le courant de fond est très important. Dans la pratique, nous disposons des baffles sur l'ensemble du trajet lumineux, par exemple entre la sortie du collimateur et le miroir de renvoi, ou encore entre ce miroir et le CSIG. Même si ces baffles ne peuvent être refroidis, ils garantissent que le signal de fond reste invariant dans le temps : ils empêchent l'apparition d'éventuels points chauds provenant de l'environnement ambiant dans l'image, et permettent que la mesure ne soit pas perturbée lorsqu'un opérateur passe à proximité du banc.

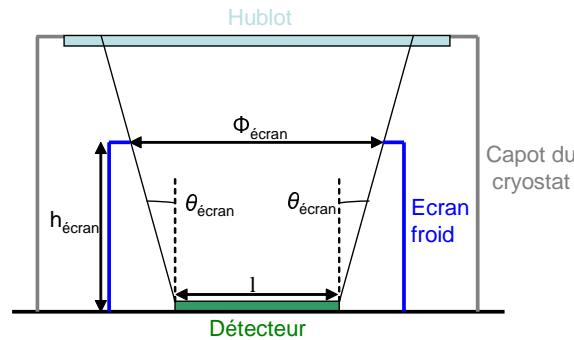


FIGURE 3.13 – Caractéristiques mécaniques du cryostat, permettant d'en calculer l'angle d'ouverture  $\theta_{\text{écran}}$ .

Les caractéristiques du CSIG utilisé sont résumées dans le tableau 3.5.

Deux photographies du banc mis en place pour les mesures de FTM sont données dans la figure 3.14.

#### 3.3.3 Acquisition d'une première image expérimentale

Nous choisissons un trou source de diamètre  $0,660 \text{ mm}$ , dont la fréquence de coupure est égale à  $94 \text{ mm}^{-1}$  (cf. équation (3.5)). Comme le filtrage lié au trou source affecte sensiblement les mesures, nous allons déconvoluer ces dernières de l'effet du trou durant l'étape de traitement des données.

Pour commencer, nous choisissons un temps d'intégration égal à  $0,25 \text{ ms}$ . Afin d'augmenter la valeur du rapport signal à bruit, nous moyennons 700 images expérimentales. Nous acquérons ainsi une image moyenne et une image de bruit. L'image moyenne est illustrée dans la figure

TABLE 3.5 – Caractéristiques du CSIG utilisé pour la mesure de FTM et calcul des paramètres de dimensionnement du banc de mesure.

Caractéristique	Valeur
Période $a_0$	500 $\mu\text{m}$
Paramètre $\eta$	$\sqrt{650}$
Fréquence de coupure $\nu_c$	100 $\text{mm}^{-1}$
Distance $Z$	395 $\mu\text{m}$
Tolérance angulaire maximale $\alpha_{c,max}$	3,75°
Angle de diffraction des ordres $\theta_{diff}$	14,8°

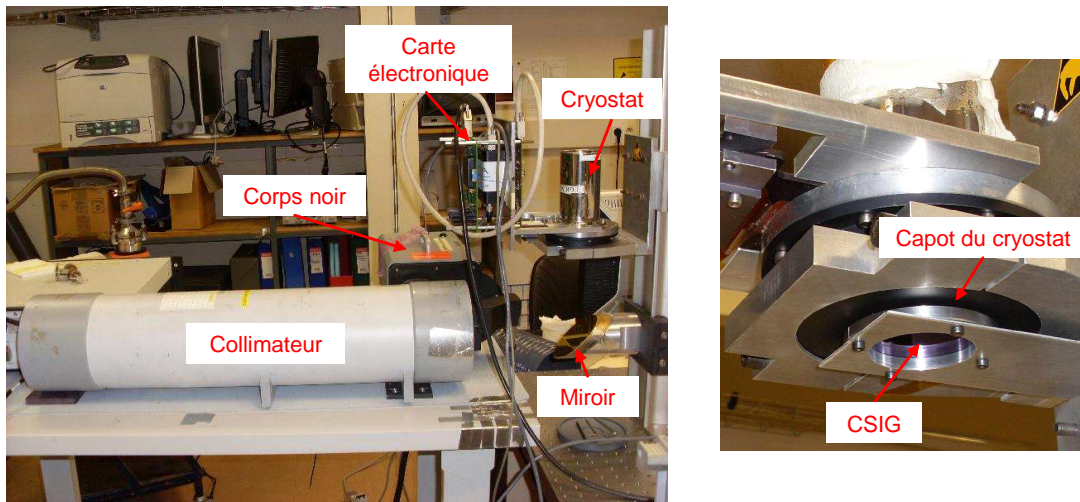


FIGURE 3.14 – Photographies du banc de mesure de la FTM avec un CSIG.

3.15(a). De fortes disparités de réponse sont visibles entre les zones. Ce phénomène s'explique de la façon suivante. Le signal  $V(k, l)$  en volts délivré par un pixel  $(k, l)$  du détecteur matriciel s'exprime sous la forme :

$$V(k, l) = \frac{t_i}{C} q \text{Flux}(k, l), \quad (3.10)$$

où  $t_i$  est le temps d'intégration du détecteur,  $C$  la capacité de charge du circuit de lecture,  $q$  est la charge d'un électron, et  $\text{Flux}(k, l)$  est le flux détecté par le pixel  $(k, l)$ . Ce flux détecté dépend principalement de la surface du pixel, qui change de façon significative d'une zone à l'autre du détecteur multi-zones. Pour les zones de petites diodes, on peut compenser la diminution du flux collecté en augmentant le temps d'intégration.

Le tableau 3.6 donne les valeurs des temps d'intégration appliqués pour chacune des zones. Nous prélevons la ou les zone(s) d'intérêt dans les images expérimentales acquises avec des temps d'intégration différents. Nous les plaçons dans une même matrice, de façon à reconstituer une image artificielle. L'image reconstituée de cette manière est donnée dans la figure 3.15(b).

Nous calculons le rapport entre l'image moyenne et l'image de bruit pour chacune des zones, puis nous faisons la moyenne spatiale de ce rapport au sein d'une zone. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le tableau 3.7. Nous constatons que ce rapport est pratiquement constant pour toutes les zones : cela signifie que les valeurs du temps d'intégration que nous avons choisies dans

### 3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

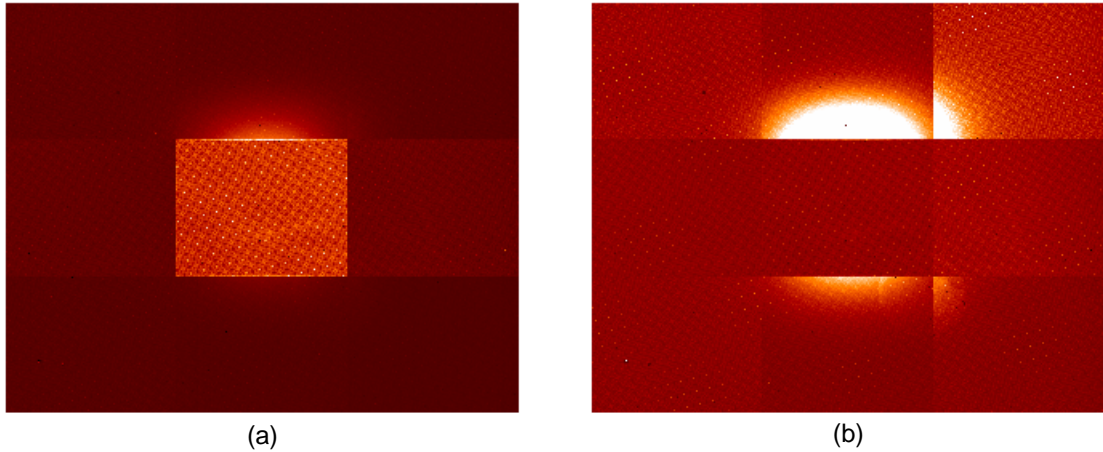


FIGURE 3.15 – (a) Image brute acquise par le détecteur pour un temps d'intégration égal à 0,25 ms (adapté pour la zone 5), (b) Image reconstituée avec des temps d'intégration différents suivant les zones.

TABLE 3.6 – Valeurs des temps d'intégration appliqués et zones d'étude correspondantes.

Temps d'intégration	0,25 ms	0,9 ms	1,5 ms	2,5 ms	3,0 ms
Zones d'étude	5	4 et 6	1, 2, 7 et 8	3	9

le tableau 3.6 sont bien adaptées pour compenser la baisse du flux collecté par les petites diodes.

TABLE 3.7 – Valeurs du rapport entre l'image moyenne et l'image de bruit, mesurées à partir de 700 images acquises en adaptant le temps d'intégration pour chaque zone.

Zone	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Rapport	8,6	8,0	8,5	8,0	7,7	9,1	10,7	9,7	13,1

Quand on augmente le temps d'intégration pour acquérir les images des zones de petites diodes, les zones de diodes de taille plus grande peuvent être saturées. Cependant, cela n'endommage pas le détecteur, ce qui nous permet donc de le faire. A la jonction entre les zones, des phénomènes non désirables, que nous désignerons par le terme d'inhomogénéités, apparaissent : il semble que la zone centrale, lorsqu'elle est saturée, "contamine" les bords des autres zones, notamment des zones 2 et 8. Ces inhomogénéités sont responsables de fortes disparités du niveau de réponse au sein d'une zone, clairement visibles dans la figure 3.15(b). Afin que ces inhomogénéités ne perturbent pas les mesures de FTM pixel, nous nous proposons de les corriger dans la sous-section 3.3.4, qui concerne le traitement des données expérimentales.

### 3.3.4 Principe général de la méthode de traitement des données expérimentales pour extraire l'information de FTM

Chaque zone du détecteur multi-zones est traitée séparément. L'approche que j'ai développée pendant ma thèse consiste en une estimation paramétrique de la FTM, c'est-à-dire une estimation au sens des moindres carrés d'un ensemble de paramètres inconnus. Elle se décompose en deux étapes principales. Tout d'abord, nous définissons et simulons une image modèle pour n'importe quel ensemble de paramètres qui décrivent le problème (y compris les paramètres représentatifs de la FTM des pixels). Ensuite, nous cherchons l'ensemble de paramètres qui minimise la différence entre l'image expérimentale acquise  $i$  et l'image modèle  $m_0$  au sens des moindres carrés.

Dans une image acquise expérimentalement, les paramètres inconnus sont les suivants :

1. La période  $a_0$  du CSIG, qui est liée à la distance entre deux points lumineux consécutifs dans le domaine de Fourier.
2. L'angle  $\theta$  entre la figure produite par le CSIG et les lignes de pixels du détecteur.
3. La position  $(x_0, y_0)$  du centre de la figure produite par le CSIG par rapport au centre de l'image.
4. Le gain  $G$  de l'image.
5. Un éventuel fond  $O_{\text{ff}}$  (*offset*) de l'image.
6. Plusieurs paramètres (rassemblés dans le vecteur  $\vec{p}$ ) qui décrivent la fonction de filtrage introduite par le pixel : ce sont les paramètres d'intérêt de notre problème.

Les paramètres  $a_0$ ,  $\theta$ ,  $x_0$  et  $y_0$  sont illustrés dans la figure 3.16.

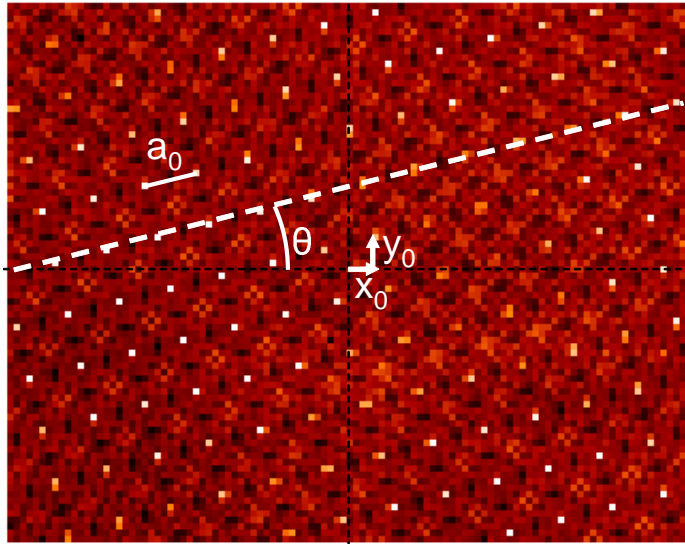


FIGURE 3.16 – Illustrations des paramètres  $a_0$ ,  $\theta$ ,  $x_0$  et  $y_0$  sur l'image de la zone 5.

Pour un gain unitaire et un fond nul, l'image modèle  $m_0$  est générée dans l'espace de Fourier, puis l'image réelle est calculée par transformée de Fourier inverse. La transformée de Fourier de  $m_0$ , notée  $\tilde{m}_0$ , est donnée par :

$$\tilde{m}_0(\nu_x, \nu_y) = FT_{CSIG}(\nu_x, \nu_y) \times \exp[-2j\pi(\nu_x x_0 + \nu_y y_0)] \times FT_{trou}(\nu_x, \nu_y) \times FT_{diode}(\nu_x, \nu_y), \quad (3.11)$$

### 3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

où  $FT_{CSIG}$  est la fonction de transfert de l'image produite par un CSIG de période  $a_0$  et d'angle  $\theta$ ,  $FT_{trou}$  est la fonction qui modélise le filtrage dû au trou source (cf. équation (3.4)) et  $FT_{diode}$  est une fonction qui rend compte des effets de filtrage induits par le pixel. Nous proposons un modèle simple pour décrire ces effets de filtrage : la diode peut être vue comme une gaussienne à deux dimensions. La largeur de cette gaussienne est notée  $l_x$  suivant l'axe  $x$  et  $l_y$  suivant l'axe  $y$ .  $l_x$  et  $l_y$  peuvent être assimilées aux longueurs de diffusion des porteurs dans les directions  $x$  et  $y$ . Ainsi, la fonction de filtrage  $FT_{diode}$  est de la forme :

$$FT_{diode}(\nu_x, \nu_y) = \exp \left[ -\pi (l_x^2 \nu_x^2 + l_y^2 \nu_y^2) \right]. \quad (3.12)$$

Dans ce cas, le procédé d'optimisation vise à déterminer les valeurs optimales des paramètres  $l_x$  et  $l_y$ .

Pour la zone 5 comprenant des pixels standards de facteur de remplissage égal à 1, nous avons proposé une autre fonction de filtrage, qui rend compte de la forme carrée des pixels de taille  $t_{pix}$  :

$$FT_{diode}(\nu_x, \nu_y) = \text{sinc}(t_{pix}\nu_x) \times \text{sinc}(t_{pix}\nu_y). \quad (3.13)$$

Dans ce cas, le procédé d'optimisation vise à déterminer la valeur optimale du paramètre  $t_{pix}$ .

Afin de pondérer la minimisation au sens des moindres carrés, nous introduisons une matrice de poids  $w$  binaire : 0 pour les pixels morts et 1 pour les autres pixels. Ainsi, nous devons minimiser le critère  $J$  suivant :

$$J(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}, G, O_{ff}) = \frac{1}{2} \sum_{k,l} w(k,l) \cdot |i(k,l) - [G.m_0(k,l, a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}) + O_{ff}]|^2, \quad (3.14)$$

où  $i$  est l'image expérimentale.

Le fond  $O_{ff}$  est une fonction polynomiale d'ordre  $N$ , qui s'écrit sous la forme suivante :

$$O_{ff}(X, Y) = \sum_{\substack{a,b \\ a+b \leq N}} F_{a,b} X^a Y^b, \quad (3.15)$$

$a$  et  $b$  étant des indices discrets.  $X$  et  $Y$  sont des matrices définies par :

$$X(k, l) = k, \forall l, \quad (3.16)$$

et

$$Y(k, l) = l, \forall k. \quad (3.17)$$

Le critère  $J$  à minimiser s'écrit donc de la façon suivante :

$$J = \frac{1}{2} \sum_{k,l} w(k,l) \cdot \left| i(k,l) - \left[ G.m_0(k,l) + \sum_{a,b} F_{a,b} X(k,l)^a Y(k,l)^b \right] \right|^2. \quad (3.18)$$

Remarquons que le critère  $J$  est une fonction quadratique de  $G$  et des coefficients  $F_{a,b}$  pour tout couple  $(a, b)$ . Nous pouvons donc trouver une solution analytique  $(\hat{G}(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}), \hat{O}_{ff}(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}))$  qui minimise le critère  $J$ , pour un ensemble donné des autres paramètres  $a_0, \theta, x_0, y_0$  et  $\vec{p}$ . Nous trouvons cette solution analytique en annulant la dérivée partielle de  $J$  par rapport à  $G$ , ainsi que la dérivée partielle de  $J$  par rapport aux coefficients  $F_{a,b}$ , pour tout couple  $(a, b)$ .

La dérivée partielle de  $J$  par rapport à  $G$  s'exprime sous la forme suivante (pour alléger les notations, les dépendances en  $(k, l)$  des polynômes  $X$  et  $Y$  ont été omises) :

$$\frac{\partial J}{\partial G} = - \sum_{k,l} w(k, l) m_0(k, l) \left[ i(k, l) - G m_0(k, l) - \sum_{a,b} F_{a,b} X^a Y^b \right]. \quad (3.19)$$

La dérivée partielle de  $J$  par rapport à  $F_{p,q}$  s'exprime de la façon suivante, pour tout couple  $(p, q)$  :

$$\frac{\partial J}{\partial F_{p,q}} = - \sum_{k,l} w(k, l) X^p Y^q \left[ i(k, l) - G m_0(k, l) - \sum_{a,b} F_{a,b} X^a Y^b \right]. \quad (3.20)$$

Annulons la dérivée partielle de  $J$  par rapport à  $G$  et la dérivée partielle de  $J$  par rapport à  $F_{p,q}$ , pour tout couple  $(p, q)$ . Nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} G \sum_{k,l} w(k, l) m_0^2(k, l) & + \sum_{k,l} w(k, l) m_0(k, l) \sum_{a,b} F_{a,b} X^a Y^b & = \sum_{k,l} w(k, l) i(k, l) m_0(k, l) \\ G \sum_{k,l} w(k, l) m_0(k, l) X^p Y^q & + \sum_{k,l} w(k, l) X^p Y^q \sum_{a,b} F_{a,b} X^a Y^b & = \sum_{k,l} w(k, l) i(k, l) X^p Y^q \end{cases} \quad (3.21)$$

A titre d'illustration, nous pouvons expliciter ce système d'équations dans le cas d'un fond polynomial d'ordre 1. Celui-ci s'écrit sous la forme suivante :

$$O_{\text{ff}}(X, Y) = F_{00} + F_{10}X + F_{01}Y. \quad (3.22)$$

Le système comporte alors 4 équations à 4 inconnues :  $G$ ,  $F_{00}$ ,  $F_{10}$  et  $F_{01}$ . Il s'exprime de la façon suivante, où, pour simplifier les notations, on omet de préciser que  $w$ ,  $m_0$ ,  $i$ ,  $X$  et  $Y$  sont des fonctions des indices  $k$  et  $l$  :

$$\begin{cases} G \sum_{k,l} w m_0^2 & + F_{00} \sum_{k,l} w m_0 & + F_{10} \sum_{k,l} w m_0 X & + F_{01} \sum_{k,l} w m_0 Y & = \sum_{k,l} w i m_0 \\ G \sum_{k,l} w m_0 & + F_{00} \sum_{k,l} w & + F_{10} \sum_{k,l} w X & + F_{01} \sum_{k,l} w Y & = \sum_{k,l} w i \\ G \sum_{k,l} w m_0 X & + F_{00} \sum_{k,l} w X & + F_{10} \sum_{k,l} w X^2 & + F_{01} \sum_{k,l} w X Y & = \sum_{k,l} w i X \\ G \sum_{k,l} w m_0 Y & + F_{00} \sum_{k,l} w Y & + F_{10} \sum_{k,l} w X Y & + F_{01} \sum_{k,l} w Y^2 & = \sum_{k,l} w i Y \end{cases} \quad (3.23)$$

On peut écrire ce système sous la forme matricielle  $M\Omega = C$ , avec :

$$M = \begin{pmatrix} \sum_{k,l} w m_0^2 & \sum_{k,l} w m_0 & \sum_{k,l} w m_0 X & \sum_{k,l} w m_0 Y \\ \sum_{k,l} w m_0 & \sum_{k,l} w & \sum_{k,l} w X & \sum_{k,l} w Y \\ \sum_{k,l} w m_0 X & \sum_{k,l} w X & \sum_{k,l} w X^2 & \sum_{k,l} w X Y \\ \sum_{k,l} w m_0 Y & \sum_{k,l} w Y & \sum_{k,l} w X Y & \sum_{k,l} w Y^2 \end{pmatrix}, \quad (3.24)$$

$$\Omega = \begin{pmatrix} G \\ F_{00} \\ F_{10} \\ F_{01} \end{pmatrix}, \quad (3.25)$$

$$C = \begin{pmatrix} \sum_{k,l} wim_0 \\ \sum_{k,l} wi \\ \sum_{k,l} wiX \\ \sum_{k,l} wiY \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

$\Omega$  est calculé en inversant la matrice  $M$  :  $\Omega = M^{-1}C$ .

Ainsi, une façon plus rapide et plus simple de minimiser le critère  $J$  consiste à minimiser le critère  $J'$  défini par l'équation suivante, dans laquelle nous avons introduit les expressions analytiques  $\hat{G}$  et  $\hat{O}_{\text{ff}}$  :

$$J'(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}) = J(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}, \hat{G}(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p}), \hat{O}_{\text{ff}}(a_0, \theta, x_0, y_0, \vec{p})). \quad (3.27)$$

Pour minimiser le critère  $J'$ , nous utilisons une implantation dans le langage IDL [113] de la méthode de Levenberg-Marquardt, telle qu'elle est codée dans le logiciel de référence MINPACK-1, développé par J. Moré *et al.* [114, 115].

### 3.3.5 Résultats des mesures de la FTM du pixel moyen par zone

L'optimisation a été menée pour chacune des zones. Pour la zone 5, la valeur optimale du paramètre est égale à  $t_{\text{pix}} = 29 \mu\text{m}$ . Cette valeur est très proche de la taille d'un pixel standard carré ( $30 \mu\text{m}$ ), ce qui signifie que le procédé d'optimisation est satisfaisant. Pour toutes les autres zones, de faible facteur de remplissage, les valeurs optimisées des paramètres  $l_x$  et  $l_y$  sont regroupées dans le tableau 3.8.

**TABLE 3.8 – Valeurs des paramètres  $l_x$  et  $l_y$  pour les zones de petites diodes.**

Numéro de la zone	1	2	3	4	6	7	8	9
Longueur de diffusion en $x$ , $l_x$ ( $\mu\text{m}$ )	13,6	12,0	10,5	19,0	18,5	12,4	11,9	11,5
Longueur de diffusion en $y$ , $l_y$ ( $\mu\text{m}$ )	12,0	11,0	9,6	17,5	17,2	11,4	10,9	9,7

Pour obtenir ces résultats, nous avons travaillé avec un fond polynomial d'ordre 4, ce qui conduit à l'inversion d'une matrice de taille (16,16).

Dans la figure 3.17, nous avons affiché, pour toutes les zones, l'image brute (colonne de gauche), l'image corrigée du fond polynomial (colonne du milieu), et le fond polynomial  $O_{\text{ff}}$  (colonne de droite). L'image brute est égale à la somme du fond polynomial et de l'image corrigée du fond polynomial. La correction polynomiale du fond semble être satisfaisante pour la plupart des zones ; pour les zones 2 et 8, qui sont les plus fortement affectées par les inhomogénéités, quelques structures résiduelles demeurent dans l'image corrigée du fond.

Pour montrer l'intérêt de la correction polynomiale du fond dans l'espace de Fourier, nous avons affiché la transformée de Fourier (TF) des zones 3 et 8 avant (colonne de gauche) et après (colonne de droite) la correction, dans la figure 3.18. Avant la correction, nous constatons que les inhomogénéités sont responsables de l'apparition de structures qui se répartissent autour des axes de coordonnées horizontal et vertical dans l'espace de Fourier. Ces structures peuvent être gênantes : en effet, les amplitudes des pics du CSIG repliés à proximité de ces structures risquent d'être perturbées, or l'information sur la FTM des pixels est précisément déduite de l'amplitude de ces pics. En revanche, nous observons que la correction du fond polynomial permet d'atténuer

ces structures indésirables. Ainsi, les pics du CSIG qui se trouvent à proximité de ces structures sont moins affectés. Nous remarquons cependant que corriger le fond avec un polynôme d'ordre 4 ne fait pas disparaître totalement les structures indésirables. Afin de s'en affranchir complètement, il faudrait augmenter l'ordre du polynôme. Mais pour nos mesures, nous choisissons de travailler avec un polynôme d'ordre 4.

Décrire la fonction de transfert de la diode avec un modèle à deux paramètres  $l_x$  et  $l_y$  nous permet de constater que les diodes sont quasiment circulaires. Ce résultat est bien celui auquel nous nous attendions, étant donné que les diodes sont implantées dans des disques et que les anneaux de confinement sont également circulaires.

Comme il n'y a pas d'anneau de confinement pour les zones 4 et 6, nous remarquons que la taille des diodes dans ces zones est supérieure de façon significative à celle des autres zones. Une explication de ce phénomène peut être que le diamètre physique de la diode est égale au diamètre de la zone d'implantation  $\Phi_D$ , auquel on ajoute deux fois la longueur de diffusion. La longueur de diffusion dépend du matériau dans lequel sont fabriquées les diodes. Pour le détecteur que nous étudions, fait en HgCdTe, la longueur de diffusion est environ égale à  $8 \mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont donc en accord avec ce modèle. Nous traçons la fonction de transfert gaussienne définie par l'équation (3.12) page 85,  $FT_{diode}(\nu_x, \nu_y = 0)$ , avec le paramètre optimisé  $l_x$ , pour chaque zone de faible facteur de remplissage. Ces courbes sont regroupées dans la figure 3.19. La fonction  $FT_{diode}$  étant réelle, la fonction de transfert des diodes et leur fonction de transfert de modulation (module de la fonction de transfert) sont égales.

### 3.3.6 Choix des paramètres technologiques adéquats pour réaliser le détecteur de la caméra sur puce

Les mesures que nous avons réalisées nous permettent de choisir les paramètres technologiques adéquats pour le détecteur de la caméra sur puce. Le choix de la zone appropriée résulte d'un compromis entre la FTM et la réponse en courant, qui quantifie la capacité des pixels à collecter de la lumière. Les valeurs des réponses de toutes les zones, normalisées par rapport à la zone 5 de référence, sont données dans le tableau 3.3 page 74.

Remarquons tout d'abord que les zones 4 et 6, 1 et 7, 2 et 8, 3 et 9 vont de pair : elles ont en effet des caractéristiques très proches, tant en termes de FTM que de réponse en courant. Ceci vient du fait que les paramètres technologiques utilisés pour ces couples de zones sont très peu différents (cf. tableau 3.4 page 75).

Les zones 4 et 6 présentent les réponses les plus élevées. Cependant, leurs courbes de FTM se détachent nettement des autres. Les pixels de ces zones introduisent un filtrage important pour les fréquences spatiales que nous qualifierons d'"intermédiaires" pour notre gamme d'utilisation, autour de  $30 \text{ mm}^{-1}$ . En effet, la FTM des zones 4 et 6 chute à 0,4 environ à la fréquence spatiale  $30 \text{ mm}^{-1}$ , alors que la FTM des autres zones est supérieure à 0,6. Un filtrage trop important pour des fréquences spatiales intermédiaires serait gênant pour la caméra sur puce, c'est pourquoi nous ne choisissons pas les zones 4 et 6.

Les zones 2, 3, 8 et 9 ont les réponses en courant les plus petites. En revanche, d'après les courbes de FTM, leurs pixels sont les moins filtrants. Remarquons que la zone 7 a une courbe de FTM très proche de celles des zones 2, 3, 8 et 9, tout en présentant une réponse en courant plus élevée. Il est donc plus judicieux de choisir cette zone. La zone 1, qui va de pair avec la zone 7, pourrait également être choisie, mais nous préférons la zone 7 car elle a une FTM plus élevée que la zone 1.



3.3. Réalisation d'un détecteur de faible facteur de remplissage

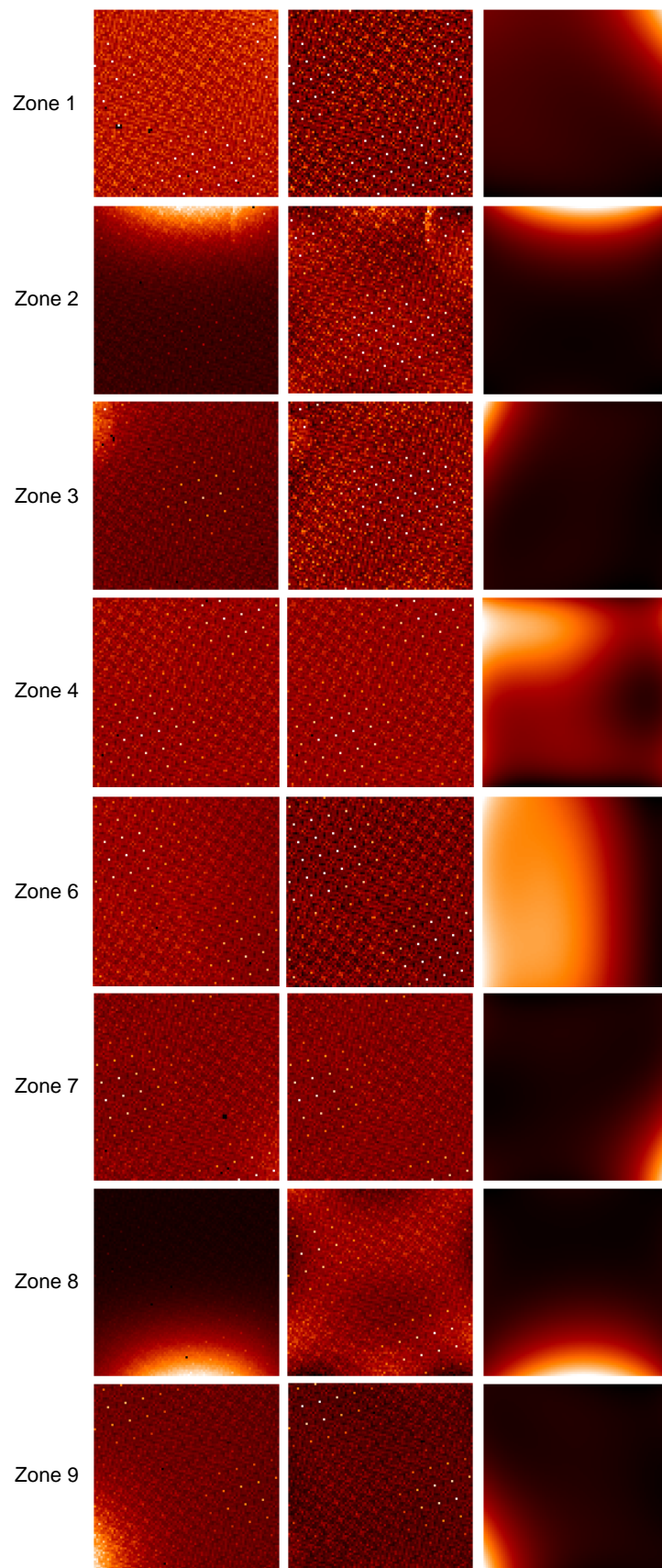


FIGURE 3.17 – Illustrations de l'image brute (colonne de gauche), de l'image corrigée du fond polynomial (colonne du milieu) et du fond polynomial d'ordre 4 (colonne de droite).

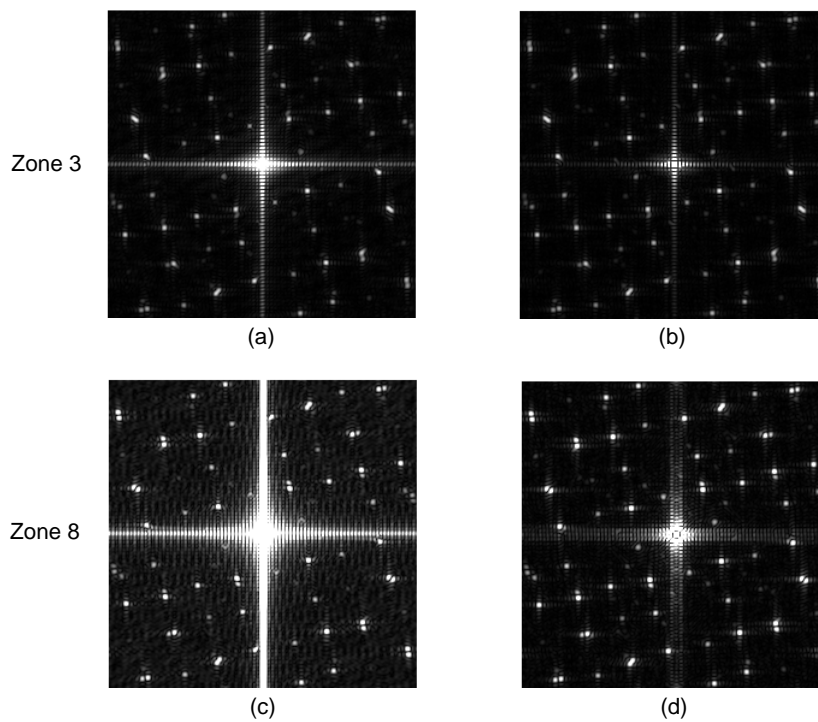


FIGURE 3.18 – Effet, dans l’espace de Fourier, de la correction des inhomogénéités en soustrayant un fond polynomial d’ordre 4, (a) TF de la zone 3 avant correction, (b) TF de la zone 3 après correction, (c) TF de la zone 8 avant correction, (d) TF de la zone 8 après correction.

### 3.4. Report des matrices de microlentilles avec précision au plus près du détecteur

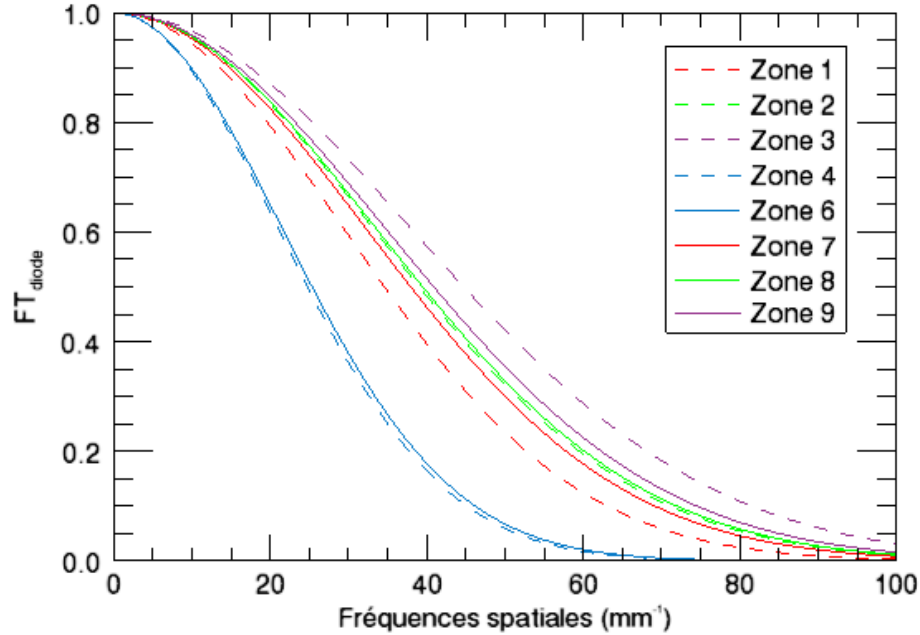


FIGURE 3.19 – Fonctions de transfert gaussienne  $FT_{diode}(\nu_x, \nu_y = 0)$  tracées avec le paramètre optimisé  $l_x$  pour chaque zone de faible facteur de remplissage.

A l'issue de cette section, nous sommes en mesure de définir les caractéristiques du détecteur de la caméra sur puce : il comprendra  $320 \times 256$  pixels qui auront tous les paramètres technologiques de la zone 7 du détecteur multi-zones.

### 3.4 Report des matrices de microlentilles avec précision au plus près du détecteur

Le troisième point dur technologique qui concerne la réalisation de la caméra sur puce consiste à rapporter les matrices de microlentilles à une distance très petite du détecteur infrarouge, avec une grande précision. En effet, la tolérance sur l'épaisseur d'air entre les deux matrices de microlentilles est égale à  $2 \mu\text{m}$ , et celle sur l'épaisseur d'air entre la matrice de microlentilles côté détecteur et le détecteur est égale à  $5 \mu\text{m}$ . Un positionnement des éléments optiques grâce à des montures classiques fabriquées avec des procédés issus de la micro-mécanique ne permet pas d'atteindre de telles précisions. Le CEA LETI a donc développé une méthode originale et spécifique d'intégration au plus près du détecteur, compatible avec les contraintes de positionnement du système optique. Cette méthode est directement inspirée du procédé d'hybridation des détecteurs infrarouges refroidis de la filière HgCdTe, décrit dans l'annexe A. C'est pourquoi elle est qualifiée de technique de multi-hybridation. Elle est donc totalement compatible avec l'environnement cryogénique du détecteur, ainsi qu'avec une éventuelle fabrication de caméras sur puce à l'échelle du wafer.

L'objectif de cette section n'est pas de donner une description exhaustive des procédés technologiques employés pour réaliser la caméra sur puce. Il est simplement question de décrire les principales étapes du report des composants optiques en mettant en évidence la façon dont les difficultés technologiques ont été surmontées.

La méthode de multi-hybridation se propose d'intégrer les composants optiques directement sur le circuit de lecture du détecteur par l'intermédiaire de billes métalliques. Ces billes métalliques sont formées de la même façon que les micro-billes d'indium qui connectent le circuit de lecture et le circuit de détection du détecteur infrarouge de type HgCdTe. Le procédé de formation des billes est décrit dans l'annexe A. Le CEA LETI a tout d'abord déposé une mince couche d'or qui joue le rôle de surface mouillante à l'endroit où les billes doivent être positionnées. Ces dépôts d'or ont été effectués d'une part sur le circuit de lecture du détecteur, et d'autre part sur la couche de chrome qui recouvre la surface mécanique des matrices de microlentilles. Grâce à l'action de tensions de surface, cette couche d'or permet de former les billes métalliques lors de l'étape de refusion (cf. annexe A). La surface de la couche d'or détermine la hauteur des billes et donc les valeurs des épaisseurs d'air finales. Le dépôt d'or est donc une étape cruciale.

Le CEA LETI a tout d'abord assemblé les deux étages de matrices de microlentilles avec des billes d'indium. Il a ensuite assemblé ce bloc optique sur le détecteur en utilisant cette fois des billes constituées d'un mélange d'indium et d'étain. L'indium étant un matériau très mou, y rajouter de l'étain permet de le durcir quelque peu, afin que les billes supportent la masse du bloc optique sans s'affaisser. La figure 3.20 rappelle de façon schématique les deux étapes de la méthode de multi-hybridation.

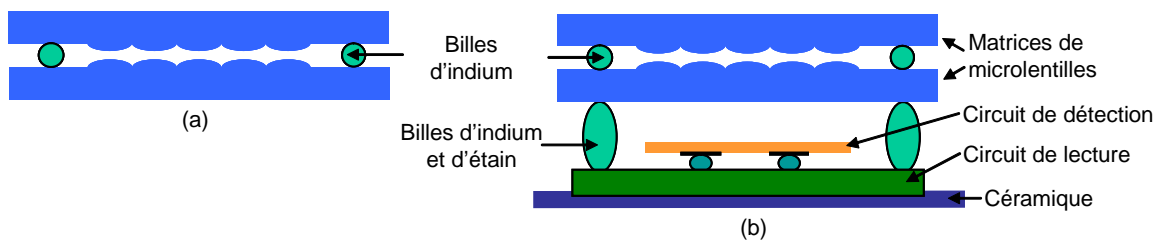


FIGURE 3.20 – Illustration du procédé d'intégration de la caméra sur puce, (a) assemblage des deux matrices de microlentilles par des billes d'indium, (b) intégration du bloc optique sur le détecteur infrarouge par des billes constituées d'un mélange d'indium et d'étain.

La figure 3.21 est une photographie de la caméra sur puce entièrement intégrée sur le circuit de lecture du détecteur infrarouge petites diodes par multi-hybridation.

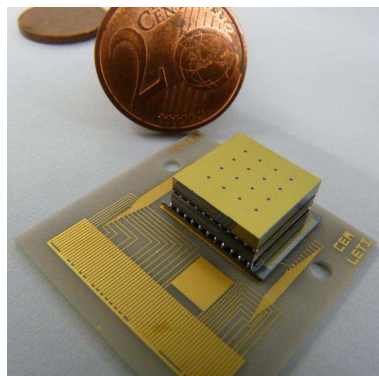


FIGURE 3.21 – Photographie de la caméra sur puce intégrée sur le circuit de lecture du détecteur petites diodes.

## 3.5 Conclusion

La fabrication de matrices de microlentilles de forte puissance optique, la production d'un détecteur de faible facteur de remplissage, ainsi que l'assemblage des matrices de microlentilles au plus près du détecteur constituent des défis technologiques. Ce chapitre a présenté ces points durs et la manière dont ils ont été levés.

Au-delà des enjeux purement technologiques, cette étude nous a donné l'occasion de développer une méthode de mesure originale de la FTM des pixels d'un détecteur. Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un réseau de diffraction à deux dimensions continûment auto-imageant, appelé CSIG. Elle est compatible avec les contraintes mécaniques cryogéniques, car la distance entre le détecteur et le CSIG ne nécessite pas d'être réglée de façon précise. La mise en place et la fiabilisation du traitement des données expérimentales sont des éléments essentiels de cette méthode. La mesure de la FTM des pixels de faible facteur de remplissage nous a permis d'identifier les paramètres technologiques nécessaires pour réaliser une caméra sur puce conforme aux spécifications théoriques.

La caméra sur puce infrarouge cryogénique est maintenant réalisée. Dans le chapitre suivant, nous allons proposer une méthode de reconstruction d'images permettant d'obtenir une image bien résolue à partir de l'image multivoies acquise par la caméra.



## Chapitre 4

# Reconstitution d'une image bien résolue à partir de l'image multivoies acquise par la caméra sur puce

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>95</b>
<b>4.2</b>	<b>Etat de l'art de quelques techniques de super-résolution</b>	<b>97</b>
4.2.1	Interpolation non-uniforme	97
4.2.2	Réarrangement des pixels, ou <i>shift and add</i>	97
4.2.3	Inversion de matrice dans l'espace de Fourier	101
4.2.4	Inversion de matrice dans l'espace réel	103
4.2.5	Méthode de rétro-projection itérative	104
<b>4.3</b>	<b>Etat de l'art des techniques d'estimation des décalages entre les imagettes</b>	<b>105</b>
<b>4.4</b>	<b>Etapes préliminaires au traitement d'une image expérimentale</b>	<b>105</b>
4.4.1	Correction du bruit spatial fixe du détecteur matriciel de la caméra sur puce	105
4.4.2	Correction des pixels défectueux	106
4.4.3	Découpage des 16 imagettes à partir de l'image brute	107
4.4.4	Estimation des décalages entre les imagettes	107
<b>4.5</b>	<b>Traitement d'une image expérimentale avec un algorithme inspiré de la méthode <i>shift and add</i></b>	<b>110</b>
4.5.1	Principe	110
4.5.2	Mise en œuvre	110
4.5.3	Bilan	112
<b>4.6</b>	<b>Traitement d'une image expérimentale par interpolation non-uniforme</b>	<b>112</b>
<b>4.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>113</b>

---

### 4.1 Introduction

La caméra sur puce a été intégrée par le CEA LETI dans un cryostat coudé à bain d'azote liquide. Une carte électronique a été conçue. Un support mécanique a également été réalisé afin d'assurer un maintien précis du cryostat sur les différents bancs de mesure que nous allons être

amenés à utiliser. La figure 4.1 est une photographie de la caméra sur puce intégrée dans son cryostat à bain d'azote liquide.

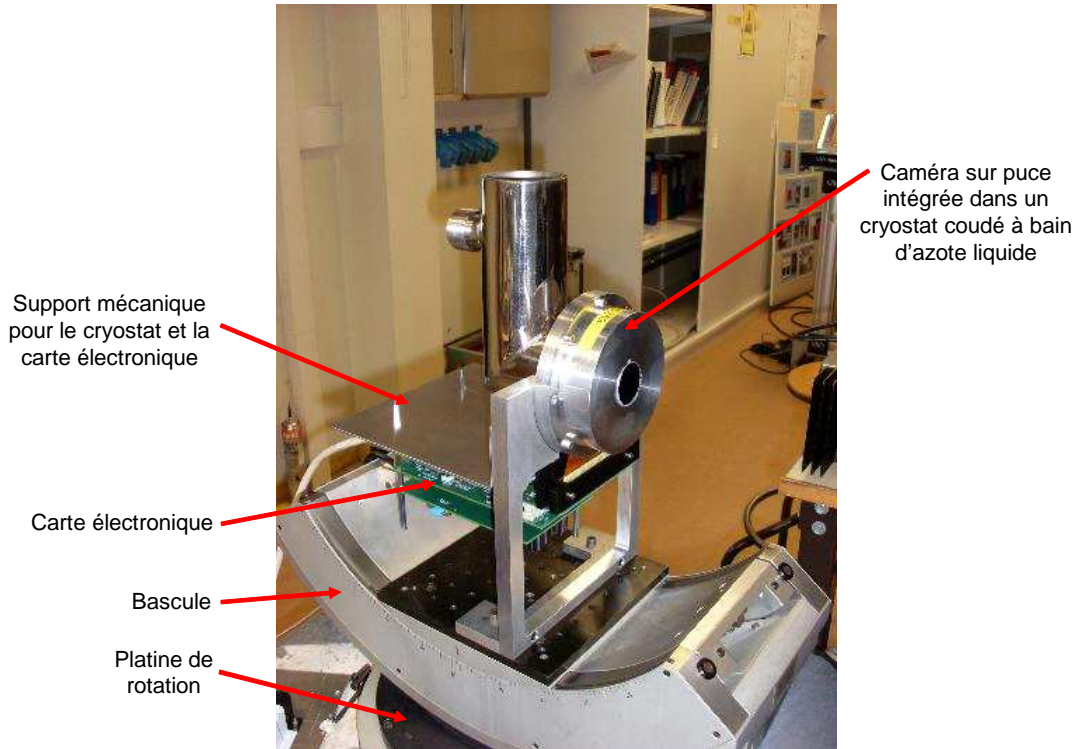


FIGURE 4.1 – Photographie de la caméra sur puce intégrée dans un cryostat coudé à bain d'azote liquide.

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une image de meilleure résolution à partir des 16 images sous-échantillonnées acquises par la caméra sur puce. La reconstruction d'une image correctement échantillonnée à partir d'un ensemble d'images sous-échantillonnées et non-redondantes est appelée super-résolution. Cette étape est importante pour la caractérisation de la caméra sur puce ; nous développerons à ce titre un algorithme de traitement d'images, afin de construire une image correctement échantillonnée à partir de l'image brute constituée de multiples images sous-échantillonnées. Ce problème a été largement abordé dans la littérature. C'est pourquoi nous allons commencer par dresser un état de l'art des techniques existantes, sans prétendre être exhaustif. La super-résolution n'est pas spécifique aux systèmes de type TOMBO. Elle est abondamment étudiée dans le domaine du traitement des images : Park *et al.* proposent, en 2003, un récapitulatif des principales techniques de super-résolution dans la référence [116]. La super-résolution vise à produire une image de meilleure résolution en exploitant les variations qui existent entre plusieurs images basse résolution d'une même scène. Ces variations peuvent être dues au mouvement de la caméra le plus souvent, ou de la scène dans certains cas. Les systèmes multivoies constituent un cas particulier car différentes caméras sont mises en parallèle et intrinsèquement décalées d'une quantité inférieure à la taille d'un pixel. La séquence d'images est donc disponible en une seule acquisition. Nous choisirons deux techniques mentionnées dans l'état de l'art pour traiter les images multivoies acquises par la caméra sur puce. Nous détaillerons le principe de chacune d'elles, leurs spécificités et leur mise en pratique sur une image expérimentale.



## 4.2 Etat de l'art de quelques techniques de super-résolution

### 4.2.1 Interpolation non-uniforme

Nous acquérons plusieurs images de la même scène, toutes sous-échantillonnées et non redondantes. La figure 1.17 du chapitre 1, page 30, illustre le cas où les décalages sont réguliers. Cependant, si les décalages entre les imagerie sous-échantillonnées sont arbitraires, les échantillons dont nous disposons ne sont pas obligatoirement répartis sur une grille régulière. Il va donc être nécessaire de pratiquer une interpolation non-uniforme de ces échantillons pour déterminer les informations réparties sur une grille régulière. Cette méthode, évoquée dans la référence [116], est illustrée dans la figure 4.2.

Dans la littérature, je n'ai trouvé aucune référence sur les systèmes de type TOMBO qui ait choisi de mettre en œuvre cette technique.

### 4.2.2 Réarrangement des pixels, ou *shift and add*

La deuxième méthode que nous allons aborder est une technique dite de réarrangement des pixels, parfois désignée par l'expression *shift and add*. Son principe est initialement décrit par Elad *et al.* [117] en 2001, dans le cas de translations pures entre les images de la séquence acquise. Remarquons cependant que la méthode de *shift and add* se généralise à d'autres mouvements que des translations, comme le montre Létienne dans sa thèse en 2010 [118]. Nous commençons par une analyse théorique de son principe dans le paragraphe suivant.

#### Analyse théorique de la méthode de *shift and add*

Nous proposons un modèle analytique simple à une dimension permettant de décrire l'algorithme de *shift and add*. Soit  $I(x)$  une scène, qui est un signal continu. Nous notons  $N$  le nombre de voies du système optique de type TOMBO, et nous considérons que la voie  $k$  ( $k = 0 \dots N - 1$ ) est décalée de la quantité  $\delta_k$  par rapport à la voie 0 choisie comme référence. L'image  $I_k$  acquise par la voie  $k$  s'exprime de la façon suivante :

$$I_k(x) = (I(x - \delta_k) * PSF_{opt}(x) * PSF_{pixel}(x)) \times \text{III}_{p_s}(x), \quad (4.1)$$

où  $PSF_{opt}(x)$  est la PSF du système optique, et  $PSF_{pixel}(x)$  est la PSF du pixel.

Exprimons la transformée de Fourier de l'image  $I_k$  acquise par la voie  $k$  :

$$\tilde{I}_k(\nu) = \left( \exp(-2j\pi\delta_k\nu)\tilde{I}(\nu) \times FTM_{opt}(\nu) \times FTM_{pixel}(\nu) \right) * \text{III}_{1/p_s}(\nu). \quad (4.2)$$

Nous notons  $FTM_{syst}$  le produit de la FTM du système optique par la FTM du pixel ( $FTM_{syst} = FTM_{opt} \times FTM_{pixel}$ ). Nous avons alors :

$$\tilde{I}_k(\nu) = \left( \exp(-2j\pi\delta_k\nu)\tilde{I}(\nu) \times FTM_{syst}(\nu) \right) * \text{III}_{1/p_s}(\nu). \quad (4.3)$$

Le support de la  $FTM_{syst}$  est borné dans l'espace de Fourier par la fréquence de coupure  $\nu_c$  du système optique.

La convolution par le peigne de Dirac de pas  $1/p_s$  a pour effet de répliquer le spectre  $\tilde{I}_k$  autour des multiples de la fréquence d'échantillonnage  $1/p_s$ . Nous représentons l'effet de la convolution de  $FTM_{syst}$  par un peigne de Dirac de pas  $1/p_s$  dans la figure 4.3.

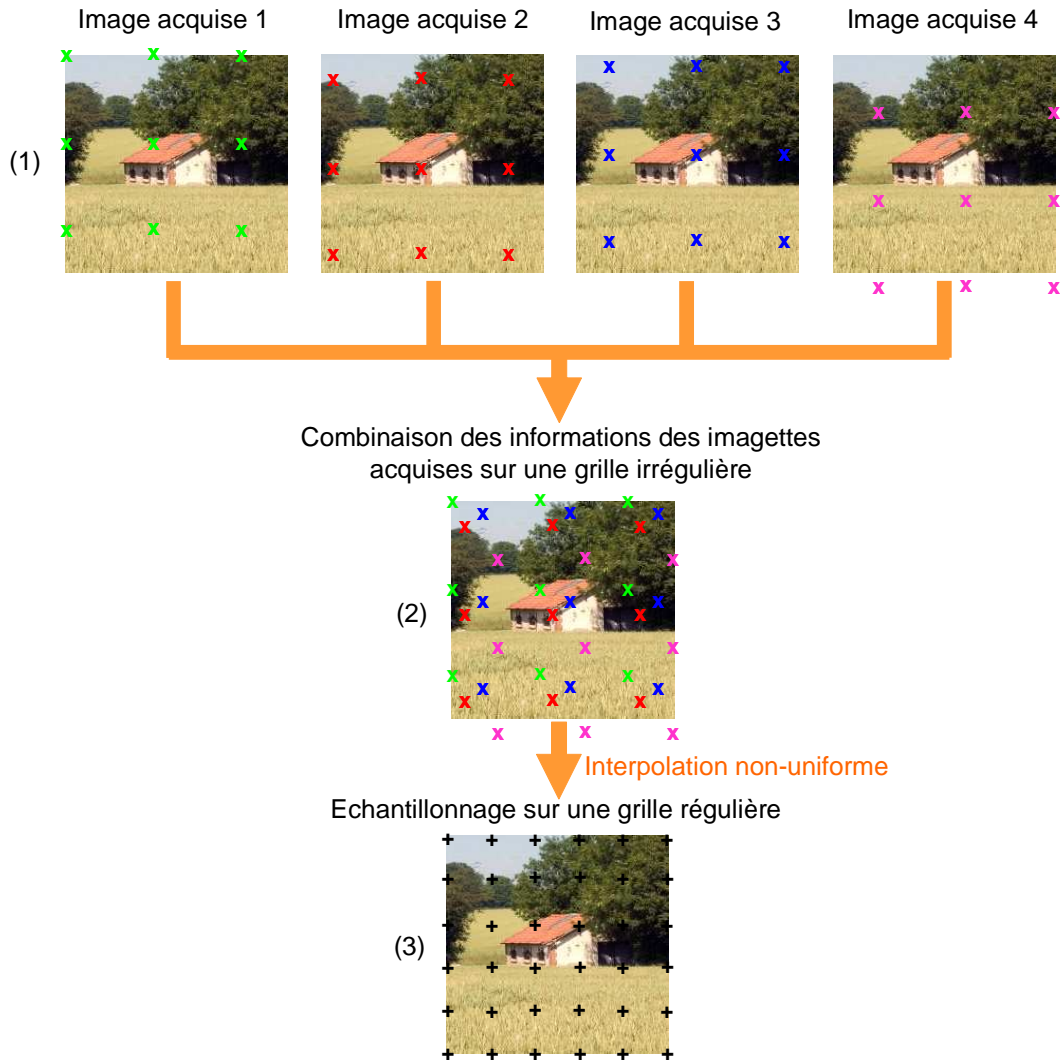


FIGURE 4.2 – (1) Plusieurs images non-redondantes de la même scène sont acquises avec des décalages arbitraires, (2) L'image est donc échantillonnée suivant une grille irrégulière, (3) Par interpolation non-uniforme des échantillons dont nous disposons, il est possible [116] d'échantillonner l'image selon une grille régulière.

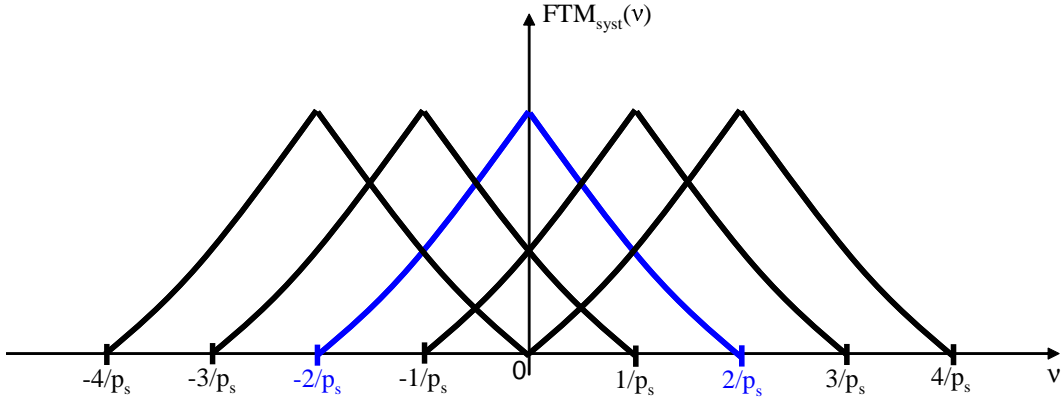


FIGURE 4.3 – Représentation de la  $FTM_{syst}$  convoluée par un peigne de Dirac de pas  $1/p_s$ . Dans cette illustration,  $B = 2$ .

Il existe un entier  $B$  tel que  $|FTM_{syst}(\nu)| = 0$  lorsque  $\nu \geq B/p_s$ . Ainsi :

$$\tilde{I}_k(\nu) = \sum_{m=-B+1}^B \exp\left[-2j\pi\delta_k\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right)\right] \tilde{I}\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right) \times FTM_{syst}\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right). \quad (4.4)$$

D'après cette dernière équation, nous pouvons constater que, à cause du repliement de spectre, plusieurs informations spectrales de la scène se superposent. Nous disposons donc de  $2B$  inconnues, qui constituent le contenu spectral de la scène aux fréquences  $\nu - \frac{m}{p_s}$  (les différents  $\tilde{I}\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right)$ ), avec  $m = -B + 1 \dots B$ . Pour pouvoir résoudre ce problème, il est nécessaire que le système optique comprenne autant de voies  $N$  que d'inconnues  $2B$  ( $N = 2B$ ). Si c'est le cas, alors nous nous proposons de sommer les différentes imagettes  $I_k$ , recalées de la quantité  $\delta_k$ . Notons  $S$  la somme des imagettes recalées :

$$S(x) = \sum_{k=0}^{N-1} I_k(x + \delta_k). \quad (4.5)$$

Le spectre de cette somme a pour expression :

$$\tilde{S}(\nu) = \sum_{k=0}^{N-1} \exp(2j\pi\delta_k\nu) \tilde{I}_k(\nu), \quad (4.6)$$

soit :

$$\tilde{S}(\nu) = \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{m=-B+1}^B \exp\left(2j\pi\delta_k\frac{m}{p_s}\right) \tilde{I}\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right) \times FTM_{syst}\left(\nu - \frac{m}{p_s}\right). \quad (4.7)$$

Remarquons tout d'abord que lorsque  $m = 0$ , on a :

$$\sum_{k=0}^{N-1} \exp\left(2j\pi\delta_k\frac{m}{p_s}\right) = N. \quad (4.8)$$

Il s'agit de l'amplitude du signal  $\tilde{I} \times FTM_{syst}$  à la fréquence  $\nu$  que l'on souhaite restituer.

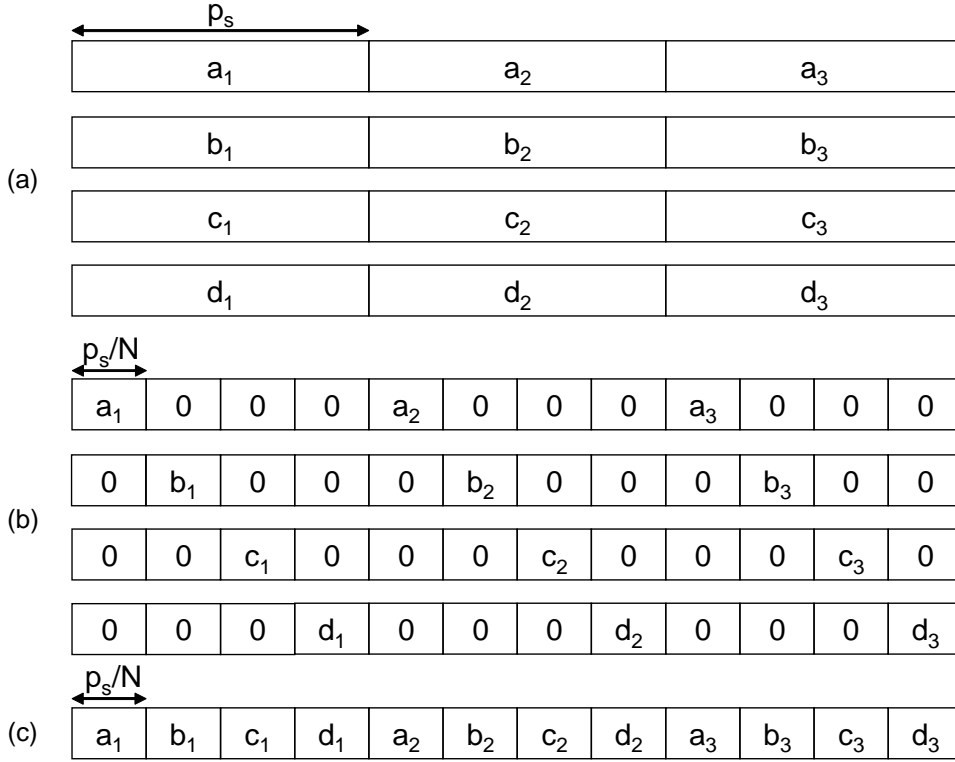


FIGURE 4.4 – (a) Imagettes sous-échantillonnées (à une dimension), (b) Suréchantillonnage des imagettes et recalage des imagettes en fonction de leur décalage relatif dans le plan image, (c) Les imagettes suréchantillonnées sont sommées pour générer une image correctement échantillonnée. Dans cette illustration,  $N = 4$  voies optiques.

En ce qui concerne le signal  $\tilde{I} \times FTM_{syst}$  aux fréquences harmoniques  $\nu - \frac{m}{p_s}$ , il faut maintenant choisir le décalage  $\delta_k$  de façon à annuler les répliques du spectre de  $I$  aux fréquences harmoniques  $\nu - \frac{m}{p_s}$ , pour  $m \neq 0$ .

Pour traiter le cas  $m \neq 0$ , considérons des décalages réguliers de la forme  $\delta_k = k \frac{p_s}{N}$  :

$$\sum_{k=0}^{N-1} \exp\left(2j\pi\delta_k \frac{m}{p_s}\right) = \sum_{k=0}^{N-1} \exp\left(2j\pi \frac{km}{N}\right) = \frac{1 - \exp(2j\pi m)}{1 - \exp(2j\pi \frac{m}{N})} = 0. \quad (4.9)$$

Dans cette situation optimale, le spectre de l'image est donc bien déplié :

$$\tilde{S}(\nu) = N\tilde{I}(\nu) \times FTM_{syst}(\nu). \quad (4.10)$$

Dans la pratique, dans le cas où les décalages sont égaux à  $\delta_k = k \frac{p_s}{N}$  ( $k = 0 \dots N - 1$ ), il convient de suréchantillonner les imagettes d'un facteur  $N$ , de les recaler, puis de les sommer, comme illustré dans la figure 4.4.

En 2004, Kitamura *et al.* [119] ont mis en œuvre la technique de réarrangement des pixels sur un système de type TOMBO. Elle se décompose en plusieurs étapes. Tout d'abord, il faut corriger les non-uniformités de réponse spatiale du détecteur. Ensuite, les imagettes sont découpées à partir de l'image multivoies. Puis le décalage entre les imagettes est estimé, par exemple,

en calculant la corrélation entre l'imagette étudiée et une imagette de référence. Les imagettes sont ensuite suréchantillonnées, de façon à créer artificiellement un maillage de pas plus fin que l'imagette de départ. Les imagettes suréchantillonnées sont recalées à partir des informations de décalages. Si les décalages ne sont pas réguliers (à cause, par exemple, d'erreurs de fabrication ou d'assemblage du système multivoies), certains pixels de l'image suréchantillonnée finale ne reçoivent pas d'information provenant des imagettes. Pour résoudre ce problème, Kitamura *et al.* proposent d'interpoler l'image suréchantillonnée de façon à combler les zones qui n'ont initialement pas reçu d'information. Enfin, l'image finale est déconvoluée de la PSF du système optique en utilisant un filtre de Wiener. Afin de tester la méthode de réarrangement des pixels sur des images expérimentales, Kitamura *et al.* ont utilisé un système de type TOMBO comprenant  $6 \times 6$  voies optiques, associé à un capteur CMOS visible dont la taille des pixels est égale à  $12,5 \mu\text{m}$ , avec un facteur de remplissage d'environ 30%. Kitamura *et al.* n'expliquent pas pourquoi ils ont choisi de travailler avec un détecteur de faible facteur de remplissage. Cependant, en appliquant notre raisonnement décrit dans la sous-section 1.4.5 de chapitre 1, page 27, nous pouvons dire qu'il faut au minimum  $4 \times 4$  voies optiques non-redondantes pour reconstituer une image dont la résolution sera au mieux quatre fois supérieure à celle des imagettes acquises. En effet, en appliquant leur méthode de réarrangement de pixels, Kitamura *et al.* constatent expérimentalement que la résolution de l'image traitée est quatre fois supérieure à celle d'une imagette brute non traitée. Par contre, déconvoluer l'image par la PSF optique amplifie le bruit au niveau de l'image traitée. L'avantage de cette technique est qu'elle prend en compte les éventuels défauts de fabrication du système optique, car les décalages entre les imagettes peuvent être évalués directement à partir des données expérimentales. Un inconvénient de cette méthode réside dans le fait que, lorsque les décalages sont irréguliers, les termes aux fréquences harmoniques  $\nu - m/p_s$  ne s'annulent pas, seule leur amplitude peut être réduite, et ils peuvent donc parasiter le signal utile à la fréquence  $\nu$ .

### 4.2.3 Inversion de matrice dans l'espace de Fourier

Une autre approche de super-résolution est une technique d'inversion de matrice menée dans l'espace de Fourier, au niveau du spectre des images. L'avantage de cette méthode est qu'il existe une relation analytique entre les différentes imagettes sous-échantillonnées acquises et l'image correctement échantillonnée à reconstruire. Pour expliciter cette relation analytique, nous pouvons reprendre le raisonnement décrit dans la sous-section 4.2.2 et le généraliser à un modèle à deux dimensions.

Nous considérons une scène  $I(x, y)$ , qui est un signal continu. Nous supposons que seules des translations sont introduites entre les imagettes. L'image acquise par la voie  $k$  du système optique s'écrit de la façon suivante :

$$I_k(x, y) = [I(x - \delta_{kx}, y - \delta_{ky}) * PSF_{opt}(x, y) * PSF_{pixel}(x, y)] \times \text{III}_{p_s, p_s}(x, y), \quad (4.11)$$

où  $\delta_{kx}$  et  $\delta_{ky}$  sont les décalages de la voie  $k$  selon les directions  $x$  et  $y$  respectivement. Pour alléger les notations, nous noterons  $I_c$  la scène  $I$  convoluée par la PSF du système optique et par la PSF du pixel :

$$I_c(x, y) = I(x, y) * PSF_{opt}(x, y) * PSF_{pixel}(x, y). \quad (4.12)$$

La transformée de Fourier de l'imagette  $I_k$  s'exprime donc de la façon suivante :

$$\tilde{I}_k(\nu_x, \nu_y) = \left[ \exp[-2j\pi(\delta_{kx}\nu_x + \delta_{ky}\nu_y)] \tilde{I}_c(\nu_x, \nu_y) \right] * \text{III}_{1/p_s, 1/p_s}(\nu_x, \nu_y). \quad (4.13)$$

Le signal  $I_c$  que nous cherchons à reconstruire a un spectre borné, dont la fréquence spatiale maximale est égale à la fréquence de coupure du système optique. Ainsi, il existe un entier  $B_x$  tel que  $|\tilde{I}_c(\nu_x, \nu_y)| = 0$  lorsque  $|\nu_x| \geq \frac{B_x}{p_s}$ . De même, il existe un entier  $B_y$  tel que  $|\tilde{I}_c(\nu_x, \nu_y)| = 0$  lorsque  $|\nu_y| \geq \frac{B_y}{p_s}$ . L'expression de  $\tilde{I}_k$  devient alors :

$$\tilde{I}_k(\nu_x, \nu_y) = \sum_{m_x=-B_x+1}^{B_x} \sum_{m_y=-B_y+1}^{B_y} \exp \left[ -2j\pi \left[ \delta_{kx} \left( \nu_x - \frac{m_x}{p_s} \right) + \delta_{ky} \left( \nu_y - \frac{m_y}{p_s} \right) \right] \right] \tilde{I}_c \left( \nu_x - \frac{m_x}{p_s}, \nu_y - \frac{m_y}{p_s} \right). \quad (4.14)$$

Nous pouvons exprimer cette équation sous la forme matricielle suivante :

$$MX = C, \quad (4.15)$$

avec :

$$M = \begin{pmatrix} \vdots \\ \cdots \exp \left[ -2j\pi \left[ \delta_{kx} \left( \nu_x - \frac{m_x}{p_s} \right) + \delta_{ky} \left( \nu_y - \frac{m_y}{p_s} \right) \right] \right] \cdots \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

$$X = \begin{pmatrix} \vdots \\ \tilde{I}_c \left( \nu_x - \frac{m_x}{p_s}, \nu_y - \frac{m_y}{p_s} \right) \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (4.17)$$

$$C = \begin{pmatrix} \vdots \\ \tilde{I}_k(\nu_x, \nu_y) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

$M$  est une matrice comprenant  $N$  (nombre de voies) lignes et  $B_x \times B_y$  colonnes.

$X$  est un vecteur colonne de  $B_x \times B_y$  lignes ( $m_x = -B_x + 1 \dots B_x$  et  $m_y = -B_y + 1 \dots B_y$ ).

$C$  est un vecteur colonne de  $N$  lignes ( $k = 0 \dots N - 1$ ).

L'avantage de cette technique, évoquée dans la référence [116], réside dans sa simplicité analytique. Remarquons que quelles que soient les valeurs de décalages  $\delta_{kx}$  et  $\delta_{ky}$ , même si elles ne sont pas régulières, cette méthode permet mathématiquement de trouver une solution au problème. En revanche, suivant ces valeurs de décalages, les conditions d'inversion de la matrice  $M$  diffèrent, ce qui peut entraîner l'instabilité de ces solutions. Par ailleurs, ce modèle suppose que seules des translations globales sont introduites entre les imageries, et ne permet pas de prendre en compte un éventuel défaut de parallélisme entre les matrices de microlentilles et le détecteur, illustré dans la figure 4.5, qui serait consécutif à une erreur d'assemblage.

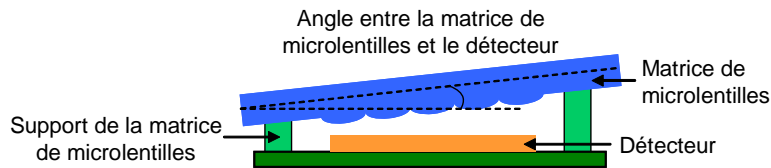


FIGURE 4.5 – Illustration d'un défaut de parallélisme entre la matrice de microlentilles et le détecteur, dû à une erreur d'assemblage.

Comme toute approche par inversion de matrice, il est souvent appréciable d'ajouter des informations a priori sur la scène observée, au travers d'un terme de régularisation. Or pour effectuer cette régularisation, Park *et al.* [116] conseillent de travailler plutôt dans l'espace réel.

A ma connaissance, aucune référence sur les systèmes de type TOMBO n'utilise cette méthode d'inversion de matrice dans l'espace de Fourier.

#### 4.2.4 Inversion de matrice dans l'espace réel

Dans la première référence sur le système TOMBO en 2001, Tanida *et al.* [5] proposent une technique de reconstruction d'images par inversion de matrice dans l'espace réel, dont nous rappelons brièvement le principe. La scène est représentée par un vecteur  $\mathbf{f}$  et le signal délivré par le détecteur est désigné par un vecteur  $\mathbf{g}$ . Le système TOMBO est décrit mathématiquement sous la forme d'une matrice  $\mathbf{H}$ . La relation matricielle qui permet de passer du signal fourni par le détecteur à l'objet est la suivante :

$$\mathbf{g} = \mathbf{H}\mathbf{f}. \quad (4.19)$$

On retrouve l'objet  $\mathbf{f}$  à partir de la mesure  $\mathbf{g}$  en inversant la matrice  $\mathbf{H}$ . Cette technique d'inversion de matrice donne de bons résultats sur des images simulées. En revanche, elle se révèle décevante lorsqu'elle est appliquée sur des images expérimentales acquises avec le système TOMBO. Selon Tanida *et al.*, plusieurs éléments peuvent expliquer cette dégradation : (i) les voies optiques ne sont pas rigoureusement identiques en termes de PSF optique, (ii) des erreurs de fabrication, telles que le décentrement ou le défaut de parallélisme des composants les uns par rapport aux autres, ont certainement été commises lors de la réalisation du système, et ne sont pas prises en compte dans ce traitement, (iii) les circuits analogiques du détecteur CCD créent peut-être de la distorsion au niveau des signaux acquis. Notons que la référence [5] n'explicite pas le contenu des vecteurs  $\mathbf{f}$ ,  $\mathbf{g}$  et de la matrice  $\mathbf{H}$ . Remarquons également que si elle ne fait pas intervenir de terme de régularisation, cette méthode d'inversion de matrice dans l'espace réel est équivalente à la méthode d'inversion de matrice dans l'espace de Fourier que nous avons décrite précédemment.

Pour remédier aux problèmes rencontrés par Tanida *et al.*, il faut introduire un terme de régularisation, comme suggéré par Park *et al.* [116].

Une équipe américaine a elle aussi développé un système de type TOMBO, fonctionnant dans l'infrarouge non refroidi, entre 8  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$ , avec une matrice de micro-bolomètres [57, 7]. Pour la reconstruction d'images, Shankar *et al.* [57] travaillent sur une approche d'inversion de matrice, dans laquelle ils prennent en compte un bruit additif sous la forme d'un vecteur  $\mathbf{n}$ , de telle façon que l'équation (4.19) devient :  $\mathbf{g} = \mathbf{H}\mathbf{f} + \mathbf{n}$ . Ils ont exploré deux algorithmes de reconstruction d'images, selon le modèle de bruit qu'ils choisissent (soit un bruit gaussien, soit un bruit de Poisson). Le premier est un algorithme linéaire de descente de gradient, dans lequel aucun terme de régularisation n'intervient. Le deuxième est un algorithme non linéaire à base d'ondelettes (*Wavelet-based expectation maximization algorithm*), qui suppose un modèle de bruit gaussien, et fait intervenir un terme de régularisation permettant de réduire les artefacts lors de l'inversion de la matrice  $\mathbf{H}$ . Les auteurs sont eux-mêmes déçus par la qualité des images expérimentales reconstituées, même avec l'algorithme non-linéaire à base d'ondelettes qu'ils pensent pourtant être le plus performant. Les deux problèmes suivants sont avancés pour expliquer les résultats : (i) le système optique en lui-même est trop aberrant, (ii) les décalages subpixels entre les voies n'ont pas été respectés lors de la fabrication du système multivoies. L'équipe américaine prévoit

donc d'améliorer la conception optique, ainsi que la technique de fabrication et d'assemblage du système avec le détecteur.

En 2009, Portnoy *et al.* [7] améliorent la qualité du système en termes de conception optique. Concernant la reconstruction d'images, ils commencent par évaluer les décalages entre les imageries par corrélation entre l'imagerie d'étude et une imagerie de référence. La méthode utilisée pour inverser la matrice  $\mathbf{H}$  est l'algorithme de descente de gradient. Les résultats sur les données expérimentales sont plus satisfaisants que dans la référence [57].

#### 4.2.5 Méthode de rétro-projection itérative

En 2006, Nitta *et al.* [120] proposent une méthode alternative à la technique de réarrangement des pixels décrite par Kitamura *et al.* [119], appelée méthode de rétro-projection itérative (*iterative backprojection method*). Elle consiste en une estimation paramétrique de l'image haute résolution à restituer. Le point de départ est une image haute résolution "supposée". À partir de cette image et des paramètres du système TOMBO, tels que les décalages entre les voies et la PSF optique, un ensemble d'imageries sous-échantillonnées représentatives des imageries acquises est simulé. Ces imageries sont comparées aux imageries expérimentales acquises par le système TOMBO en calculant l'erreur au sens des moindres carrés entre les imageries modèles et les imageries expérimentales. Si cette erreur est inférieure à un seuil fixé par l'utilisateur, le procédé d'optimisation s'arrête. Sinon, il reprend en changeant les paramètres permettant de générer les imageries modèles. Nitta *et al.* combinent cette méthode d'optimisation avec la méthode de réarrangement de pixels dans la mesure où l'image de départ est celle obtenue avec la méthode de réarrangement de pixels. Ils obtiennent un meilleur rapport signal à bruit en combinant les deux méthodes par rapport à la méthode de réarrangement des pixels seule. Les auteurs ont des difficultés à faire converger leur algorithme sur les images expérimentales, et pensent que cela est dû au fait qu'ils font de petites erreurs en évaluant les décalages entre les imageries : il faut donc être plus précis sur l'évaluation de ces décalages.

En 2008, Choi *et al.* [121], qui travaillent dans l'équipe américaine de Portnoy [7] et Shankar [57], présentent la reconstruction d'images d'un système de type TOMBO comme un problème d'optimisation : ils estiment, au sens du maximum de vraisemblance, un ensemble de paramètres inconnus qui décrivent la scène à reconstituer. Ils proposent un algorithme d'optimisation itératif pour rechercher cet ensemble de paramètres, tout d'abord sans régulariser les estimateurs de la scène, puis en les régularisant. Ils mènent leurs études en l'absence puis en présence de bruit sur des images simulées. Ils montrent ainsi que régulariser les estimateurs de la scène permet de s'affranchir des artefacts dus au bruit dans l'image.

Cette étude bibliographique a recensé différentes techniques de reconstruction d'images par super-résolution, principalement appliquées aux systèmes de type TOMBO. Quelle que soit la méthode de reconstruction employée, un des enjeux est de déterminer précisément les décalages entre les images sous-échantillonnées acquises. Ce problème est en effet déterminant pour obtenir une image traitée de bonne qualité. Dans la section suivante, nous allons présenter différentes techniques proposées dans la littérature pour estimer les décalages entre les images expérimentales.



## 4.3 Etat de l'art des techniques d'estimation des décalages entre les imagettes

En 2004, Kitamura *et al.* [119] envisagent deux modèles pour estimer les paramètres de décalages entre les imagettes. Le premier suppose qu'il ne peut exister qu'une translation pure entre les imagettes. Ainsi, le calcul de la corrélation entre une imagette d'étude et une imagette choisie comme référence permet de déterminer directement les décalages en  $x$  et en  $y$  de l'imagerie d'étude par rapport à l'imagerie de référence. Notons cependant qu'il faut prendre soin d'effectuer la corrélation sur une bande spectrale qui n'est pas affectée par le recouvrement de spectre, sinon des artefacts apparaissent, et introduisent une incertitude quant à la position du pic de corrélation. Le second modèle considère qu'il peut à la fois exister une translation entre les imagettes et un défaut de parallélisme entre la matrice de microlentilles et le détecteur. Kitamura *et al.* ont donc développé une procédure basée sur une estimation au sens du maximum de vraisemblance des paramètres de translation et de rotation de la matrice de microlentilles. Ce modèle présente l'avantage de pouvoir prendre en compte d'éventuels défauts de parallélisme de la matrice de microlentilles par rapport au détecteur. L'inconvénient est qu'il est plus complexe qu'une simple corrélation entre les imagettes. En 2007, Kanaev *et al.* [122] remarquent que l'estimation des décalages entre les images, par corrélation par exemple, dépend des propriétés de la scène observée, ce qui peut induire, d'une scène à l'autre, des valeurs différentes de décalages entre les imagettes. Afin de s'affranchir de cette limitation, ils proposent de calibrer la caméra de type TOMBO. Ils pensent qu'une calibration de la caméra, menée dans de bonnes conditions en laboratoire, rend l'estimation des décalages précise et robuste au bruit. Dans l'article de Kanaev *et al.*, une telle calibration est réalisée en acquérant l'image d'un point source résolu par la caméra (l'image du point source s'étale donc sur plusieurs pixels de chaque imagette), puis en calculant le barycentre de l'image du point source pour chacune des voies. Cette méthode de calibration donne de bons résultats sur des images expérimentales.

A l'issue de cet état de l'art, et avant de choisir les méthodes que nous allons utiliser, nous commençons par décrire les étapes préliminaires au traitement d'une image expérimentale.

## 4.4 Etapes préliminaires au traitement d'une image expérimentale

Avant d'appliquer un algorithme de dépliement de spectre sur une image acquise par la caméra sur puce, il est nécessaire de mettre en œuvre les étapes suivantes :

1. Correction du bruit spatial fixe du détecteur matriciel de la caméra sur puce.
2. Correction des pixels défectueux.
3. Découpage des 16 imagettes à partir de l'image brute.
4. Estimation des décalages entre les imagettes.

Les sous-sections suivantes vont nous permettre de détailler chacun de ces points.

### 4.4.1 Correction du bruit spatial fixe du détecteur matriciel de la caméra sur puce

Technologiquement, il est très difficile de réaliser des détecteurs matriciels pour lesquels la réponse de chaque pixel à une scène uniforme est identique. Cette scène uniforme peut être

constituée d'un corps noir plan à une température donnée, placé devant le détecteur, directement en sortie du cryostat. La dispersion technologique de la réponse des pixels génère du bruit au niveau du détecteur, appelé bruit spatial fixe. La réponse  $R(i, j)$  du pixel  $(i, j)$  de la matrice est, au premier ordre, une fonction affine du flux  $F$  reçu et provenant de la scène observée ; elle est donnée par l'équation suivante :

$$R(i, j) = G(i, j) \times F + O_{\text{ff}}(i, j), \quad (4.20)$$

où  $G(i, j)$  et  $O_{\text{ff}}(i, j)$  sont respectivement le gain et l'offset du pixel  $(i, j)$ .  $G$  et  $O_{\text{ff}}$  dépendent du pixel considéré.

Le bruit spatial fixe du détecteur peut être très gênant pour nous, car nous nous apprêtons à combiner plusieurs pixels de l'image brute multivoies acquise par la caméra pour reconstituer une seule image. Nous cherchons donc à corriger le bruit spatial fixe en uniformisant la réponse des pixels. Une méthode, appelée correction deux points, permet de corriger le gain et l'offset de la réponse de chaque pixel. Les images acquises sont corrigées de façon à ce que la réponse de tous les pixels soit identique pour deux scènes uniformes correspondant à deux températures différentes. Nous plaçons un corps noir plan devant la caméra. Nous acquérons deux images du corps noir à deux températures différentes  $T_1$  et  $T_2$ , en conservant le même temps d'intégration pour le détecteur. Ces deux images sont notées respectivement  $\text{Img}_{\text{CN},T_1}$  et  $\text{Img}_{\text{CN},T_2}$ .

Une image  $\text{Img}_{\text{brute}}$  acquise ensuite par la caméra est corrigée en appliquant la formule suivante :

$$\text{Img}_{\text{corr}} = \frac{(\text{Img}_{\text{brute}} - \text{Img}_{\text{CN},T_1})}{\text{Img}_{\text{CN},T_2} - \text{Img}_{\text{CN},T_1}} \times \text{Moyenne}(\text{Img}_{\text{CN},T_2} - \text{Img}_{\text{CN},T_1}), \quad (4.21)$$

où  $\text{Img}_{\text{corr}}$  est l'image corrigée, et  $\text{Moyenne}(\text{Img})$  désigne la moyenne spatiale des valeurs de tous les pixels de la matrice  $\text{Img}$  :

$$\text{Moyenne}(\text{Img}) = \frac{1}{Nb_x Nb_y} \sum_{i=1}^{Nb_x} \sum_{j=1}^{Nb_y} \text{Img}(i, j). \quad (4.22)$$

Après correction, la réponse de tous les pixels du détecteur est identique aux deux températures  $T_1$  et  $T_2$ . Entre ces deux températures, il existe encore un peu de dispersion entre les pixels, liée à la non-linéarité de la réponse des pixels au deuxième ordre. Cette dispersion résiduelle s'appelle le bruit spatial fixe résiduel. Les deux températures  $T_1$  et  $T_2$  doivent être choisies en fonction de la dynamique en température de la scène que nous souhaitons observer. Dans la pratique,  $T_2$  sera la température maximale contenue dans la scène à observer, et  $T_1$  la température minimale, afin de limiter l'impact du bruit spatial fixe résiduel, qui est beaucoup plus important dans la zone en-dehors des deux températures de référence.

Avant d'appliquer un algorithme de dépliage de spectre, nous effectuons une correction deux points sur l'image brute multivoies acquise par la caméra. Dans la pratique, comme nous le verrons dans la suite de ce document, nous allons imager principalement une scène de laboratoire avec un corps noir à une température de l'ordre de 30 °C. Nous choisissons donc  $T_1 = 20$  °C et  $T_2 = 40$  °C.

#### 4.4.2 Correction des pixels défectueux

S'ils ne sont pas corrigés, les pixels défectueux présents dans l'image expérimentale peuvent être à l'origine de défauts importants lors de la combinaison des imagerie et de la reconstruction

de l'image finale. C'est pourquoi, à l'issue de l'étape de correction deux points, nous prenons soin de les corriger. Dans la pratique, nous les repérons par seuillage d'une image de bruit calculée à partir de 100 images de corps noir acquises par la caméra. Puis nous utilisons un filtre médian, qui remplace les pixels défectueux par la valeur médiane des pixels voisins.

#### 4.4.3 Découpage des 16 imagettes à partir de l'image brute

Nous découpons les imagettes de la façon suivante. Nous acquérons l'image d'un point source avec la caméra. Pour cela, nous utilisons un corps noir à 300 °C qui illumine un trou source de diamètre 7,57 mm, placé au foyer d'un collimateur de focale 760 mm. Le diamètre angulaire du trou source est donc égal à  $0,57^\circ$ . Cette image est illustrée dans la figure 4.6. La tache image du point s'étale sur plusieurs pixels du détecteur (environ  $3 \times 3$  pixels). Nous remarquons la présence d'une image parasite à gauche de la tache image; nous ne nous en préoccupons pas, nous l'étudierons dans la section 5.4 du chapitre 5. Nous mesurons les coordonnées du barycentre de chaque tache image. Nous repérons ainsi les coordonnées du pixel au milieu de la voie qui se trouve en bas à gauche de l'image multivoies. Il s'agit du pixel de coordonnées (54,35) (le pixel (0,0) se trouve au bas à gauche de l'image). Nous constatons également qu'il existe un angle entre les lignes de la matrice de microlentilles et les lignes de pixels du détecteur. Cet angle est égal à  $-0,7^\circ$  (les angles sont orientés dans le sens trigonométrique). D'autre part, nous supposons que la période des matrices de microlentilles est égale à sa valeur théorique, i. e. 1,8975 mm. En effet, la matrice de microlentilles a été réalisée en employant des techniques très précises de photolithographie, avec une précision de  $\pm 0,25 \mu\text{m}$  (cf. tableau 3.1 page 70). A partir de ces informations, nous connaissons les coordonnées des pixels centraux des 16 imagettes. La taille théorique d'une imagette en nombre de pixels est égale à 64, cependant, à cause du petit angle entre la matrice de microlentilles et les lignes de pixel du détecteur, nous limitons la taille des imagettes à  $62 \times 62$  pixels.

A l'issue du découpage, nous disposons donc des 16 imagettes de taille  $62 \times 62$  pixels.

#### 4.4.4 Estimation des décalages entre les imagettes

Comme nous l'avons vu dans la section 4.3, estimer les décalages entre les imagettes est une étape importante, car elle a des répercussions sur la qualité de l'image finale obtenue après traitements.

Afin de déterminer les décalages entre les imagettes, nous allons exploiter les informations de calibration dont nous disposons sur la caméra, concernant la période des microlentilles (nous travaillerons avec la valeur spécifiée à Süss MicroOptics, égale 1,8975 mm) et l'angle mesuré sur l'image expérimentale du point source non résolu (nous prendrons la valeur  $-0,7^\circ$ ).

Nous allons représenter les décalages des imagettes de la caméra, exprimés en nombre de fois le pas d'échantillonnage, selon les directions horizontale ( $x$ ) et verticale ( $y$ ), afin de comprendre l'impact de l'introduction d'un angle entre la matrice de microlentilles et les lignes de pixels du détecteur sur ces valeurs de décalages.

Dans la figure 4.7, les croix rouges représentent le cas idéal où les imagettes sont décalées les unes par rapport aux autres du quart du pas d'échantillonnage ( $7,5 \mu\text{m}$ ). Elles matérialisent donc les points d'échantillonnage théoriques de l'image finale.

Nous avons ensuite représenté les décalages des imagettes lorsque la période des microlentilles est égale à 1,8975 mm et qu'un angle est introduit entre la matrice de microlentilles et les lignes de pixels du détecteur. Nous étudions successivement trois valeurs d'angle :  $0^\circ$  (cf. figure 4.7(a)),  $-0,01^\circ$  (cf. figure 4.7(b)) et  $-0,7^\circ$ , l'angle de la caméra sur puce (cf. figure 4.7(c)). Les croix

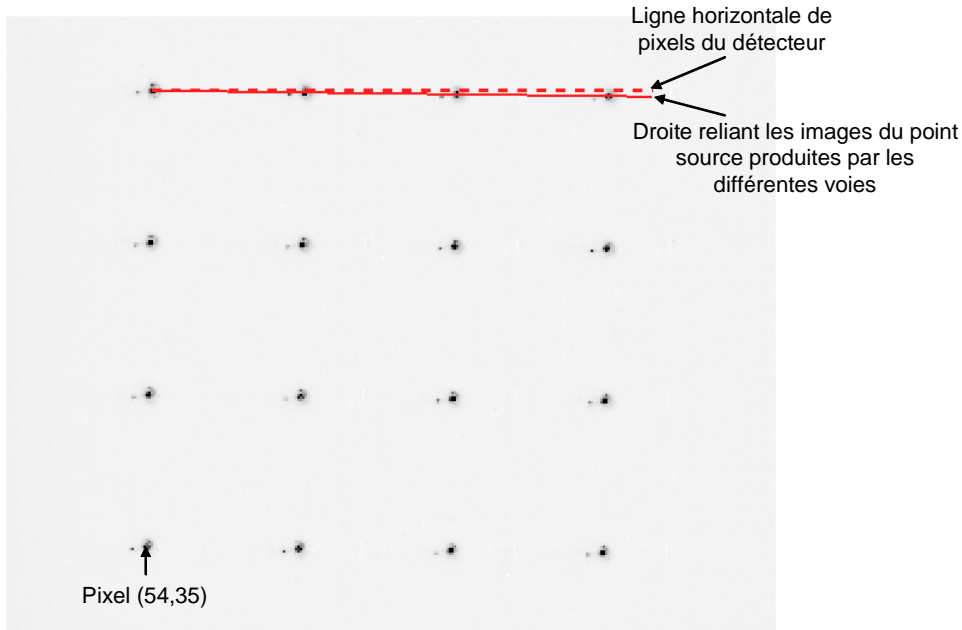


FIGURE 4.6 – Image (affichée en contraste négatif) d'un point source de diamètre angulaire  $0,57^\circ$  acquise par la caméra sur puce.

noires représentent les décalages effectifs des imagerie (ce sont les points en lesquels l'image est réellement échantillonnée).

Dans la situation optimale d'un angle de  $0^\circ$  (cf. figure 4.7(a)), les points d'échantillonnage réels sont confondus avec les points d'échantillonnage théoriques, comme nous pouvions l'anticiper. Pour l'angle de  $-0,01^\circ$  (cf. figure 4.7(b)), les points en lesquels l'image est échantillonnée s'écartent légèrement des points d'échantillonnage théoriques. Plus l'angle augmente en valeur absolue, plus ce phénomène s'accroît. Arrêtons-nous sur un angle de  $-0,7^\circ$  (cf. figure 4.7(c)), qui est l'angle de la caméra sur puce. Pour plus de clarté, nous numérotions les voies de la caméra, et nous les représentons avant la rotation en rouge et après la rotation de  $-0,7^\circ$  en noir. La valeur de l'angle de rotation est telle que les décalages deviennent supérieurs au pas d'échantillonnage. Or ce sont les valeurs inférieures au pas du pixel (valeurs "subpixel") qui nous intéressent. Pour expliquer comment passer de la figure 4.7(c) à la figure 4.7(d), prenons l'exemple de la voie 16, dont le décalage en  $x$  est  $3,05p_s$  et le décalage en  $y$  est  $-1,58p_s$ . Ainsi, les valeurs de décalages subpixel sont  $0,05p_s$  en  $x$  et  $-0,58p_s$  en  $y$ , ce qui est équivalent à  $0,42p_s$  en  $y$ . Il apparaît sur la figure 4.7(d) que certaines imagerie sont quasiment redondantes (par exemple, les imagerie 1 et 11, 8 et 14, 5 et 15, 2 et 12, 6 et 16, 3 et 9, 4 et 10, 7 et 13). L'introduction d'un petit angle rend les décalages entre les voies très irréguliers. Nous remarquons également que, pour les paramètres de période et d'angle avec lesquels nous travaillons, la scène est échantillonnée avec une grille pratiquement régulière, orientée à  $45^\circ$  et de côté  $\sqrt{2} \times 7,5 \mu\text{m}$ .

Après avoir évalué les décalages entre les imagerie, nous choisissons d'étudier deux méthodes afin de traiter les images expérimentales de la caméra sur puce. La première est inspirée de la technique de *shift and add*. Dans la section 4.2.2 page 97, nous avons étudié cette technique de façon analytique dans le cas idéal de décalages réguliers. Les décalages fortement irréguliers de notre prototype vont cependant nous imposer de l'adapter. La deuxième méthode consiste à pratiquer une interpolation non-uniforme des échantillons dont nous disposons afin de construire

4.4. Etapes préliminaires au traitement d'une image expérimentale

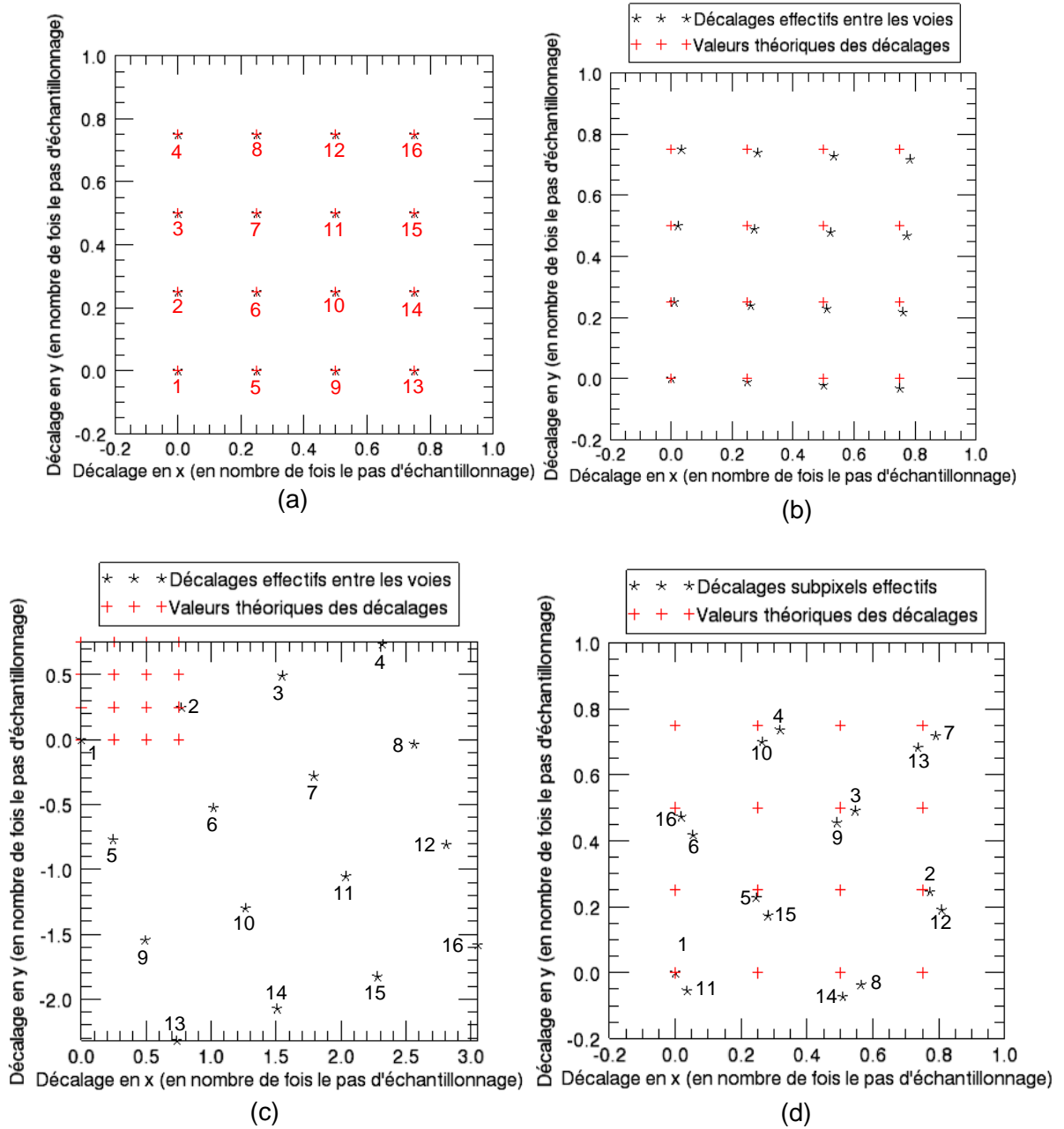


FIGURE 4.7 – Valeurs théoriques et effectives des décalages entre les voies pour 3 valeurs d'angles : (a)  $0^\circ$ , (b)  $-0,01^\circ$  et (c)  $-0,7^\circ$ . (d) Valeurs subpixels effectives des décalages, pour un angle de  $-0,7^\circ$ , superposées à la grille d'échantillonnage théorique.

une image échantillonnée au pas régulier de  $7,5 \mu\text{m}$ . Nous aborderons ces méthodes dans les deux sections suivantes.

## 4.5 Traitement d'une image expérimentale avec un algorithme inspiré de la méthode *shift and add*

### 4.5.1 Principe

Si nous nous appuyons sur la figure 4.7 représentant les décalages entre les voies, la méthode de *shift and add* peut être interprétée de la façon suivante. Nous construisons un carré de taille  $7,5 \mu\text{m}$  autour de chaque point de la grille d'échantillonnage régulière et la valeur du signal recherché au centre du carré est égale à la valeur de l'échantillon qui se trouve dans le carré. Ceci est valable pour les décalages réguliers, mais aussi dans le cas où un angle faible est introduit, comme illustré dans la figure 4.8(a). En revanche, lorsque l'angle est égal à  $-0,7^\circ$ , nous constatons que certains carrés ne reçoivent pas d'échantillons, alors que d'autres en reçoivent deux (cf. figure 4.8(b)). Afin de remédier à ce manque local d'informations, nous proposons d'augmenter la taille du carré à la valeur de  $15 \mu\text{m}$ . Ainsi, pour nos valeurs de décalages, tous les carrés de cette taille, centrés sur les croix rouges, contiennent des échantillons (cf. figure 4.8(c)). Mais ils n'en contiennent pas tous le même nombre. Afin d'équilibrer le nombre de contributions, nous proposons de calculer la moyenne arithmétique des échantillons qui se trouvent dans chaque carré. Cependant, l'utilisation d'un carré de côté  $15 \mu\text{m}$  convolue le signal par une fonction rectangle à deux dimensions de largeur  $a = 15 \mu\text{m}$  dans les deux directions. L'expression de l'imagerie  $k$ , donnée par l'équation (4.1), à une dimension, est donc modifiée de la façon suivante :

$$I_k(x) = [(I(x - \delta_k) * PSF_{opt}(x) * PSF_{pixel}(x)) \times \text{III}_{p_s}(x)] * \text{rect}\left(\frac{x}{a}\right). \quad (4.23)$$

Et le spectre de la somme des signaux recalés devient :

$$\tilde{S}(\nu) = [N\tilde{I}(\nu) \times FTM_{syst}(\nu)] \times \text{sinc}(a\nu). \quad (4.24)$$

Cette méthode, qui consiste à calculer la moyenne arithmétique des échantillons, présente donc un inconvénient : un terme de filtrage de type sinus cardinal réduit artificiellement le contraste de l'image. Elle est inspirée du *shift and add*, mais ce n'en est pas à proprement parler.

### 4.5.2 Mise en œuvre

Afin d'illustrer cet algorithme, nous avons acquis l'image d'une scène de laboratoire, placée à  $1,67 \text{ m}$  de la caméra sur puce. A cette distance, nous considérons que la parallaxe (calculée dans la sous-section 2.3.9 du chapitre 2, page 55) n'est pas gênante. Nous pouvons donc appliquer les décalages déterminés par calibration de la caméra. Cette scène est constituée d'une mire thermique, et d'un opérateur placé dans le même plan que la mire. L'image brute acquise par la caméra est donnée dans la figure 4.9(a). Nous en extrayons une imagerie (figure 4.9(b)). Elle est bien sous-échantillonnée, car la période et l'orientation de la mire ne peuvent pas être distinguées.

La première étape de l'algorithme de dépliement de spectre consiste à suréchantillonner toutes les imageries d'un facteur  $C$ . Dans le cas de décalages réguliers,  $C$  devrait être égal à 4 (cf. figure 4.4). Cependant, comme les décalages de notre prototype sont très irréguliers, il est nécessaire de suréchantillonner les imageries d'un facteur supérieur à 4 : ceci permet d'améliorer la précision de recalage des imageries sur une grille commune échantillonnée au pas  $p_s/C$ , avec  $p_s = 30 \mu\text{m}$ . Nous

#### 4.5. Traitement d'une image expérimentale avec un algorithme inspiré de la méthode shift and add

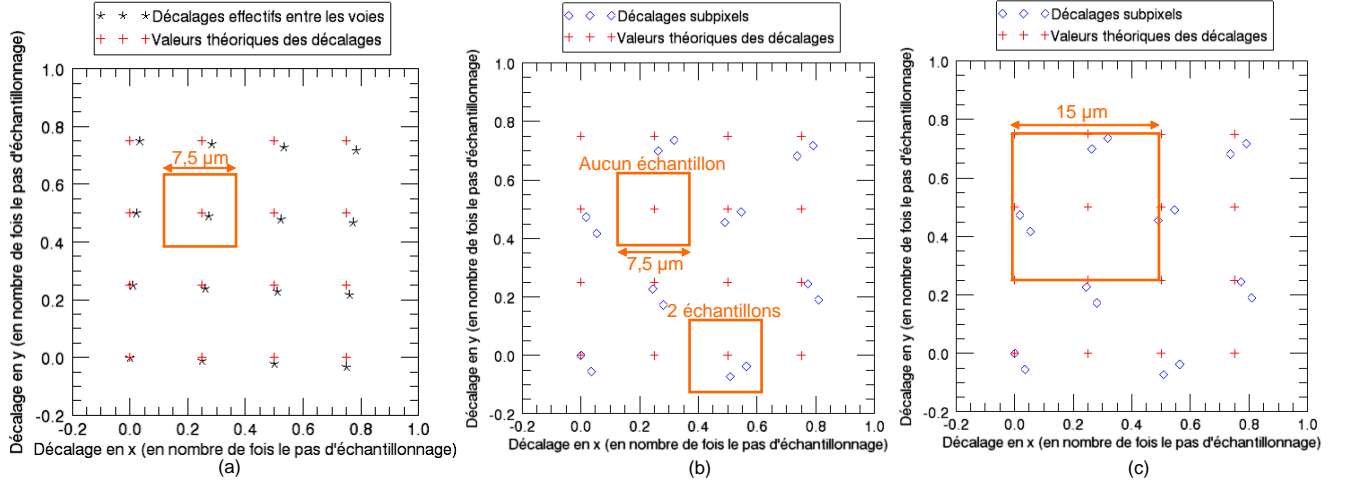


FIGURE 4.8 – (a) Angle de  $-0,01^\circ$  : un échantillon est présent dans chaque carré de côté  $7,5 \mu\text{m}$ , (b) Angle de  $-0,07^\circ$  : certains carrés de côté  $7,5 \mu\text{m}$  ne contiennent pas d'échantillons, alors que d'autres en contiennent deux, (c) Angle de  $-0,7^\circ$  : tous les carrés de côté  $15 \mu\text{m}$  contiennent des échantillons, mais ils n'en contiennent pas tous le même nombre.

choisissons  $C = 16$  : ainsi, les imagettes sont recalées avec une précision de  $p_s/C = 1,875 \mu\text{m}$ . Cette opération de suréchantillonnage se traduit dans l'espace de Fourier par un agrandissement du domaine des fréquences spatiales accessibles, ce qui est l'effet recherché, et par la périodisation du spectre d'une imagette autour des multiples de la fréquence d'échantillonnage d'une imagette  $1/p_s$ . Les figures 4.10(a) et 4.10(b) illustrent respectivement le spectre d'une imagette et le spectre de cette même imagette suréchantillonnée. Ensuite, les 16 imagettes suréchantillonnées et recalées sont sommées ; le spectre de cette somme est illustré dans la figure 4.10(c). Si nous comparons la transformée de Fourier de l'image finale et d'une imagette suréchantillonnée seule, nous constatons que les répliques du spectre d'une imagette autour des multiples de  $1/p_s$  sont atténuées au niveau de l'image finale. Ensuite, nous ramenons l'image de taille  $CN \times CN$ , avec  $N = 62$  pixels, à la taille  $4N \times 4N = 248 \times 248$  pixels (cf. figure 4.11(a)), et nous illustrons sa transformée de Fourier (cf. figure 4.11(b)).

Dans la figure 4.11(b), nous repérons la fréquence spatiale excitée par la mire, ainsi que des répliques de cette fréquence aux sommets du carré centré sur l'origine et de côté  $8f_{Ny}$ . Si les décalages étaient réguliers, ces répliques disparaîtraient complètement. Cependant, comme les décalages sont très irréguliers sur notre prototype, certaines imagettes sont quasiment redondantes. Les sommer ne permet pas d'éteindre complètement les répliques, mais contribue principalement à augmenter le rapport signal à bruit de l'image reconstituée. Par ailleurs, nous remarquons également la présence de fréquences parasites réparties sur les 4 sommets d'un carré centré sur l'origine et de côté  $4f_{Ny}$ . Nous identifions deux origines possibles pour ces fréquences parasites. D'une part, elles peuvent être dues au fait que les décalages sont irréguliers. D'autre part, il est probable que nous nous soyons légèrement trompés sur l'estimation des décalages entre les imagettes, et donc sur le recalage des images suréchantillonnées. Cette erreur sur l'estimation des décalages peut provenir de la calibration de la caméra (les valeurs d'angle et de période différent peut-être légèrement des valeurs utilisées), ou encore de la parallaxe résiduelle à cette distance (1,67 m) dont nous n'avons pas tenu compte.

Pour apprécier la qualité de l'image traitée, nous la comparons à une imagette sous-échantillonnée qui a été interpolée par une interpolation linéaire. Une telle imagette est illustrée dans la figure

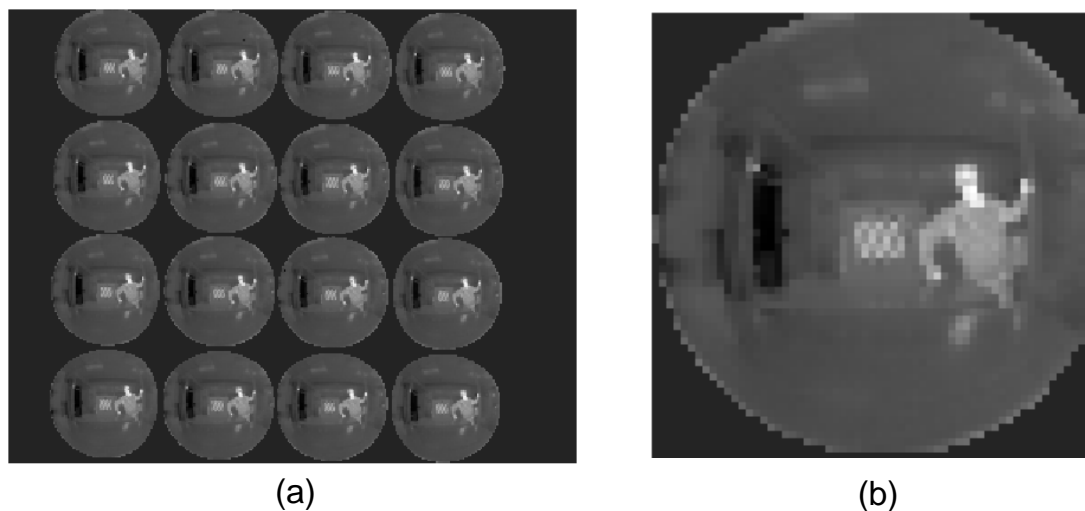


FIGURE 4.9 – (a) Image brute multivoies acquise par la caméra sur puce, la scène se trouve à 1,67 m de la caméra, (b) Une des imagerie sous-échantillonnée agrandie pour une meilleure visualisation.

4.12 : par exemple, la fréquence spatiale de la mire n'est pas correctement restituée, alors qu'elle l'est sur notre image traitée. Ainsi, notre algorithme se traduit par un véritable gain en résolution, et n'est pas équivalent à la simple interpolation linéaire d'une seule imagerie.

### 4.5.3 Bilan

La méthode basée sur une moyenne locale d'échantillons fournit une image satisfaisante. Cependant, elle n'est pas optimale. En effet, du fait des décalages irréguliers, certaines imagerie sont quasiment redondantes : les sommer après les avoir suréchantillonnées et recalées ne permet pas d'éteindre complètement les répliques indésirables, mais contribue simplement à augmenter le rapport signal à bruit de l'image finale. De plus, la méthode que j'ai développée introduit un terme de filtrage en sinus cardinal qui réduit artificiellement le contraste des fréquences spatiales excitées. Enfin, elle consiste à calculer la moyenne arithmétique de tous les échantillons présents dans le carré de côté  $a = 15 \mu\text{m}$  pour déterminer la valeur au centre du carré, disposé selon une grille d'échantillonnage régulière. Si un échantillon se trouve très proche du centre du carré, il a le même poids dans la moyenne arithmétique qu'un échantillon qui se trouve en bord de carré. C'est pourquoi dans la section suivante, nous allons envisager une autre approche, par interpolation non-uniforme des échantillons dont nous disposons.

## 4.6 Traitement d'une image expérimentale par interpolation non-uniforme

Nous représentons la grille d'échantillonnage de l'image dans la figure 4.13, sur plusieurs fois le pas d'échantillonnage. Ainsi, nous échantillonons l'image sur une grille irrégulière, matérialisée par les points d'échantillonnage de chacune des imagerie, alors que nous souhaiterions l'échantillonner sur la grille régulière signifiée par les croix rouges. Cette figure s'apparente à l'illustration 4.2 page 98. Nous nous proposons d'interpoler de manière non-uniforme les signaux



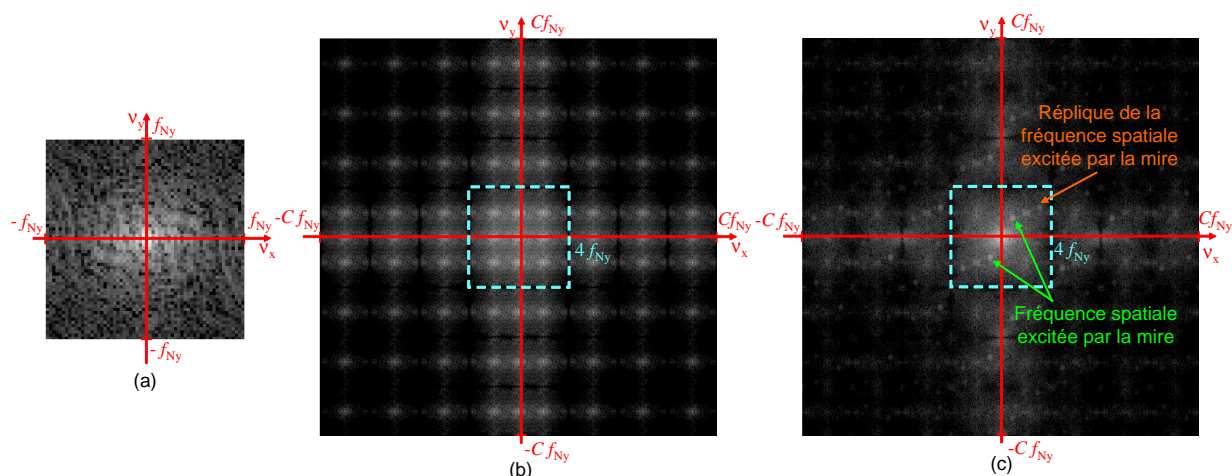


FIGURE 4.10 – (a) Spectre d’une imagerie, affiché sur une dynamique de 50 dB (cette image est agrandie pour une meilleure visualisation), (b) Spectre de l’imagerie suréchantillonnée, affiché sur une dynamique de 90 dB ; le terme en sinus cardinal est visible sur cette image, (c) Spectre de la somme des imageries suréchantillonnées et recalées, affiché sur une dynamique de 90 dB.  $f_{Ny} = 1/(2p_s)$ , avec  $p_s = 30 \mu\text{m}$ .

entrelacés provenant des imageries échantillonnées au pas de  $30 \mu\text{m}$ . Dans la pratique, nous utilisons la fonction GRIDDATA du logiciel IDL, qui interpole linéairement sur une grille régulière un signal échantillonné selon une grille irrégulière.

L’image que nous obtenons, ainsi que sa transformée de Fourier, sont illustrées dans la figure 4.14. Par rapport au traitement de type *shift and add*, la transformée de Fourier de l’image interpolée ne fait plus apparaître la réplique de la fréquence spatiale excitée par la mire, car l’interpolation non-uniforme n’est pas basée sur la périodisation du spectre d’une imagerie dans l’espace de Fourier. La reconstruction d’image par interpolation non-uniforme est donc meilleure sur ce point, puisqu’elle supprime des fréquences parasites. Par contre, comme dans le cas du traitement de type *shift and add*, nous observons, au niveau de la transformée de Fourier de l’image interpolée, des fréquences parasites aux sommets d’un carré centré sur l’origine et de côté  $4f_{Ny}$ . Nous avançons les points suivants pour expliquer la présence de ces fréquences parasites : (i) l’interpolation non-uniforme n’est pas parfaite dans le cas de décalages irréguliers et génère des fréquences parasites, (ii) nous nous trompons légèrement sur l’évaluation des décalages et donc sur le recalage des imageries.

Nous pouvons à nouveau comparer cette image traitée à l’imagerie sous-échantillonnée interpolée de la figure 4.12. Le gain en résolution est visible.

Nous remarquons que les images traitées avec un algorithme basé sur la moyenne arithmétique des échantillons et avec une interpolation non-uniforme paraissent toutes deux satisfaisantes.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé deux algorithmes afin de traiter les images multivoies acquises par la caméra sur puce.

Un point important a tout d’abord consisté à évaluer les décalages entre les imageries de la caméra sur puce. Pour cela, nous avons exploité les informations que nous connaissons sur la

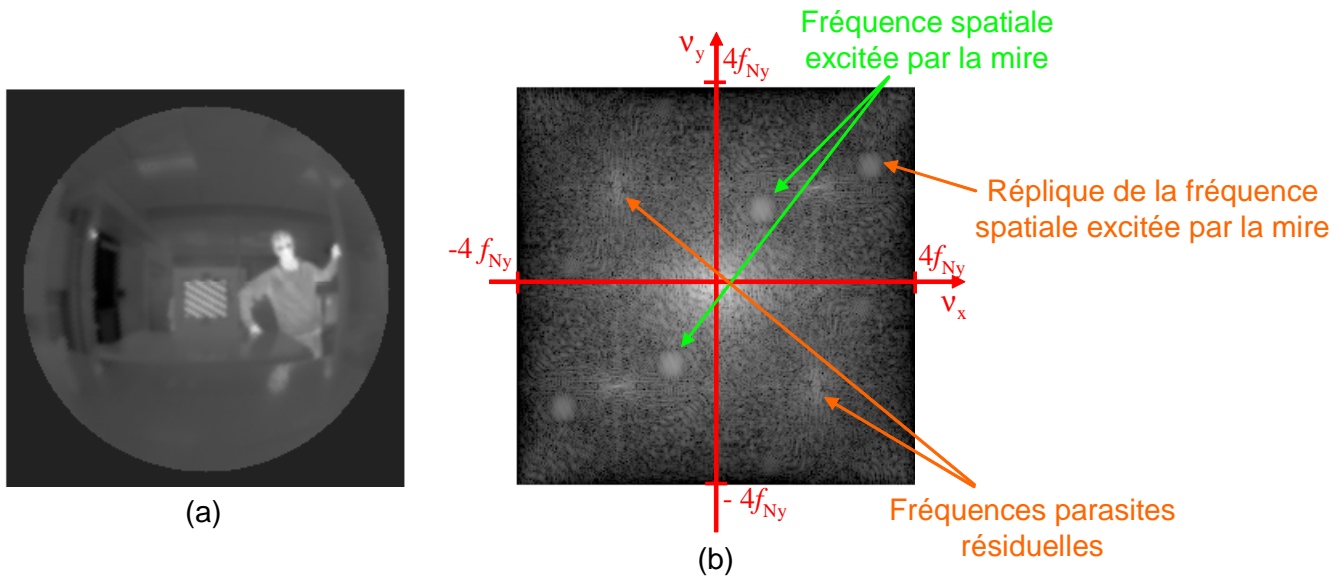


FIGURE 4.11 – (a) Image obtenue en appliquant l’algorithme basé sur une moyenne locale d’échantillons, (b) transformée de Fourier de l’image (a), affichée sur une dynamique de 90 dB.  $f_{Ny} = 1/(2p_s)$ , avec  $p_s = 30 \mu\text{m}$ .

caméra, concernant la période des microlentilles, et l’angle entre la matrice de microlentilles et les pixels du détecteur. Nous avons constaté que l’introduction d’un angle de  $-0,7^\circ$ , consécutif à une erreur d’assemblage, rend les décalages entre les voies très irréguliers. Il serait donc préférable, lors de la fabrication de nouveaux prototypes, de ne pas introduire d’angle, tout en contrôlant précisément la période des microlentilles.

Face à ces décalages très irréguliers, nous avons tout d’abord adapté la technique classique de *shift and add*. Chaque point de la grille régulière, de période  $7,5 \mu\text{m}$ , résulte de la moyenne arithmétique des échantillons contenus dans un carré de côté  $15 \mu\text{m}$ . L’inconvénient est que cette technique est responsable d’une baisse de contraste artificielle des fréquences spatiales restaurées.

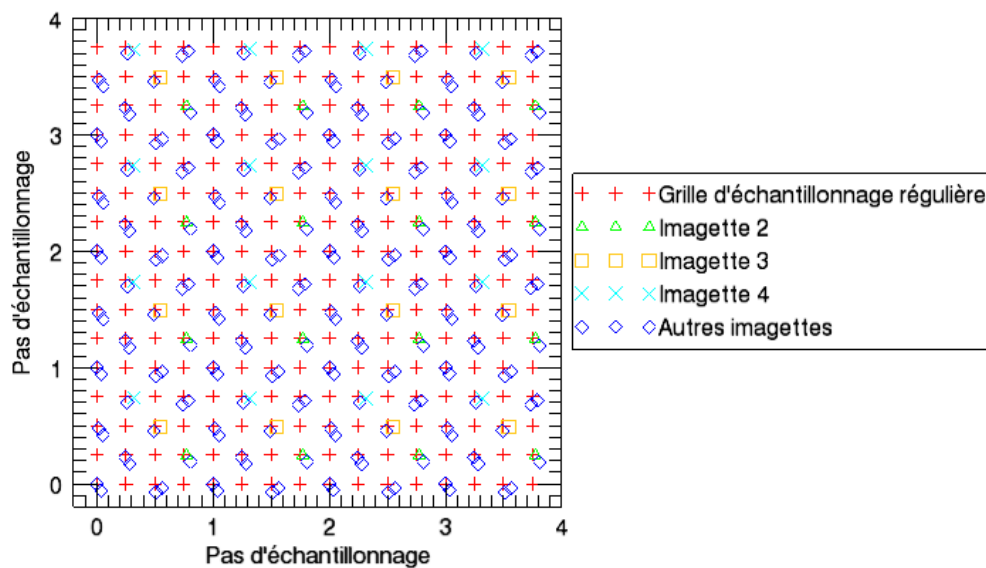
Nous avons donc proposé une autre méthode, qui, par interpolation non-uniforme des échantillons dont nous disposons, permet de calculer les valeurs de l’image à restituer selon un grille régulière.

Les deux algorithmes donnent des images de qualité satisfaisante. Toutefois, quelques fréquences parasites, visibles au niveau de la transformée de Fourier, demeurent. Celles-ci sont dues au fait que les algorithmes ne fonctionnent pas parfaitement lorsque les décalages sont très irréguliers, et que nous sommes susceptibles de nous tromper légèrement dans l’estimation des décalages, et donc dans le recalage des imageries.

Dans le chapitre suivant, nous allons évaluer expérimentalement les performances de la caméra sur puce infrarouge cryogénique. Nous nous servirons des deux algorithmes présentés dans ce chapitre pour mesurer la FTM et la NETD de la caméra sur puce au niveau de l’image après traitements.



FIGURE 4.12 – Imagerie interpolée par interpolation linéaire.

FIGURE 4.13 – Grille d'échantillonnage réelle, obtenue en entrelaçant les grilles d'échantillonnages des imagettes décalées d'une valeur subpixel, et grille d'échantillonnage régulière, de pas  $7,5 \mu\text{m}$  (en rouge).

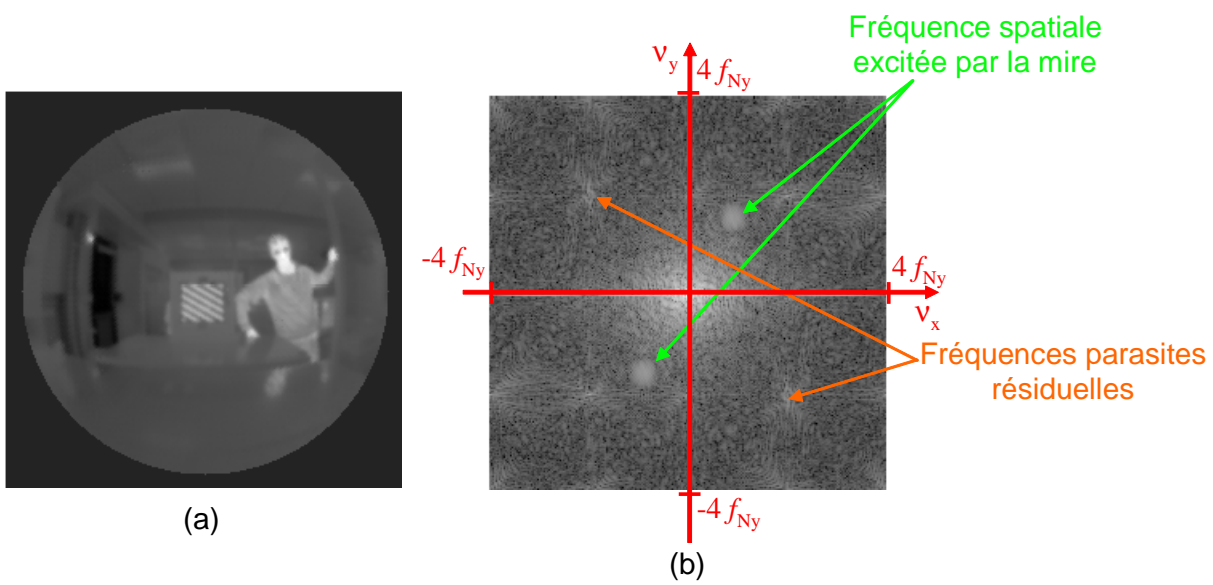


FIGURE 4.14 – (a) Image obtenue par interpolation des informations contenues dans toutes les imajettes, (b) transformée de Fourier de l'image (a), affichée sur une dynamique de 90 dB.  $f_{Ny} = 1/(2p_s)$ , avec  $p_s = 30 \mu\text{m}$ .

## Chapitre 5

# Evaluation expérimentale des performances de la caméra sur puce infrarouge cryogénique

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>117</b>
<b>5.2</b>	<b>Mesure de la PSF de toutes les voies de la caméra par <i>spot scan</i></b>	<b>118</b>
<b>5.3</b>	<b>Mesure du champ d'observation de la caméra</b>	<b>119</b>
<b>5.4</b>	<b>Etude des images parasites</b>	<b>122</b>
<b>5.5</b>	<b>Mesure de la distance focale de chaque voie de la caméra sur puce</b>	<b>124</b>
<b>5.6</b>	<b>Etude de la décroissance de la luminosité dans le champ</b>	<b>125</b>
<b>5.7</b>	<b>Estimation du courant d'obscurité</b>	<b>128</b>
<b>5.8</b>	<b>Mesure de la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images</b>	<b>128</b>
5.8.1	Principe de la mesure	128
5.8.2	Mise en œuvre expérimentale	130
<b>5.9</b>	<b>Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images</b>	<b>132</b>
5.9.1	Introduction sur l'étude du bruit dans les systèmes optiques multivoies	132
5.9.2	Principe de la mesure de NETD	136
5.9.3	Mise en œuvre expérimentale	136
5.9.4	Conclusions sur la mesure de NETD de la caméra sur puce	140
<b>5.10</b>	<b>Conclusion</b>	<b>140</b>

---

## 5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de mettre en place une démarche expérimentale permettant de vérifier que les performances de la caméra sur puce réalisée sont conformes aux performances théoriques. Pour cela, nous allons mener une série de mesures sur la caméra : mesure de la PSF de toutes les voies optiques, mesure du champ d'observation, étude des images parasites et de la décroissance de la luminosité dans le champ, estimation du courant d'obscurité. Dans le chapitre 4, nous avons proposé deux algorithmes de traitement d'images, afin de reconstituer une image

correctement échantillonnée à partir de l'image brute constituée de multiples imageries sous-échantillonnées. Ceci nous permettra de considérer la caméra d'un point de vue global comme l'association d'un système optique (optique et détecteur) et d'un traitement d'images. Deux notions nous intéresseront en particulier pour qualifier ses performances globales : la FTM, et la différence de température équivalente au bruit, que nous noterons NETD (*noise equivalent temperature difference*).

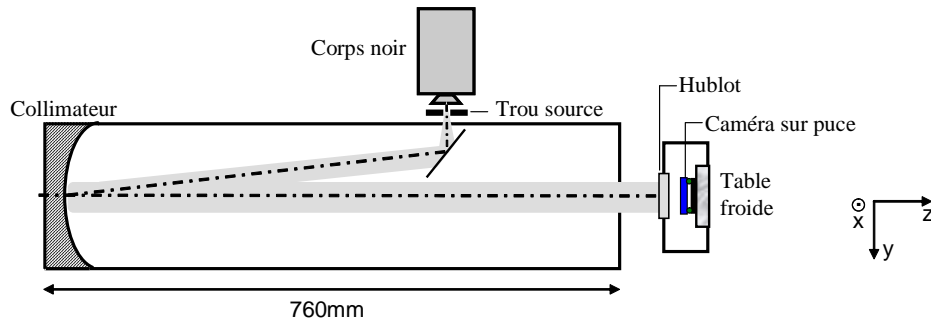
## 5.2 Mesure de la PSF de toutes les voies de la caméra par *spot scan*

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la PSF d'un système optique est sa réponse à un point lumineux situé à l'infini. Ce point n'est pas résolu par le système optique, ce qui signifie que la taille de l'image de ce point par le système optique est inférieure à la taille d'un pixel. L'image du point n'est donc pas correctement échantillonnée par les pixels du détecteur (pour qu'elle le soit, il faut que la tache image s'étale sur au moins deux pixels dans une direction). Afin d'obtenir une PSF correctement échantillonnée, on déplace le point source devant le système optique avec un pas inférieur à la taille du pixel. De cette façon, on suréchantillonne l'image du point source produite sur le détecteur.

D'un point de vue pratique, le point source est généré de la façon suivante. Un corps noir illumine un trou source placé au foyer d'un collimateur. Une onde plane est donc générée à la sortie du collimateur. La caméra est placée sur le trajet de cette onde plane en sortie du collimateur. Elle est disposée sur une bascule, elle-même montée sur une platine de rotation (cf. figure 4.1 page 96). Le schéma du banc de *spot scan* est illustré dans la figure 5.1. Ce dispositif permet de faire subir au cryostat deux types de rotations dans l'espace (rotation autour de l'axe  $x$  pour la platine de rotation et autour de l'axe  $y$  pour la bascule). Dans la pratique, c'est donc la caméra qui se déplace, et non le point source. La caméra subit des rotations de pas angulaire inférieur à son pas d'échantillonnage angulaire  $\theta_s$ . Pour chacune de ces positions, on relève la valeur fournie par un pixel du détecteur. Ce pixel pourra être choisi soit au centre du champ (pour mesurer la PSF au centre du champ), soit à différents endroits dans l'image (pour mesurer la PSF hors axe). Nous obtenons ainsi une PSF bien échantillonnée. Le module de la transformée de Fourier de la PSF mesurée donne la FTM expérimentale associée.

Dans la pratique, nous calculons le pas d'échantillonnage angulaire  $\theta_s$  comme étant l'angle qui s'appuie sur un pixel du détecteur, de taille  $p_s = 30 \mu\text{m}$  :  $\theta_s = 2 \arctan\left(\frac{p_s}{2f}\right)$ , soit, en prenant pour distance focale d'une voie  $f = 1 \text{ mm}$ ,  $\theta_s = 1,7^\circ$ . Nous choisissons de faire subir à la caméra des rotations de pas angulaire  $0,33^\circ$ , inférieur à  $\theta_s$ . Le diamètre du trou source est égal à  $350 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à un diamètre angulaire de  $0,03^\circ$  en prenant la focale du collimateur égale à  $760 \text{ mm}$ .

Nous avons mesuré la PSF pour des champs de  $0^\circ$ ,  $26^\circ$ ,  $37^\circ$ ,  $43^\circ$  et  $50^\circ$  successivement. Pour chaque valeur du champ, nous présentons des coupes de la PSF suivant l'axe horizontal et suivant l'axe vertical. Nous souhaitons comparer ces données expérimentales aux données théoriques du système optique. Pour cela, le logiciel Zemax fournit la FTM de la combinaison optique seule. D'autre part, la mesure de la FTM des pixels du détecteur, présentée au chapitre 3, nous permet de tenir compte précisément du filtrage induit par la taille des pixels. Nous avons considéré une fonction de filtrage gaussienne à deux dimensions, donnée par l'équation (3.12) page 85, avec une longueur de diffusion  $l_x = 12,4 \mu\text{m}$  en  $x$  et une longueur de diffusion  $l_y = 11,4 \mu\text{m}$  en  $y$ . La figure 5.2 présente les PSFs et les FTM expérimentale et théorique suivant les directions horizontale et verticale. L'axe des fréquences spatiales des figures de FTM est gradué de 0 à

FIGURE 5.1 – Illustration du banc de *spot scan* pour la mesure de la PSF du système optique.

$67 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui correspond à la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de  $7,5 \text{ }\mu\text{m}$ . Dans la figure 5.2, nous avons superposé les PSFs et les FTMs des 16 voies pour les différents champs d'observation. Nous constatons que la qualité image des différentes voies est quasiment identique, et proche de la qualité optique théorique. Ces mesures confirment donc que l'intégration des lentilles au plus près du détecteur s'est bien déroulée, et que la résolution angulaire de la caméra pourra être améliorée en recombinaison des informations contenues dans les différentes imagerie.

Nous avons en particulier extrait les PSFs et les FTMs horizontale et verticale pour une des voies, la voie 1 (la numérotation des 16 voies est précisée sur la figure 5.4 page 122). Ceci nous permet de mieux apprécier l'adéquation entre les données expérimentales et théoriques issues du logiciel Zemax. Les résultats sont regroupés dans la figure 5.3.

### 5.3 Mesure du champ d'observation de la caméra

Pour repérer le champ d'observation de chacune des voies, nous avons imagé un corps noir plan à la température de  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ . Cette image est illustrée à la figure 5.4. On retrouve la forme du carré aux bords arrondis de l'écran froid pour les voies en périphérie (tracé bleu sur l'image). Pour les voies centrales 6, 7, 10 et 11, le champ est uniquement limité par le diaphragme de champ. Ce diaphragme de champ est le masque de chrome déposé sur le dioptre des lentilles face au détecteur, dont les ouvertures sont circulaires, de diamètre égal au diamètre des lentilles ( $1,7 \text{ mm}$ ). Pour les autres voies en périphérie, le champ est limité par l'écran froid en bord de matrice et par le diaphragme de champ à l'intérieur. C'est pourquoi les imagerie correspondant à ces voies ne sont pas parfaitement circulaires.

Nous avons utilisé le banc de *spot scan* pour mesurer le champ d'observation de la caméra. La caméra, positionnée sur la bascule et la platine de rotation, est éclairée par une onde plane. La bascule dont nous disposons ne permet de faire varier l'angle de bascule qu'entre  $\pm 40^\circ$ . Le champ de la caméra étant théoriquement égal à  $120^\circ$ , la bascule va limiter la mesure. Nous mesurons donc le champ suivant l'axe horizontal avec la platine de rotation, en faisant tourner la caméra autour de l'axe  $x$ . Le champ d'observation horizontal des voies 1, 4, 5, 8, 9, 12, 13 et 16 est limité d'un côté par l'écran froid et de l'autre par le diaphragme de champ : il est égal à  $126^\circ$ . Le champ d'observation horizontal des voies 2, 3, 6, 7, 10, 11, 14 et 15 est limité des deux côtés par le diaphragme de champ : il est égal à  $133^\circ$ .

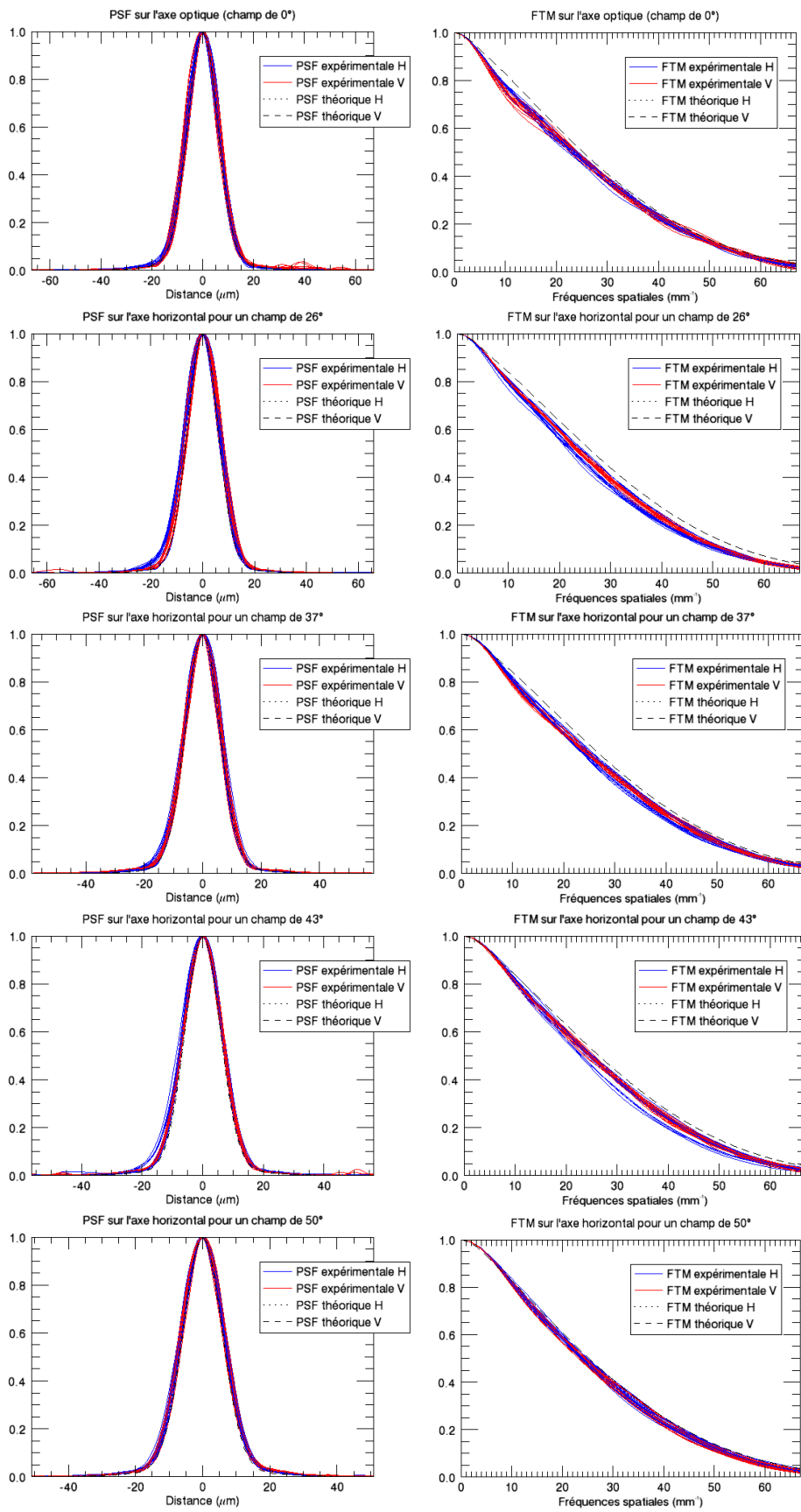


FIGURE 5.2 – PSFs et FTMs des 16 voies de la caméra sur puce mesurées en différents points du champ.



### 5.3. Mesure du champ d'observation de la caméra

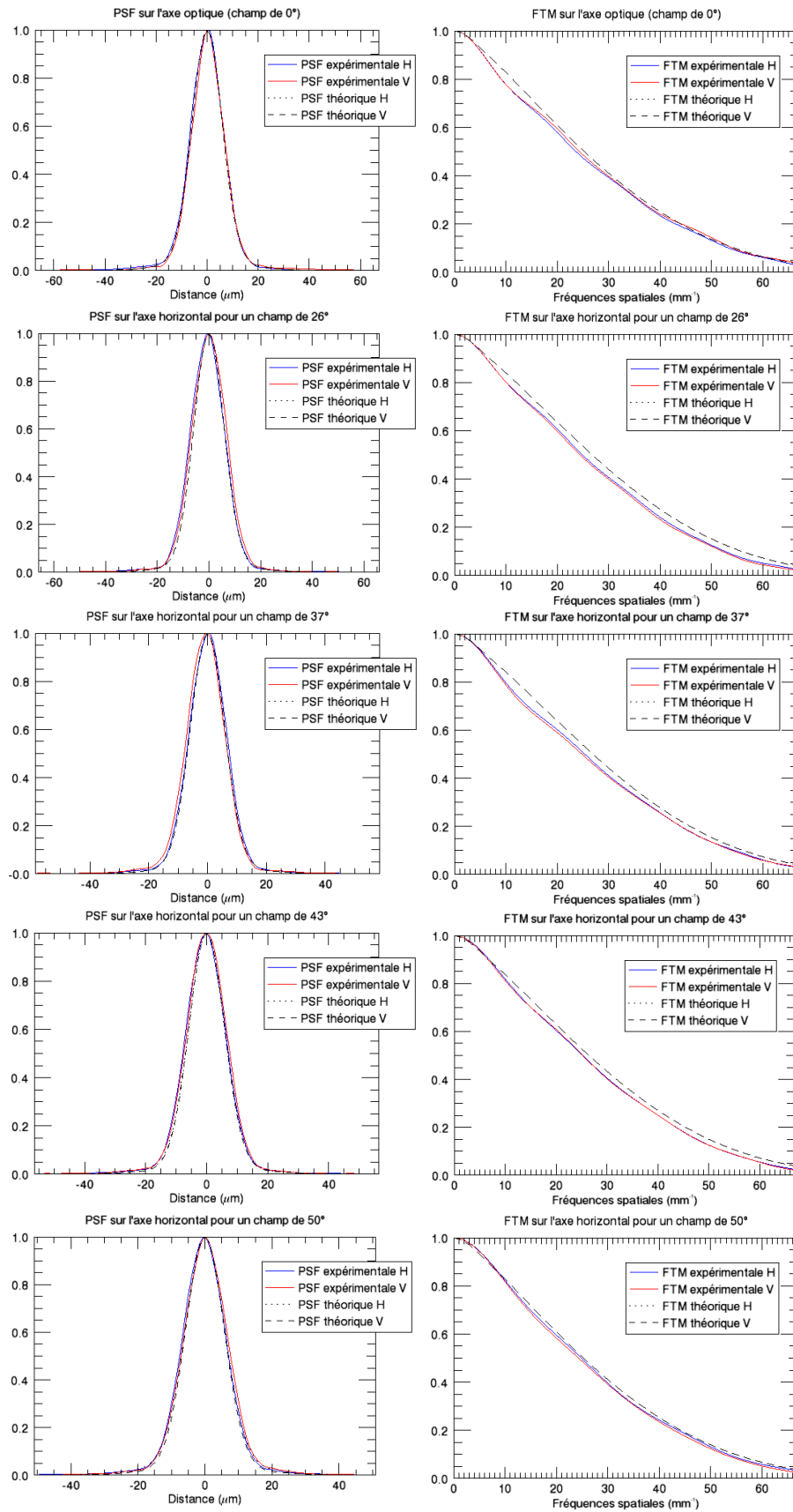


FIGURE 5.3 – PSFs et FTMs de la voie 1 de la caméra sur puce mesurées en différents points du champ. 121

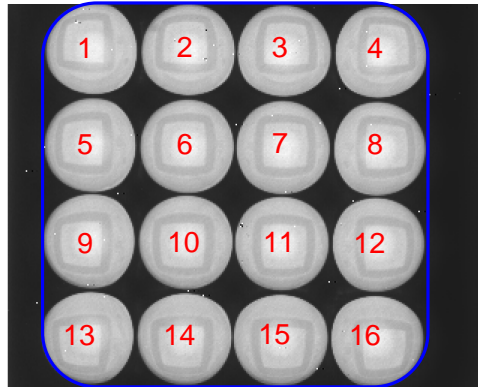


FIGURE 5.4 – Image d'un corps noir à la température de 20 °C. La numérotation des voies est indiquée, et le cadre bleu symbolise la limitation du champ d'observation par l'écran froid aux bords arrondis.

## 5.4 Etude des images parasites

Nous avons acquis l'image d'un point source avec la caméra sur puce. Pour cela, nous avons utilisé un trou source de diamètre 7,57 mm, illuminé par un corps noir, et placé au foyer d'un collimateur de focale 760 mm. Le diamètre angulaire du trou source est donc égal à  $0,57^\circ$ . La figure 5.5 illustre l'image du point source (que nous avons déjà utilisée dans la sous-section 4.4.3 du chapitre 4, page 107). La tache image du point s'étale sur plusieurs pixels du détecteur (environ  $3 \times 3$  pixels). Nous remarquons tout d'abord que les 16 taches images n'ont pas la même amplitude bien que les voies soient toutes identiques en terme de qualité optique. Ces différences peuvent s'expliquer de la manière suivante. La caméra a été conçue de façon à introduire un décalage inférieur à la taille du pixel entre les imagerie. De plus, les pixels du détecteur ont un facteur de remplissage inférieur à 1. Le flux qui ne tombe pas sur la zone active du pixel est réfléchi sur l'anneau de confinement déposé entre les zones actives des pixels. Ainsi, le pic d'amplitude maximale dans l'image multivoies correspond au cas où l'image du point source tombe directement sur la zone active du pixel. Au contraire, le pic d'amplitude minimale correspond au cas où l'image du point source est légèrement décalée par rapport à la zone active du pixel, ce qui explique que moins de flux est collecté par le détecteur au niveau de ce pic.

La présence d'une image parasite au voisinage des pics utiles est clairement visible sur l'image du point source. Nous avons recombinaé les différentes imagerie en utilisant l'algorithme de dépliage de spectre basé sur la technique de *shift and add*, que nous avons décrit dans le chapitre 4. Nous avons affiché l'image obtenue dans la figure 5.6(a), puis nous avons comparé les niveaux de gris de l'image du point source et de l'image parasite, dans la figure 5.6(b). Les niveaux de gris qui correspondent au maximum de l'image parasite et au maximum de l'image du point source sont respectivement égaux à 24,3 et à 1416. Le rapport entre ces deux niveaux de gris est égal à 0,017.

Nous proposons un modèle simple afin d'expliquer l'origine de cette image parasite.

Un rayon de lumière incident qui arrive parallèle à l'axe optique des voies est imagé par la caméra. Cependant, l'ensemble du flux incident n'est pas absorbé au niveau du détecteur. En effet, les pixels ont un facteur de remplissage égal à 0,12 (valeur mesurée expérimentalement au chapitre 3), donc, en moyenne, 88% de la surface du détecteur est réfléchissante. Nous notons  $R_{det}$  le coefficient de réflexion en intensité de la surface du détecteur :  $R_{det} \approx 0,88$ . La lumière réfléchie

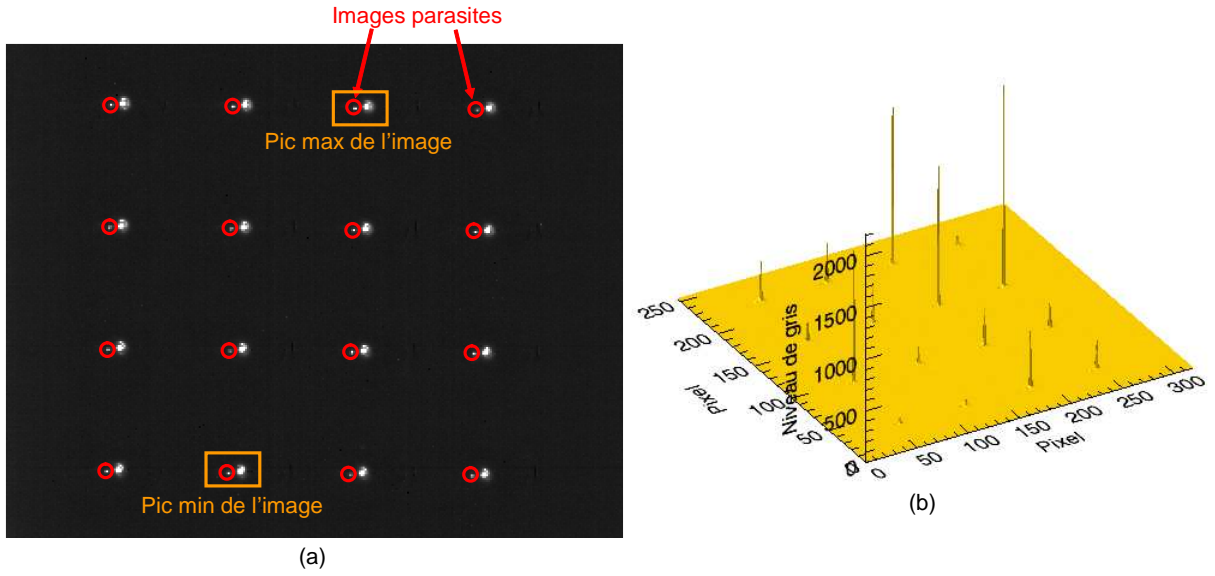


FIGURE 5.5 – (a) Image d'un point source de diamètre  $0,57^\circ$  acquise avec la caméra sur puce, des images parasites sont visibles à proximité des pics utiles, (b) Vue à trois dimensions de l'image.

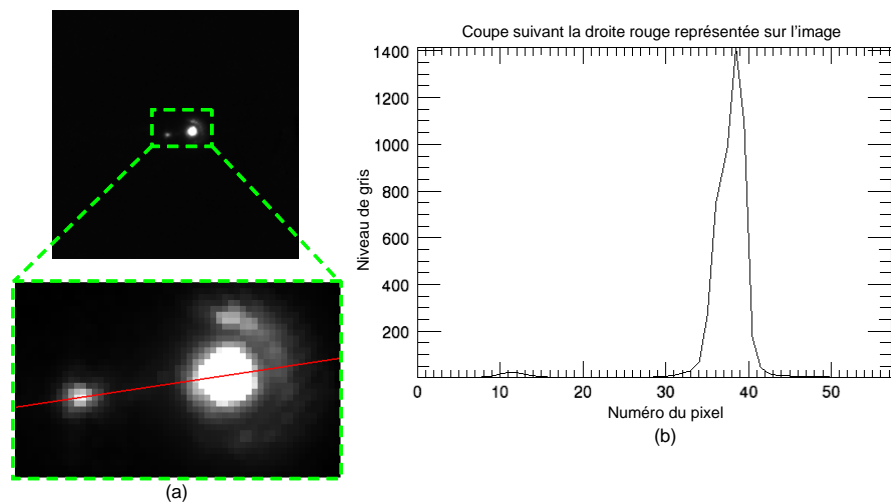


FIGURE 5.6 – (a) Image du point source recombinaison avec l'algorithme de type *shift and add*, (b) Comparaison des niveaux de gris de l'image du point source et de l'image parasite.

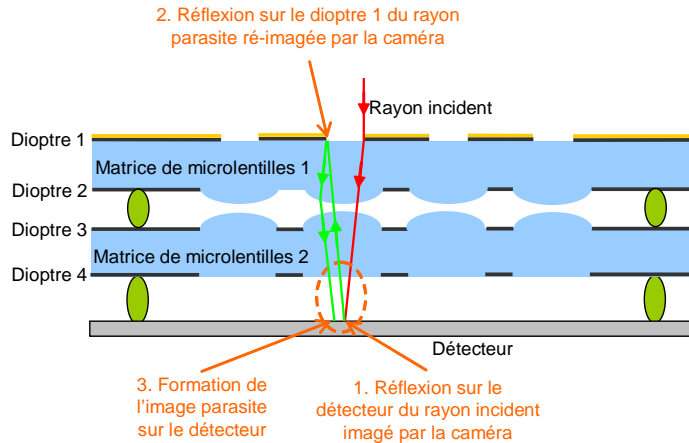


FIGURE 5.7 – Illustration schématique de la formation de l'image parasite (les réfractions à tous les dioptries ne sont pas représentées).

au niveau du détecteur rencontre successivement les dioptries 4, 3, 2 et 1, comme représenté dans la figure 5.7. Le même traitement anti-reflet a été déposé sur chacun de ces dioptries : nous prendrons pour coefficient de réflexion des dioptries  $R_{dioptré} \approx 0,01$  et pour coefficient de transmission  $T_{dioptré} \approx 0,99$  (cf. courbe 3.2 page 69). A chacun de ces dioptries, 1% de la lumière est réfléchi à nouveau vers le détecteur. Cependant, nous supposons que l'image parasite que nous voyons a été ré-imagée par la caméra, car la tache est ponctuelle, elle ne semble donc pas être défocalisée.

Le rayon parasite est d'abord réfléchi sur le détecteur, puis il est transmis par les dioptries 4, 3 et 2, et il est réfléchi par le dioptré 1. Donc le rapport entre les intensités de l'image du point source et de l'image parasite est égal à  $R_{det} \times T_{dioptré}^3 \times R_{dioptré} = 0,88 \times 0,99^3 \times 0,01 = 0,0085$ . Ce résultat est du même ordre de grandeur que la valeur 0,017 trouvée expérimentalement.

## 5.5 Mesure de la distance focale de chaque voie de la caméra sur puce

Nous souhaitons mesurer les distances focales de toutes les voies afin de nous assurer qu'elles sont bien identiques. Nous pourrions ainsi vérifier la qualité du système réalisé, tant au niveau des microlentilles (épaisseur, rayon de courbure) qu'au niveau de l'assemblage (respect des épaisseurs d'air). Nous pourrions également confirmer qu'il n'y a pas de défaut d'alignement entre les matrices de microlentilles et le détecteur, et donc que l'assemblage de la caméra s'est bien déroulé.

Nous utilisons à nouveau le banc de *spot scan* présenté dans la section 5.2 : la caméra, positionnée sur une bascule et une platine de rotation, est éclairée par une onde plane. Cette onde plane est générée en éclairant avec un corps noir un trou source de diamètre 0,48 mm, placé au foyer d'un collimateur de distance focale 2 m (nous avons changé de collimateur par rapport au banc de *spot scan* de la figure 5.1). Le diamètre angulaire du trou source est égal à  $0,79^\circ$ , il est donc bien inférieur au pas d'échantillonnage angulaire  $\theta_s$  de la caméra ( $\theta_s = 1,7^\circ$ ) : le point source n'est pas résolu par la caméra. Considérons le pixel  $(i, j)$  situé sur l'axe optique au centre d'une voie. Le signal délivré par ce pixel est maximal lorsqu'il est éclairé par une onde plane parallèle à l'axe optique. Le signal délivré par le pixel  $(i, j - 1)$  est maximal lorsqu'il est

## 5.6. Etude de la décroissance de la luminosité dans le champ

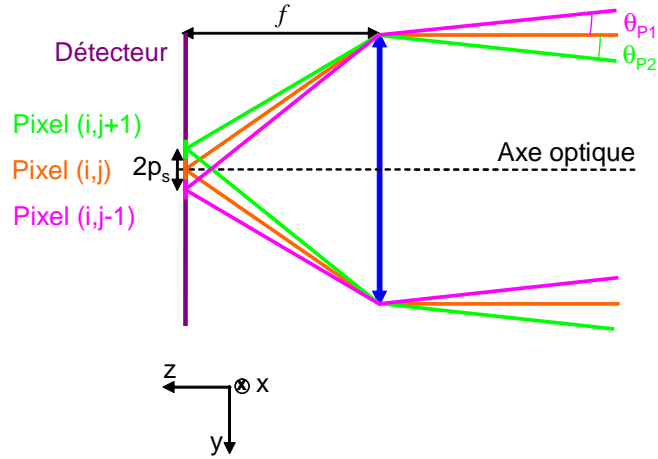


FIGURE 5.8 – Schéma de principe de la mesure de la distance focale d'une voie de la caméra sur puce.

éclairé par une onde plane légèrement inclinée par rapport à l'axe optique. Il en est de même pour le pixel  $(i, j + 1)$ , comme illustré dans la figure 5.8. Nous maximisons le signal au niveau du pixel  $(i, j - 1)$  et nous relevons les valeurs des angles  $\theta_{B1}$  de la bascule et  $\theta_{P1}$  de la platine. Puis, de même, nous maximisons le signal au niveau du pixel  $(i, j + 1)$  et nous relevons les valeurs des angles  $\theta_{B2}$  de la bascule et  $\theta_{P2}$  de la platine. Les valeurs des angles de la bascule sont égaux, car nous sommes restés sur une même rangée de pixels et nous avons fait subir à la caméra une rotation autour de l'axe  $x$ . En revanche, la différence des angles  $\theta_{P2} - \theta_{P1}$  nous renseigne sur la focale. En effet, nous nous sommes déplacés dans le plan du détecteur d'une distance  $2p_s = 60 \mu\text{m}$ , et nous déterminons la valeur de la focale de la voie considérée par la relation suivante :  $f = p_s / \tan\left(\frac{\theta_{P2} - \theta_{P1}}{2}\right)$ . Nous effectuons la mesure sur toutes les voies de la caméra. Nous regroupons les valeurs des distances focales dans le tableau 5.1 et les représentons en niveaux de gris en fonction de la position des différentes voies dans la figure 5.9. En raison de la taille du point source et de la précision de lecture des angles sur la platine de rotation, nous évaluons la précision sur une mesure d'angle à  $\theta_s/100$ . Comme deux mesures d'angles sont effectuées, la précision sur la valeur mesurée de  $\theta_{P2} - \theta_{P1}$  est égale à  $\theta_s\sqrt{2}/100$ . Les précisions de mesure de la distance focale  $\Delta f$  et de l'angle  $\Delta\theta_{mes}$  étant reliées par la relation  $\Delta f = \frac{f}{\theta_{mes}} \Delta\theta_{mes}$ , avec  $\theta_{mes} = \theta_{P2} - \theta_{P1}$ , l'application numérique conduit à  $\Delta f = 7 \mu\text{m}$ .

Nous constatons que les valeurs des distances focales sont quasiment identiques : nous confirmons ainsi la qualité des optiques et que les matrices de microlentilles sont bien parallèles au plan du détecteur.

## 5.6 Etude de la décroissance de la luminosité dans le champ

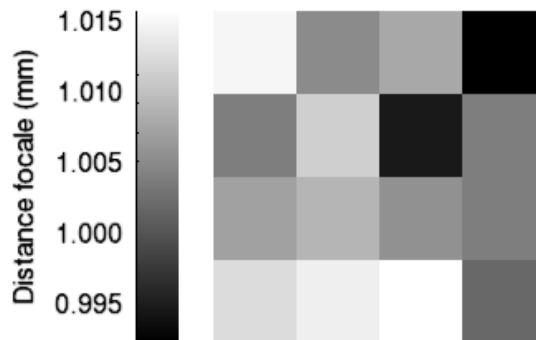
Nous avons acquis l'image d'un fond uniforme par la caméra pour estimer la décroissance de la luminosité en fonction du champ d'observation. La figure 5.10(a) donne l'image brute, sans correction des pixels morts, d'un corps noir plan à  $20^\circ\text{C}$ , placé contre le hublot de la caméra. La figure 5.10(b) est l'imagette correspondant à la voie 11, corrigée des pixels morts et de taille  $62 \times 62$  pixels. La figure 5.10(c) donne une image 3D normalisée du fond uniforme acquis par la voie 11, et la figure 5.10(d) présente des coupes suivant les axes horizontal et vertical de cette

**TABLE 5.1** – Distances focales mesurées sur chacune des 16 voies de la caméra sur puce (une numérotation des voies est proposée dans la figure 5.4 page 122). Les valeurs sont connues avec une précision de  $\pm 7 \mu\text{m}$ .

	Distance focale
Voie 1	1,012 mm
Voie 2	1,014 mm
Voie 3	1,016 mm
Voie 4	1,002 mm
Voie 5	1,007 mm
Voie 6	1,009 mm
Voie 7	1,005 mm
Voie 8	1,004 mm
Voie 9	1,004 mm
Voie 10	1,011 mm
Voie 11	0,994 mm
Voie 12	1,004 mm
Voie 13	1,015 mm
Voie 14	1,005 mm
Voie 15	1,007 mm
Voie 16	0,992 mm

image. Nous voyons qu'il existe une image parasite d'un corps froid de forme carrée aux bords arrondis. Nous pensons qu'il s'agit de l'image de l'écran froid : le sommet de l'écran froid se réfléchit d'abord sur un des dioptres du hublot, puis cette image virtuelle est réimagée par la caméra sur puce. Cette image parasite est responsable d'une diminution du signal autour des pixels -15 et 18 (cf. figure 5.10(d)). Ensuite, en bord de champ, le signal remonte. Nous pensons que l'intérieur du capot chaud se réfléchit également sur le hublot, et cette image virtuelle est ré-imagée par la caméra. Les réflexions parasites de l'écran froid et de l'intérieur du capot chaud sur le hublot sont illustrées de façon schématique dans la figure 5.11.

La décroissance de l'illumination calculée par le logiciel Zemax est tracée dans la figure 2.8(c) page 52. Expérimentalement, nous obtenons une décroissance de l'illumination en bord de champ égale à 30%, alors qu'elle n'est que de 1% théoriquement. Nous proposons d'expliquer



**FIGURE 5.9** – Distances focales de toutes les voies de la caméra sur puce, représentées en niveaux de gris.

5.6. Etude de la décroissance de la luminosité dans le champ

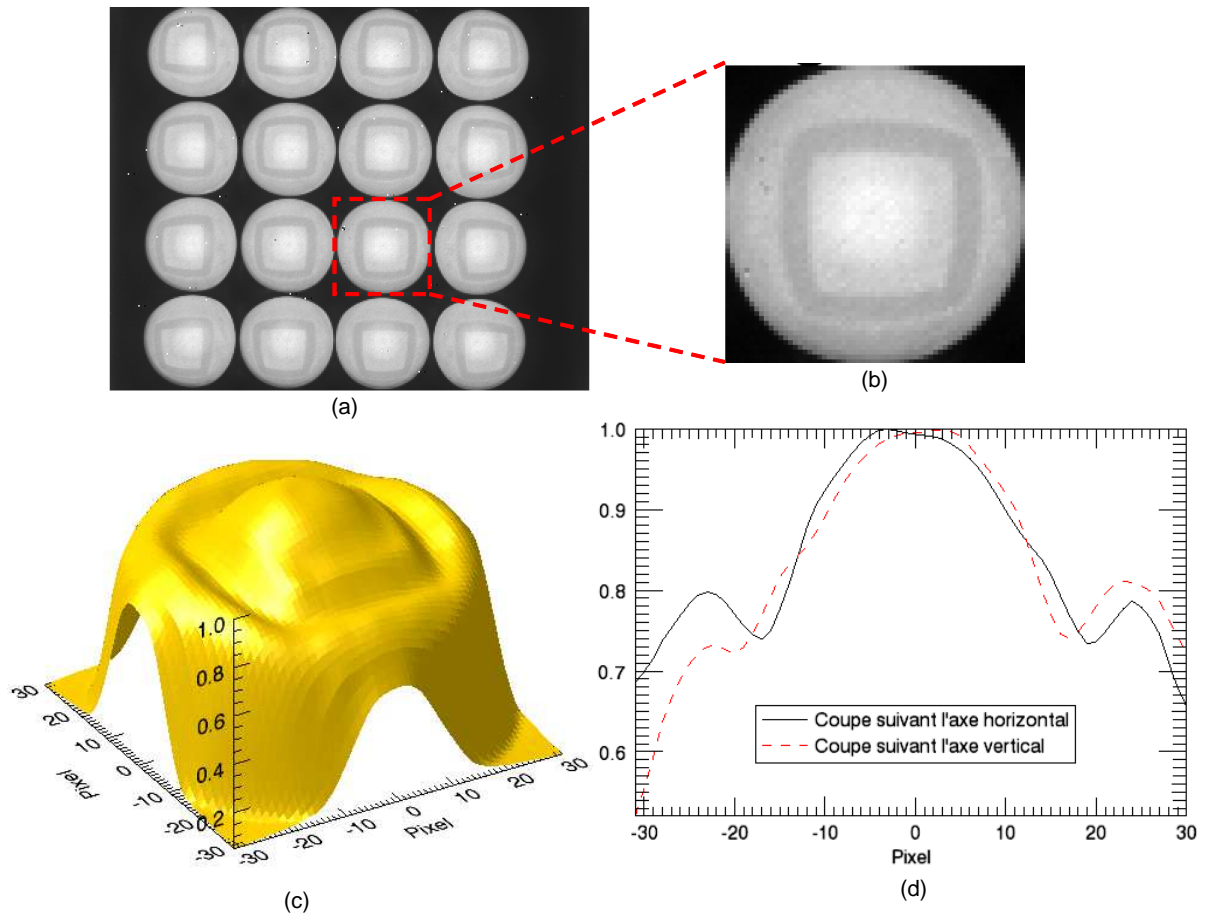


FIGURE 5.10 – (a) Image brute d'un corps noir plan à la température de 20 °C, placé contre le hublot de la caméra, sans correction des pixels morts, (b) Extraction de l'imagerie correspondant à la voie 11, corrigée des pixels morts et de taille 62 × 62 pixels, (c) Image 3D normalisée du fond uniforme acquis par la voie 11, (d) Coupes suivant les axes horizontal et vertical de l'imagerie.

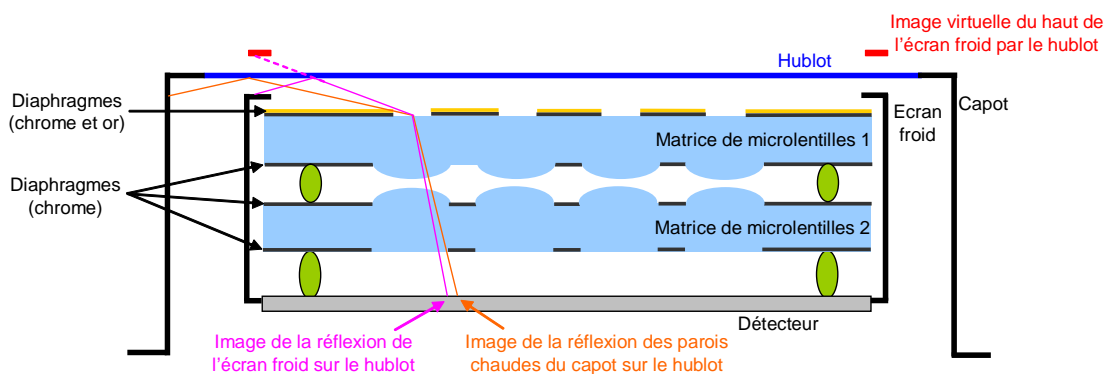


FIGURE 5.11 – Illustration schématique des réflexions parasites de l'écran froid et de l'intérieur du capot chaud sur le hublot du cryostat.

cette différence par les pertes de Fresnel dues aux angles d'incidence élevés aux interfaces air et traitement anti-reflet au niveau des matrices de microlentilles. En effet, le coefficient de réflexion en intensité à l'interface air/traitement anti-reflet est donné par :

$$R = \left( \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_{AR} \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_{AR} \cos \theta_2} \right)^2, \quad (5.1)$$

où  $n_1$  est l'indice de l'air ( $n_1 = 1$ ),  $\theta_1$  est l'angle d'incidence sur le dioptre air/traitement anti-reflet ( $\theta_1 = 60^\circ$ ),  $n_{AR}$  est l'indice du traitement anti-reflet et  $\theta_2$  est l'angle de réfraction dans la couche anti-reflet. Le traitement anti-reflet déposé sur les matrices de microlentilles est un traitement multi-couches dont nous ne connaissons ni la composition ni l'indice de réfraction. Pour avoir simplement un ordre de grandeur des pertes de Fresnel, nous pouvons prendre  $n_{AR} = 2,2$  (indice du sulfure de zinc (ZnS)). Le coefficient de réflexion est alors égal à  $R = 0,36$ . Ce calcul est en accord avec la baisse de 30% de l'illumination en bord de champ, que nous constatons expérimentalement.

## 5.7 Estimation du courant d'obscurité

Afin d'estimer le courant d'obscurité, nous avons fait l'acquisition d'une série de corps noirs plans à différentes températures et placés juste devant le hublot de la caméra afin de couvrir l'ensemble du champ d'observation. Dans la figure 5.12, nous avons représenté le courant mesuré en pA en fonction du flux reçu par le détecteur, exprimé en photons par seconde, pour les différentes températures de corps noir. Les croix correspondent aux points de mesure, avec des corps noirs de 20 °C, 25 °C, 30 °C, 35 °C, 40 °C, 45 °C, 50 °C et 55 °C.

Nous avons prolongé la droite reliant les différents points de mesure pour estimer le courant d'obscurité de la caméra. Ce dernier est évalué à 3,3 pA. Ce très faible courant d'obscurité est dû au fait que la caméra sur puce est entièrement refroidie.

Nous considérons à présent la caméra d'un point de vue global comme l'association d'un système optique (optique et détecteur) et d'un algorithme de traitement d'images. Nous souhaitons évaluer les performances de ce système global en termes de FTM et de NETD. Pour cela, nous allons travailler successivement avec les deux algorithmes présentés dans le chapitre 4 : le premier est inspiré de la méthode *shift and add*, et le second consiste à réaliser une interpolation non-uniforme des échantillons issus des 16 imageries entrelacées.

## 5.8 Mesure de la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

### 5.8.1 Principe de la mesure

Nous souhaitons mesurer la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de dépliage de spectre. Pour cela, nous pouvons utiliser la méthode des mires, dont le principe est le suivant. Une mesure directe de la FTM consiste à imager une mire thermique sinusoïdale de période donnée, et à mesurer le contraste de l'image de cette mire après dépliage de spectre. Il faut effectuer cette mesure à plusieurs fréquences spatiales en faisant varier la période de la mire. Or il est plus facile de générer expérimentalement une mire créneau qu'une mire sinusoïdale. C'est pourquoi, dans la pratique, nous allons mesurer la réponse de la caméra sur puce à une mire créneau. La réponse d'un système optique à une mire créneau s'appelle la fonction de



### 5.8. Mesure de la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

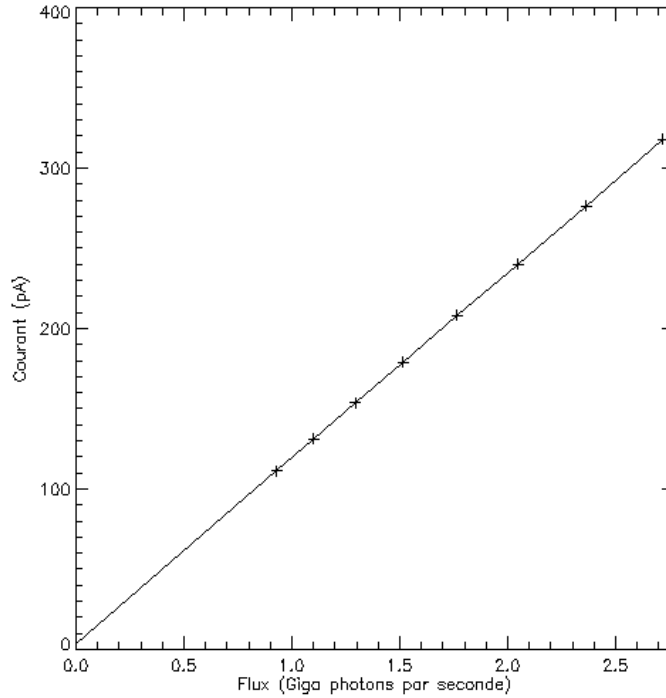


FIGURE 5.12 – Courbe de réponse en courant de la caméra en fonction du flux de photons incidents, calculé dans la bande spectrale [3  $\mu\text{m}$  ; 5,6  $\mu\text{m}$ ]. Les croix correspondent aux points de mesure, avec les corps noirs à différentes températures. La droite est une interpolation des points de mesure.

transfert de contraste (FTC). La valeur de la FTM à une fréquence spatiale  $\nu$  donnée s'exprime de la manière suivante, en fonction de la FTC [123] :

$$FTM(\nu) = \frac{\pi}{4} \left( FTC(\nu) + \frac{FTC(3\nu)}{3} - \frac{FTC(5\nu)}{5} + \dots \right). \quad (5.2)$$

Pour générer une mire thermique qui excite une fréquence spatiale donnée, nous plaçons une plaque d'aluminium percée de fentes de période contrôlée devant un corps noir plan plus chaud que l'aluminium. Le rayonnement infrarouge émis par le corps noir chaud ne peut passer que par les fentes ouvertes, alors que l'espace entre les fentes ouvertes est comblé par du métal froid de faible émissivité.

Nous allons tout d'abord déterminer quel doit être l'ordre de grandeur des dimensions externes de la mire à utiliser. Nous souhaitons ne pas être gêné par la parallaxe de la caméra sur puce. Pour cela, la scène doit être placée à une distance supérieure à 1 m de la caméra (cf. sous-section 2.3.9 du chapitre 2, page 55). Nous voulons que l'image de la mire au niveau d'une imagerie se forme sur environ 5 pixels de taille 30  $\mu\text{m}$ , soit une image de taille  $t' = 150 \mu\text{m}$ . Si la mire est placée à  $d = 1,5$  m de la caméra, alors la taille  $t$  de la mire est donnée par  $t = \frac{t'd}{f}$ , où  $f$  est la distance focale d'une voie de la caméra. En prenant pour ce dimensionnement  $f = 1$  mm, la taille de la mire est de l'ordre de 22,5 cm. Cette taille est relativement grande par rapport aux dispositifs de mesure traditionnellement employés en laboratoire. Le plus grand corps noir plan dont nous disposons au laboratoire a une surface émettrice carrée, de côté 30 cm. C'est donc l'objet que nous allons utiliser pour la mesure de la FTM de la caméra sur puce.

Rigoureusement, il faudrait réguler en température la plaque d'aluminium, afin qu'elle ne chauffe pas pendant la mesure. Ceci peut être fait par une circulation d'eau par exemple. Cependant, étant donné les dimensions importantes de cette plaque, nous ne pouvons pas facilement mettre en œuvre une régulation en température. Nous plaçons donc simplement la plaque d'aluminium devant le corps noir chaud étendu, et nous effectuons la mesure rapidement, afin que la plaque n'ait pas le temps de chauffer significativement.

Une mire de période fixée représente un signal créneau qui est normalisé à 1 lorsque la lumière traverse les fentes, et à 0 au niveau des barres de métal. A la fréquence spatiale considérée, l'image de la mire par le système optique est un signal créneau déformé, de contraste inférieur à 1. Le contraste  $C_{brut}(\nu)$  de l'image finale de la mire à la fréquence spatiale  $\nu$  est calculé de la façon suivante :

$$C_{brut}(\nu) = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}, \quad (5.3)$$

où  $P_{min}$  et  $P_{max}$  désignent respectivement les niveaux minimal et maximal de l'image de la mire qui excite la fréquence spatiale  $\nu$ .

Il faut corriger ce contraste brut en prenant en compte le contraste thermique de référence de la mire. Pour cela, nous acquérons successivement l'image du corps noir chaud seul et l'image du corps noir entièrement masqué par une plaque de métal froide. Ces deux images fournissent respectivement les niveaux de référence haut, noté  $P_{blanc}$ , et bas, noté  $P_{noir}$ . Ces deux niveaux permettent de calculer le contraste thermique de référence  $C_{ref}$  de la mire :

$$C_{ref} = \frac{P_{blanc} - P_{noir}}{P_{blanc} + P_{noir}}. \quad (5.4)$$

La *FTC* à la fréquence spatiale  $\nu$  excitée par la mire est donnée par le rapport suivant :

$$FTC(\nu) = \frac{C_{brut}(\nu)}{C_{ref}}. \quad (5.5)$$

Nous déduisons ensuite la FTM de la FTC en utilisant l'équation (5.2).

### 5.8.2 Mise en œuvre expérimentale

Afin de faire varier la fréquence spatiale excitée, il faudrait plusieurs plaques d'aluminium percées de fentes dont le pas varie d'une plaque à l'autre. Par souci de simplicité, nous choisissons cependant de ne réaliser que deux plaques en aluminium percées de fentes. La première plaque a une période de 10 cm, les barres ayant une épaisseur de 5 cm, la deuxième plaque a une période de 5 cm, les barres ayant une épaisseur de 2,5 cm. Les barres des mires sont inclinées d'un angle de 30° par rapport à l'horizontale. Les deux plaques d'aluminium réalisées sont photographiées dans la figure 5.13. Nous faisons varier la fréquence spatiale excitée au niveau de la caméra en jouant sur la distance entre la caméra et la mire thermique. En effet, la période  $p_{im,mire}$  de l'image de la mire par une voie optique est donnée par :  $p_{im,mire} = p_{mire} \frac{f}{d}$ , où  $p_{mire}$  est la période de la mire objet (soit 10 cm, soit 5 cm),  $f$  est la distance focale d'une voie, et  $d$  est la distance (qui varie) entre la caméra et la mire. Dans la pratique, nous mesurons directement la taille de l'image du corps noir au niveau d'une imagerie, et nous en déduisons ainsi la valeur de la fréquence spatiale excitée.

Nous plaçons la mire au centre du champ. Nous effectuons donc une mesure de la FTM sur l'axe optique de la caméra sur puce. Nous imageons une scène constituée de la mire thermique (la température du corps noir plan est 32 °C) et d'un opérateur qui se tient dans le plan de la

5.8. Mesure de la FTM de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

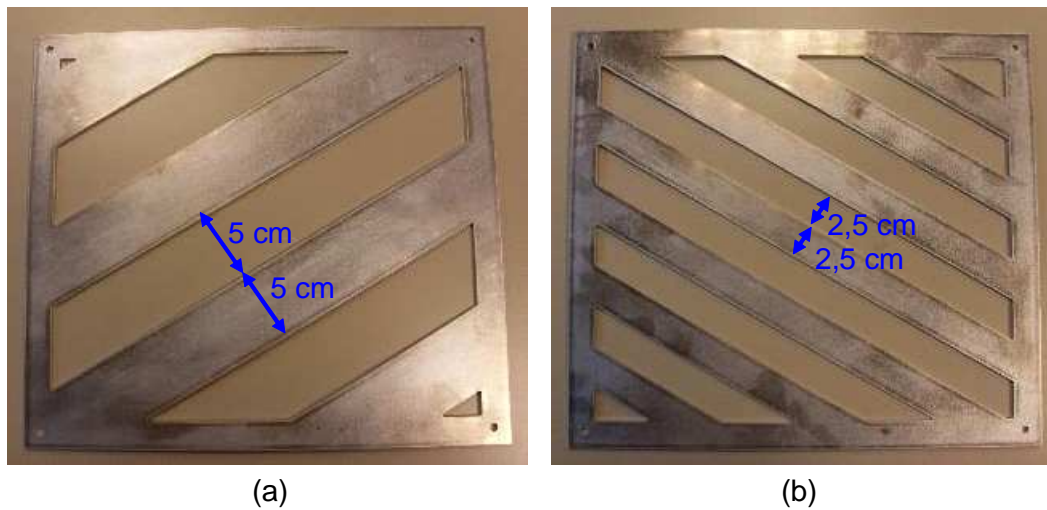


FIGURE 5.13 – Photographies des plaques d'aluminium utilisées, (a) plaque de période 10 cm, (b) plaque de période 5 cm. Placées devant un corps noir plan de surface émettrice carrée de côté 30 cm, elles permettent de réaliser des mires créneau.

mire. Nous choisissons de travailler aux distances suivantes : 1,25 m, 1,67 m, 2,22 m, 2,78 m et 3 m. Ces distances sont mesurées entre le hublot de la caméra et le plan du corps noir étendu, nous négligeons les 4 mm qui séparent le hublot de la caméra placée à l'intérieur du cryostat. Pour chaque distance, nous acquérons l'image des deux mires, l'image du corps noir seul et l'image du corps noir masqué. Les valeurs des fréquences spatiales excitées sont données dans le tableau 5.2.

TABLE 5.2 – Fréquences spatiales excitées par les mires placées à différentes distances de la caméra.

Distance	1,25 m	1,67 m	2,22 m	2,78 m	3 m
Mire de période 10 cm	11,8 mm <sup>-1</sup>	16,7 mm <sup>-1</sup>	23,5 mm <sup>-1</sup>	33,3 mm <sup>-1</sup>	36,4 mm <sup>-1</sup>
Mire de période 5 cm	23,5 mm <sup>-1</sup>	33,3 mm <sup>-1</sup>	47,1 mm <sup>-1</sup>	66,7 mm <sup>-1</sup>	72,7 mm <sup>-1</sup>

Nous observons que les fréquences spatiales 23,5 mm<sup>-1</sup> et 33,3 mm<sup>-1</sup> sont mesurées à deux reprises, avec les deux mires placées à des distances différentes. Pour ces deux cas, nous effectuons la mesure sur la mire de période 10 cm. Nous appliquons successivement les deux algorithmes de dépliement de spectre (de type *shift and add* et par interpolation) sur toutes les images, et nous mesurons la FTC à ces fréquences spatiales. Les images acquises à différentes distances sont illustrées dans la figure 5.14 pour un traitement de type *shift and add* et dans la figure 5.15 pour un traitement par interpolation non-uniforme. Les valeurs de la FTC mesurées aux fréquences spatiales excitées sont regroupées dans le tableau 5.3. Nous ne prenons pas en compte la valeur mesurée pour la fréquence spatiale la plus élevée (72,7 mm<sup>-1</sup>), car la modulation n'est pas visible sur l'image correspondante (image à 3 m avec la mire de période 5 cm). Nous effectuons donc des mesures jusqu'à la fréquence spatiale 66,7 mm<sup>-1</sup>, qui est égale à quatre fois la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de 30 μm, ce qui est notre objectif théorique. La valeur de la FTM est obtenue à partir de la FTC en appliquant l'équation (5.2). Les hautes

fréquences sont peu impactées par les harmoniques d'ordres impairs supérieurs, en revanche, les basses fréquences le sont. Dans la pratique, nous ne corrigeons que les valeurs de la FTC aux fréquences spatiales  $11,8 \text{ mm}^{-1}$  et  $16,7 \text{ mm}^{-1}$ , par les formules approchées suivantes :

$$FTM(11,8 \text{ mm}^{-1}) \approx \frac{\pi}{4} \left( FTC(11,8 \text{ mm}^{-1}) + \frac{FTC(33,3 \text{ mm}^{-1})}{3} \right). \quad (5.6)$$

$$FTM(16,7 \text{ mm}^{-1}) \approx \frac{\pi}{4} \left( FTC(16,7 \text{ mm}^{-1}) + \frac{FTC(47,1 \text{ mm}^{-1})}{3} \right). \quad (5.7)$$

**TABLE 5.3 – Valeurs de la FTC et de la FTM de la caméra sur puce aux fréquences spatiales excitées.**

Fréquence spatiale ( $\text{mm}^{-1}$ )	11,8	16,7	23,5	33,3	36,4	47,1	66,7
FTC ( <i>shift and add</i> )	0,80	0,69	0,52	0,32	0,25	0,05	0,02
FTM ( <i>shift and add</i> )	0,71	0,55	0,41	0,25	0,20	0,04	0,02
FTC (interpolation)	0,81	0,75	0,63	0,42	0,39	0,19	0,05
FTM (interpolation)	0,72	0,64	0,49	0,33	0,31	0,15	0,04

Les valeurs de la FTM sont regroupées dans le tableau 5.3. La courbe de la FTM de la caméra sur puce est illustrée dans la figure 5.16.

Nous avons comparé les valeurs de la FTM mesurées par la méthode des mires avec les valeurs de la FTM obtenues par *spot scan* sur l'axe optique. Nous avons multiplié ces dernières par le terme de filtrage supplémentaire lié à la technique de traitement d'image par *shift and add*. Comme nous l'avons vu dans la section 4.5 page 110, ce terme s'écrit  $\text{sinc}(a\nu)$ , avec  $a = 15 \text{ }\mu\text{m}$  et  $\nu$  la fréquence spatiale. Ces résultats sont regroupés dans la figure 5.16. Nous observons que les valeurs de FTM mesurées par la méthode des mires avec l'algorithme de type *shift and add* sont en adéquation avec les mesures effectuées par *spot scan*, en prenant en compte le terme de filtrage en sinus cardinal. Les valeurs de FTM mesurées sur les images traitées par interpolation non-uniforme sont quant à elles en adéquation avec les mesures de *spot scan* non pénalisées par le terme de filtrage supplémentaire. Ce sont bien les conclusions auxquelles nous nous attendions.

## 5.9 Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

### 5.9.1 Introduction sur l'étude du bruit dans les systèmes optiques multivoies

L'étude du bruit dans les systèmes optiques multivoies est un thème important, qui est à l'origine d'échanges, dans la littérature, entre deux équipes de recherche américaines. Dans un premier temps, nous allons exposer les points de vue de ces deux équipes. Nous allons ensuite mesurer la NETD de notre caméra sur puce infrarouge cryogénique. Nous détaillerons le principe de la mesure, ainsi que sa mise en œuvre expérimentale. Nous présenterons les résultats de la mesure sur une imagerie, puis sur les images recombinaisonnées avec les deux algorithmes (*shift and add* et interpolation non-uniforme). Enfin, nous apporterons des éléments de réponse sur la question de la mesure du bruit dans les systèmes multivoies.

5.9. Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

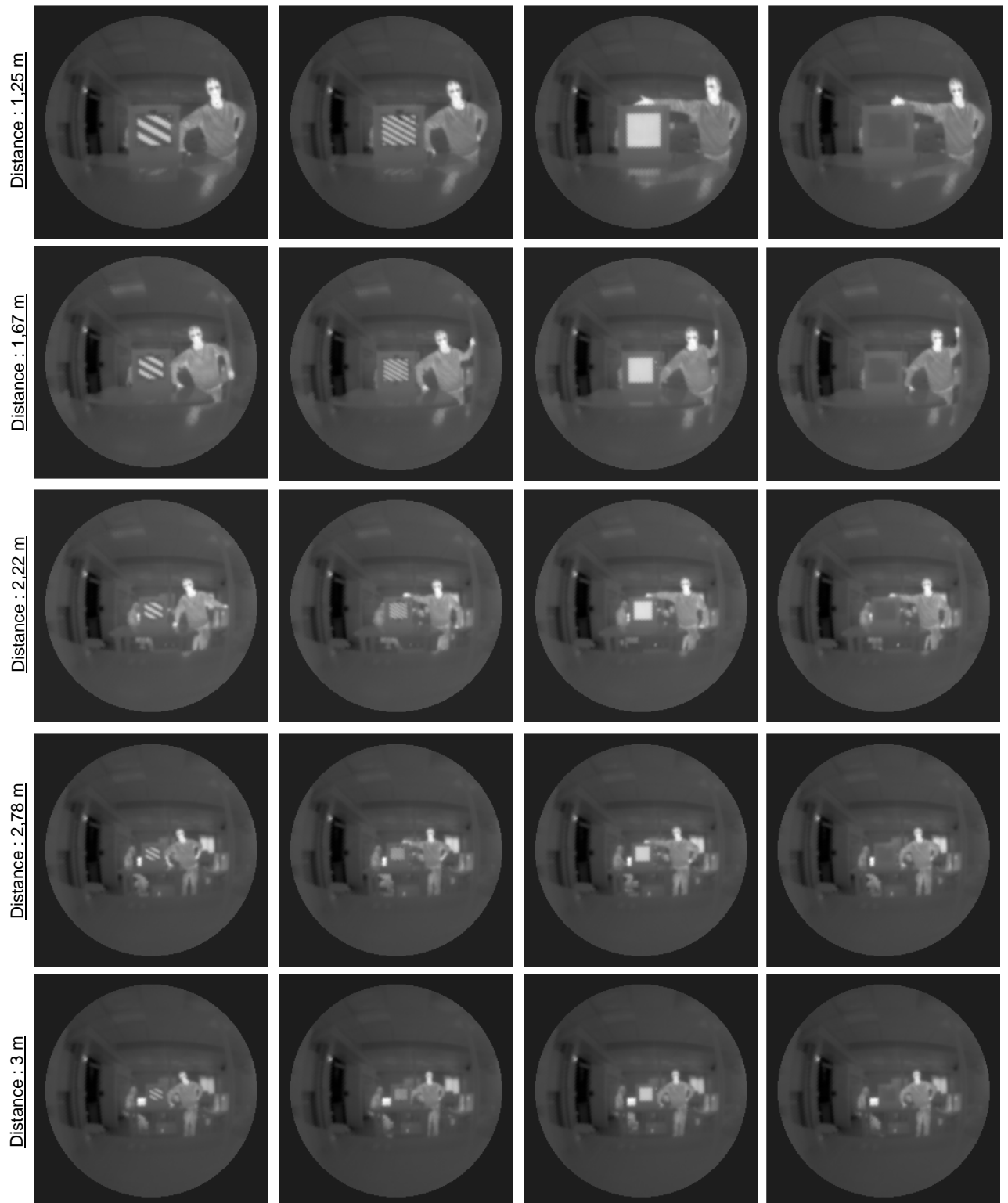


FIGURE 5.14 – Images des deux mires thermiques, du corps noir seul et du corps noir masqué, à différentes distances de la caméra sur puce. Ces images ont été traitées avec l'algorithme de type *shift and add*.

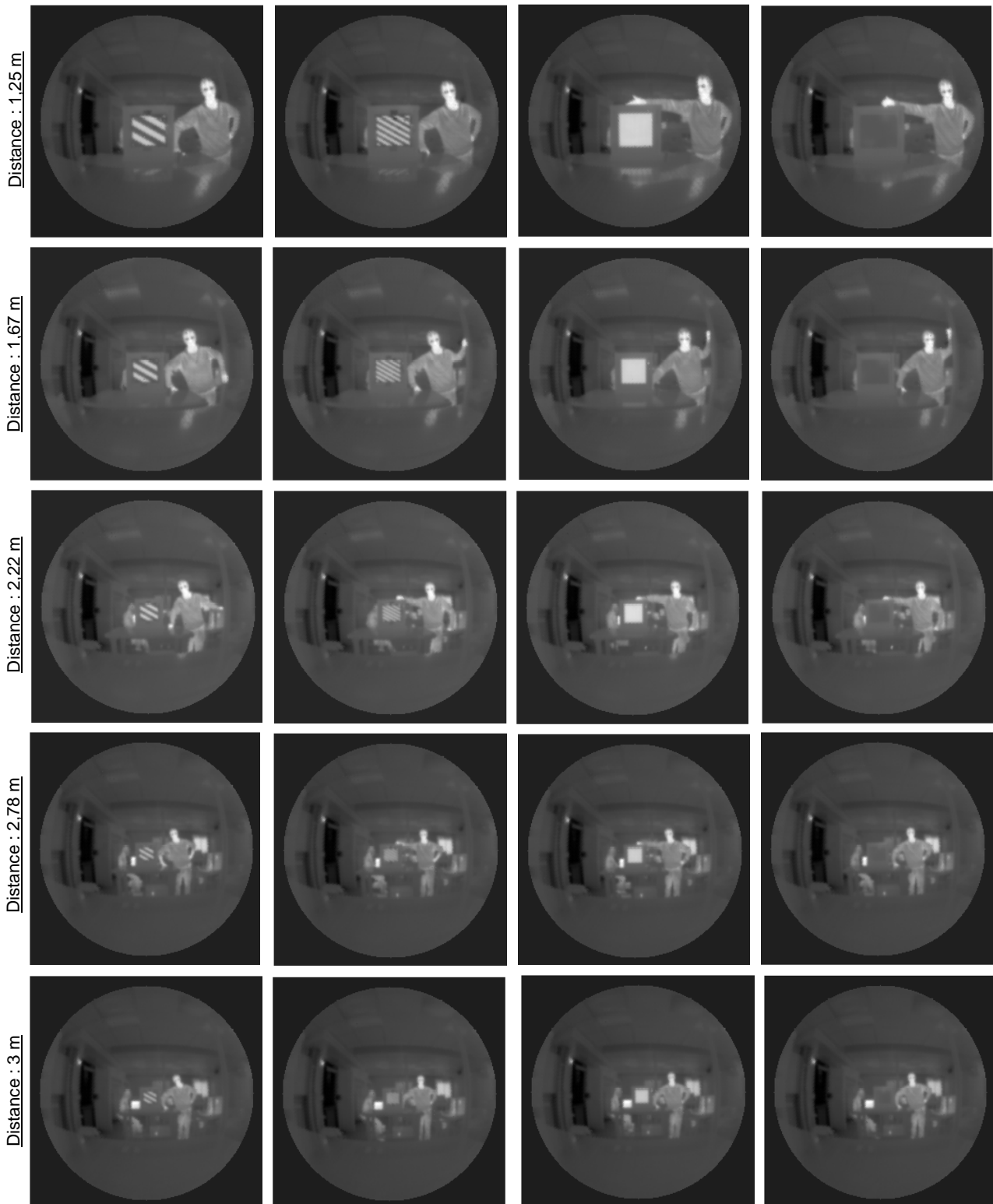


FIGURE 5.15 – Images des deux mire thermiques, du corps noir seul et du corps noir masqué, à différentes distances de la caméra sur puce. Ces images ont été traitées avec l’algorithme d’interpolation non-uniforme.

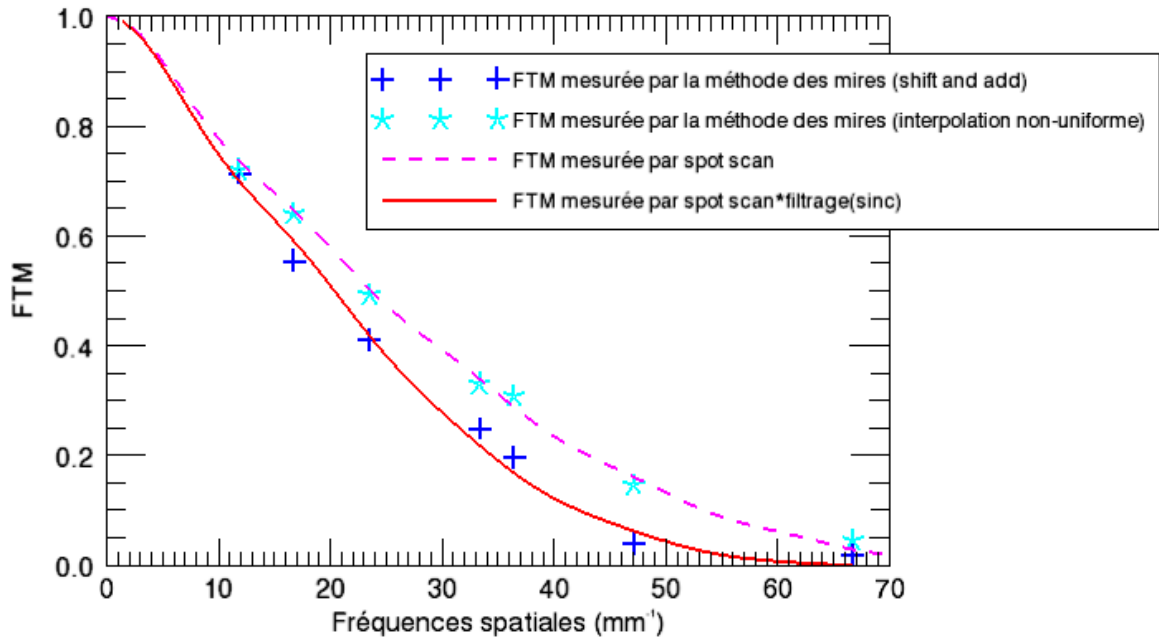


FIGURE 5.16 – Courbes de FTM sur l’axe optique de la caméra sur puce associée aux deux algorithmes de dépliage de spectre, de type *shift and add* d’une part et par interpolation non-uniforme d’autre part. Nous avons comparé les mesures effectuées par la méthode des mirettes, par *spot scan*, et par *spot scan* multiplié par un terme de filtrage en sinus cardinal.

En 2006, dans la référence [124], Haney étudie le bruit lié aux systèmes multivoies. Il considère d’une part un système optique multivoies comprenant  $n \times n$  voies optiques, et d’autre part le système monovoie équivalent à ce système multivoies, en termes d’ouverture de l’optique, de nombre et de taille des pixels du détecteur associé. Son analyse aboutit à la conclusion suivante : la variance du bruit du système optique multivoies est égale à  $n^2$  fois la variance du bruit du système optique monovoie équivalent. Cela signifie que la NETD du système multivoies est  $n$  fois plus grande que celle du système monovoie.

En 2009, dans la référence [7], Portnoy *et al.* présentent une caméra infrarouge qui comprend 3 par 3 voies optiques associées à une matrice de micro-bolomètres. Ils mesurent la NETD de cette caméra, ainsi que celle d’une caméra infrarouge monovoie équivalente (les ouvertures des deux systèmes optiques sont égales et les deux détecteurs sont identiques en termes de format et de pas pixel). La NETD de la caméra multivoies est égale à 131 mK, et elle est quasiment identique à la NETD de la caméra monovoie équivalente.

En 2011, conformément à son analyse antérieure [124], Haney remarque dans la référence [125] que le rapport signal à bruit de la caméra de Portnoy *et al.* devrait théoriquement être réduit d’un facteur  $n = 3$ . Ainsi, la NETD devrait être trois fois plus élevée que celle de la caméra monovoie équivalente. Par ailleurs, il aimerait que Portnoy *et al.* précisent si la NETD a été mesurée sur l’image reconstituée ou bien sur une des imageriettes de la caméra multivoies.

En 2011, Brady, qui travaille dans l’équipe de Portnoy, répond aux commentaires de Haney dans la référence [126]. La NETD de la caméra multivoies a été mesurée sur l’image recombinaée. Il conteste l’augmentation du bruit dans les systèmes multivoies en s’appuyant sur les mesures effectuées, et pense que la NETD mesurée sur l’image reconstruite dépend de la technique de traitement d’images employée pour recombinaer les imageriettes.

Afin d'analyser le problème du bruit dans les systèmes multivoies, nous abordons maintenant la mesure de la NETD de notre caméra sur puce infrarouge cryogénique. Nous en exposons le principe, puis la mise en œuvre expérimentale.

### 5.9.2 Principe de la mesure de NETD

La différence de température équivalente au bruit, NETD (*noise equivalent temperature difference*), est une figure de mérite souvent employée pour quantifier la résolution en température d'une caméra infrarouge. Elle est définie comme la différence de température pour laquelle le rapport signal à bruit est égal à 1. D'un point de vue pratique, un corps noir plan est placé en face de la caméra, à proximité de son hublot, de façon à couvrir l'ensemble du champ d'observation de la caméra.  $Nb_{images}$  images de ce corps noir sont acquises à deux températures différentes,  $T_1$  et  $T_2$ , avec  $T_1 < T_2$ .  $T_1$  et  $T_2$  doivent être deux valeurs relativement proches, afin de rester dans le domaine de linéarité de la mesure. Le cube d'images acquises à la température  $T$  est noté  $Cube_T$ . Il est une fonction de trois coordonnées discrètes,  $i$ ,  $j$  et  $k$  : le pixel  $(i, j)$  de la  $k$ -ième image du cube d'images acquises à la température  $T$  est noté  $Cube_T(i, j, k)$ . La NETD du pixel  $(i, j)$  de la caméra est calculée à partir de ces mesures en utilisant l'équation suivante :

$$NETD(i, j) = (T_2 - T_1) \frac{Img_{bruit, T_2}(i, j)}{Img_{moy, T_2}(i, j) - Img_{moy, T_1}(i, j)}, \quad (5.8)$$

où  $Img_{moy, T_1}$  et  $Img_{moy, T_2}$  sont les images moyennes acquises aux températures  $T_1$  et  $T_2$  respectivement.  $Img_{bruit, T_2}$  est l'image de bruit à la température  $T_2$ . L'image moyenne à la température  $T$  est calculée de la façon suivante :

$$Img_{moy, T}(i, j) = \frac{1}{Nb_{images}} \sum_{k=1}^{Nb_{images}} Cube_T(i, j, k). \quad (5.9)$$

L'image de bruit à la température  $T$  est calculée comme étant l'écart-type, sur la coordonnée  $k$ , du cube d'images  $Cube_T$  :

$$Img_{bruit, T}(i, j) = \left[ \frac{1}{Nb_{images} - 1} \sum_{k=1}^{Nb_{images}} (Cube_T(i, j, k) - Img_{moy, T}(i, j))^2 \right]^{1/2}. \quad (5.10)$$

Nous souhaitons mesurer la NETD sur une seule voie de la caméra sur puce, ainsi que sur l'image reconstituée. Pour mesurer la NETD sur l'image reconstituée, nous appliquons l'algorithme de dépliement de spectre pour chacune des  $Nb_{images}$  images acquises. Nous obtenons ainsi un cube de  $Nb_{images}$  images dépliées. A partir de ce cube, nous calculons une image moyenne et une image de bruit. En appliquant l'équation (5.8), nous calculons une image de NETD (c'est-à-dire la valeur de la NETD en chaque pixel).

### 5.9.3 Mise en œuvre expérimentale

La NETD des détecteurs infrarouges est traditionnellement mesurée à mi-capacité, ce qui signifie que la capacité du circuit de lecture est remplie de moitié. Il faut donc régler le temps d'intégration du détecteur pour être dans cette configuration à la température de mesure de la



5.9. Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

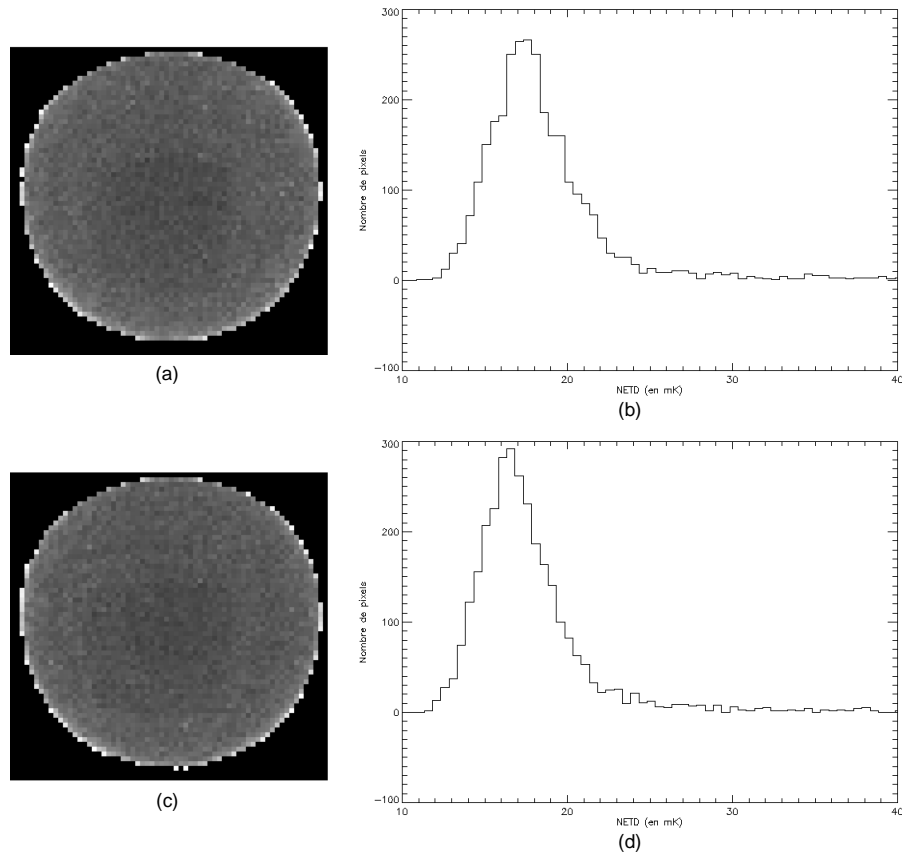


FIGURE 5.17 – (a) NETD à 23 °C mesurée sur une imagerie, (b) Histogramme de l'imagerie (a), (c) NETD à 25 °C mesurée sur une imagerie, (d) Histogramme de l'imagerie (c).

NETD. Dans notre cas, le temps d'intégration choisi selon ce critère est égal à 10 ms.

Nous plaçons un corps noir plan directement devant le hublot de la caméra, de façon à ce qu'il couvre l'ensemble du champ d'observation de la caméra. Nous acquérons des cubes de  $Nb_{images} = 100$  images pour cinq valeurs de température du corps noir : 20 °C, 22 °C, 24 °C, 26 °C et 28 °C. Les images aux températures 20 °C et 28 °C sont utilisées pour corriger le bruit spatial fixe du détecteur. Les images acquises aux températures 22 °C et 24 °C permettent de mesurer la NETD à 23 °C. Celles acquises aux températures 24 °C et 26 °C permettent de mesurer la NETD à 25 °C.

Nous extrayons une imagerie de l'image de NETD, et nous en traçons l'historgramme dans la figure 5.17. Puis nous calculons la NETD de la caméra à partir de l'image reconstituée par la méthode de type *shift and add* (nous en traçons l'historgramme dans la figure 5.18) puis par la méthode d'interpolation non-uniforme (l'historgramme est illustré dans la figure 5.19). Dans le tableau 5.4, nous regroupons les valeurs de NETD correspondant au maximum des histogrammes.

Lorsque les imageries sont recombinaées par la méthode de *shift and add*, nous constatons que la NETD mesurée sur l'image recombinaée est environ deux fois plus faible que la NETD mesurée sur une imagerie. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, chaque pixel de l'image reconstituée résulte de la somme de plusieurs pixels provenant des imageries. En moyenne, nous sommes 4 signaux indépendants provenant des imageries pour obtenir un pixel

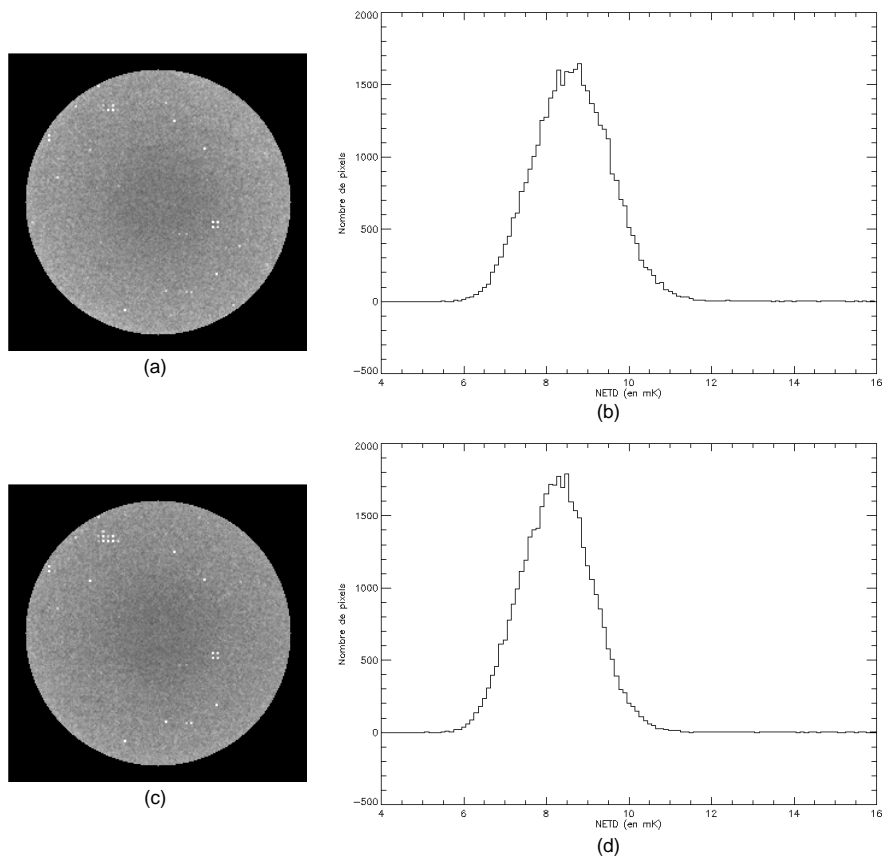


FIGURE 5.18 – Images reconstituées en appliquant l’algorithme de type *shift and add*, (a) NETD à 23 °C mesurée à partir de l’image reconstituée, (b) Histogramme de l’image (a), (c) NETD à 25 °C mesurée à partir de l’image reconstituée, (d) Histogramme de l’image (c).

5.9. Mesure de la NETD de la caméra sur puce associée à un algorithme de traitement d'images

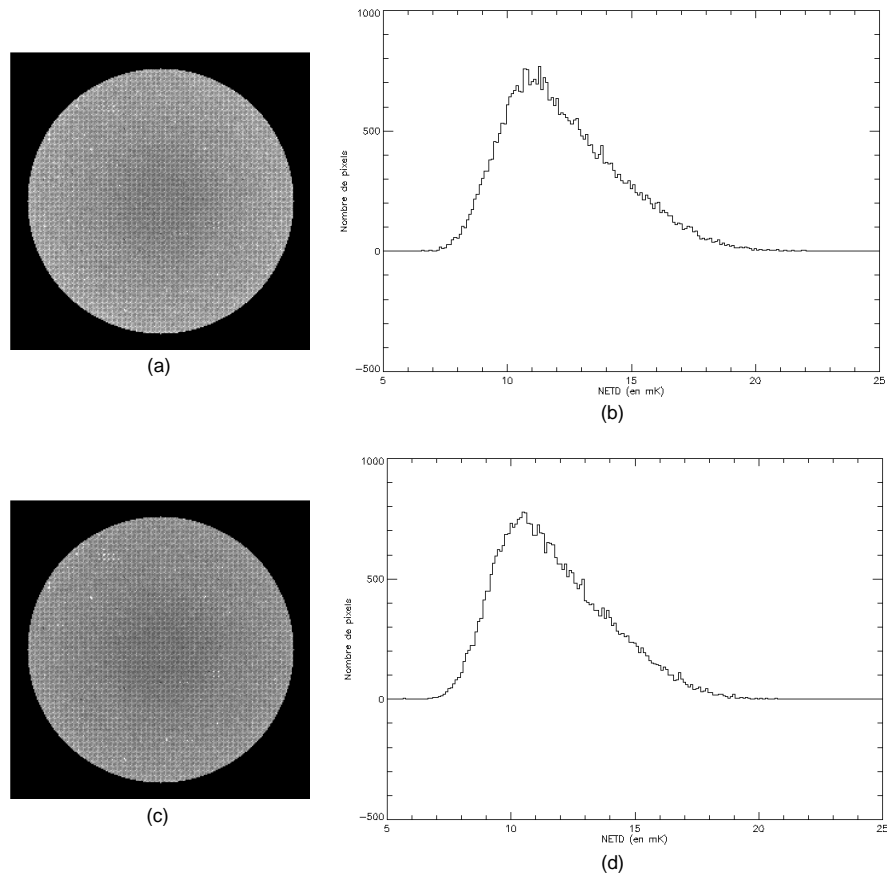


FIGURE 5.19 – Images reconstituées en appliquant l’algorithme d’interpolation linéaire non-uniforme, (a) NETD à 23 °C mesurée à partir de l’image reconstituée, (b) Histogramme de l’image (a), (c) NETD à 25 °C mesurée à partir de l’image reconstituée, (d) Histogramme de l’image (c).

**TABLE 5.4 – Valeurs de la NETD de la caméra sur puce, mesurées à mi-capacité, sur une imagette, puis sur l’image reconstituée. Les valeurs indiquées correspondent au maximum des histogrammes.**

	NETD(23 °C)	NETD(25 °C)
Mesure sur une imagette	17,5 mK	16,5 mK
Mesure sur l’image reconstituée ( <i>shift and add</i> )	8,8 mK	8,3 mK
Mesure sur l’image reconstituée (interpolation)	11,2 mK	10,5 mK

de l’image reconstituée, donc nous diminuons le bruit d’un facteur  $\sqrt{4} = 2$  au niveau de l’image finale.

Lorsque les imagettes sont recombinaées par interpolation non-uniforme, l’image de NETD fait apparaître des structures périodiques, de période égale au pas d’échantillonnage d’une imagette, 30  $\mu\text{m}$ . Nous pouvons interpréter cette périodicité de la façon suivante : la grille d’échantillonnage irrégulière de l’image est périodique de période 30  $\mu\text{m}$  (cf. figure 4.13 page 115). La méthode d’interpolation linéaire non-uniforme est appliquée sur les mêmes échantillons tous les 30  $\mu\text{m}$ , et fournit donc les mêmes résultats tous les 30  $\mu\text{m}$ . La NETD mesurée sur l’image recombinaée diminue sensiblement par rapport à celle mesurée sur une imagette (ce qui est visible au niveau des maxima des histogrammes) ; cependant, certains pixels demeurent à la valeur de NETD d’une imagette. Nous expliquons cette observation de la façon suivante. Lorsqu’un échantillon de la grille d’échantillonnage irrégulière est localisé près d’un point de la grille régulière, l’algorithme d’interpolation linéaire non-uniforme le privilégie en le pondérant très fortement. Localement, nous allons quasiment retrouver la valeur du pixel de l’imagette correspondante. D’autres pixels de l’image recombinaée résultent de la somme pondérée de plusieurs échantillons provenant de différentes imagettes, d’où une diminution de la NETD mesurée au niveau de ces pixels par rapport à celle mesurée sur une imagette.

#### 5.9.4 Conclusions sur la mesure de NETD de la caméra sur puce

La mesure de la NETD sur une imagette est égale à 16,5 mK à 25 °C. Il est intéressant de noter que cette valeur est très proche de la NETD mesurée sur le détecteur infrarouge seul, sans optique (14,0 mK à 25 °C).

La comparaison des mesures sur une imagette et sur l’image reconstituée montre que nous ne retrouvons pas une augmentation de la NETD d’un facteur 4 comme le prédit Haney. Nous avons proposé deux méthodes de traitement d’images, qui fournissent des résultats sensiblement différents. Nous sommes donc de l’avis de Brady, qui pense que la NETD d’une caméra multivoies mesurée au niveau de l’image reconstituée dépend de la technique de traitement d’images utilisée pour recombinaer les imagettes. Pour les deux types de traitement d’images, nous observons que la NETD tend à diminuer après recombinaison des imagettes.

## 5.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en œuvre une démarche expérimentale qui permet d’évaluer les performances de la caméra sur puce. Nous avons mesuré la PSF de toutes les voies par *spot scan*, ainsi que la distance focale de chacune des voies. Les résultats nous ont permis de constater que toutes les voies sont de même qualité optique, confirmant que l’intégration du composant

au plus près du détecteur s'est bien déroulée. Nous avons mesuré le champ d'observation de la caméra, légèrement supérieur à  $120^\circ$ . Il est limité pour les voies centrales par le diaphragme de champ, et pour les voies périphériques par le diaphragme de champ et par l'écran froid. Nous avons recherché des modèles simples pour rendre compte de la formation des images parasites, et de la décroissance de la luminosité dans le champ. Nous avons mesuré un courant d'obscurité égal à 3,3 pA. Puis nous avons considéré la caméra d'un point de vue global, comme l'association d'un système optique, d'un détecteur et d'une méthode de traitement d'images. Cette approche physique nous a permis d'évaluer les performances globales de la caméra en termes de FTM et de NETD. Nous avons étudié la recombinaison des images avec les deux algorithmes proposés dans le chapitre 4. Nous avons mesuré la FTM de la caméra pour des fréquences spatiales allant jusqu'à quatre fois la fréquence de Nyquist du détecteur utilisé, ce qui correspond aux performances théoriques que nous avons fixées dans le chapitre 2. Cependant, comme nous pouvions l'anticiper, le contraste est quasiment nul à ces fréquences du fait du filtrage par les pixels du détecteur. Le concept de caméra sur puce, tel que nous l'avons présenté au chapitre 2, est donc validé. Remarquons tout de même que nous pourrions mesurer plus précisément les valeurs de contraste sur les images traitées en améliorant les techniques de recombinaison d'images, de façon à nous affranchir des fréquences parasites mises en évidence dans le chapitre 4.

Dans le chapitre suivant, nous allons aborder la réalisation de la deuxième architecture optique compacte présentée au chapitre 2, un téléobjectif infrarouge multivoies.



## Chapitre 6

# Vers la caméra téléobjectif multivoies : réalisation des matrices de microlentilles

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>143</b>
<b>6.2</b>	<b>Propriétés du bromure de potassium</b>	<b>144</b>
<b>6.3</b>	<b>Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium</b>	<b>145</b>
6.3.1	Introduction sur le procédé de fabrication standard de pastilles en bromure de potassium	145
6.3.2	Développement d'un procédé de fabrication spécifique pour réaliser des composants optiques en bromure de potassium	146
6.3.3	Mesure de la transmission d'une pastille en bromure de potassium à faces planes et parallèles	149
6.3.4	Contrôle de l'épaisseur des matrices de microlentilles	150
6.3.5	Production des moules avec la forme adéquate	152
6.3.6	Matrices de microlentilles en bromure de potassium	153
<b>6.4</b>	<b>Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées</b>	<b>153</b>
6.4.1	Mesures géométriques : cartographies à trois dimensions des surfaces moulées	155
6.4.2	Mesures optiques : analyse du front d'onde issu des microlentilles	162
<b>6.5</b>	<b>Formation d'une image avec une matrice de microlentilles convergentes dans le visible</b>	<b>164</b>
<b>6.6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>165</b>

---

### 6.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons conçu une caméra compacte, de type téléobjectif multivoies, de longueur totale inférieure à 10 mm. En proposant une architecture comprenant deux matrices de microlentilles, l'une convergente et l'autre divergente, en bromure de potassium, nous avons choisi de relever un défi technologique. Il faut maintenant développer une technique permettant de les réaliser.

L'idée originale a été proposée au début de ma thèse par mon directeur de thèse, Jean Taboury, qui a travaillé avec du bromure de potassium durant sa carrière. En appliquant une forte pression sur de la poudre de bromure de potassium, celle-ci devient solide par frittage. Si le procédé de fabrication est optimisé, la pastille a l'aspect d'un verre transparent. Pourquoi ne pas presser cette poudre contre un moule de forme adéquate? Nous pourrions alors certainement obtenir une matrice de microlentilles! C'est pour exploiter cette idée simple que j'ai choisi le bromure de potassium comme une alternative au silicium pour réaliser les matrices de microlentilles du système téléobjectif infrarouge multivoies.

Pour commencer cette aventure technologique, je me suis appuyée sur une étude bibliographique destinée à recenser les principales méthodes de fabrication de matrices de microlentilles. Cette étude a déjà été présentée, dans la section 2.2 du chapitre 2, page 38. L'élément essentiel qu'il faut en retenir est que de nombreux procédés de pressage ont été développés ces dernières années. Les matériaux pressés sont variés : polymères, verre, sulfure de zinc (ZnS), mais pas de bromure de potassium. L'idée de Jean Taboury, et mon travail qui s'en est suivi, ne sont donc pas marginaux, mais s'inscrivent au contraire dans un domaine de grand intérêt et actuellement en pleine évolution (de nombreuses références dans ce domaine sont très récentes).

L'idée du pressage du bromure de potassium a fait l'objet du dépôt d'une enveloppe soleau. A la demande de l'ONERA, une étude d'antériorité sur ce thème a été menée par l'Institut National de la Propriété Intellectuelle (INPI). L'INPI a alors mentionné un brevet américain datant de 2009 [127]. Ce brevet décrit l'invention selon laquelle il est possible de réaliser un large choix d'optiques par pressage de bromure de potassium (lentilles aux profils sphériques ou asphériques, lentilles de Fresnel, matrices de microlentilles...). En revanche, en menant des recherches approfondies, je n'ai trouvé aucun article concernant la réalisation pratique de tels objets. A la différence de l'inventeur de ce brevet, je me propose de lever les points durs technologiques liés à cette réalisation pratique.

L'objectif de ce chapitre est de décrire la démarche expérimentale qui m'a permis d'étudier la faisabilité des matrices de microlentilles en utilisant un procédé original, le pressage de bromure de potassium en poudre. Pour cela, je vais tout d'abord détailler les propriétés du bromure de potassium, qui en font un excellent candidat pour des applications optiques. Je décrirai ensuite le procédé de fabrication de matrices de microlentilles que j'ai entièrement développé durant ma thèse. Je proposerai également deux manières d'évaluer la qualité des matrices de microlentilles obtenues, d'une part avec un profilomètre, et d'autre part avec un analyseur de front d'onde. Puis je présenterai la première image obtenue avec une matrice de microlentilles convergentes dans le visible.

## 6.2 Propriétés du bromure de potassium

D'un point de vue optique, le bromure de potassium présente plusieurs avantages. Il est transparent sur une très large bande spectrale, de l'ultraviolet (0,22  $\mu\text{m}$  environ) jusqu'à l'infrarouge lointain (30  $\mu\text{m}$  environ) [128]. Son indice de réfraction à 20 °C peut être calculé en appliquant la formule de Sellmeier [128], dans laquelle la longueur d'onde  $\lambda$  s'exprime en micromètres :

$$n^2 = C_1 + \frac{C_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_3^2} + \frac{C_4\lambda^2}{\lambda^2 - C_5^2} + \frac{C_6\lambda^2}{\lambda^2 - C_7^2} + \frac{C_8\lambda^2}{\lambda^2 - C_9^2} + \frac{C_{10}\lambda^2}{\lambda^2 - C_{11}^2}, \quad (6.1)$$

avec les coefficients  $C_1 = 1,39408$ ,  $C_2 = 0,79221$ ,  $C_3 = 0,146$ ,  $C_4 = 0,01981$ ,  $C_5 = 0,173$ ,  $C_6 = 0,15587$ ,  $C_7 = 0,187$ ,  $C_8 = 0,17673$ ,  $C_9 = 60,61$ ,  $C_{10} = 2,06217$ ,  $C_{11} = 87,72$ .

Le bromure de potassium présente une faible absorption et un faible indice de réfraction (1,53 à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$  et 1,56 à  $\lambda = 550 \text{ nm}$ ). Nous considérons une lame en bromure de potassium à



### 6.3. Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium

faces planes et parallèles, suffisamment fine pour que l'absorption à l'intérieur du matériau soit négligeable. En prenant en compte les pertes de Fresnel aux interfaces air/KBr et KBr/air, le coefficient de transmission théorique  $T$ , sous incidence normale, s'écrit de la façon suivante :

$$T = \left[ 1 - \left( \frac{n_{KBr} - n_{air}}{n_{KBr} + n_{air}} \right)^2 \right]^2. \quad (6.2)$$

En prenant  $n_{KBr} = 1,53$  à  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , la transmission théorique est égale à 0,91. Du fait de son faible indice de réfraction, le bromure de potassium a une transmission élevée par rapport à d'autres matériaux transparents dans l'infrarouge, comme le silicium ou le germanium, sans avoir besoin de traitement anti-reflet. Dans la sous-section 6.3.3 page 149, nous mesurerons la transmission d'une pastille de bromure de potassium que nous avons réalisée selon notre procédé de fabrication, ce qui nous permettra de valider ce point.

Par ailleurs, le bromure de potassium est un matériau peu coûteux ; c'est pourquoi cette technique est compatible avec une fabrication bas coût de matrices de microlentilles. De plus, il n'est pas toxique, ce qui facilite sa manipulation, ainsi que l'élimination des déchets.

Cependant, le bromure de potassium est hygroscopique, ce qui signifie qu'il absorbe l'humidité de l'air. Il est donc sensible à l'environnement ambiant. Nous devons tenir compte de cet inconvénient tout au long du procédé de fabrication. C'est pourquoi j'ai mis en place un protocole de fabrication des matrices de microlentilles, décrit dans la sous-section 6.3.2 page 146, dans lequel je prends soin de limiter les risques d'absorption de l'humidité par le bromure de potassium. Remarquons que pour une application dans l'infrarouge refroidi, les matrices de microlentilles doivent être intégrées dans le cryostat, enceinte à vide qui accueille le détecteur infrarouge à refroidir. Si les matrices de microlentilles sont placées dans le cryostat dès la fin du procédé de fabrication, elles sont préservées de l'humidité sans avoir besoin de traitement de surface. Cependant, pour d'autres applications, dans le visible par exemple, il faudra envisager de traiter la surface des microlentilles afin de les rendre insensibles à l'humidité. Une piste sera évoquée dans le chapitre "conclusion et perspectives" de ce mémoire de thèse.

## 6.3 Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium

### 6.3.1 Introduction sur le procédé de fabrication standard de pastilles en bromure de potassium

Le procédé de fabrication de matrices de microlentilles que j'ai développé pendant ma thèse s'inspire d'une technique largement utilisée en chimie pour réaliser des pastilles à base de bromure de potassium [129]. Cette technique concerne l'analyse spectroscopique d'échantillons, dont le principe est brièvement exposé ci-après. Nous disposons d'un échantillon en poudre dont nous souhaitons connaître la composition quantitative et qualitative. Nous pouvons pour cela en mélanger une faible quantité avec de la poudre de bromure de potassium, puis appliquer une forte pression sur ce mélange en poudre. Par frittage, la poudre de bromure de potassium, majoritaire dans le mélange, devient solide, formant une pastille à faces planes et parallèles. Nous mesurons ensuite la transmission de cette pastille à l'aide d'un spectromètre infrarouge du commerce. Nous obtenons le spectre de l'échantillon à analyser, car la signature spectrale du bromure de potassium est neutre dans l'infrarouge. La position des pics d'absorption relevés dans le spectre ainsi

que leur amplitude permet une analyse qualitative et quantitative de l'échantillon.

Afin de m'initier à la technique de pressage de bromure de potassium en poudre, je me suis rendue à l'Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay (ICMMO), de l'Université Paris XI. J'y ai appris à réaliser des pastilles de bromure de potassium à faces planes et parallèles suivant le procédé standard utilisé en chimie : il suffit d'appliquer une forte pression sur la poudre pendant quelques minutes seulement pour former une pastille solide. Dans certains cas où l'absorption d'humidité lors du procédé de fabrication est importante, la pastille peut être diffusante dans le visible, ce qui lui confère un aspect laiteux. Pour fabriquer des matrices de microlentilles en bromure de potassium, il est indispensable d'obtenir des composants dont la transmission dans l'infrarouge est proche de la valeur théorique (sinon, on perd l'avantage du bromure de potassium dont la transmission est élevée sans traitement anti-reflet). Le fait que les pastilles soient transparentes et non diffusantes dans le visible sont des gages de cette bonne qualité dans l'infrarouge. De plus, il faut que les composants restent transparents dans le temps, car ils sont destinés à être utilisés plusieurs fois.

L'objectif de mon travail est d'optimiser le procédé de fabrication standard pour répondre à ces deux exigences. Il s'agit de produire, dans un premier temps des pastilles, puis des matrices de microlentilles, transparentes, et qui conservent ce caractère dans le temps. La sous-section suivante est consacrée à la description de la procédure spécifique que j'ai mise en place.

### 6.3.2 Développement d'un procédé de fabrication spécifique pour réaliser des composants optiques en bromure de potassium

A l'issue de l'initiation à l'ICMMO, j'ai entièrement mis au point un banc expérimental pour la fabrication de matrices de microlentilles à l'ONERA. J'ai travaillé avec des équipements standards vendus dans le commerce et utilisés de façon courante dans les laboratoires de chimie. Le banc que j'ai mis en place à l'ONERA est photographié dans la figure 6.1. Il comporte une presse, une cellule de compression, une pompe à vide, de la poudre de bromure de potassium, ainsi qu'une balance et une étuve. Le procédé de fabrication que j'ai développé, et le rôle de chacun de ces éléments, sont détaillés dans la suite de cette sous-section.

Nous pouvons facilement nous approvisionner en poudre de bromure de potassium pure, de qualité spectroscopique. Une première étape consiste à broyer cette poudre le plus finement possible afin d'en diminuer la granulométrie. Pour cela, nous utilisons un petit mortier en agate, avec un pilon, illustrés dans la figure 6.2. Nous pouvons mesurer la taille des grains au microscope optique en disposant sur une lame en verre une petite quantité de poudre broyée dans une goutte d'huile. Comme le broyage est manuel, la taille des grains est inhomogène : les plus petits sont de l'ordre du micromètre, et les plus gros de l'ordre d'une cinquantaine de micromètres.

En broyant la poudre à l'air libre, le bromure de potassium a tendance à absorber l'humidité de l'air. C'est pourquoi il est préférable d'assécher la poudre broyée en la plaçant quelques heures dans une étuve, avant de réaliser le pressage.

La figure 6.3 décrit les éléments de la cellule de compression utilisée pour le moulage. Elle comporte une partie basse avec une prise de vide, reliée à une pompe permettant de faire le vide durant la compression. En évacuant l'air présent dans la cellule de compression, on évite l'absorption de l'humidité pendant le moulage. La cellule de compression comprend également une partie haute, qui est en fait une pièce femelle. Nous y insérons successivement un premier moule, la poudre broyée, un autre moule, et enfin un piston. La forme des deux petits moules sera transférée dans le composant en bromure de potassium ; lorsqu'on réalise une simple pastille, les deux moules ont des faces planes.

### 6.3. Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium

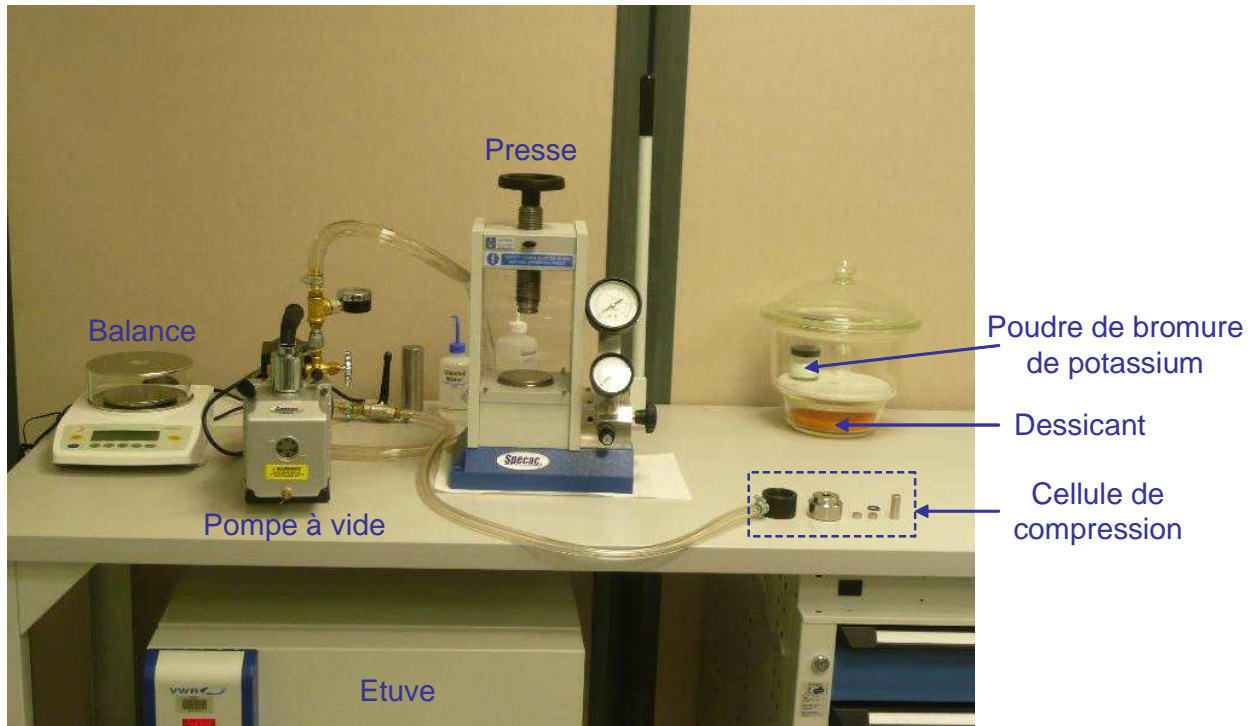


FIGURE 6.1 – Photographie du banc que j’ai développé durant ma thèse, pour fabriquer des matrices de microlentilles en bromure de potassium.

On applique ensuite une forte pression sur la poudre de bromure de potassium insérée entre les moules, à l’aide du piston. La cellule de compression assemblée et disposée dans la presse est illustrée dans la figure 6.4. Le moulage se déroule à température ambiante, ce qui n’est pas le cas pour la plupart des procédés mentionnés dans la section 2.2 du chapitre 2, page 38 (par exemple, le moulage de polymères, de verre et de ZnS). Or le moulage à température ambiante présente de nombreux avantages par rapport aux procédés qui nécessitent de chauffer l’échantillon, et donc l’ensemble de la cellule de compression. Nous allons détailler les avantages d’une compression à température ambiante dans le paragraphe suivant.

Dans la référence [82], Ueno *et al.* forment une lentille en ZnS en pressant de la poudre de ZnS à haute température (ils ne précisent pas la température à laquelle ils chauffent, mais indiquent qu’elle doit être supérieure à celle utilisée pour mouler des optiques en verre selon un procédé classique). Ils précisent que chauffer le moule et le matériau durant le pressage induit une erreur de profil sur la lentille en ZnS car les coefficients de dilatation thermique du moule et du ZnS sont différents. D’un point de vue pratique, ils doivent calculer l’amplitude de la déformation et spécifier les caractéristiques du moule à température ambiante, qui sont différentes des spécifications de la lentille qu’ils espèrent former. Le premier avantage de notre méthode est donc qu’il n’est pas nécessaire d’anticiper les déformations différentes du moule et de la lentille à haute température. Par ailleurs, dans les références [73, 74], les auteurs réalisent des lentilles en verre par moulage. Ils doivent choisir de mouler un verre spécialement conçu pour présenter une faible température de transition (égale à 285 °C, alors que les températures de transition des verres classiques sont comprises entre 500 °C et 700 °C). Ils sont obligés de prendre ces précautions, car le moule qu’ils utilisent (réalisé dans un alliage de nickel) ne peut pas supporter des températures de moulage trop élevées. Il est utile de rappeler que ces précautions ont un coût, car

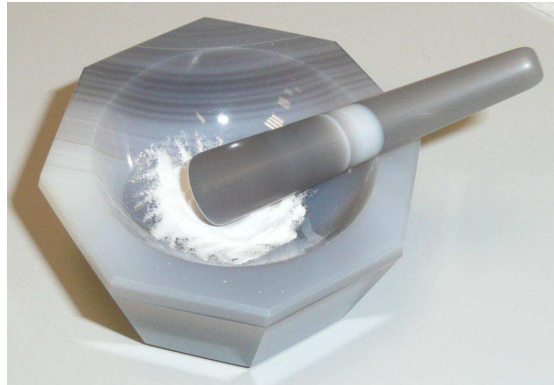


FIGURE 6.2 – Photographie du mortier et du pilon en agate, utilisés pour broyer finement la poudre de bromure de potassium.

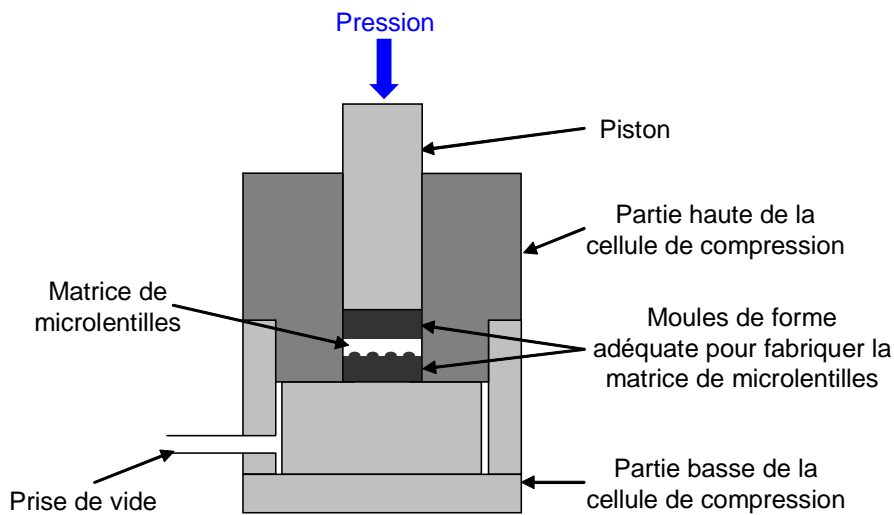


FIGURE 6.3 – Schéma de la cellule de compression utilisée pour presser le bromure de potassium en poudre.

### 6.3. Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium

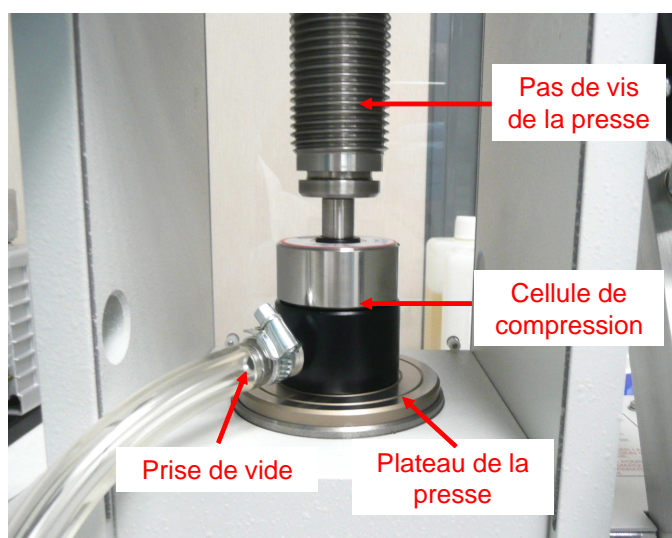


FIGURE 6.4 – Photographie de la cellule de compression assemblée et disposée dans la presse.

il faut développer un verre spécifique de faible température de transition, qui est certainement plus cher que les verres standards. Ainsi, le deuxième avantage de notre procédé de fabrication à température ambiante est qu'il n'introduit pas de contrainte supplémentaire pour s'assurer que le matériau dans lequel est usiné le moule est compatible avec la température de fabrication. Enfin, un troisième avantage est que nous n'avons pas besoin d'utiliser des équipements complexes pour chauffer et contrôler la température, paramètre important à connaître précisément dans le cadre d'un procédé de fabrication avec une étape de chauffage.

Les moules que nous utilisons ont un diamètre de 13 mm, qui est un des diamètres standards des équipements disponibles dans le commerce. La presse permet de contrôler la masse appliquée sur la cellule de compression, en tonnes. Le constructeur nous indique que nous pouvons appliquer sur la cellule de compression de diamètre 13 mm une masse de 10 tonnes au maximum, soit une force de  $10^5$  N. La pression appliquée est donc égale à  $7,5 \cdot 10^8$  Pa, soit 7500 bar. Afin de supporter cette forte pression, l'ensemble de la cellule de compression commercialisée (parties inférieure et supérieure, piston et moules à faces planes) sont usinés en acier inoxydable de référence 440C, utilisé pour sa grande dureté.

Nous identifions le temps de compression et la pression appliquée sur l'échantillon comme étant les deux principales grandeurs que nous pouvons ajuster pour optimiser le procédé de fabrication des matrices de microlentilles. Pour des raisons de confidentialité, nous ne donnerons pas les valeurs que nous utilisons pour ces deux paramètres.

#### 6.3.3 Mesure de la transmission d'une pastille en bromure de potassium à faces planes et parallèles

Nous avons réalisé une lame en bromure de potassium à faces planes et parallèles selon le procédé que nous avons développé et décrit dans la sous-section précédente. Cette pastille, d'épaisseur 0,5 mm, est parfaitement transparente. Nous avons utilisé un spectromètre infrarouge par transformée de Fourier (marque Brüker) pour mesurer la transmission de cette pastille, pour des longueurs d'onde comprises entre 2,5  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ . Nous avons fait la mesure en plaçant la pastille sous vide à l'intérieur du spectromètre, afin de nous affranchir des raies d'absorption de

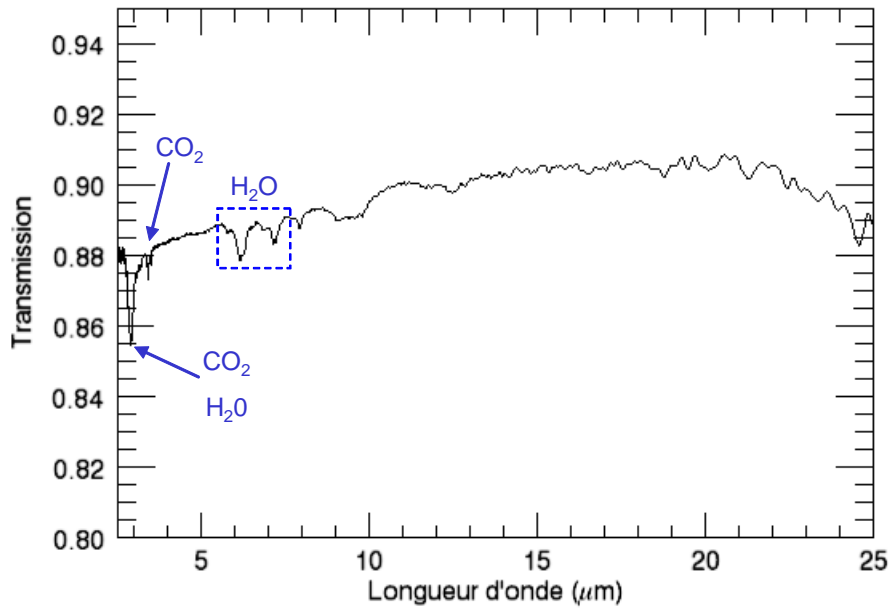


FIGURE 6.5 – Transmission d’une pastille de bromure de potassium d’épaisseur 0,5 mm, entre 2,5 μm et 25 μm. Cette mesure a été effectuée sous vide avec un spectromètre infrarouge par transformée de Fourier du commerce. Des raies d’absorption résiduelles de l’eau et du dioxyde de carbone perturbent tout de même la mesure.

l’eau et du dioxyde de carbone présents dans l’atmosphère. Le spectre que nous avons mesuré est illustré dans la figure 6.5. Des raies d’absorption résiduelles de l’eau et du dioxyde de carbone perturbent la mesure. Mis à part au niveau de ces raies, la transmission du bromure de potassium est supérieure à 0,88 sur la bande spectrale de mesure, ce qui est proche de la valeur théorique 0,91, annoncée dans la section 6.2 page 144. Nous pouvons donc conclure que notre procédé de fabrication permet de produire des composants de transmission optique satisfaisante.

Dans les sous-sections suivantes, nous allons aborder la fabrication des matrices de microlentilles à proprement parler.

### 6.3.4 Contrôle de l’épaisseur des matrices de microlentilles

L’objectif de cette sous-section est d’expliquer que l’épaisseur des matrices de microlentilles est contrôlée par la masse de poudre introduite dans le moule.

La masse  $m$  de poudre de bromure de potassium à introduire entre les deux moules est donnée par l’équation suivante :

$$m = \rho V, \tag{6.3}$$

où  $\rho$  est la masse volumique du bromure de potassium, et  $V$  est le volume de la matrice de microlentilles. Le volume de la matrice de microlentilles est une fonction du diamètre  $D$  du moule et des caractéristiques optiques de la matrice de microlentilles (type de profil (sphérique ou asphérique), épaisseur  $t$  sur l’axe optique, rayon de courbure  $R$ , pas  $p$ , diamètre d’une microlentille  $d_m$  et flèche  $s$ ). Les caractéristiques des matrices de microlentilles plan-convexe et plan-concave et des moules correspondants sont illustrées dans la figure 6.6.

L’équation suivante donne le volume  $V_s$  d’une microlentille sphérique de rayon de courbure

### 6.3. Développement du procédé de fabrication des matrices de microlentilles en bromure de potassium

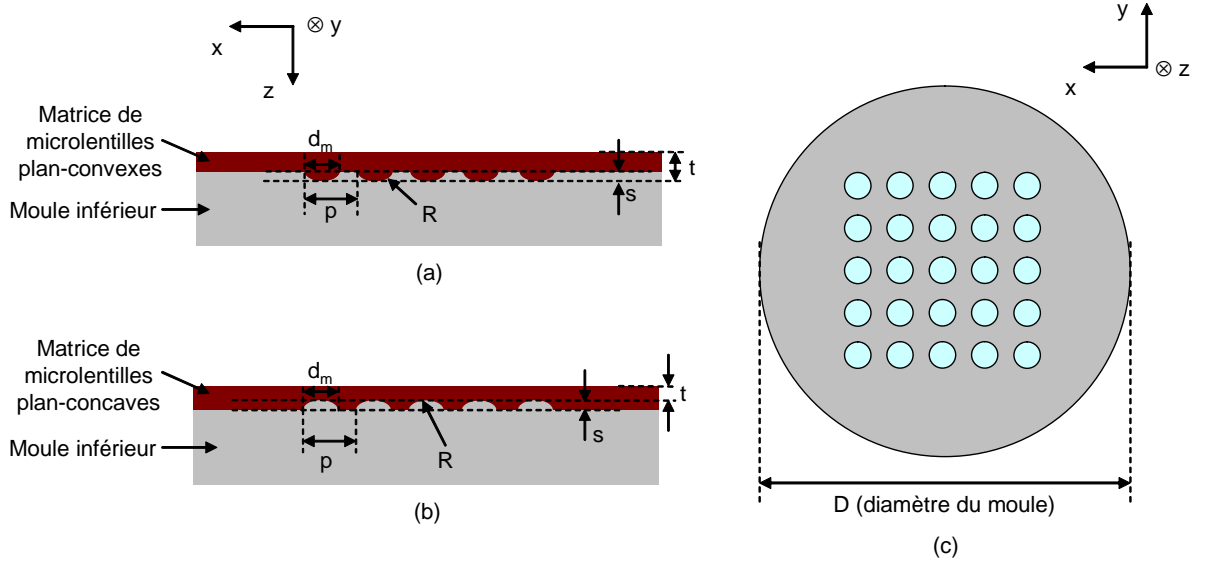


FIGURE 6.6 – Vue de profil de (a) une matrice de microlentilles plan-convexe, (b) une matrice de microlentilles plan-concave (le moule supérieur n'est pas représenté parce qu'il a simplement une face plane), (c) vue de dessus du moule inférieur (les cercles représentent la position des microlentilles sur la surface du moule). Les notations désignent :  $t$  épaisseur des microlentilles sur l'axe optique,  $R$  rayon de courbure d'une microlentille,  $s$  flèche d'une microlentille,  $p$  pas des microlentilles,  $d_m$  diamètre d'une microlentille.

$R$  et de flèche  $s$  :

$$V_s = \frac{\pi s}{3}(3Rs - s^2). \quad (6.4)$$

Ainsi, la masse de poudre de bromure de potassium dont nous avons besoin pour réaliser une matrice de microlentilles plan-convexes comprenant  $N$  voies optiques est donnée par :

$$m_{\text{plan-convexe}} = \rho \left[ \pi \frac{D^2}{4} (t - s) + N \frac{\pi s}{3} (3Rs - s^2) \right]. \quad (6.5)$$

De même, pour une matrice de microlentilles plan-concaves comprenant  $N$  voies optiques :

$$m_{\text{plan-concave}} = \rho \left[ \pi \frac{D^2}{4} (t + s) - N \frac{\pi s}{3} (3Rs - s^2) \right]. \quad (6.6)$$

D'après les équations (6.5) et (6.6), une erreur  $\Delta m$  sur la masse de bromure de potassium se traduit en une erreur  $\Delta t$  sur l'épaisseur sur l'axe des matrices de microlentilles.  $\Delta t$  est reliée à  $\Delta m$  par la relation suivante :

$$\Delta t = \frac{4}{\pi D^2 \rho} \Delta m. \quad (6.7)$$

Le diamètre des matrices de microlentilles est égal à  $D = 13$  mm, et la masse volumique du bromure de potassium est égale à  $\rho = 2.75 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . La précision de lecture de la balance dont je dispose est égale à  $\Delta m = 10^{-4}$  g, ce qui se traduit par une incertitude sur l'épaisseur des microlentilles  $\Delta t = 0,27 \text{ } \mu\text{m}$ . Or le tolérancement du système téléobjectif multivoies montre que l'on peut accepter une erreur de  $\pm 100 \text{ } \mu\text{m}$  sur les valeurs nominales d'épaisseur des microlentilles sur l'axe (cf. sous-section 2.4.3 du chapitre 2, page 59). L'incertitude sur la masse de poudre de bromure de potassium liée à la pesée est donc très faible par rapport à la valeur tolérée et ne va pas dégrader les performances d'une voie du téléobjectif.

### 6.3.5 Production des moules avec la forme adéquate

Comme nous l'avons vu, le procédé de fabrication que nous avons développé nous amène à appliquer une forte pression sur les moules. C'est pourquoi nous avons dans un premier temps envisagé d'imprimer la forme complémentaire des matrices de microlentilles à réaliser dans de l'acier inoxydable 440C (nous rappelons que les pièces de la cellule de compression commerciale sont fabriquées dans ce matériau). Comme nous l'avons mentionné au cours de l'étude bibliographique page 38, produire des moules en acier présentant un poli optique serait intéressant pour de nombreux procédés de moulage : nous ne sommes pas les seuls à nous heurter à ce problème.

Cependant, l'usinage de l'acier pour des applications optiques est difficile. Seuls deux usineurs ont répondu favorablement à notre demande de travailler sur l'acier inoxydable 440C. D'une part, la société Outillage et Mécanique Générale [130], près de Grenoble, a usiné les empreintes par micro-fraisage sur les pièces en acier. D'autre part, la société Impulsion SAS [131], à Saint-Etienne, réalise du micro-usinage par laser femto-seconde. Dans les deux cas, la surface usinée présente une rugosité trop importante. Avec le micro-fraisage, la rugosité arithmétique Ra est égale à 265 nm pour les moules pour lentilles convergentes et à 174 nm pour les moules pour lentilles divergentes. Ces valeurs de rugosité sont trop élevées pour être compatibles avec des applications optiques, à part éventuellement dans l'infrarouge lointain. Quant aux moules réalisés par usinage femto-seconde, la rugosité est telle que la matrice de microlentilles en bromure de potassium ne peut pas être démoulée.

Réaliser les moules de forme adéquate par usinage diamant semble être une technique prometteuse. L'usinage diamant permet en effet d'obtenir une bonne qualité de surface et une rugosité faible sans nécessiter de polissage après usinage. Nous choisissons donc de faire fabriquer les moules par usinage diamant, réalisé par la société Savimex [83]. Cependant, comme nous l'avons mentionné au cours de l'étude bibliographique, l'usinage diamant de l'acier pour des applications optiques est au stade de la recherche, et n'est pas encore maîtrisé à l'échelle industrielle. Les moules ne pouvant pas être fabriqués en acier, c'est l'alliage d'aluminium RSA-905 développé par RSP Technology qui est privilégié. La référence [132] donne les propriétés détaillées de cet alliage. Ce matériau peut supporter une pression élevée (jusqu'à 550 MPa) et la rugosité obtenue après usinage diamant (sans une étape de polissage supplémentaire) peut être très faible (de l'ordre de quelques nanomètres seulement). Les moules réalisés par usinage diamant sont photographiés dans la figure 6.7.

Seule la surface des moules au niveau des alvéoles qui correspondent aux microlentilles présente une faible valeur de la rugosité (la surface entre les microlentilles n'est pas usinée de façon à obtenir une faible rugosité car elle n'a aucune fonction optique). Savimex a mesuré la moyenne arithmétique de la rugosité Ra, au niveau d'une microlentille. Ils ont pour cela utilisé l'équipement Talysurf CCI6000 [133]. Ra est égale à 7,5 nm seulement.

L'alliage d'aluminium utilisé pour réaliser les moules est capable de supporter une pression jusqu'à 550 MPa. Si nous appliquons une pression supérieure, le moule se déforme de façon permanente (on dépasse le domaine de déformation élastique du matériau), et il reste coincé dans la pièce femelle en acier. Or nous appliquons une pression de 750 MPa sur les moules en acier inoxydable 440C. Il faut donc abaisser la pression appliquée. Mais en abaissant cette pression et en conservant le même temps de compression, le point de fonctionnement change. Les matrices de microlentilles en bromure de potassium formées de cette manière sont opaques. Il faut donc chercher le nouveau temps de compression optimal permettant d'obtenir la transparence durable des matrices de microlentilles.



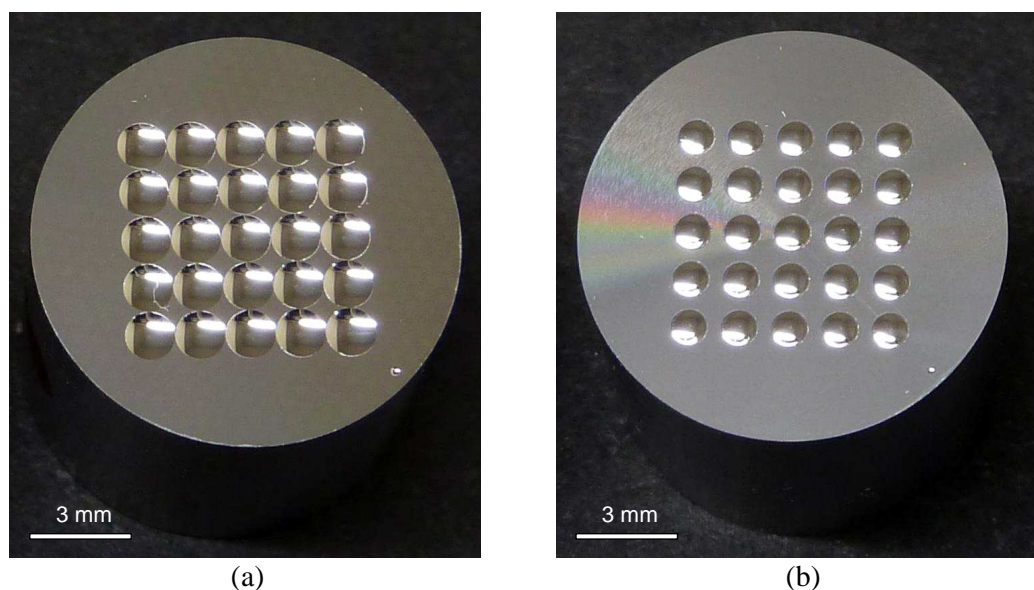


FIGURE 6.7 – Photographies des moules en Aluminium de type RSA-905 (RSP), réalisés par la société Savimex [83], (a) moule pour matrice de microlentilles convergentes, (b) moule pour matrice de microlentilles divergentes.

### 6.3.6 Matrices de microlentilles en bromure de potassium

Les spécifications optiques des matrices de microlentilles convergentes et divergentes en bromure de potassium qui doivent être réalisées pour construire la caméra infrarouge téléobjectif multivoies sont rappelées dans le tableau 6.1. La distance focale  $f$  est calculée en utilisant la formule  $f = \frac{R}{n-1}$  et le nombre d'ouverture  $N$  est donné par  $N = \frac{f}{d_m}$ . Les valeurs de  $f$  et de  $N$  sont calculées dans l'infrarouge à la longueur d'onde  $\lambda = 4 \mu\text{m}$ , et dans le visible à la longueur d'onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . La masse de bromure de potassium à utiliser est égale à 230 mg pour la matrice de microlentilles plan-concaves et à 204 mg pour la matrice de microlentilles plan-convexes (cf. équations (6.5) et (6.6)).

En utilisant le procédé décrit dans la sous-section 6.3.2 page 146, nous avons développé des matrices de microlentilles plan-concaves et plan-convexes avec de la poudre de bromure de potassium pure, de qualité spectroscopique. Les matrices de microlentilles obtenues sont photographiées dans la figure 6.8.

Afin d'apprécier la qualité du procédé de pressage développé, nous avons mis en regard les photographies de deux matrices de microlentilles en bromure de potassium. Ces deux matrices ont été réalisées en appliquant à l'aide de la presse la même pression, inférieure à 750 MPa. Dans le premier cas, illustré dans la figure 6.9(a), le temps de compression ne convient pas, et la matrice de microlentilles est complètement opaque. Au contraire, lorsque le temps de compression est adéquat, la matrice de microlentilles présente une transparence durable (cf. figure 6.9(b)).

## 6.4 Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées

L'objectif de cette section est d'analyser la qualité des microlentilles réalisées. La première étape consiste en une caractérisation de la surface moulée, qui vise à déterminer si la forme du

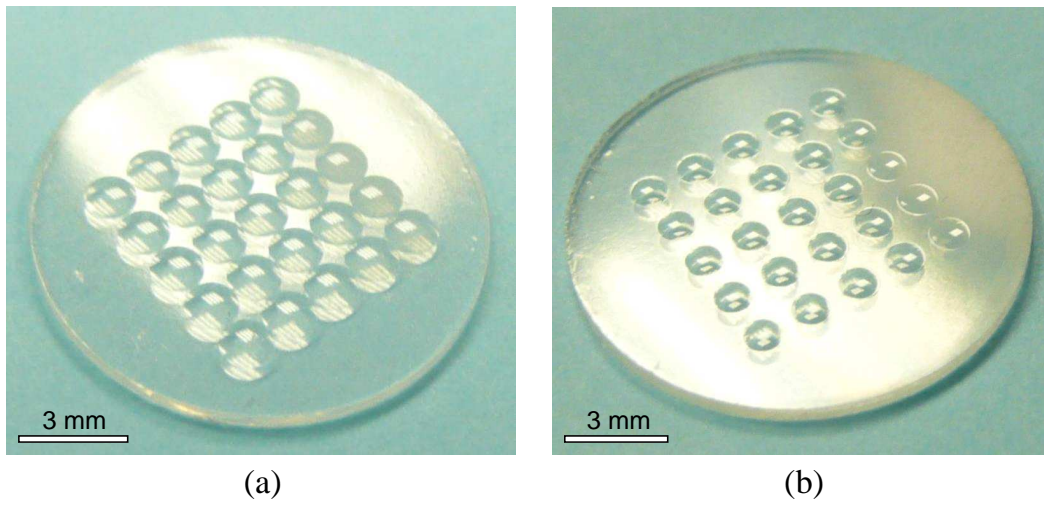


FIGURE 6.8 – Photographies des matrices de microlentilles réalisées en bromure de potassium, (a) matrice de microlentilles plan-convexes, (b) matrice de microlentilles plan-concaves.

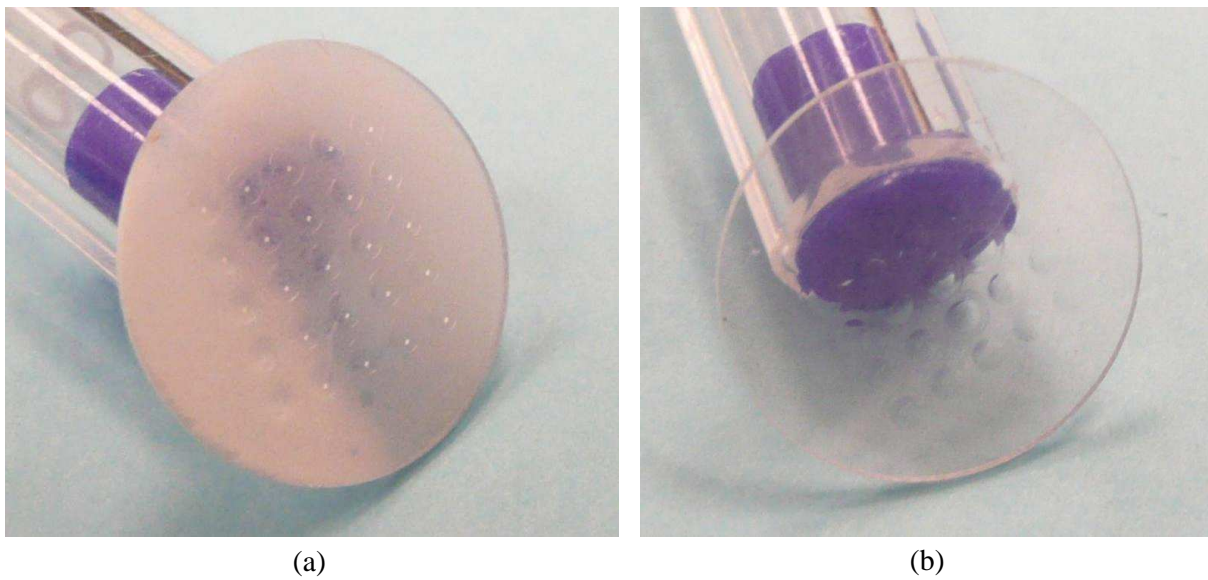


FIGURE 6.9 – Photographies de matrices de microlentilles réalisées en bromure de potassium, (a) procédé de fabrication non optimal, pastille opaque, (b) procédé de fabrication optimal, pastille transparente de façon durable dans le temps.

**TABLE 6.1 – Spécifications optiques des matrices de microlentilles convergentes et divergentes.**

	Microlentilles convergentes	Microlentilles divergentes
Type de profil	Sphérique	Sphérique
Rayon de courbure des lentilles ( $R$ )	3,437 mm	1,886 mm
Epaisseur sur l'axe ( $t$ )	0,7 mm	0,5 mm
Pas des microlentilles ( $p$ )	1,5 mm	1,5 mm
Diamètre des microlentilles ( $d_m$ )	1,5 mm	0,96 mm
Flèche des microlentilles ( $s$ )	83 $\mu\text{m}$	62 $\mu\text{m}$
Nombre de microlentilles dans la matrice ( $N \times N$ )	5 $\times$ 5	5 $\times$ 5
Diamètre total de la matrice de microlentilles ( $D$ )	13 mm	13 mm
Distance focale ( $f$ ) à $\lambda = 4 \mu\text{m}$	6,416 mm	-3,521 mm
Nombre d'ouverture à $\lambda = 4 \mu\text{m}$	4,3	3,7
Distance focale ( $f$ ) à $\lambda = 633 \text{ nm}$	6,175 mm	-3,389 mm
Nombre d'ouverture à $\lambda = 633 \text{ nm}$	4,1	3,5
Qualité optique	Limitées par la diffraction	Limitées par la diffraction

moule est transférée de façon fidèle dans le bromure de potassium. Pour cela, nous avons effectué des mesures géométriques à l'aide d'un profilomètre. D'autre part, étant donné que les matrices de microlentilles sont réalisées par frittage, il paraît important d'obtenir une information sur le comportement du matériau en volume. Pour cela, j'ai mis en œuvre une caractérisation optique des matrices de microlentilles, au travers d'une analyse du front d'onde issu des microlentilles. Ce type de caractérisation a l'avantage de considérer le matériau dans son volume et pas seulement au niveau de sa surface comme dans le cas du profilomètre. Il est de plus directement représentatif du comportement optique des microlentilles réalisées car il quantifie leurs aberrations.

#### 6.4.1 Mesures géométriques : cartographies à trois dimensions des surfaces moulées

Des cartographies à trois dimensions des surfaces des moules et des matrices de microlentilles ont été réalisées en utilisant un profilomètre (de marque Altisurf, développé par Altimet [88]). Ce profilomètre est équipé d'une sonde de distance confocale chromatique, commercialisée par la société Stil [89]. Cette sonde permet de faire une mesure à trois dimensions et sans contact de la surface de composants optiques, avec une incertitude sur l'altitude  $z$  inférieure à 100 nm (les coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont indiquées sur le schéma de la figure 6.6 page 151). Ces mesures ont été effectuées au CEA LETI qui dispose de cet équipement. Celui-ci a d'ailleurs déjà permis d'analyser les matrices de microlentilles en silicium de la caméra sur puce, comme nous l'avons décrit dans la section 3.2 du chapitre 3, page 68. Les figures 6.10(a) et (b) donnent les cartographies de la surface concave d'une microlentille divergente, et du moule correspondant. La résolution de la mesure est égale à 1  $\mu\text{m}$  dans les deux directions transversales  $x$  et  $y$ . La figure 6.10(c) montre les profils, extraits des mesures de surface, selon le diamètre de la microlentille et du moule correspondant, respectivement. La figure 6.10(d) illustre la différence entre les profils

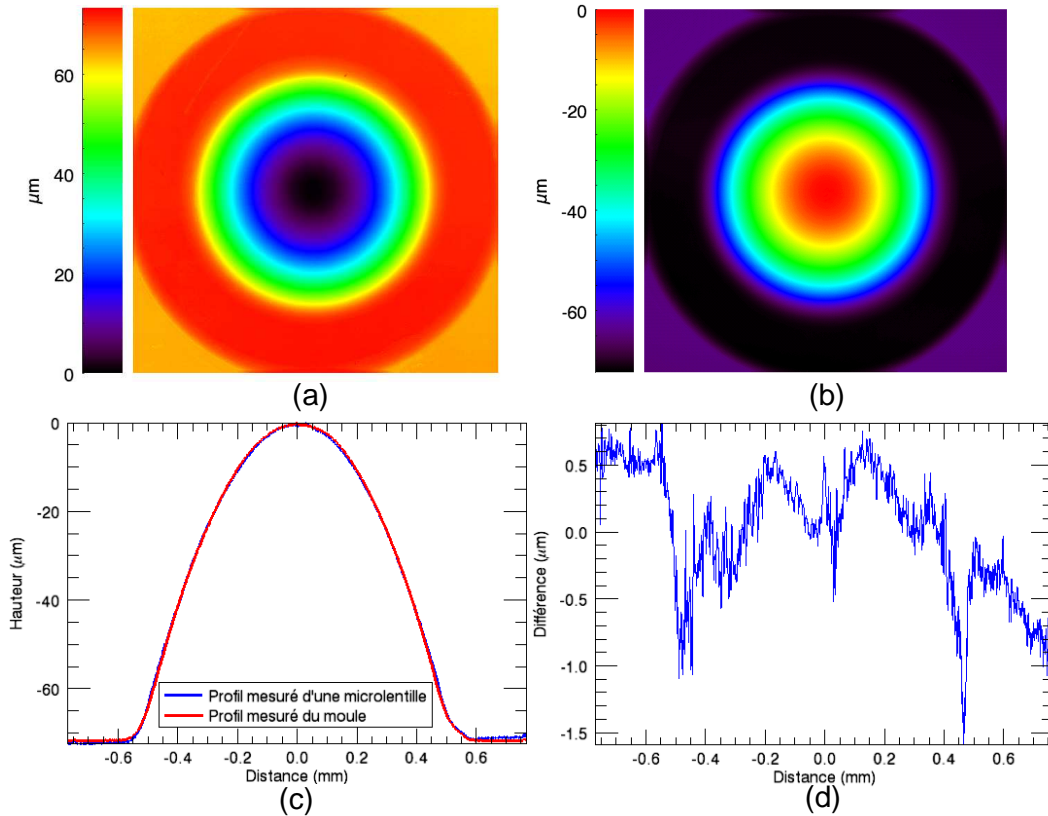


FIGURE 6.10 – (a) Cartographie de la surface concave d’une microlentille divergente, (b) cartographie du moule correspondant, (c) comparaison des profils de la microlentille et du moule, (d) différence entre les deux profils.

du moule et de la microlentille. Le maximum de cette différence en valeur absolue est égal à  $1,6 \mu\text{m}$ . Localement, au niveau d’une alvéole, le profil du moule est reporté de façon fidèle sur la lentille. Nous pouvons également déduire de ces mesures le rayon de courbure, le diamètre et la flèche de la lentille divergente. Ces résultats sont regroupés dans le tableau 6.2.

Des résultats similaires sont obtenus pour une microlentille convergente et le moule correspondant (la résolution de la mesure est la même que précédemment, égale à  $1 \mu\text{m}$  dans les deux directions transversales  $x$  et  $y$ ). Ils sont illustrés dans la figure 6.11. La différence maximale en valeur absolue entre les profils du moule et de la matrice de microlentilles est égale à  $2,1 \mu\text{m}$ . Les caractéristiques de la microlentille mesurée figurent dans le tableau 6.2.

TABLE 6.2 – Caractéristiques des microlentilles divergente et convergente extraites de la mesure au profilomètre.

	Micro-lentille divergente	Micro-lentille convergente
Rayon de courbure de la lentille ( $R$ )	2,24 mm	3,64 mm
Diamètre de la lentille ( $d_m$ )	1,12 mm	1,5 mm
Flèche de la lentille ( $s$ )	71 $\mu\text{m}$	78 $\mu\text{m}$

En comparant les valeurs mesurées du tableau 6.2 et les valeurs théoriques que nous avons

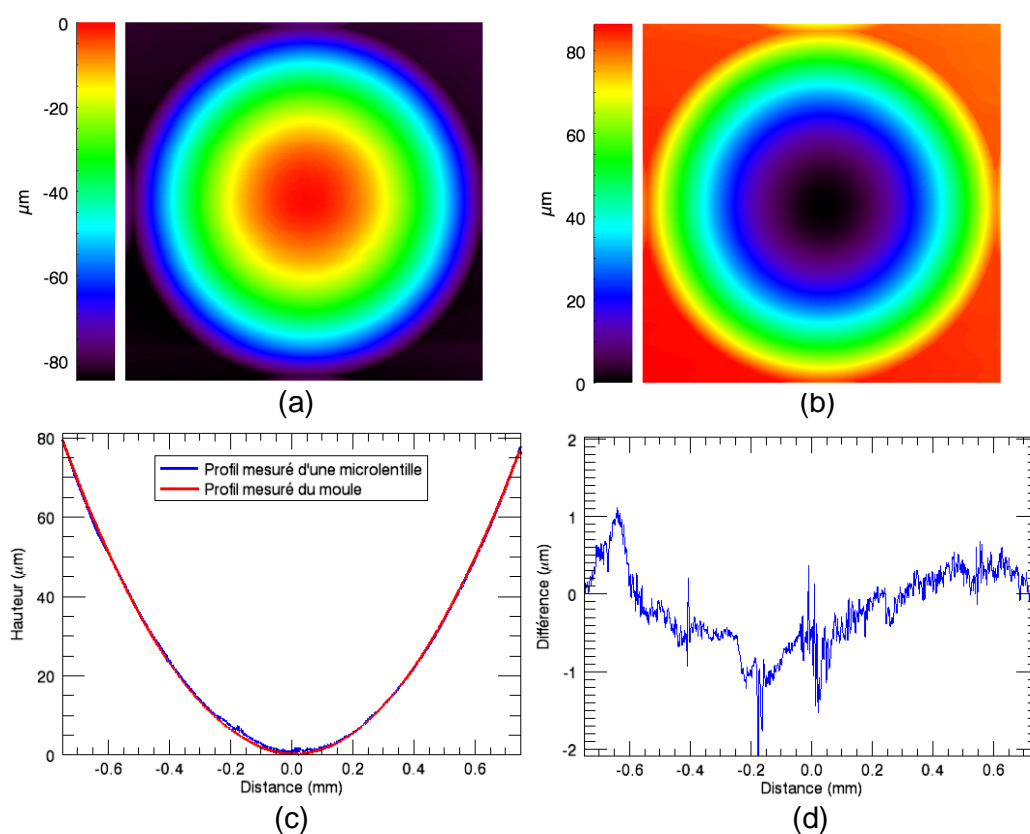


FIGURE 6.11 – (a) Cartographie de la surface convexe d’une microlentille convergente, (b) cartographie du moule correspondant, (c) comparaison des profils de la microlentille et du moule, (d) différence entre les deux profils.

spécifiées (cf. tableau 6.1), nous constatons que les valeurs désirées n'ont pas été obtenues précisément, notamment pour la microlentille divergente. Les différences entre les valeurs mesurées et celles spécifiées sont regroupées dans le tableau 6.3.

**TABLE 6.3 – Différences entre les valeurs mesurées et celles spécifiées.**

	Microlentille divergente	Microlentille convergente
Rayon de courbure de la lentille ( $R$ )	350 $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$
Diamètre de la lentille ( $d_m$ )	160 $\mu\text{m}$	0
Flèche de la lentille ( $s$ )	-5 $\mu\text{m}$	9 $\mu\text{m}$

L'erreur au niveau du rayon de courbure excède la tolérance que nous avons indiquée ( $\pm 100 \mu\text{m}$ ) et entraîne une chute importante de la FTM, illustrée dans la figure 6.12(a). Cependant, comme nous l'avons fait pour la caméra sur puce, nous pouvons ajuster les épaisseurs d'air entre les lentilles d'une part et entre la lentille et le détecteur d'autre part, avant l'intégration mécanique des composants, afin que la FTM du système ne soit pas dégradée. Dans le système initial de la figure 2.13 page 59, les épaisseurs d'air sont égales à 4 mm. En prenant des épaisseurs égales à 4,17 mm, le téléobjectif qui prend en compte les valeurs des rayons de courbures effectivement obtenus recouvre les performances du système initial, comme le montre la figure 6.12(b). Par ailleurs, l'erreur sur le diamètre  $d_m$  de la microlentille divergente n'est pas gênante, car la valeur obtenue est plus grande que celle souhaitée.

Nous avons également mesuré les cartographies des moules et des matrices de microlentilles sur une surface couvrant les  $5 \times 5$  motifs. La résolution de la mesure est cette fois égale à 3  $\mu\text{m}$  dans les deux directions transversales  $x$  et  $y$  (nous avons augmenté le pas avec lequel la surface est scannée afin que le temps de mesure ne soit pas excessivement long). Dans la figure 6.13, nous présentons les cartographies des moules en aluminium pour lentilles divergentes et convergentes.

Les cartographies de deux réalisations de matrices de microlentilles convergentes et divergentes avec les moules en aluminium sont illustrées dans la figure 6.14.

Nous remarquons une déformation globale de la surface des moules, qui est due à la forte pression appliquée. Il semble que nous retrouvions la déformation globale complémentaire à celle des moules au niveau des matrices de microlentilles. Pour la quantifier, nous avons extrait des coupes des cartographies à trois dimensions, pour les moules et les matrices de microlentilles, illustrées dans la figure 6.15.

Le moule pour lentilles convergentes a une forme globale convexe (altitude plus importante au centre qu'au bord), la différence d'altitude mesurée sur la coupe est de 14  $\mu\text{m}$ , alors que la matrice de microlentilles convergentes a une forme globale concave, avec une différence d'altitude de 9  $\mu\text{m}$ . Il s'agit bien d'une déformation complémentaire ; en revanche, nous ne retrouvons pas la même amplitude de déformation ; ceci est certainement dû au fait que la matrice de microlentilles que nous avons analysée n'est pas le dernier composant fabriqué avec ce moule, et donc que la déformation du moule a pu s'accroître lors des moulages suivants.

De même, le moule pour lentilles divergentes a une forme globale concave (différence d'altitude de 5  $\mu\text{m}$ ), alors que la matrice de microlentilles divergentes a une forme globale convexe (différence d'altitude de 17,5  $\mu\text{m}$ ). Mais cette fois, l'amplitude de la déformation de la matrice de microlentilles est plus grande que celle du moule, ce que nous avons du mal à expliquer. Cependant, il est raisonnable de penser que les déformations au niveau des matrices de microlentilles sont essentiellement dues aux déformations des moules.

6.4. Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées

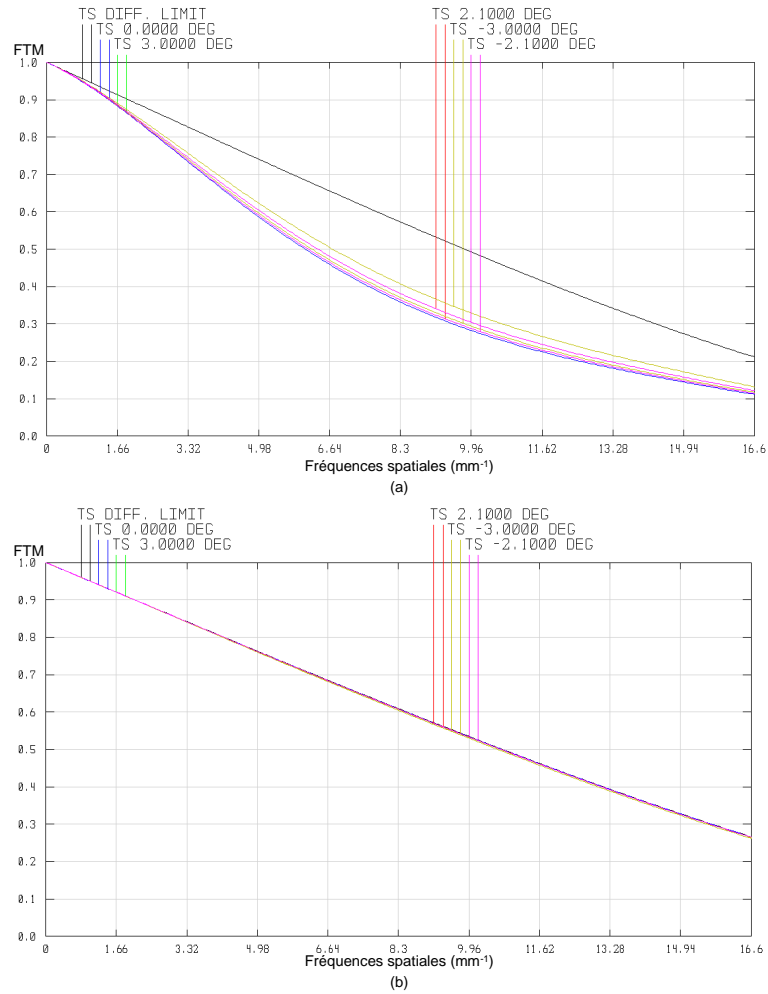


FIGURE 6.12 – Courbes de FTM d’une voie du téléobjectif prenant en compte les valeurs mesurées des rayons de courbure, (a) sans ajuster les épaisseurs d’air (égales à 4 mm), (b) en ajustant les épaisseurs d’air (égales à 4,17 mm).

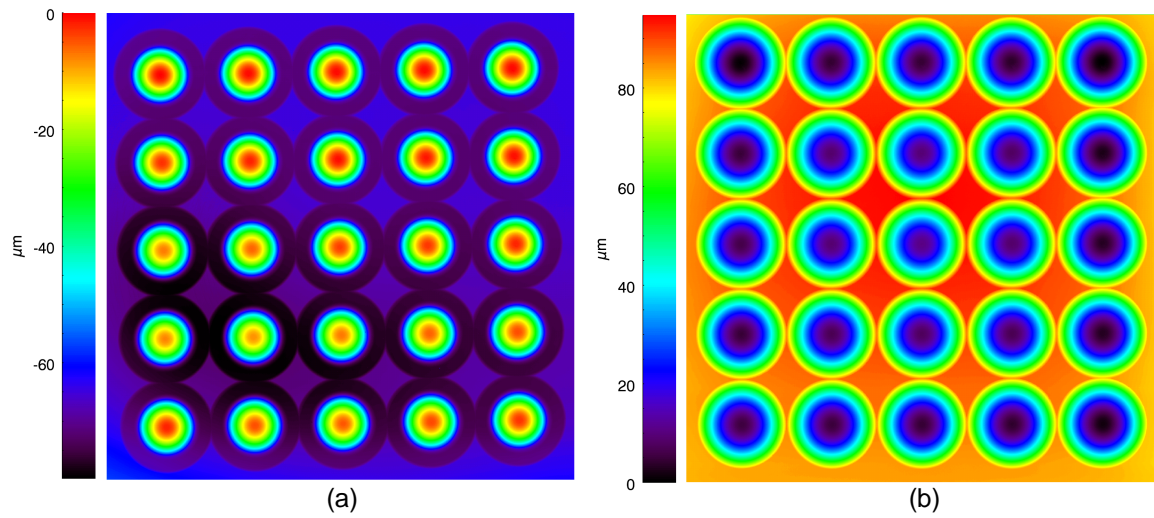


FIGURE 6.13 – Cartographies de l'ensemble de la surface usinée des moules en aluminium, (a) moule pour microlentilles divergentes, (b) moule pour microlentilles convergentes.

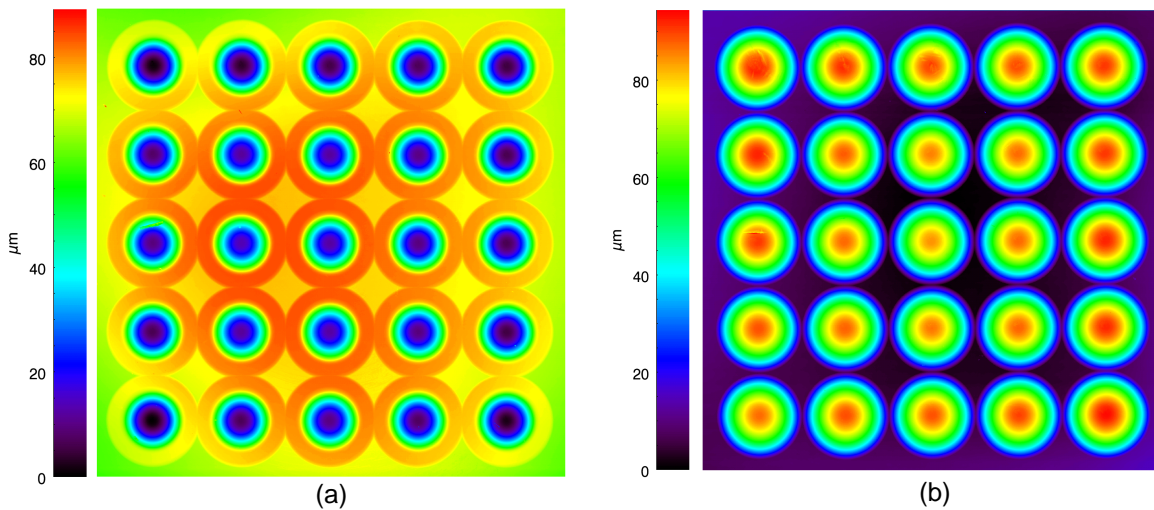


FIGURE 6.14 – Cartographies des matrices de microlentilles réalisées avec les moules en aluminium, (a) microlentilles divergentes, (b) microlentilles convergentes.



6.4. Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées

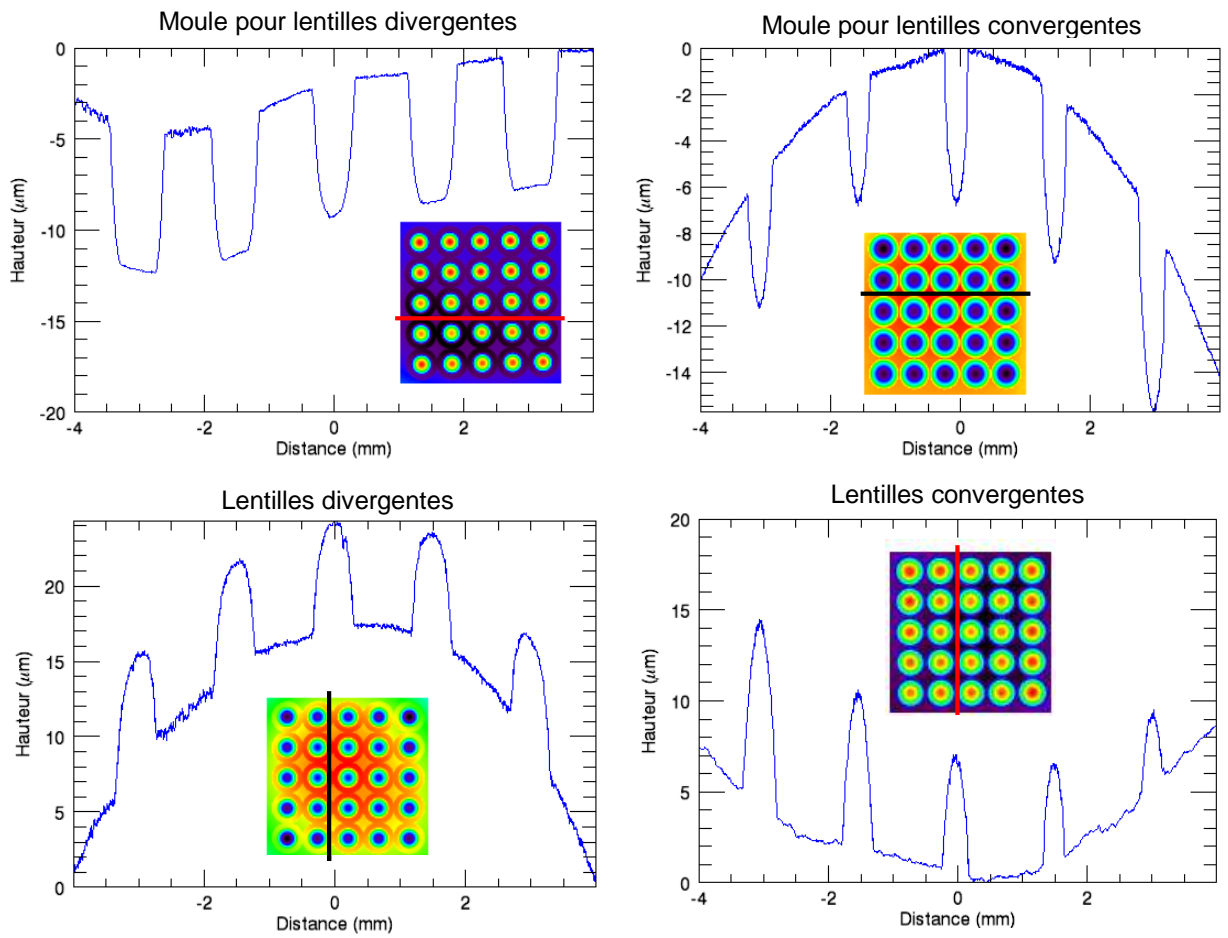


FIGURE 6.15 – Coupes des quatre cartographies, l'axe de la coupe est indiqué dans l'encart de chaque graphique.

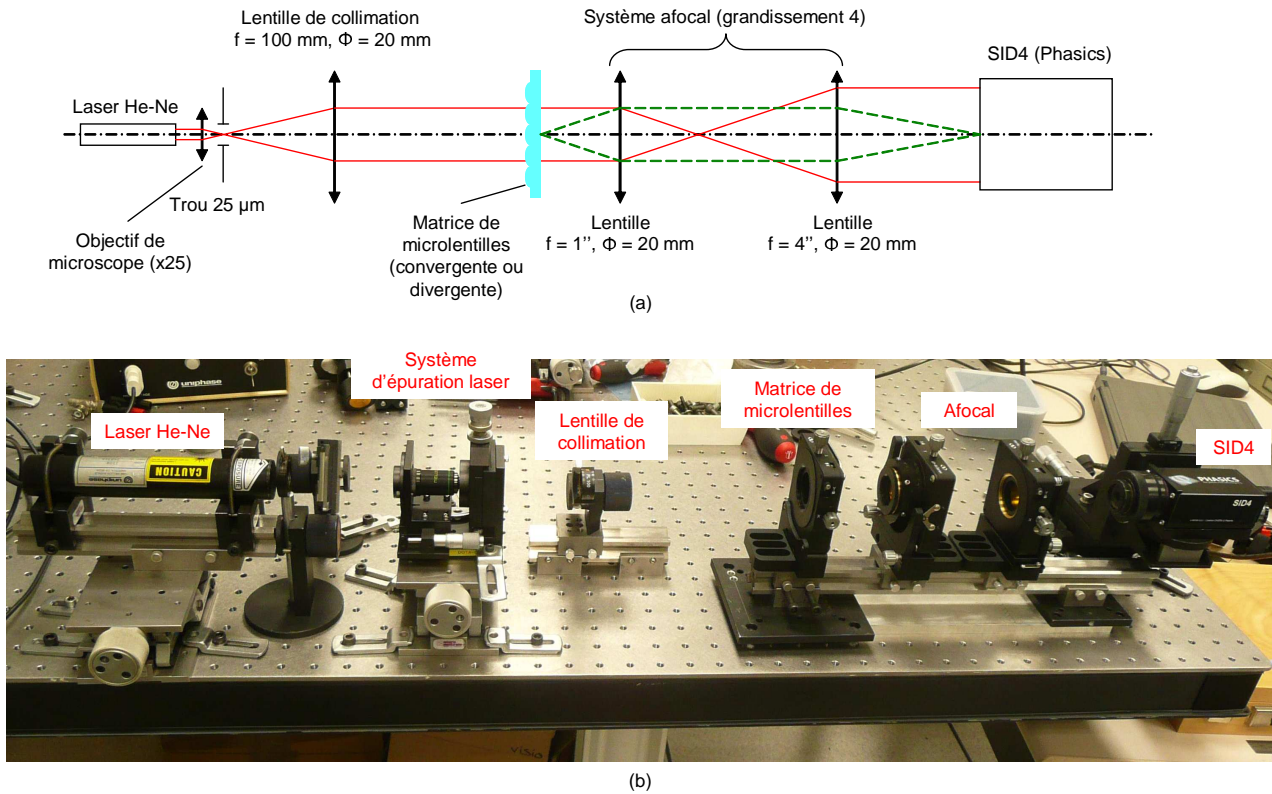


FIGURE 6.16 – Banc d’analyse du front d’onde issu des matrices de microlentilles, (a) Schéma optique, les notations  $f$  et  $\Phi$  désignent la distance focale et le diamètre de la lentille, respectivement, (b) Photographie.

Enfin, les déformations des matrices de microlentilles, de l’ordre de  $10\ \mu\text{m}$  à  $20\ \mu\text{m}$ , seraient susceptibles d’entraîner une défocalisation des images produites par les voies centrales par rapport à celles formées par les voies périphériques, ce qui pourrait dégrader la qualité de l’image multivoies produite.

#### 6.4.2 Mesures optiques : analyse du front d’onde issu des microlentilles

Pour évaluer la qualité optique des microlentilles, nous avons analysé successivement le front d’onde généré par une microlentille en bromure de potassium de la matrice convergente puis de la matrice divergente. Nous avons profité du fait que les microlentilles sont transparentes dans le domaine spectral visible, pour mener l’analyse de front d’onde dans le visible en utilisant un interféromètre à quatre ondes, commercialisé par la société Phasics [134] (Phasics SID4). Le banc optique que j’ai monté pour cette analyse de front d’onde est illustré dans la figure 6.16.

La matrice de microlentilles est éclairée par une onde plane générée par un laser Hélium-Néon, à la longueur d’onde  $\lambda = 633\ \text{nm}$ . Un système afocal conjugue le plan de la matrice de microlentilles avec le détecteur de l’analyseur de front d’onde SID4. De cette façon, le SID4 mesure la phase dans le plan des microlentilles. Le grandissement de l’afocal est choisi égal à 4 : ainsi, l’image d’une seule microlentille est agrandie sur le détecteur, ce qui permet de mesurer les aberrations de façon plus précise. La figure 6.17 regroupe les résultats obtenus sur l’une des microlentilles convergentes et sur l’une des microlentilles divergentes. La cartographie de

6.4. Evaluation de la qualité des matrices de microlentilles réalisées

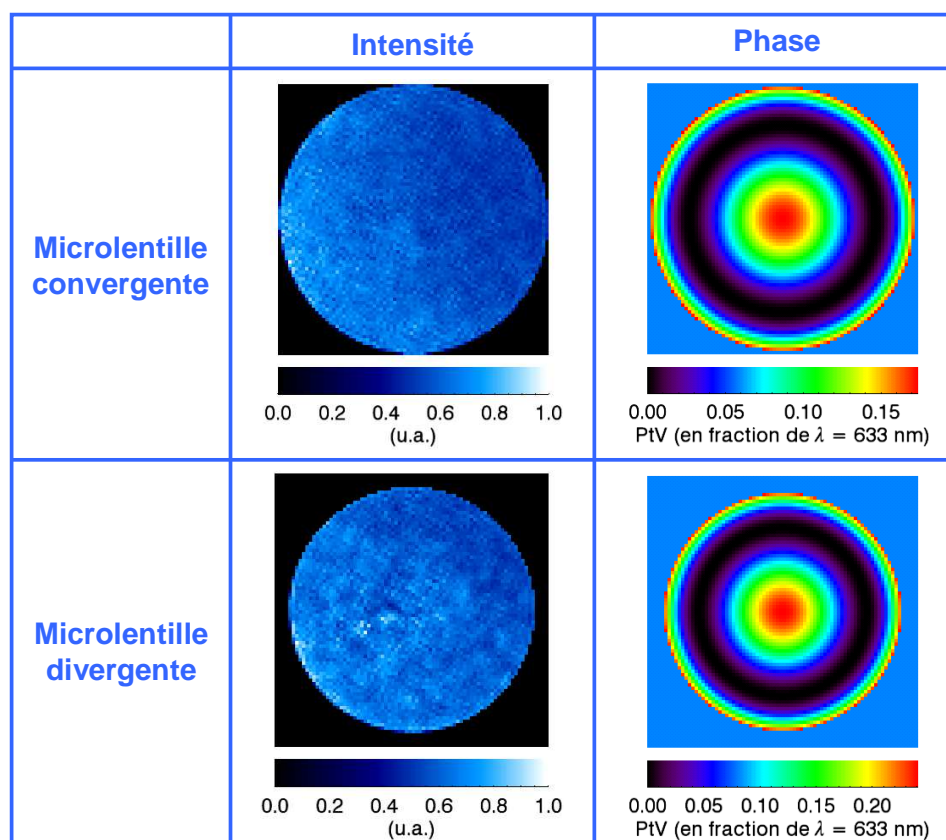


FIGURE 6.17 – Résultats des mesures de front d’onde pour une microlentille convergente et pour une microlentille divergente (cartographie d’intensité et valeur absolue de la cartographie de phase, l’abréviation PtV signifie *peak-to-valley*).

l’intensité mesurée expérimentalement dans le plan des microlentilles est quasiment uniforme, ce qui est satisfaisant car les microlentilles sont éclairées par une onde plane. Il est important de signaler que les phases mesurées sur les microlentilles convergente et divergente ont des signes opposés, cependant, nous représentons la valeur absolue de la phase dans la figure 6.17. Les valeurs absolues des cartographies de phase montrent que la phase diminue puis augmente à nouveau en partant du centre et en allant au bord de la pupille, ce qui est caractéristique de l’aberration sphérique.

Pour la microlentille convergente, le rayon de la zone d’analyse est égal à  $h = 0,62$  mm (donc la zone d’analyse ne couvre pas l’ensemble de la surface de la pupille). L’écart normal d’aberration sphérique que nous mesurons sur cette zone d’analyse est égal à  $0,174\lambda$ , avec  $\lambda = 633$  nm.

Pour la microlentille divergente, le rayon de la zone d’analyse est égal à  $h = 0,48$  mm. La valeur absolue de l’écart normal d’aberration sur cette zone d’analyse est égale à  $0,241\lambda$ , avec  $\lambda = 633$  nm.

A titre de comparaison, la valeur théorique de l’écart normal d’aberration sphérique  $\Delta_{abs}$  d’une lentille mince dont la face bombée est tournée vers l’infini, comme dans le cas du banc d’analyse de front d’onde, est donnée par [135] :

$$\Delta_{abs} = \frac{(n^3 - 2n^2 + 2)(n - 1)}{8n} \frac{h^4}{R^3}, \quad (6.8)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau dans laquelle est faite la lentille,  $h$  le rayon de la zone d'analyse, et  $R$  le rayon de courbure de la lentille. La valeur de l'indice de réfraction du bromure de potassium à la longueur d'onde  $\lambda = 633$  nm est égal à  $n(\lambda = 633\text{nm}) = 1,56$ .

Pour la microlentille convergente,  $h = 0,62$  mm, et  $R = 3,64$  mm (valeur du rayon de courbure mesurée au profilomètre), donc,  $\Delta_{abs}^{conv} = 0,20\lambda$ . Ainsi, la différence entre la valeur théorique et la valeur mesurée est égale à  $\lambda/38$ .

Pour la microlentille divergente,  $h = 0,39$  mm, et  $R = 2,24$  mm (valeur du rayon de courbure mesurée au profilomètre), donc,  $\Delta_{abs}^{div} = 0,13\lambda$ . Ainsi, la différence entre la valeur théorique et la valeur mesurée est égale à  $\lambda/9$ .

Les valeurs mesurées par analyse de front d'onde sont bien en accord avec les valeurs théoriques.

## 6.5 Formation d'une image avec une matrice de microlentilles convergentes dans le visible

Rappelons que nous souhaitons construire le système téléobjectif infrarouge multivoies, présenté dans la section 2.4 du chapitre 2, page 56. La première étape de la réalisation de ce système consiste à obtenir les matrices de microlentilles, ce qui est chose faite à l'issue du développement technologique que nous avons proposé. La réalisation complète du téléobjectif n'est cependant pas achevée. Elle sera jalonnée par les étapes suivantes :

- la conception opto-mécanique du téléobjectif, afin d'obtenir une monture permettant de fixer les éléments optiques avec la précision imposée par le tolérancement. Cette étape a déjà été entamée.
- la réalisation des matrices de murets, que nous avons dessinées dans la figure 2.18 page 65. Leur rôle est prépondérant puisqu'elles sont destinées à limiter la formation d'images parasites. Cependant, leur fabrication est un véritable défi technologique car elles doivent présenter des parois très fines (pour que peu de pixels du détecteur soient inutilisés entre les voies) et très longues (leur longueur doit idéalement correspondre à l'épaisseur d'air entre les deux matrices de microlentilles et entre la matrice de microlentilles et le détecteur).
- le dépôt d'un masque sur toutes les surfaces mécaniques des matrices, entre les microlentilles et sur le bord des pastilles, afin d'éviter que la lumière ne soit transmise directement.

Par ailleurs, il reste des points d'interrogation concernant la résistance mécanique et la transmission du bromure de potassium à température cryogénique.

Bien que nous ne puissions pas encore réaliser le téléobjectif complet, nous souhaitons former une première image avec une matrice de microlentilles en bromure de potassium. Comme le bromure de potassium est transparent dans le visible, nous en profitons pour faire une image dans cette bande spectrale. Nous imageons une mire éclairée par une lumière blanche. Le banc optique utilisé est illustré dans la figure 6.18.

La matrice de microlentilles est positionnée à 8 mm du détecteur de la caméra commerciale Dalsa Pantera 1M30. Ce détecteur comprend  $1024 \times 1024$  pixels, le pas d'échantillonnage est égal à 12  $\mu\text{m}$ , avec un facteur de remplissage égal à 1. La mire est placée à 24 mm de la matrice de microlentilles. La distance focale d'une microlentille est environ égale à 6 mm à la longueur d'onde 532 nm. Nous avons limité l'étendue spatiale de la mire pour éviter le problème de la communication entre les voies : la taille de la mire placée à 24 mm de la matrice de microlentilles est environ égale à  $2 \times 2$  mm<sup>2</sup>. Ainsi, l'angle sous lequel la mire est imagée est égal à  $5^\circ$ , valeur inférieure au champ d'observation d'une voie ( $6^\circ$ ). La première image produite par la matrice de

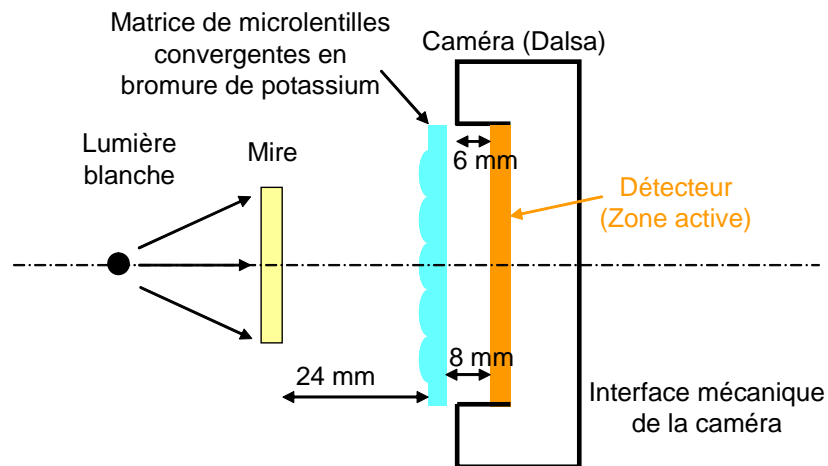


FIGURE 6.18 – Dessin du banc optique utilisé pour imager une mire avec une matrice de microlentilles convergentes en bromure de potassium.

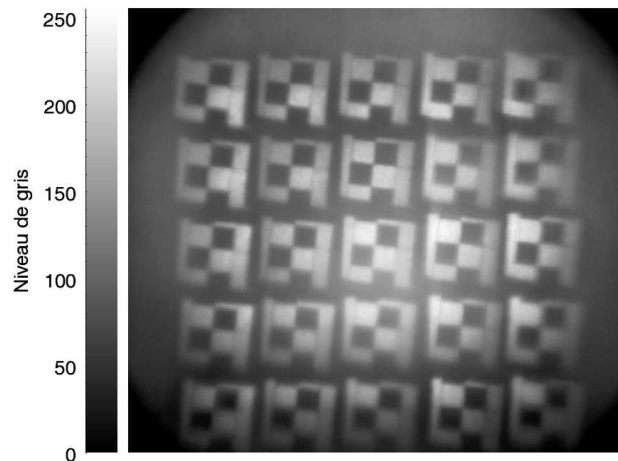


FIGURE 6.19 – Première image produite par une matrice de microlentilles convergentes dans le visible.

microlentilles en bromure de potassium est illustrée dans la figure 6.19.

La mire est correctement imagée par les  $5 \times 5$  voies de la matrice de microlentilles. Cependant, le contraste de l'image aurait pu être amélioré en déposant un masque sur la surface entre les lentilles et sur les bords de la matrice, pour bloquer les rayons qui sont directement transmis. D'autre part, l'image aurait pu être de meilleure qualité si on avait optimisé l'interface mécanique entre la matrice de microlentilles et la caméra (il est difficile d'approcher un composant optique à une distance aussi faible sur ce type de caméra).

## 6.6 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons validé avec succès la première étape de la réalisation du système téléobjectif infrarouge multivoies que nous avons conçu dans le chapitre 2. Nous avons en effet développé un procédé de fabrication original et simple permettant de fabriquer des matrices de

microlentilles en bromure de potassium. Nous avons également vérifié la qualité des microlentilles réalisées en menant deux types de caractérisation, l'une géométrique et l'autre optique. Malgré la déformation globale des moules en aluminium sous l'effet de la forte pression, la forme des moules est transférée localement de façon fidèle dans les microlentilles. Nous avons par ailleurs obtenu une première image avec la matrice de microlentilles convergentes dans le visible.

Nous souhaitons à présent poursuivre la réalisation de la caméra téléobjectif multivoies, en suivant les étapes proposées dans la section 6.5. Entre autres, la résistance mécanique et la mesure de transmission peuvent être validées en intégrant une lame à faces planes et parallèles en bromure de potassium fritté dans un cryostat de type Janis. Un tel cryostat présente deux hublots transparents et permet de positionner l'échantillon entre ceux-ci. Cette configuration se prête ainsi à des mesures de transmission.

Des perspectives plus générales sur l'utilisation de composants en bromure de potassium seront présentées dans le chapitre "conclusion et perspectives" de ce mémoire de thèse.

# Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord dresser le bilan de cette thèse en rappelant la démarche suivie et les principaux résultats obtenus. Nous mettrons l'accent sur l'originalité des travaux et nous mentionnerons la production scientifique. Dans un second temps, nous proposerons plusieurs axes de recherche pour des travaux futurs.

## Bilan de la thèse

Ces travaux de thèse ont été consacrés à la conception de systèmes optiques d'imagerie extrêmement compacts, de longueur totale typiquement inférieure à 10 mm, intégrés au plus près du détecteur infrarouge refroidi, et idéalement solidaires de celui-ci.

Dans un premier temps, nous avons mis en évidence des stratégies de conception originales pour des systèmes d'imagerie compacts et simples. Ces derniers ne font intervenir que trois éléments : un diaphragme, un composant optique et un détecteur. C'est dans cette simplicité que réside l'originalité de ces stratégies. En effet, là où l'approche traditionnelle augmente le nombre de composants optiques pour diminuer l'amplitude des aberrations, nous proposons de jouer sur des paramètres de définition du système optique (le nombre d'ouverture, le champ d'observation et la distance focale) pour minimiser l'écart normal d'aberrations, tout en ne conservant qu'un seul composant optique. Les stratégies étudiées nous ont permis de classer la plupart des systèmes optiques compacts et simples présents dans la littérature, malgré leur grande diversité. Les approches originales basées sur la diminution de la distance focale et sur la diminution du champ d'observation semblent être les plus prometteuses pour réaliser des systèmes à la fois compacts et performants. Elles conduisent à concevoir des systèmes optiques multivoies, auxquels nous nous sommes intéressés durant cette thèse.

En nous appuyant sur ces deux stratégies de conception, nous avons ensuite proposé deux types d'architectures multivoies, qui sont à la fois simples, compactes, et intégrées au plus près du détecteur infrarouge.

La première architecture est très innovante : elle est destinée à être intégrée à quelques centaines de micromètres seulement du détecteur. La caméra est entièrement solidaire du détecteur infrarouge : c'est pourquoi elle est qualifiée de caméra sur puce. Son épaisseur est égale à 4 mm seulement, et elle a un champ d'observation de  $120^\circ$ . Elle permet théoriquement d'imager des fréquences spatiales jusqu'à 4 fois la fréquence de Nyquist d'un plan focal échantillonné au pas de  $30\ \mu\text{m}$ . Ceci est rendu possible notamment en repoussant la fréquence de coupure des pixels : l'optique est donc associée à un détecteur spécifique, de faible facteur de remplissage.

La réalisation pratique d'une telle architecture optique a fait émerger des difficultés technologiques. Trois points durs ont été identifiés et levés durant cette thèse.

Tout d'abord, comme la distance focale est réduite à l'extrême (1 mm environ), les matrices de microlentilles présentent une forte flèche. Ce constat nous a sensibilisés sur les limitations technologiques qui contraignent la réalisation de systèmes multivoies actuellement. A la limite de l'état de l'art actuel, les matrices de microlentilles ont été fabriquées par des techniques issues de la micro-électronique, bien maîtrisées à l'échelle du wafer.

Ensuite, il a fallu mettre au point un détecteur dont les pixels ont un faible facteur de remplissage. Pour cela, nous avons dû choisir les paramètres technologiques adéquats. Cette réflexion a fait émerger une problématique nouvelle dans le cadre de cette thèse, qui concerne la mesure de la FTM de petites diodes. Nous avons répondu à ce besoin en développant une technique originale qui fait intervenir un composant diffractif auto-imageant, appelé CSIG. Ce composant projette un tableau de taches lumineuses qui excite des fréquences spatiales discrètes dans l'espace de Fourier. Cette technique présente l'avantage de pouvoir être facilement mise en œuvre sur un détecteur infrarouge refroidi, qui est intégré dans un cryostat. Pour exploiter les données expérimentales, nous avons proposé une méthode de traitement d'images basée sur une description paramétrique de la fonction de transfert des diodes. L'ensemble de ce travail nous a permis d'identifier les paramètres technologiques en accord avec notre besoin. Le CEA LETI a ensuite réalisé le détecteur de la caméra sur puce à partir des paramètres sélectionnés.

Enfin, l'optique a été assemblée à une distance très faible du détecteur (de l'ordre de 400  $\mu\text{m}$ ) et avec une précision de l'ordre du micromètre. Cette étape a été réalisée par le CEA LETI, qui a développé des méthodes originales spécifiquement pour la caméra sur puce. Ces techniques sont compatibles avec le procédé de fabrication du détecteur infrarouge et avec l'environnement cryogénique, ce qui rend envisageable la production de caméras sur puce à l'échelle du wafer, en même temps que le détecteur infrarouge.

En tant que système multivoies, la caméra sur puce produit une image brute constituée de 16 imageries qui sont toutes sous-échantillonnées et décalées les unes par rapport aux autres. Nous avons constaté que l'introduction d'un angle de  $-0,7^\circ$  entre la matrice de microlentilles et les lignes de pixels du détecteur, consécutive à une erreur d'assemblage, rend les décalages fortement irréguliers, et entraîne la redondance de certaines imageries. Nous avons proposé deux méthodes de recombinaison des imageries, adaptées à ces décalages irréguliers. La première, inspirée de la technique de *shift and add*, est basée sur une moyenne locale d'échantillons. Elle n'est pas optimale, car elle réduit artificiellement le contraste des fréquences mesurées au travers d'un terme de filtrage passe-bas de type sinus cardinal. La deuxième méthode réalise une interpolation linéaire non-uniforme des échantillons provenant des différentes imageries entrelacées. Les images obtenues par les deux méthodes sont de qualité satisfaisante. Cependant, en raison des décalages fortement irréguliers entre les voies, des fréquences parasites restent visibles après traitements dans l'espace de Fourier.

Puis nous avons évalué expérimentalement les performances de la caméra sur puce réalisée. Pour cela, nous avons mesuré son champ d'observation, étudié la formation d'images parasites, et la décroissance de la luminosité dans le champ. Nous avons également remarqué que le courant d'obscurité, égal à 3,3 pA, est très faible.

Nous avons mesuré la FTM de la caméra par la technique de *spot scan* et par la méthode des mires. Avec les deux algorithmes de traitement d'images, nous avons mesuré le contraste de fréquences spatiales jusqu'à 4 fois la fréquence de Nyquist du détecteur au pas de 30  $\mu\text{m}$ .

Nous avons également mesuré la NETD (différence de température équivalente au bruit) de



la caméra, au niveau d'une imagerie (elle est égale à 16,5 mK à 25 °C), et nous avons remarqué que cette valeur est proche de celle mesurée sur le détecteur seul, sans optique. Puis nous avons évalué la NETD sur les images reconstituées avec les deux algorithmes de traitement d'images. Nous avons ainsi mis en évidence que la NETD mesurée sur l'image recombinaison dépend de la méthode de traitement, mais reste inférieure à la NETD mesurée au niveau d'une seule imagerie.

La deuxième architecture proposée a la particularité de présenter un encombrement inférieur à sa longueur focale. Cette propriété est obtenue en associant une optique convergente et une optique divergente, pour former un système de type téléobjectif. Pour que le champ d'observation soit égal à  $30^\circ \times 30^\circ$ , il est nécessaire de mettre en parallèle  $5 \times 5$  systèmes de type téléobjectif, chacun ayant un champ de  $6^\circ \times 6^\circ$  : ceci entraîne la conception d'un système multivoies. La longueur totale de cette architecture est inférieure à 10 mm. Dans ce projet, nous avons exploré la possibilité de réaliser des matrices de microlentilles convergentes et divergentes de forte flèche par pressage. Nous avons choisi de relever un défi technologique, en étudiant le moulage par compression de la poudre de bromure de potassium. Ce composé, transparent de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain, est un excellent candidat pour des applications optiques. En revanche, son principal inconvénient est qu'il est hygroscopique. Nous avons monté un banc et développé un protocole de fabrication de matrices de microlentilles par pressage de bromure de potassium. Le pressage est réalisé à température ambiante, en prenant soin de limiter l'absorption d'humidité. Nous avons également évalué la qualité des composants réalisés par deux types d'analyses, l'une au profilomètre et l'autre à l'analyseur de front d'onde. Les résultats montrent que la forme du moule est transférée de façon fidèle dans le bromure de potassium. La première étape de la réalisation du téléobjectif, qui est la fabrication des matrices de microlentilles, a donc été validée avec succès.

L'originalité de ces travaux de thèse se traduit sur plusieurs aspects. Tout d'abord, avec la caméra sur puce infrarouge cryogénique, nous avons montré qu'une architecture optique simple (basée sur deux lentilles seulement), permet à la fois d'atteindre une compacité extrême, tout en assurant de très bonnes performances optiques. Dans notre démarche, nous avons conscience que la prise en compte du filtrage lié au pixel a une incidence directe sur la qualité de l'image finale après traitement. En nous basant sur un détecteur dont les pixels ont un faible facteur de remplissage, nous avons montré que nous pouvons restituer des fréquences spatiales supérieures à deux fois la fréquence de Nyquist associée au plan focal. A notre connaissance, c'est la première fois que ce point a été clairement expliqué de façon théorique et vérifié expérimentalement sur un système d'imagerie. Il devient alors particulièrement important de mesurer de façon précise et fiable la fonction de transfert de modulation des pixels du détecteur. Face à ce problème largement abordé dans la littérature, nous avons mis en place un banc de mesure original, adapté aux détecteurs infrarouges refroidis, qui ne sont pas facilement accessibles puisqu'ils sont intégrés dans des cryostats. D'un point de vue pratique, l'architecture optique de la caméra sur puce étant très simple, la difficulté semble se reporter sur la réalisation du composant. En effet, la réalisation de la première caméra infrarouge cryogénique sur puce n'a pas manqué de faire apparaître des défis technologiques. Au-delà du caractère extrêmement compact, l'originalité de ce composant vient du fait qu'il rassemble de multiples domaines d'études : la conception optique, la conception mécanique, le packaging du détecteur et le traitement d'images, qui ne peuvent être abordés séparément et doivent réellement être optimisés ensemble.

En parallèle de la caméra sur puce, nous avons choisi d'appréhender les difficultés technologiques liées à la fabrication de matrices de microlentilles. Une telle étude pratique n'avait jamais été abordée auparavant dans notre laboratoire. Nous avons montré expérimentalement qu'il est

possible d'obtenir des matrices de microlentilles de forte flèche par moulage de bromure de potassium en poudre. A ma connaissance, c'est la première fois que cela a été réalisé. Contrairement au moulage d'autres matériaux, l'avantage de travailler avec du bromure de potassium est qu'il se presse à température ambiante. Cette technique ne nécessite donc que des infrastructures modestes dont l'utilisation est relativement simple. Ceci a constitué un atout, permettant à notre laboratoire de s'équiper rapidement.

Cette thèse a fait l'objet de six publications dans des revues internationales à comité de lecture. J'ai également été co-auteur de deux brevets, et j'ai participé à sept conférences internationales ou nationales. Une liste complète des publications, brevets et participations à des conférences est présentée dans l'annexe B page 179.

## Perspectives

### Caméra sur puce infrarouge cryogénique

Il serait tout d'abord intéressant de proposer une méthode de calibration de la caméra sur puce qui permette d'évaluer les décalages entre les imagerie de façon plus précise que la technique que nous avons employée au cours de cette thèse. Nous pourrions pour cela déterminer la ligne de visée de chaque pixel du détecteur. Une fois les décalages entre les voies connus avec précision, nous pourrions améliorer le recalage des imagerie en limitant l'erreur commise. Les fréquences parasites présentes au niveau de la transformée de Fourier des images traitées devraient alors être atténuées. D'autre part, une calibration précise nous permettrait d'identifier clairement les imagerie redondantes, qui limitent le possible gain en résolution du système multivoies. Nous pourrions étudier s'il existe des techniques de traitement d'images qui permettent de gérer de façon plus efficace les décalages irréguliers. Nous pensons par exemple à l'approche par inversion de matrice avec régularisation, ou encore à un modèle paramétrique de la scène observée. Pour un prochain prototype, la situation optimale serait d'obtenir des décalages réguliers en limitant au maximum l'angle introduit lors de l'assemblage. Dans ce cas, l'algorithme de *shift and add*, sans terme de filtrage supplémentaire, fonctionnerait très bien.

La caméra sur puce infrarouge cryogénique, telle que nous l'avons décrite dans ce mémoire de thèse, est un système optique multivoies associé à un détecteur de faible facteur de remplissage. Les zones présentes entre les diodes n'étant pas absorbantes, elles réfléchissent la lumière. Elles favorisent ainsi la formation d'images parasites lorsque des rayons se réfléchissent sur le détecteur et sont à nouveau imagés par la caméra. De ce point de vue, il est plus adéquat d'utiliser un détecteur de facteur de remplissage égal à 1. Comme nous l'avons remarqué dans ce mémoire de thèse, la tendance actuelle consiste à diminuer le pas d'échantillonnage des détecteurs en conservant un facteur de remplissage unitaire. Il est donc intéressant de s'interroger sur l'évolution de l'architecture de la caméra sur puce si elle est intégrée sur un détecteur commercial et non fabriqué sur mesure. Des détecteurs au pas de 15  $\mu\text{m}$  sont actuellement commercialisés, avec un facteur de remplissage égal à 1 [3]. Les mêmes performances que la caméra sur puce actuelle pourraient être atteintes, en formant un système de  $2 \times 2$  voies optiques seulement. Par ailleurs, nous pouvons penser que dans les prochaines années, des détecteurs infrarouges au pas de 10  $\mu\text{m}$  seront également disponibles dans le commerce [4]. Si nous disposons d'un détecteur au pas de 10  $\mu\text{m}$ , deux possibilités s'offrent à nous. La première consiste à concevoir un système mono-voie, dans lequel l'image sera échantillonnée au pas de 10  $\mu\text{m}$ . De cette façon, nous dégraderons légèrement les performances de la caméra sur puce actuelle, dont l'image après traitements est

échantillonnée au pas de  $7,5 \mu\text{m}$ . Ceci suit l'évolution que nous constatons d'ores et déjà dans le domaine visible, où la réduction du pas d'échantillonnage entraîne la réalisation de très petites caméras monovoies, pour les téléphones portables par exemple. La deuxième possibilité est de conserver une architecture optique multivoies afin de réduire encore le pas d'échantillonnage de l'image finale. Une caméra comprenant  $2 \times 2$  voies optiques associées à un détecteur de facteur de remplissage égal à 1 permettra d'échantillonner l'image avec un pas de  $5 \mu\text{m}$ . Remarquons que dans les deux cas, monovoie et multivoies, il sera nécessaire de diminuer le nombre d'ouverture de l'optique de la caméra sur puce si elle est associée à des pixels plus petits, afin de conserver au moins l'étendue géométrique actuelle.

Qu'il soit multivoies ou monovoie, le concept de caméra sur puce est intéressant car il s'inscrit dans la tendance de miniaturisation et d'intégration d'une fonction d'imagerie au plus près du détecteur à l'échelle du wafer. Il permet ainsi d'ouvrir la voie à une nouvelle génération de détecteurs infrarouges refroidis équipés d'une fonction d'imagerie.

En mars 2012, l'industriel Samsung a identifié la vision à trois dimensions comme étant un axe de recherche de grand intérêt [136]. Dans ce contexte, notons que le caractère multivoies de la caméra sur puce réalisée au cours de cette thèse est très intéressant, car il lui confère une capacité de vision à trois dimensions. En effet, au lieu de nous affranchir de la parallaxe, comme nous l'avons fait en éloignant les objets de la caméra, nous pourrions au contraire choisir de l'exploiter. Ceci permettrait d'extraire une information de profondeur de la scène observée et ainsi de distinguer des objets placés dans différents plans. Les systèmes multivoies offrent donc des fonctionnalités avancées par rapport aux caméras monovoie.

Dans le contexte de course à la miniaturisation des systèmes optiques, dont nous avons parlé en introduction, la question de savoir s'il est possible de rendre la caméra sur puce encore plus compacte se pose à l'issue de cette thèse. Avec une épaisseur de  $4 \text{ mm}$  pour un champ d'observation de  $120^\circ$  et un pas d'échantillonnage de  $7,5 \mu\text{m}$ , la caméra sur puce que nous proposons est en effet extrêmement compacte et proche de la limite d'encombrement d'un système d'imagerie classique.

Pour réduire cet encombrement, nous pourrions par exemple exploiter le substrat de croissance du détecteur (au lieu de l'amincir) pour y graver directement un réseau de matrices de microlentilles, comme illustré dans la figure 1. Etant donné que l'épaisseur du substrat est limitée à  $700 \mu\text{m}$  environ dans le procédé de fabrication des détecteurs standards, il ne serait peut-être pas possible de réaliser l'ensemble de l'optique dans le substrat. Mais il pourrait être envisageable d'y graver le dernier étage et de rapporter les autres, en silicium par exemple, sur le détecteur.

Nous pourrions également penser à dédier le système optique à une fonction particulière, afin d'extraire une information précise dans la scène observée. Cette spécialisation peut, dans certains cas, permettre de simplifier grandement le système optique et de le rendre plus compact. Elle s'accompagne cependant d'une dégradation des performances optiques par rapport à un système d'imagerie classique. Par ailleurs, elle nécessite le développement d'algorithmes de traitement d'images évolués, associés à ce type de caméras. L'ONERA mène actuellement des travaux sur la spécialisation des systèmes optiques. Par exemple, Martin Piponnier, dont la thèse se déroule en parallèle de la mienne [137], étudie les capacités des réseaux de diffraction auto-imageants, tels que les CSIGs, pour la conception de caméras infrarouges compactes.

Pour aller encore plus loin dans la miniaturisation, la fonction d'imagerie pourrait être intégrée au niveau du pixel lui-même. Un concept d'imagerie sans optique a déjà été proposé : en 2011, Gill *et al.* [138] ont formé une première image dans le visible sans aucune optique, mais en

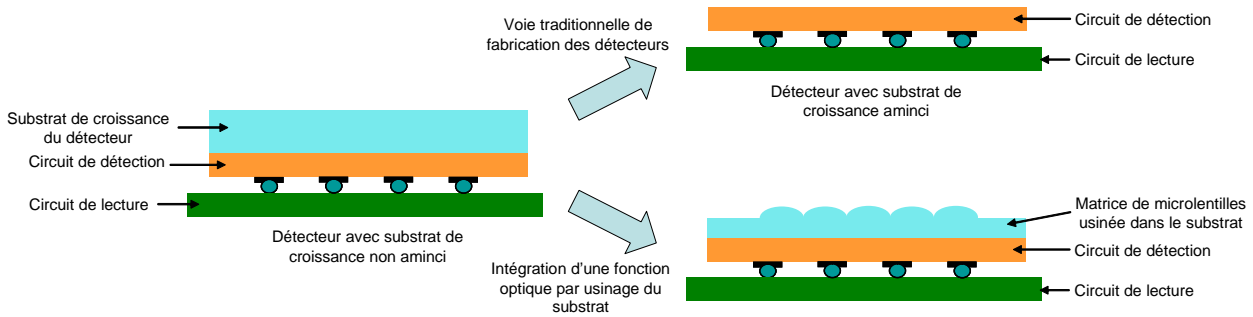


FIGURE 1 – Usinage du substrat de croissance pour rendre le détecteur imageant.

concevant des pixels sensibles en angle. Cette propriété est obtenue en exploitant l'effet Talbot généré dans deux réseaux de diffraction légèrement décalés entre eux. Dans l'infrarouge, il serait peut-être possible de former ces réseaux de diffraction en structurant le substrat de croissance du détecteur.

Cette thèse a également été l'occasion de mener une réflexion plus large sur le report de fonctions optiques, autre que l'imagerie, au plus près du détecteur. Par exemple, pour répondre au problème de la localisation de points sources, un composant optique présentant une PSF étendue est particulièrement adéquat : un masque de phase aléatoire, intégré à une distance réduite du détecteur, remplit ce critère. Au cours de cette thèse, nous avons amorcé l'étude d'un composant de ce type, présentée dans l'annexe C, page 183. Nous avons validé le comportement du masque de phase aléatoire au travers de simulations menées dans le domaine visible. Nous avons également mis en évidence le caractère compact du système ; en effet, dans les conditions d'utilisation que nous avons définies, le masque doit être placé à 2,5 mm seulement du détecteur (cf. annexe C). Ce concept pourrait être adapté pour une utilisation dans l'infrarouge. J'ai également eu l'occasion de travailler sur le report d'une fonction de spectrométrie au voisinage du détecteur infrarouge : cet aspect est mentionné dans l'annexe B page 179.

## Matrices de microlentilles en bromure de potassium

Une perspective directe de notre travail sur la réalisation de matrices de microlentilles par pressage de bromure de potassium en poudre consiste à construire la caméra téléobjectif multi-voies et à tester ses performances, comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 6 page 143. De façon plus générale, nous proposons trois axes de recherche futurs, concernant le procédé de fabrication, le caractère hygroscopique du matériau et de possibles applications.

Dans le chapitre 6 page 143, nous avons vu que les moules en aluminium utilisés se courbent légèrement sous l'effet de la forte pression qui leur est appliquée. Ceci engendre une déformation globale de la surface de la matrice de microlentilles. Au niveau de la qualité image, cette déformation pourrait se traduire par une défocalisation des images produites par les voies centrales par rapport à celles données par les voies externes. C'est pourquoi nous pourrions envisager une autre piste pour la fabrication des moules, qui autoriserait l'usinage diamant tout en bénéficiant de la résistance mécanique de l'acier sous l'effet d'une forte pression. Pour cela, nous pouvons nous inspirer des travaux de Yi *et al.* [74] qui proposent un moule constitué d'acier, sur lequel est déposée une fine couche de nickel. Il est possible d'usiner la forme voulue dans la fine couche

de nickel par usinage diamant, et le moule, qui se comportera globalement comme de l'acier, ne se déformera pas.

Nous souhaiterions également nous affranchir du caractère hygroscopique des matrices de microlentilles pressées en bromure de potassium. Ceci nous permettrait en effet d'étendre le domaine d'utilisation des optiques réalisées, pour des applications dans le visible par exemple, où les composants ne sont pas intégrés sous vide. C'est pourquoi il serait nécessaire de mettre au point un traitement de surface qui rendrait le bromure de potassium hydrophobe. Sur cet aspect, qui fait appel à des procédés de chimie des surfaces, il sera possible de poursuivre la collaboration avec l'ICMMO, de l'Université Paris XI, collaboration que j'ai initiée et entretenue durant ma thèse.

Des caméras multispectrales multivoies ont déjà été proposées dans la littérature, dans le visible [139], dans le proche infrarouge [140] et dans la bande MWIR de l'infrarouge [141]. S'inspirant du principe TOMBO [5], toutes les voies sont identiques en terme de qualité optique. Une matrice de filtres est placée devant le système multivoies. Ainsi, chaque voie image la même scène mais dans des bandes spectrales différentes. Il serait intéressant d'exploiter la transparence du bromure de potassium sur un large domaine spectral pour réaliser une caméra multispectrale multivoies. Sur cet axe de recherche, nous avons déjà amorcé une collaboration avec la société Sagem [142] au cours de ma thèse.

*Conclusion et perspectives*

## Annexe A

# Procédé de fabrication des détecteurs de la filière HgCdTe

L'objectif de cette annexe est de décrire les principales étapes du procédé de fabrication d'un détecteur matriciel infrarouge refroidi de la filière HgCdTe (Mercure Cadmium Tellure). Cela nous permettra d'une part d'appréhender les enjeux technologiques liés au report d'un composant optique (par exemple, une matrice de microlentilles) au voisinage du détecteur, et d'autre part de comprendre comment ce procédé de fabrication influence les techniques de multi-hybridation mises en œuvre par le CEA LETI pour assembler la caméra sur puce infrarouge cryogénique.

Un détecteur de la filière HgCdTe comporte deux parties : un circuit de détection et un circuit de lecture. Ces deux éléments sont connectés par l'intermédiaire de billes d'indium durant l'étape d'hybridation. Dans cette annexe, nous allons décrire les circuits de détection et de lecture, ainsi que l'étape d'hybridation.

### Circuit de détection

La croissance du circuit de détection en HgCdTe est réalisée par épitaxie, en accord de maille sur une épaisse couche de substrat (environ 700  $\mu\text{m}$ ) en CdZnTe, avec une très faible proportion en zinc (4%). Les détecteurs de la filière HgCdTe sont des détecteurs quantiques qui exploitent l'effet photovoltaïque : une couche en HgCdTe dopée P est épitaxiée en phase liquide sur le substrat en CdZnTe. Ensuite, des zones dopées N sont localement implantées dans la couche dopée P. C'est la couche P qui est soumise au rayonnement infrarouge. Son épaisseur est de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Un contact métallique est également déposé sur chaque jonction P-N. Une jonction P-N correspond à une photodiode, et donc à un pixel du détecteur. La figure A.1 illustre la composition d'un circuit de détection.

### Circuit de lecture

Le circuit de lecture est réalisé en technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) sur silicium. Il permet d'une part de polariser le détecteur avec une tension externe (chaque jonction P-N doit être polarisée en inverse pour élargir la zone de charge d'espace), et d'autre part de stocker dans une capacité les électrons qui ont été créés dans les jonctions P-N du circuit de détection.

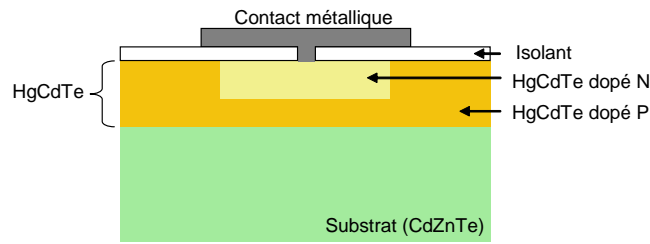


FIGURE A.1 – Représentation schématique de la composition d'un pixel du circuit de détection.

## Hybridation

L'étape qui consiste à connecter le circuit de détection et le circuit de lecture s'appelle l'hybridation. Elle est réalisée par l'intermédiaire de micro-billes d'indium, déposées sur le circuit de lecture. La formation des micro-billes d'indium est illustrée dans la figure A.2.

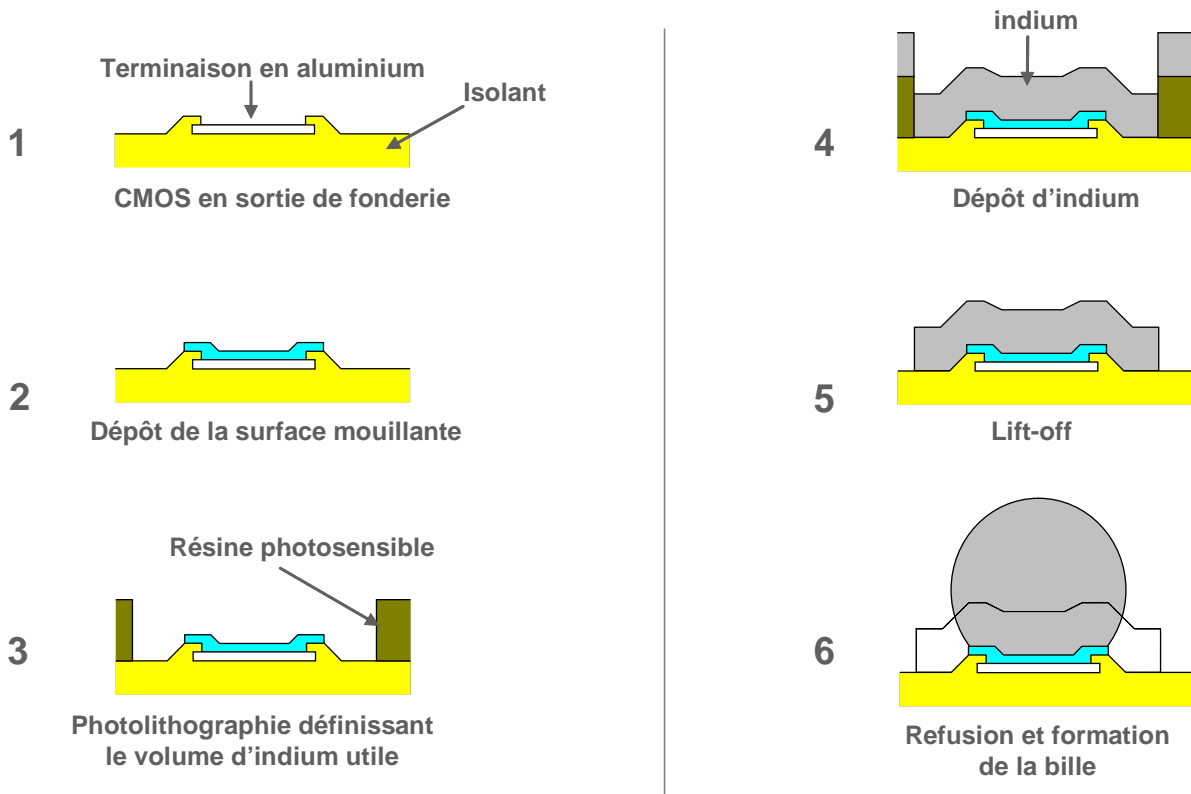


FIGURE A.2 – Étapes de formation d'une micro-bille d'indium sur le circuit de lecture (schéma de principe).

Le contact métallique au niveau du circuit CMOS est assuré par une terminaison en aluminium. Sur cette terminaison métallique est déposée une surface dite mouillante. Celle-ci va contribuer à former la future bille d'indium grâce à l'action de tensions de surface. Une étape de photolithographie permet d'obtenir des plots de résine qui définissent le volume d'indium utile. L'indium est déposé, puis une étape de *lift-off* permet de retirer les plots de résine, ne laissant que le volume d'indium nécessaire pour former la bille. Le composant est ensuite chauffé au-delà



de la température de fusion de l'indium. Une bille se forme alors sous l'action de tensions de surface. Des photographies d'un champ de micro-billes d'indium prises au microscope électronique à balayage (MEB) sur un détecteur de taille  $1024 \times 1024$  pixels au pas de  $15 \mu\text{m}$  est illustrée dans la figure A.3.

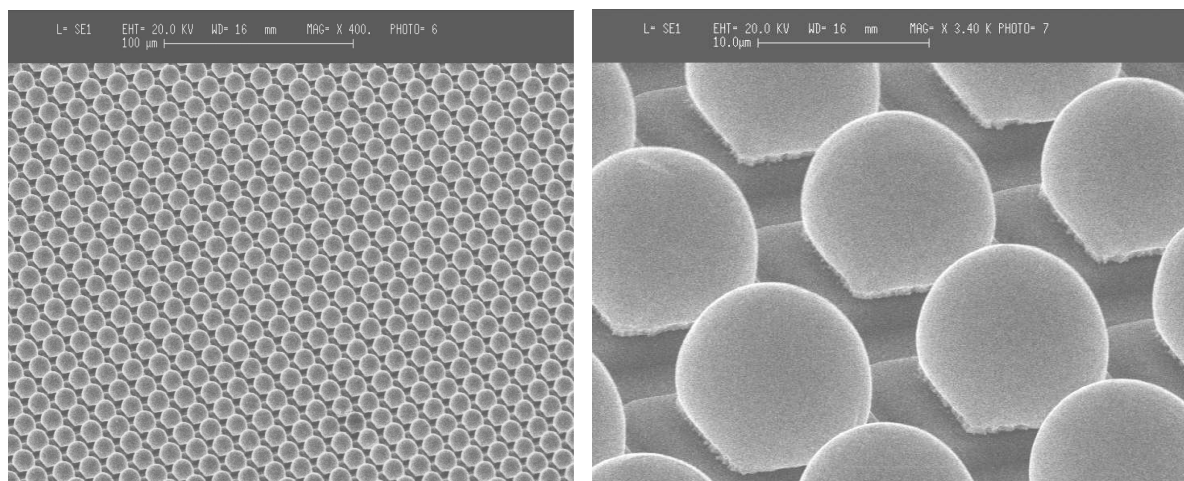


FIGURE A.3 – Photographies d'un champ de micro-billes d'indium prise au MEB sur un détecteur de taille  $1024 \times 1024$  pixels au pas de  $15 \mu\text{m}$ . Photos fournies par le CEA LETI.

Le circuit de détection est aligné sur le circuit de lecture grâce à un microscope optique à double tête. Une caméra superpose les deux images et permet de positionner les plots de contact du circuit de détection au-dessus des billes d'indium grâce à des croix d'alignement disposées en périphérie de matrice. Cette étape permet une précision d'alignement de l'ordre du micromètre lorsque le circuit de détection vient au contact des billes d'indium déposées sur le circuit de lecture. Puis l'ensemble est porté à la température de fusion de l'indium. L'action des tensions de surface assure un alignement parfait entre le circuit de détection et le circuit de lecture. Les différentes étapes de l'hybridation sont illustrées dans la figure A.4.

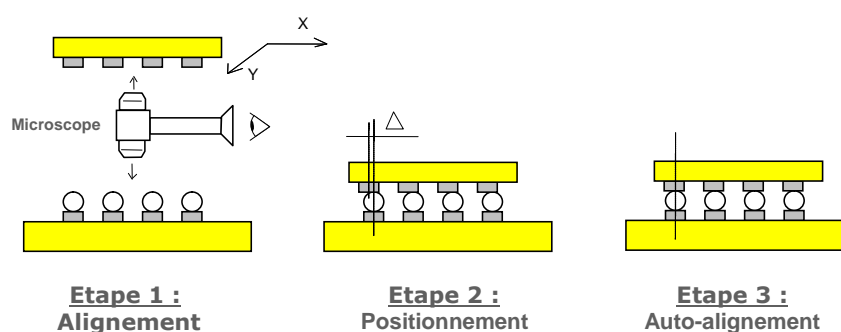


FIGURE A.4 – Hybridation d'un circuit de détection sur un circuit de lecture (schéma de principe).

## Enrobage

Lors de l'étape d'enrobage, l'espace interstitiel entre les billes est comblé par l'injection d'une résine époxy. La résine époxy a pour rôle de renforcer la cohésion mécanique entre les parties

assemblées et protège les billes du cisaillement et des agressions chimiques lors de l'étape d'amin-

cissement du substrat de croissance.

## **Amincissement du substrat de croissance**

Le substrat est uniquement utilisé pour la croissance du circuit de détection et n'a aucun rôle dans la fonction de détection. Il est même préférable de l'éliminer afin d'éviter les contraintes mécaniques lors du refroidissement du détecteur. Ces contraintes sont dues au fait que deux matériaux différents sont assemblés : silicium pour le circuit de lecture, et CdZnTe pour le circuit de détection. Le substrat est aminci d'abord par polissage mécanique, puis par un procédé chimique afin d'éviter de détériorer le circuit de détection.

Enfin, la face supérieure du détecteur est traitée anti-reflet.

## Annexe B

# Publications et participations à des congrès

L'objectif de cette annexe est de présenter la production scientifique liée à cette thèse, en termes de publications, brevets et participations à des congrès.

Les travaux menés et les résultats obtenus ont fait l'objet de six publications dans des revues internationales à comité de lecture.

Les trois publications suivantes proposent une réflexion sur les systèmes optiques multivoies et sur les stratégies de conception originales de systèmes simples et compacts. Je présente également la caméra sur puce et les premiers résultats obtenus :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, J. Primot, J. Deschamps, "Modulation transfer function measurement of a multichannel optical system," *Appl. Opt.* **49**, 2879-2890 (2010).
- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, "Design strategies to simplify and miniaturize imaging systems," *Appl. Opt.* **50**, 943-951 (2011).
- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, G. Lasfargues, M. Fendler, N. Lhermet, J. Taboury, "Compact infrared cryogenic wafer-level camera : design and experimental validation," *Appl. Opt.* **51**, 1049-1060 (2012).

La photographie de la caméra sur puce réalisée, qui correspond à la figure 3.21 page 92 de ce mémoire de thèse et qui est une des figures de l'article sur la caméra sur puce, a été choisie par la revue *Applied Optics* pour illustrer la couverture du numéro du 10 mars 2012 (cf. figure B.1).

L'article suivant traite de la mesure de FTM de pixels de faible facteur de remplissage :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, S. Rommeluère, L. Mugnier, O. Gravrand, N. Baier, N. Lhermet, G. Destefanis, S. Derelle, "Modulation transfer function measurement of infrared focal plane arrays with small fill factors," *Journal of Electronic Materials* **41**, 2730-2737 (2012).

J'ai publié mes travaux sur la réalisation de matrices de microlentilles par pressage de bro-

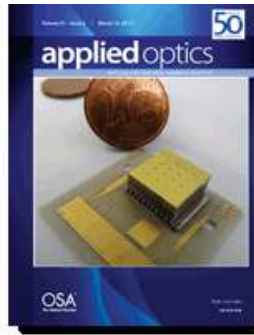


FIGURE B.1 – Couverture du numéro d'Applied Optics du 10 mars 2012 dans lequel est publié l'article "Compact infrared cryogenic wafer-level camera : design and experimental validation".

mure de potassium en poudre dans la revue Applied Optics :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, A. Gueugnot, V. Huc, "Fabrication of concave and convex Potassium Bromide lens arrays by compression molding," Appl. Opt., **51**, 4936-4944 (2012).

J'ai également mené une réflexion sur une perspective possible de cette thèse, l'étude d'un masque de phase aléatoire pour la localisation de points source :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, Y. Ferrec, J. Taboury, J. Primot, "Random phase mask in a filamentation regime : application to the localization of point sources," Opt. Lett. **36**, 684-686 (2011).

J'ai été co-auteur d'un brevet sur des optiques innovantes de type lentilles de Fresnel, qui pourraient être utilisées pour l'imagerie :

- G. Druart, F. de la Barrière, A. Crastes, demande de brevet français déposée le 14/04/2011.

J'ai été co-auteur d'un article publié dans une revue de vulgarisation :

- G. Druart, N. Guérineau, F. de la Barrière, et G. Vincent, "Les multiples facettes des imageurs multivoies", Photoniques **48**, 46-49 (2010).

J'ai eu l'opportunité de présenter mes travaux dans des congrès internationaux :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau et J. Taboury, "Integration of advanced optical functions near the focal plane array : first steps towards the on-chip infrared camera," Proc. SPIE Vol. 7787, 778706-1 - 778706-9 (San Diego, 2010), Communication orale.
- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, et M. Fendler, "Design of compact multichannel optical systems inspired by the vision of invertebrates," Bio-Inspired Robots Workshop (Nantes, 2011), Communication orale et poster.
- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, et J. Taboury, "Original design rules for simple

imaging systems," Proc. SPIE Vol. 8167, 816704-1 - 816704-8 (Marseille, 2011), Communication orale.

- F. de la Barrière, S. Derelle, G. Druart, N. Guérineau, S. Rommeluère, L. Mugnier, N. Baier, B. Cloix, O. Gravrand, N. Lhermet, et G. Destefanis, "Modulation transfer function measurement of infrared focal plane arrays with small fill factors," II-VI Workshop (Chicago, 2011), Communication orale effectuée par S. Derelle.
- F. de la Barrière, G. Druart, et N. Guérineau, "New and future optical designs for small and micro UAVs", European calibration and orientation workshop (EuroCOW), (Castelldefels, Espagne, 2012), Communication orale, papier invité.

Ainsi que dans un colloque national :

- F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, G. Lasfargues, et M. Fendler, "Intégration ultime de fonctions optiques sur plans focaux infrarouges," Horizons de l'Optique, Mini-colloque "Technologies optiques intégrées au plan focal", (Marseille, 2011), Communication orale, papier invité.

J'ai été co-auteur de plusieurs travaux présentés dans des congrès internationaux :

- N. Guérineau, G. Druart, F. de la Barrière, F. Gillard, S. Rommeluère, J. Primot, J. Deschamps, J. Taboury and M. Fendler, "Micro-Camera and Micro-Spectrometer designs adapted to large infrared focal plane arrays," Proc. SPIE Vol. 7716, 77160N-1 - 77160N-9 (2010).
- M. Fendler, G. Lasfargues, S. Bernabé, G. Druart, F. de la Barrière, S. Rommeluère, N. Guérineau, N. Lhermet, and H. Ribot, "Integration of advanced optical functions on the focal plane array for very compact MCT based micro cameras," Proc. SPIE Vol. 7660, 766022-1 - 766022-12 (2010).
- G. Druart, F. de la Barrière, N. Guérineau, J. Deschamps, M. Fendler, N. Lhermet, J. Rullière, S. Magli, Y. Reibel, "Toward infrared DDCA with an imaging function", Proc. SPIE Vol. 8012, 801228-1 - 801228-11 (2011).
- G. Druart, N. Guérineau, F. de la Barrière, "Review of different designs of optical payloads for micro-UAV", EuroSDR/ETH Tutorial on Unmanned Air Vehicles for geomatic (2011).
- G. Druart, F. de la Barrière, N. Guérineau, G. Lasfargues, M. Fendler, N. Lhermet, J. Taboury, Y. Reibel, J. B. Moullec, "Integration of wide field of view imagery functions in a Detector Dewar Cooler Assembly", Proc. SPIE Vol. 8353, 835322-1 - 835322-10 (2012).

Le stage de fin d'études que j'ai effectué au CEA LETI et qui a précédé ma thèse s'inscrit dans une réflexion large sur l'intégration de fonctions optiques au plus près du détecteur. Durant ce stage, j'ai étudié, d'un point de vue technologique, l'intégration d'une fonction de spectrométrie au voisinage du détecteur infrarouge refroidi. Cette étude a eu pour objectif de réaliser un micro-spectromètre infrarouge par transformée de Fourier en rapportant une lame de forme prismatique au contact du détecteur (cf. figure B.2). Une cavité prismatique est ainsi créée : elle est le lieu d'interférences à deux ondes (notées onde 1 et onde 2 sur le schéma de la figure

B.2(a)), réfléchies entre la face inférieure de la cavité prismatique et le circuit de détection (sans traitement anti-reflet) du détecteur infrarouge.

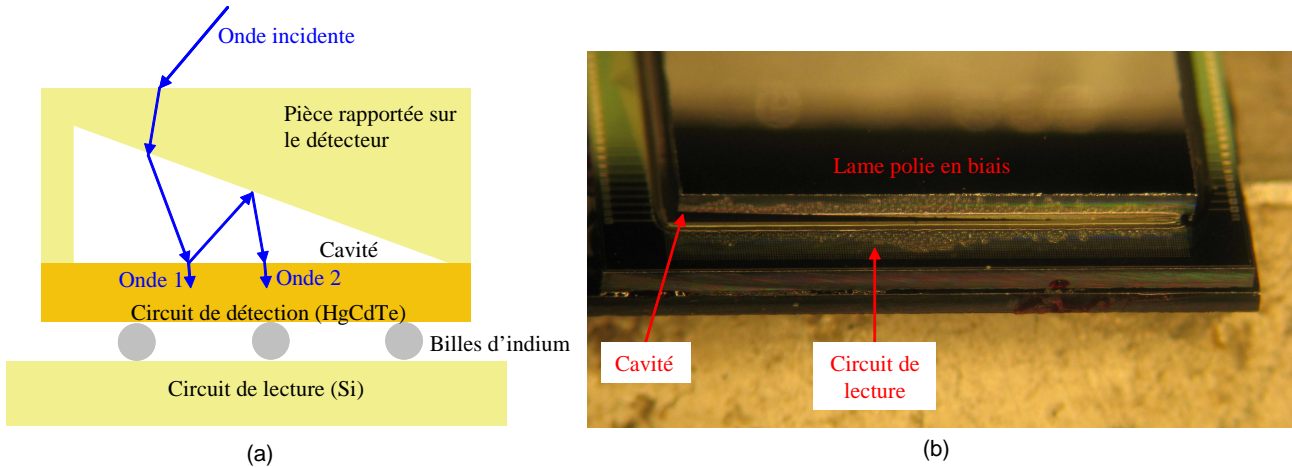


FIGURE B.2 – (a) Schéma de principe du micro-spectromètre statique par transformée de Fourier intégré sur le détecteur, (b) Photographie du composant réalisé durant mon stage.

Ce travail a fait l'objet d'une demande de brevet dont je suis co-auteur :

- M. Fendler, G. Lasfargues, F. de la Barrière, N. Guérineau, et S. Rommeluère, "Interféromètre imageur micro-usiné", demande de brevet français n°10 00562, déposée le 11/02/2010.

Ainsi que d'une communication à un colloque national :

- F. de la Barrière, S. Rommeluère, N. Guérineau, M. Fendler, et G. Gaude, "Un micro-spectromètre par transformée de Fourier intégré sur plan focal infrarouge : MICROSPOC", Horizons de l'Optique, Mini-colloque "Microsystèmes optiques", (Lille 2009), Communication orale.

J'ai également été co-auteur de travaux sur ce thème présentés dans deux congrès internationaux :

- F. Gillard, S. Rommeluère, F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, Y. Ferrec, S. Lefebvre, M. Fendler, and J. Taboury, "Towards a handheld cryogenic FTIR spectrometer," in Fourier Transform Spectroscopy, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper FWA2.
- Y. Ferrec, N. Guérineau, S. Rommeluère, S. Lefebvre, F. de la Barrière, G. Lasfargues, M. Fendler, "Infrared focal plane array with a built-in stationary Fourier transform spectrometer : recent technological advances", Proc. SPIE Vol. 8353, 835323-1 - 835323-7 (2012).

## Annexe C

# Etude d'un masque de phase aléatoire

### C.1 Introduction sur la problématique de la localisation de points source

La localisation de points sources est un thème important qui a été largement abordé dans la littérature. En 2007, Ashok *et al.* [143] ont montré qu'un composant optique dont la PSF est étendue spatialement permet de localiser des points sources qui sont séparés d'une distance inférieure à la taille du pixel avec une grande précision. Des systèmes optiques à PSF étendue ont déjà été proposés dans la littérature. Certains sont basés sur des pupilles codées, qui étaient à l'origine utilisées pour réaliser de l'imagerie dans les domaines des rayons X et des rayons gamma [144]. Des tableaux de plusieurs sténopés répartis de façon aléatoire [34] constituent un exemple de pupilles codées. Des problèmes de diffraction par les sténopés se posent lorsqu'il s'agit d'adapter les pupilles codées à une utilisation dans les bandes spectrales visible et infrarouge [145]. C'est pourquoi des alternatives aux pupilles codées ont été proposées. Ashok *et al.* [143] ont associé un masque de phase pseudo-aléatoire à une lentille, créant ainsi un système optique à PSF étendue. Ce même principe est utilisé dans la référence [146] : Ashok *et al.* travaillent avec un système optique multivoies basé sur le principe TOMBO [5], où la PSF de chaque voie est étendue grâce à une matrice de masques de phase. La phase introduite par les masques est décrite par des polynômes de Zernike. L'approche que nous avons suivie dans cette étude consiste à enlever la lentille du système de Ashok *et al.* [143]. Ainsi, nous proposons d'utiliser comme seul composant optique un masque de phase aléatoire. Cette approche s'inscrit dans la démarche générale de conception que nous avons décrite dans le chapitre 1, qui consiste à faire intervenir un nombre minimal de composants optiques. De plus, nous proposons d'utiliser le masque de phase aléatoire dans un régime de fonctionnement original, que nous appelons le "régime de filamentation". Ce régime est atteint avant le régime de speckle. L'objectif du travail que j'ai effectué durant ma thèse sur ce composant est de montrer, au travers de simulations, que le masque de phase aléatoire utilisé dans le régime de filamentation a une PSF étendue, qui permet de localiser des points sources avec une précision inférieure à la taille du pixel. J'ai travaillé dans le domaine spectral visible, sachant que le raisonnement peut être adapté au domaine infrarouge.

## C.2 Description générale du masque de phase et simulations de son comportement

Nous supposons que le masque de phase étudié est un composant optique mince d'indice de réfraction  $n$ . Une face de la lame est plane, l'autre face présente une rugosité de surface de statistique gaussienne stationnaire. La différence de hauteur entre la surface plane moyenne et la surface aléatoire au point  $\vec{r}$  de cette surface est notée  $h(\vec{r})$ . La densité de probabilité de la rugosité  $h(\vec{r})$  de la surface est gaussienne et elle s'exprime de la façon suivante :

$$P_h(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_h^2}} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_h^2}\right), \quad (\text{C.1})$$

où  $\sigma_h$  désigne l'écart-type de la variable aléatoire  $h$ .

La covariance de  $h$  est radiale : elle est uniquement fonction de la variable  $r$ , qui est la norme du vecteur  $\vec{r}$  ( $r = \|\vec{r}\|$ ). Elle est donnée par :

$$\text{Cov}_{hh}(r) = \sigma_h^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2R_c^2}\right), \quad (\text{C.2})$$

où  $R_c$  est la taille du motif spatial caractéristique du masque de phase.

Le masque de phase aléatoire est donc décrit par trois paramètres : son indice de réfraction  $n$ , l'écart-type  $\sigma_h$  de la rugosité  $h$ , et la grandeur  $R_c$ . Si  $R_c$  et  $\sigma_h$  sont choisis tels que  $R_c \gg \sigma_h \gg \lambda$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'illumination du masque de phase, nous pouvons supposer que la phase introduite par le masque présente des variations spatiales lentes. Dans ce cas, la condition de diffraction de Raman-Nath, qui s'exprime sous la forme  $R_c^2 \gg \sigma_h \lambda$ , est satisfaite. Nous pouvons donc considérer que le masque est mince, et définir sa transmittance  $t(\vec{r})$  au point  $\vec{r}$  de la façon suivante :

$$t(\vec{r}) = \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)h(\vec{r})\right) \text{disc}\left(\frac{\vec{r}}{a}\right), \quad (\text{C.3})$$

où  $a$  est le rayon de la pupille.

Pour déterminer sa PSF, le masque de phase aléatoire est illuminé par une onde plane monochromatique parallèle à son axe optique, comme illustré dans la figure C.1.

En utilisant le formalisme de propagation de Fresnel dans l'espace libre, nous calculons la distribution d'intensité dans des plans transversaux perpendiculaires à l'axe  $z$  de propagation. Nous notons  $d$  la distance entre le plan de sortie du masque et le plan d'observation (cf. figure C.1). Lorsque  $d$  augmente, nous observons dans un premier temps la formation de filaments dans l'image, puis dans un deuxième temps, le régime de speckle. Nous considérons que la distance pour laquelle les filaments sont les plus fins est la distance de travail optimale  $d_{opt}$  du masque de phase aléatoire, car l'énergie est concentrée au niveau de zones spécifiques dans l'image. Ceci correspond à un régime de fonctionnement original, que nous appellerons "le régime de filamentation". Notre objectif est d'obtenir l'image la plus texturée possible. De ce fait, nous définissons un rapport signal à bruit  $RSB$  par l'équation suivante :

$$RSB = \frac{\sqrt{\text{Var}(I)}}{\text{E}[I]}, \quad (\text{C.4})$$

où  $I$  est l'intensité dans le plan d'observation,  $\text{Var}(I)$  et  $\text{E}[I]$  sont respectivement la variance et la valeur moyenne de  $I$  sur la projection géométrique de la pupille dans le plan image. Plus les filaments sont fins, plus le rapport signal à bruit  $RSB$  est élevé.



C.2. Description générale du masque de phase et simulations de son comportement

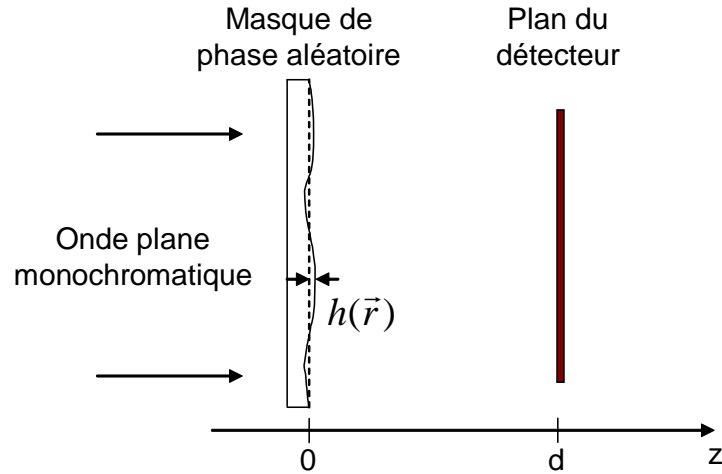


FIGURE C.1 – Illumination du masque de phase aléatoire par une onde plane.

Nous calculons, par simulations, le rapport signal à bruit lorsque le masque de phase est éclairé par une onde plane monochromatique, de longueur d'onde  $\lambda = 500$  nm. La figure C.2 illustre l'évolution du *RSB* en fonction de la distance  $d$  pour une réalisation du masque de phase.

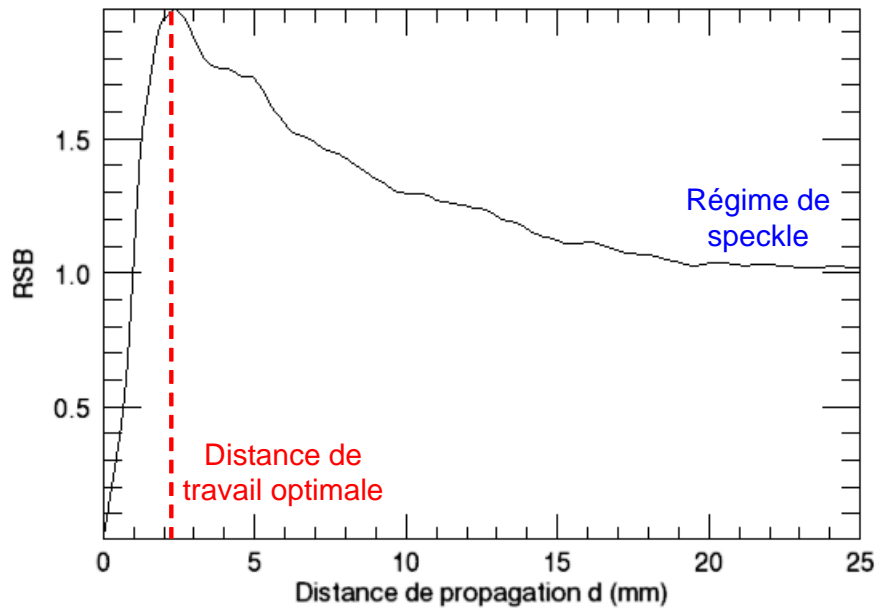


FIGURE C.2 – RSB calculé à partir de simulations numériques sous éclairage monochromatique, en fonction de la distance de propagation  $d$ .

La distance de travail optimale  $d_{opt}$  du masque de phase aléatoire correspond à la valeur de  $d$  pour laquelle le rapport signal à bruit est maximal. Lorsque  $d$  est supérieur à  $\pi a^2/\lambda$  (c'est-à-dire lorsque le régime de diffraction de Fraunhofer est atteint), la courbe tend vers 1, qui est la valeur du rapport signal à bruit d'un speckle pleinement développé [147].

La distance de travail optimale  $d_{opt}$  peut être interprétée en terme de distance focale, par

analogie avec une lentille réfractive classique. En effet, comme les variations de phase introduites par le masque sont inférieures à la longueur d'onde, le masque de phase aléatoire peut être vu comme une série de petites lentilles toroïdales, dont les distances focales sont données par les courbures locales de la surface. Nous avons simulé plusieurs réalisations du masque de phase aléatoire en faisant varier ses paramètres de définition  $n$ ,  $R_c$  et  $\sigma_h$ . Nous avons pu en déduire une formule empirique de la distance de travail optimale du masque de phase aléatoire :

$$d_{opt} = \frac{1}{2(n-1)} \frac{R_c^2}{\sigma_h}. \quad (\text{C.5})$$

Nous remarquons que  $d_{opt}$  est la distance focale d'une lentille plan-convexe de diamètre  $2R_c$  et d'épaisseur  $\sigma_h$  sur l'axe optique, en supposant que  $R_c \gg \sigma_h$ .

Si nous ne prenons pas en compte la variation de  $n$  avec  $\lambda$ , nous constatons que  $d_{opt}$  ne dépend pas de la longueur d'onde et nous pouvons donc en déduire que le régime de filamentation est achromatique. Pour illustrer ce point, nous avons affiché les distributions d'intensités, calculées par simulations, dans des plans transverses pour deux valeurs de  $d$ . La figure C.3(a) montre la distribution en intensité dans un plan transverse lorsque  $d$  est choisi pour être dans le régime de filamentation ( $d = d_{opt}$ ). La figure C.3(b) montre la distribution en intensité dans un plan transverse en choisissant  $d$  tel que l'on se trouve dans le régime de speckle pleinement développé. Ces illustrations sont obtenues avec un masque de phase aléatoire dont les paramètres de définition sont les suivants :  $R_c = 80 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_h = 3 \mu\text{m}$  et  $n = 1,45$ . Les figures C.3(a) et C.3(b) sont les superpositions des images monochromatiques simulées pour trois valeurs de longueurs d'onde :  $\lambda_{bleu} = 400 \text{ nm}$  (image bleue),  $\lambda_{vert} = 500 \text{ nm}$  (image verte) et  $\lambda_{rouge} = 600 \text{ nm}$  (image rouge). Nous savons que le régime de speckle pleinement développé est chromatique, car la taille du grain de speckle dépend de la longueur d'onde. Cependant, comme nous l'avons anticipé, les filaments sont blancs dans le régime de filamentation, ce qui signifie que leur position dans le plan image est achromatique, à l'exception de quelques irisations que nous pouvons voir dans la figure C.3(a).

### C.3 Application du masque de phase à la localisation de points sources

Une configuration optimale pour la localisation de points source correspond au cas où le masque de phase est plus grand que la taille du détecteur [34]. La PSF complète calculée sur l'axe optique du masque de phase est illustrée dans la figure C.4(a). La figure C.4(b) montre la portion de la PSF sur l'axe qui est imagée sur le détecteur. Nous nous intéressons à présent au comportement hors d'axe du masque de phase aléatoire : le composant est éclairé par une onde plane monochromatique qui est inclinée d'un angle de  $10^\circ$  par rapport à l'axe optique ; l'intensité est illustrée dans la figure C.4(c). La figure C.4(d) montre quant à elle la portion de cette PSF imagée sur le détecteur. La corrélation de phase [148] des images illustrées dans les figures C.4(a) et C.4(d) produit un pic de corrélation très fin à deux dimensions. La coupe de ce pic selon un axe est illustré dans la figure C.5. Les coordonnées du barycentre de ce pic donnent la position du point source.

Nous pouvons définir la résolution angulaire  $IFOV$  du masque de phase aléatoire de la façon suivante :

$$IFOV = \frac{\Delta}{d_{opt}}, \quad (\text{C.6})$$

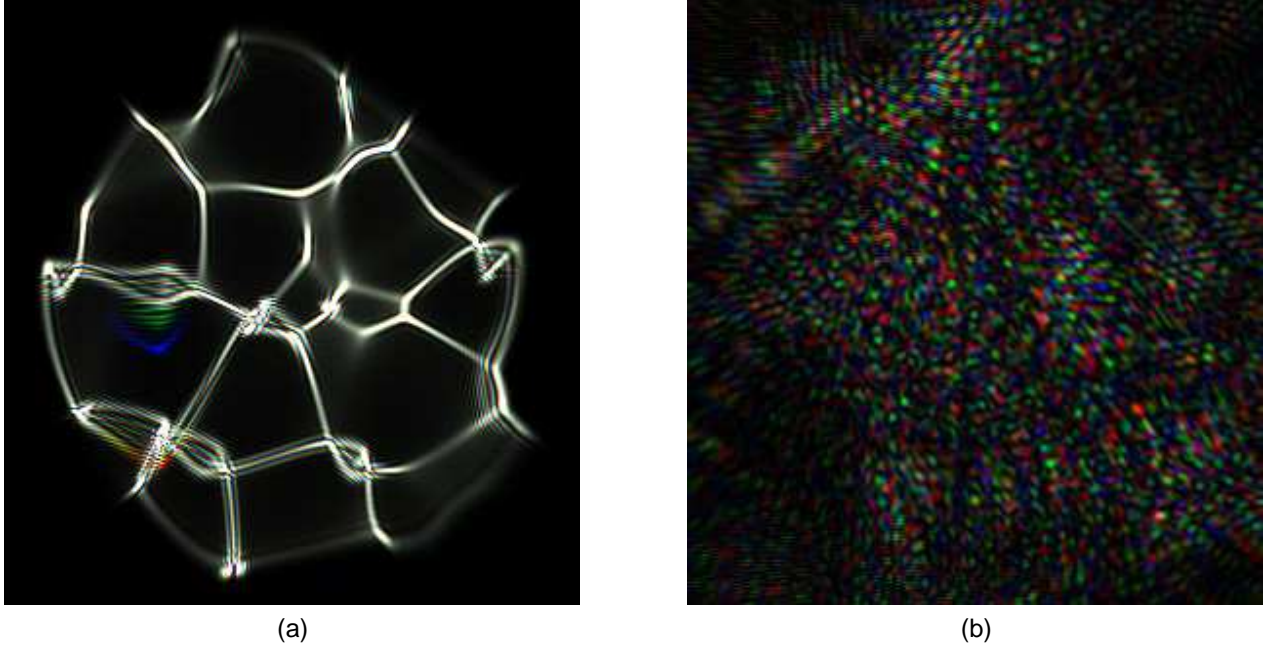


FIGURE C.3 – (a) Distribution d'intensité polychromatique dans le plan transverse situé à la distance optimale de travail, (b) distribution d'intensité polychromatique dans un plan transverse dans le régime de speckle.

où  $\Delta$  est la largeur à mi-hauteur du pic de la corrélation de phase, comme illustré dans la figure C.5. Pour cette simulation, la largeur à mi-hauteur du pic de corrélation est égale à  $8,8 \mu\text{m}$  pour une distance optimale de travail  $d_{opt}$  égale à  $2,4 \text{ mm}$ . Ainsi, IFOV est égale à  $0,2^\circ$ . Précisons que, dans cette simulation, les paramètres de définition du masque de phase aléatoire n'ont pas été optimisés de façon à diminuer IFOV ; IFOV peut être choisi pour une application donnée en ajustant correctement les paramètres du masque de phase aléatoire. De plus, de la distorsion peut apparaître dans la PSF lorsque le masque de phase est utilisé hors d'axe, donc une étape de calibration du système peut être nécessaire pour extraire la valeur de la position d'un point source avec une précision inférieure à la taille du pixel.

## C.4 Conclusion et perspectives

Nous avons montré par simulations dans le domaine visible qu'un masque de phase aléatoire utilisé dans le régime de filamentation comme seul composant optique génère une PSF étendue. Celle-ci permet de localiser un point source avec une précision inférieure à la taille du pixel. Un tel système présente plusieurs avantages. En premier lieu, il peut être très compact, à condition de choisir les paramètres  $n$ ,  $R_c$  et  $\sigma_h$  adéquats. De plus, nous pouvons remarquer que les PSFs sur l'axe et hors d'axe (figures C.4(a) et C.4(c)) sont très similaires, mis à part la translation globale de la distribution d'intensité dans le plan transverse. Ainsi, le masque de phase aléatoire présente peu d'aberrations hors d'axe : nous pouvons raisonnablement penser que ce composant a un grand champ d'observation. Un axe de recherche futur consiste à évaluer les performances du masque de phase pour la localisation. Pour cela, on pourrait comparer sa résolution angulaire IFOV à celle d'un imageur classique de focale  $d_{opt}$ , puis optimiser les paramètres de définition du masque de façon à minimiser sa résolution angulaire. On étudiera également la légère distorsion

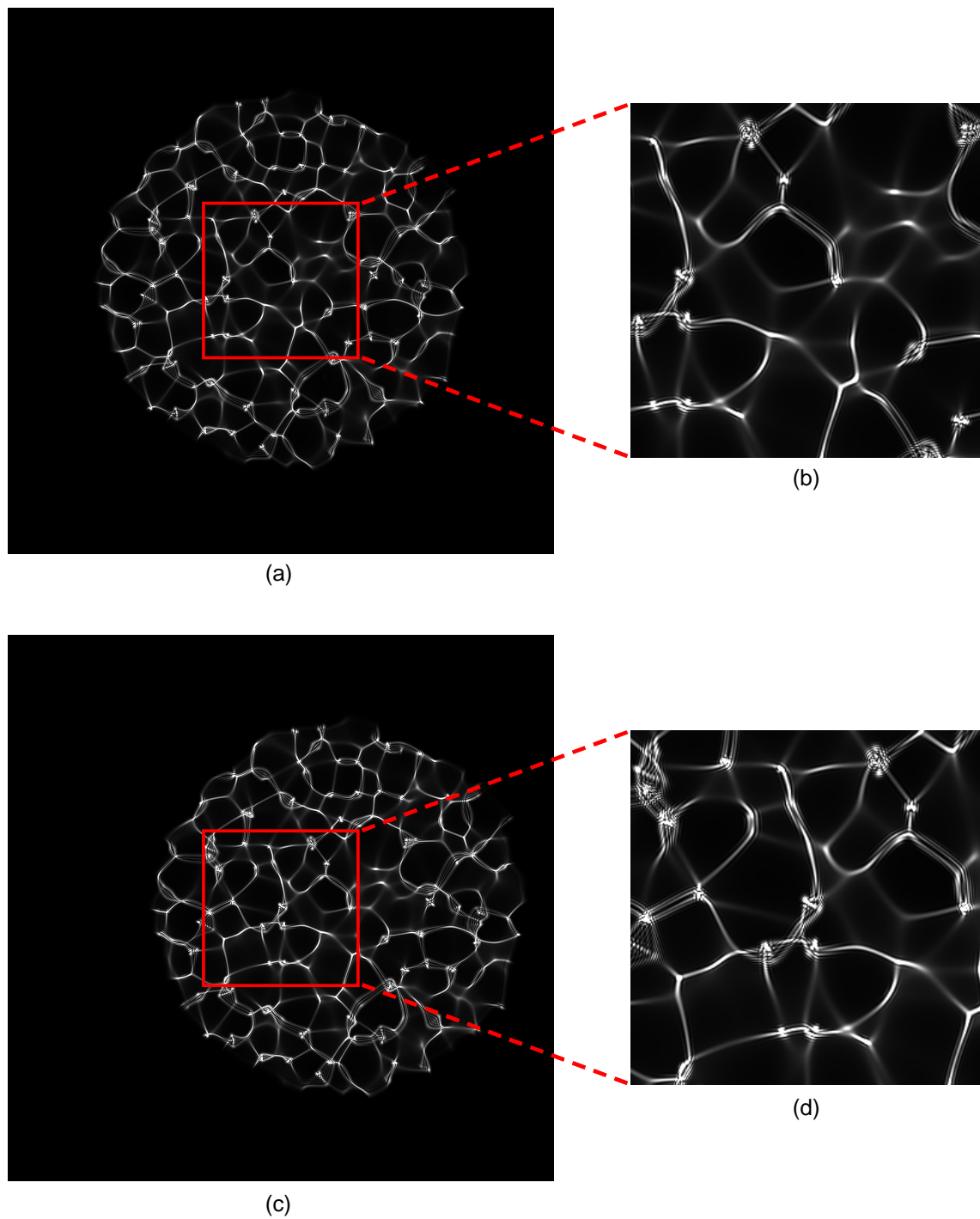


FIGURE C.4 – (a) PSF monochromatique sur l'axe du masque de phase aléatoire, le carré rouge montre la position et la taille du détecteur, (b) portion de la PSF sur l'axe imagée sur le détecteur, (c) figure produite en éclairant le masque de phase aléatoire par une onde plane monochromatique d'angle d'incidence égal à  $10^\circ$ , (d) portion de (c) imagée sur le détecteur.

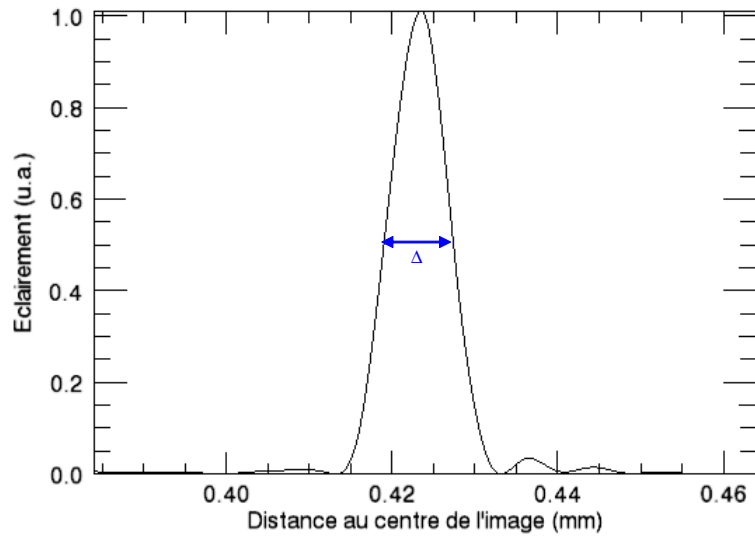


FIGURE C.5 – Profil selon une direction centré sur le pic de la corrélation de phase entre les figures C.4(a) et C.4(d).

de la PSF dans le champ et la corrélation de phase sous éclairage polychromatique. Il faudrait déterminer si les performances du masque pour la localisation sont affectées lorsque la distribution d'intensité est sous-échantillonnée par les pixels du détecteur. A terme, une transposition de ce concept pour une application dans l'infrarouge refroidi serait à envisager.

*Annexe C. Etude d'un masque de phase aléatoire*

# Bibliographie

- [1] M. KAST : High-precision wafer-level optics fabrication and integration. *Photonics*, 44:34–36, 2010.
- [2] <http://www.tessera.com>.
- [3] <http://www.sofradir.com>.
- [4] M. VUILLERMET, D. BILLON-LANFREY, Y. REIBEL, A. MANISSADJIAN, L. MOLLARD, N. BAIER, O. GRAVRAND et G. DESTEFANIS : Status of MCT focal plane arrays in France. *Proc. SPIE*, 8353:83532K–1 – 83532K–12, 2012.
- [5] J. TANIDA, T. KUMAGAI, K. YAMADA, S. MIYATAKE, K. ISHIDA, T. MORIMOTO, N. KONDOU, D. MIYAZAKI et Y. ICHIOKA : Thin observation module by bound optics (TOMBO) : concept and experimental verification. *Appl. Opt.*, 40:1806–1813, 2001.
- [6] A. BRÜCKNER, R. LEITEL, A. OBERDÖRSTER, P. DANNBERG, F. WIPPERMANN et A. BRÄUER : Multi-aperture optics for wafer-level cameras. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, 10:043010–1 – 043010–10, 2011.
- [7] A. PORTNOY, N. PITSIANIS, X. SUN, D. BRADY, R. GIBBONS, A. SILVER, R. T. KOLSTE, C. CHEN, T. DILLON et D. PRATHER : Design and characterization of thin multiple aperture infrared cameras. *Appl. Opt.*, 48:2115–2126, 2009.
- [8] M. P. CHRISTENSEN, V. BHAKTA, D. RAJAN, T. MIRANI, S. C. DOUGLAS, S. L. WOOD et M. W. HANEY : Adaptive flat multiresolution multiplexed computational imaging architecture utilizing micromirror arrays to steer subimager fields of view. *Appl. Opt.*, 45:2884–2892, 2006.
- [9] M. SINGER : Design of a cryogenic infrared detector with integrated optics. *Proc. SPIE*, 7660:76601Z–1 – 76601Z–9, 2010.
- [10] N. GUÉRINEAU, S. ROMMELUÈRE, J. DESCHAMPS, Brevet n° FR2855608B1 (demande déposée le 28/05/2003).
- [11] S. ROMMELUÈRE : *Conception et réalisation d'un microspectromètre intégré au voisinage d'un plan focal infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2007.
- [12] G. DRUART : *Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge. D'une approche minimaliste à la caméra sur puce*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2009.
- [13] J. W. GOODMAN : *Introduction to Fourier Optics*, chapitre 5, page 107. Roberts and Company publishers (3<sup>th</sup> edition), 2005.
- [14] J. W. GOODMAN : *Introduction to Fourier Optics*, chapitre 6, page 146. Roberts and Company publishers (3<sup>th</sup> edition), 2005.
- [15] S. B. RIM, P. B. CATRYSSSE, R. DINYARI, K. HUANG et P. PEUMANS : The optical advantages of curved focal plane arrays. *Opt. Express*, 16:4965–4971, 2008.

## Bibliographie

- [16] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*, chapitre 5, page 211. Pergamon (6<sup>th</sup> edition), 1989.
- [17] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*, chapitre 5, page 213. Pergamon (6<sup>th</sup> edition), 1989.
- [18] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*, chapitre 5, page 228. Pergamon (6<sup>th</sup> edition), 1989.
- [19] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*, chapitre 9, page 468. Pergamon (6<sup>th</sup> edition), 1989.
- [20] D. J. BRADY : Micro-optics and megapixels. *Opt. Photonics News*, 17:24–29, 2006.
- [21] M. F. LAND et D. E. NILSSON : *Animal Eyes*. Oxford Animal Biology Series, Oxford University Press, 2002.
- [22] D. DUMAS : *Rétines courbes : une approche "bio-inspirée" de simplification et miniaturisation des systèmes infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2011.
- [23] P. MILOJKOVIC et J. N. MAIT : Space-bandwidth scaling for wide field-of-view imaging. *Appl. Opt.*, 51:A36–A47, 2012.
- [24] H. C. KO, M. P. STOYKOVICH, J. SONG, V. MALYARCHUK, W. M. CHOI, C.J. YU, J. B. GEDDES, J. XIAO, S. WANG, Y. HUANG et J. A. ROGERS : A hemispherical electronic eye camera based on compressible silicon optoelectronics. *Nature*, 454:748–753, 2008.
- [25] D. DUMAS, M. FENDLER, F. BERGER, B. CLOIX, C. PORNIN, N. BAIER, G. DRUART, J. PRIMOT et E. le COARER : Infrared camera based on curved retina. *Opt. Lett.*, 37:653–655, 2012.
- [26] E. J. TREMBLAY, R. A. STACK, R. L. MORRISON et J. E. FORD : Ultrathin cameras using annular folded optics. *Appl. Opt.*, 46:463–471, 2007.
- [27] E. J. TREMBLAY, R. A. STACK, R. L. MORRISON, J. H. KARP et J. E. FORD : Ultrathin four-reflection imager. *Appl. Opt.*, 48:343–354, 2009.
- [28] C. GIMKIEWICZ, C. URBAN, E. INNERHOFER, P. FERRAT, S. NEUKOM, G. VANSTRAELEN et P. SEITZ : Ultra-miniature catadioptrical system for an omnidirectional camera. *Proc. SPIE*, 6992:69920J–1 – 69920J–11, 2008.
- [29] V. R. BHAKTA, M. SOMAYAJI, S. C. DOUGLAS et M. P. CHRISTENSEN : Experimentally validated computational imaging with adaptive multiaperture folded architecture. *Appl. Opt.*, 49:B51–B58, 2010.
- [30] M. SOMAYAJI, M. P. CHRISTENSEN, E. FARAMARZI, D. RAJAN, J. P. LAINE, P. SEBELIUS, A. ZACHAI, M. CHAPARALA, G. BLASCHE, K. BALDWIN, B. OGUNFEMI et D. GRANQUIST-FRASER : Prototype development and field-test results of an adaptive multiresolution panoptes imaging architecture. *Appl. Opt.*, 51:A48–A58, 2012.
- [31] S. R. WILK : Ancient optics : Producing magnification without lenses. *Opt. Photonics News*, 17:12–13, 2006.
- [32] C. L. TISSE : Low-cost miniature wide-angle imaging for self-motion estimation. *Opt. Express*, 13:6061–6072, 2005.
- [33] G. DRUART, N. GUÉRINEAU, J. TABOURY, S. ROMMELUÈRE, R. HAÏDAR, J. PRIMOT, M. FENDLER et J. C. CIGNA : Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications. *Appl. Opt.*, 48:1104–1113, 2009.



- [34] E. E. FENIMORE et T. M. CANNON : Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. *Appl. Opt.*, 17:337–347, 1978.
- [35] G. ANDERSEN et D. TULLSON : Broadband antihole photon sieve telescope. *Appl. Opt.*, 46:3706–3708, 2007.
- [36] S. R. GOTTESMAN et E. E. FENIMORE : New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Appl. Opt.*, 28:4344–4352, 1989.
- [37] G. DRUART, N. GUÉRINEAU, R. HAÏDAR, J. PRIMOT, A. KATTNIG et J. TABOURY : Image formation by use of continuously self-imaging gratings and diffractive axicons. *Proc. SPIE*, 6712:671208–1 – 671208–11, 2007.
- [38] G. DRUART, J. TABOURY, N. GUÉRINEAU, R. HAÏDAR, H. SAUER, A. KATTNIG et J. PRIMOT : Demonstration of image-zooming capability for diffractive axicons. *Opt. Lett.*, 33:366–368, 2008.
- [39] G. DRUART, N. GUÉRINEAU, R. HAÏDAR, J. PRIMOT, P. CHAVEL et J. TABOURY : Non-paraxial analysis of continuous self-imaging gratings in oblique illumination. *J. Opt. Soc. Am. A*, 24:3379–3387, 2007.
- [40] J. DUPARRÉ, P. DANNBERG, P. SCHREIBER, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : Artificial apposition compound eye fabricated by micro-optics technology. *Appl. Opt.*, 43:4303–4310, 2004.
- [41] J. DUPARRÉ, P. DANNBERG, P. SCHREIBER, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : Thin compound-eye camera. *Appl. Opt.*, 44:2949–2956, 2005.
- [42] A. BRÜCKNER, J. DUPARRÉ, R. LEITEL, P. DANNBERG, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : Thin wafer-level camera inspired by insect compound eyes. *Opt. Express*, 18:24379 – 24394, 2010.
- [43] J. DUPARRÉ, P. SCHREIBER, A. MATTHES, E. PSHENAY-SEVERIN, A. BRÄUER, A. TÜNNERMANN, R. VÖLKELE, M. EISNER et T. SCHARF : Microoptical telescope compound eye. *Opt. Express*, 13:889–903, 2005.
- [44] J. MEYER, A. BRÜCKNER, R. LEITEL, P. DANNBERG, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : Optical cluster eye fabricated on wafer-level. *Opt. Express*, 19:17506 – 17519, 2011.
- [45] K. STOLLBERG, A. BRÜCKNER, J. DUPARRÉ, P. DANNBERG, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : The Gabor superlens as an alternative wafer-level camera approach inspired by superposition compound eyes of nocturnal insects. *Opt. Express*, 17:15747 – 15759, 2009.
- [46] G. DRUART, N. GUÉRINEAU, R. HAÏDAR, S. THÉTAS, J. TABOURY, S. ROMMELUÈRE, J. PRIMOT et M. FENDLER : Demonstration of an infrared microcamera inspired by *Xenos Peckii* vision. *Appl. Opt.*, 48:3368–3374, 2009.
- [47] L. C. LAYCOCK et V. A. HANDEREK : Multi-aperture imaging device for airborne platforms. *Proc. SPIE*, 6737:673709–1 – 673709–11, 2007.
- [48] <http://www.curvace.net/>.
- [49] N. A. AHUJA et N. K. BOSE : Design of large field-of-view high-resolution miniaturized imaging system. *EURASIP J. Adv. Signal Process.*, 2007(59546):1–10, 2007.
- [50] H. LIU, F. CHEN, Q. YANG, P. QU et S. HE : Fabrication of bioinspired omnidirectional and gapless microlens array for wide field-of-view detections. *Appl. Phys. Lett.*, 100:133701–1 – 133701–3, 2012.
- [51] D. GABOR : UK Patent 541 753, 1940.

- [52] A. W. LOHMANN : Scaling laws for lens systems. *Appl. Opt.*, 28:4996–4998, 1989.
- [53] C. L. TISSE, F. GUICHARD et F. CAO : Does resolution really increase image quality? *Proc. SPIE*, 6817:68170Q–1–68170Q–12, 2008.
- [54] G. DESTEFANIS, P. TRIBOLET, M. VUILLERMET et D. Billon LANFREY : MCT IR detectors in France. *Proc. SPIE*, 8012:801235–1 – 801235–12, 2011.
- [55] A. DURAND, J. L. TISSOT, P. ROBERT, S. CORTIAL, C. ROMAN, M. VILAIN et O. LEGRAS : VGA 17 micrometer development for compact, low power systems. *Proc. SPIE*, 8012:80121C–1 – 80121C–7, 2011.
- [56] A. PAPOULIS : Generalized sampling expansion. *IEEE Trans. Circuits Syst.*, 24:652–654, 1977.
- [57] M. SHANKAR, R. WILLETT, N. PITSIANIS, T. SCHULZ, R. GIBBONS, R. Te KOLSTE, J. CARRIERE, C. CHEN, D. PRATHER et D. BRADY : Thin infrared imaging systems through multichannel sampling. *Appl. Opt.*, 47:B1–B10, 2008.
- [58] G. DRUART, F. de la BARRIÈRE, N. GUÉRINEAU, J. DESCHAMPS, M. FENDLER, N. LHERMET, J. RULLIÈRE, S. MAGLI, Y. REIBEL et J. B. MOULLEC : Towards infrared DDCA with an imaging function. *Proc. SPIE*, 8012:801228–1 – 801228–11, 2011.
- [59] D. DALY, R. F. STEVENS, M. C. HUTLEY et N. DAVIES : The manufacture of microlenses by melting photoresist. *Meas. Sci. Technol.*, 1:759–766, 1990.
- [60] Z. D. POPOVIC, R. A. SPRAGUE et G. A. Neville CONNELL : Technique for monolithic fabrication of microlens arrays. *Appl. Opt.*, 27:1281–1284, 1988.
- [61] <http://www.suss-microoptics.com>.
- [62] M. HE, X. YUAN, J. BU et W. Chye CHEONG : Fabrication of concave refractive microlens arrays in solgel glass by a simple proximity-effect-assisted reflow technique. *Optics Letters*, 29:1007–1009, 2004.
- [63] P. RUFFIEUX, T. SCHARF, I. PHILIPOUSSIS, H. P. HERZIG, R. VÖLKELE et K. J. WEIBLE : Two step process for the fabrication of diffraction limited concave microlens arrays. *Opt. Express*, 16:19541–19549, 2008.
- [64] F. CHEN, H. LIU, Q. YANG, X. WANG, C. HOU, H. BIAN, W. LIANG, J. SI et X. HOU : Maskless fabrication of concave microlens arrays on silica glasses by a femtosecond-laser-enhanced local wet etching method. *Opt. Express*, 18:20334–20343, 2010.
- [65] J. DUNKEL, F. WIPPERMANN, A. BRÜCKNER, A. BRÄUER et A. TÜNNERMANN : Laser lithographic approach to micro-optical freeform elements with extremely large sag heights. *Opt. Express*, 20:4763–4775, 2012.
- [66] R. GLÄBE et O. RIEMER : Diamond machining of micro-optical components and structures. *Proc. SPIE*, 7716:771602–1–771602–10, 2010.
- [67] S. SCHEIDING, A. GEBHARDT, R. EBERHARDT et A. TÜNNERMANN : Micro lens array milling on large wafers. *Optik and Photonik*, 4:41–45, 2009.
- [68] E. PAUL, C. J. EVANS, A. MANGAMELLI et M. L. MCGLAUFLIN : Chemical aspects of tool wear in single point diamond turning. *Precision Engineering*, 18:4–19, 1996.
- [69] F. KLOCKE, O. DAMBON et B. BULLA : Diamond turning of aspheric steel molds for optics replication. *Proc. SPIE*, 7590:75900B–1 – 75900B–10, 2010.
- [70] E. BRINKSMEIER, R. GLÄBE et J. OSMER : Ultra-precision diamond cutting of steel molds. *Annals of the CIRP*, 55:551–554, 2006.

- [71] F. KLOCKE, O. DAMBON, B. BULLA et M. HESELHAUS : Direct diamond turning of steel molds for optical replication. *Proc. SPIE*, 7282:728202-1 –728202-7, 2009.
- [72] R. BRUCK, R. HAINBERGER, R. HEER, N. KATAEVA, A. KÖCK, M. KRAPF-GÜNTHER, K. KAIBLINGER, F. PIPELKA et B. BILENBERG : Direct replication of nanostructures from silicon wafers in polymethylpentene by injection molding. *Proc. SPIE*, 7788:77880A-1 – 77880A-8, 2010.
- [73] G. C. FIRESTONE et A. Y. YI : Precision compression molding of glass microlenses and microlens arrays - an experimental study. *Appl. Opt.*, 44:6115–6122, 2005.
- [74] A. Y. YI, C. HUANG, F. KLOCKE, C. BRECHER, G. PONGS, M. WINTERSCHLADEN, A. DEMMER, S. LANGE, T. BERGS, M. MERZ et F. NIEHAUS : Development of a compression molding process for three-dimensional tailored free-form glass optics. *Appl. Opt.*, 45:6511–6518, 2006.
- [75] L. LI, P. HE, F. WANG, K. GEORGIADIS, O. DAMBON, F. KLOCKE et A. Y. YI : A hybrid polymer-glass achromatic microlens array fabricated by compression molding. *J. Opt.*, 13:1–11, 2011.
- [76] G. CURATU, B. BINKLEY, D. TINCH et C. CURATU : Using molded chalcogenide glass technology to reduce cost in a compact wide-angle thermal imaging lens. *Proc. SPIE*, 6206:6206O-1 – 6206O-10, 2006.
- [77] D. H. CHA, H. J. KIM, H. S. PARK, Y. HWANG, J. H. KIM, J. H. HONG et K. S. LEE : Effect of temperature on the molding of chalcogenide glass lenses for infrared imaging applications. *Appl. Opt.*, 49:1607–1613, 2010.
- [78] K. J. MA, H. H. CHIEN, S. W. HUANG, W. Y. FU et C. L. CHAO : Contactless molding of arrayed chalcogenide glass lenses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 357:2484–2488, 2011.
- [79] J. ORAVA, T. KOHOUTEK, A. L. GREER et H. FUDOUZI : Soft imprint lithography of a bulk chalcogenide glass. *Opt. Mater. Express*, 1:796–802, 2011.
- [80] E. A. SANCHEZ, M. WALDMANN et C. B. ARNOLD : Chalcogenide glass microlenses by inkjet printing. *Appl. Opt.*, 50:1974–1978, 2011.
- [81] M. SILVENNOINEN, K. PAIVASAARI, J. J. J. KAAKKUNEN, V. K. TIKHOMIROV, A. LEHMUSKERO, P. VAHIMAA et V. V. MOSHCHALOV : Imprinting the nanostructures on the high refractive index semiconductor glass. *Appl. Surf. Sci.*, 257:6829–6832, 2011.
- [82] T. UENO, M. HASEGAWA, M. YOSHIMURA, H. OKADA, T. NISHIOKA, K. TERAOKA, A. FUJII et S. NAKAYAMA : Development of ZnS lenses for FIR applications. *Sci technical review*, 69:48–53, 2009.
- [83] <http://www.savimex.eu>.
- [84] J. W. GOODMAN : *Introduction to Fourier Optics*, chapitre Appendice B, page 444. Roberts and Company publishers (3<sup>th</sup> edition), 2005.
- [85] M. J. KIDGER : *Fundamental Optical Design*. SPIE Press, 2002.
- [86] E. D. PALIK : *Handbook of optical constants of solids*, page 571. Academic Press, 1991.
- [87] E. D. PALIK : *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1991.
- [88] <http://www.altimet.fr>.
- [89] <http://www.stilsa.com/index.htm>.
- [90] H. TOYOZUMI et M. C. B. ASHLEY : Intra-pixel sensitivity variation and charge transfer inefficiency - results of CCD scans. *Publications of Astronomical Society of Australia*, 22:257–266, 2005.

- [91] J. D. BRAY, L. W. SCHUMANN et T. S. LOMHEIN : Front-side illuminated CMOS spectral pixel response and modulation transfer function characterization : impact of pixel layout details and pixel depletion volume. *Proc. SPIE*, 7405:74050Q–1–74050Q–11, 2009.
- [92] S. E. REICHENBACH, S. K. PARK et R. NARAYANSWAMY : Characterizing digital image acquisition devices. *Opt. Eng.*, 30:170–177, 1991.
- [93] M. ESTRIBEAU et P. MAGNAN : Fast MTF measurement of CMOS imagers using ISO 12233 slanted edge methodology. *Proc. SPIE*, 5251:243–251, 2004.
- [94] M. A. CHAMBLISS, J. A. DAWSON et E. J. BORG : Measuring the MTF of undersampled staring IRFPA sensors using 2D discrete Fourier transform. *Proc. SPIE*, 2470:312–324, 1995.
- [95] M. MARCHYWKA et D. G. SOCKER : Modulation transfer function measurement technique for small-pixel detectors. *Appl. Opt.*, 31:7198–7213, 1992.
- [96] J. E. GREIVENKAMP et A. E. LOWMAN : Modulation transfer function measurement of sparse-array sensors using a self-calibrating fringe pattern. *Appl. Opt.*, 33:5029–5036, 1994.
- [97] R. O. GAPPINGER, J. E. GREIVENKAMP et C. BORMAN : High-modulation camera for use with a non-null interferometer. *Opt. Eng.*, 43:689–696, 2004.
- [98] 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.
- [99] M. SENSIPER, G. D. BOREMAN, A. D. DUCHARME et D. R. SNYDER : Modulation transfer function testing of detector arrays using narrow-band laser speckle. *Opt. Eng.*, 32:395–400, 1993.
- [100] X. CHEN, N. GEORGE, G. AGRANOV, C. LIU et B. GRAVELLE : Sensor modulation transfer function measurement using band-limited laser speckle. *Opt. Express*, 16:20047–20059, 2008.
- [101] B. T. TEIPEN et D. L. MACFARLANE : Liquid-crystal-display projector-based modulation transfer function measurements of charge-coupled-device video camera systems. *Appl. Opt.*, 39:515–525, 2000.
- [102] M. CHAMBON, J. PRIMOT et M. GIRARD : Modulation transfer function assessment for sampled imaging system : application of the generalized line spread function to a standard infrared camera. *Infrared Physics and Technology*, 37:619–626, 1996.
- [103] D. N. SITTE, J. S. GODDARD et R. K. FERRELL : Method for the measurement of the modulation transfer function of sampled imaging systems from bar-target patterns. *Appl. Opt.*, 34:746–751, 1995.
- [104] N. GUÉRINEAU, J. PRIMOT, M. TAUUVY et M. CAES : Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target. *Appl. Opt.*, 38:631–637, 1999.
- [105] N. GUÉRINEAU, J. PRIMOT, M. TAUUVY et M. CAES : Experimental evaluation of the modulation transfer function of an infrared focal plane array using the Talbot effect. *Proc. SPIE*, 3491:826–831, 1998.
- [106] N. GUÉRINEAU et J. PRIMOT : Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16:293–298, 1999.
- [107] N. GUÉRINEAU, B. HARCHAOUI, J. PRIMOT et K. HEGGARTY : Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings. *Opt. Lett.*, 26:411–413, 2001.

- [108] N. GUÉRINEAU, S. ROMMELUÈRE, E. DI MAMBRO, I. RIBET et J. PRIMOT : New techniques of characterization. *C.R. Physique*, 4, 2003.
- [109] E. DI MAMBRO, N. GUÉRINEAU et J. PRIMOT : Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array using a continuously self-imaging grating. *Proc. SPIE*, 5076:169–178, 2003.
- [110] J. DURIN : Exact solutions for nondiffracting beams. The scalar theory. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4:651–654, 1987.
- [111] E. di MAMBRO : *Génération de motifs à haute résolution sans optique : Application à la caractérisation spatiale des détecteurs infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2005.
- [112] M. PIPONNIER, G. DRUART, N. GUERINEAU, J. L. de BOUGRENET et J. PRIMOT : Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings. *Opt. Express*, 19:23054–23066, 2011.
- [113] C.B. MARKWARDT : Non-linear least-squares fitting in IDL with MPFIT. In D. A. BOHLENDER, D. DURAND, & P. DOWLER, éditeur : *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, volume 411 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 251–+, septembre 2009.
- [114] J. J. MORÉ : The Levenberg-Marquardt algorithm : Implementation and theory. In G. A. WATSON, éditeur : *Numerical Analysis*, volume 630 de *Lecture Notes in Mathematics*, chapitre 15, pages 105–116. Springer, Berlin / Heidelberg, 1978.
- [115] J. J. MORÉ, B. S. GARBOW et K. E. HILLSTROM : User guide for MINPACK-1. Rapport technique ANL-80-74, Argonne National Laboratory, Applied Mathematics Division, Argonne, IL, USA, août 1980.
- [116] S. C. PARK, M. K. PARK et M. G. KANG : Superresolution image reconstruction : a technical overview. *IEEE Signal Process. Mag.*, 20:21–36, 2003.
- [117] M. ELAD et Y. HEL-OR : A fast super-resolution reconstruction algorithm for pure translational motion and common space-invariant blur. *IEEE Trans. Image Process.*, 10:1187–1193, 2001.
- [118] A. LÉTIENNE : *Super-résolution : développement d’algorithmes rapides et évaluation de performance*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2010.
- [119] Y. KITAMURA, R. SHOGENJI, K. YAMADA, S. MIYATAKE, M. MIYAMOTO, T. MORIMOTO, Y. MASAKI, N. KONDOU, D. MIYAZAKI, J. TANIDA et Y. ICHIOKA : Reconstruction of a high-resolution image on a compound-eye image-capturing system. *Appl. Opt.*, 43:1719–1727, 2004.
- [120] K. NITTA, R. SHOGENJI, S. MIYATAKE et J. TANIDA : Image reconstruction for thin observation module by bound optics by using the iterative backprojection method. *Appl. Opt.*, 45:2893–2900, 2006.
- [121] K. CHOI et T. J. SCHULZ : Signal-processing approaches for image-resolution restoration for TOMBO imagery. *Appl. Opt.*, 47:B104–B116, 2008.
- [122] A. V. KANAIEV, J. R. ACKERMAN, E. F. FLEET et D. A. SCRIBNER : TOMBO sensor with scene-independent superresolution processing. *Opt. Lett.*, 32(19):2855–2857, 2007.
- [123] G. C. HOLST : *CCD arrays cameras and displays*. SPIE Press, 1998.
- [124] M. W. HANEY : Performance scaling in flat imagers. *Appl. Opt.*, 45(13):2901–2910, 2006.

## Bibliographie

- [125] M. W. HANEY : Comments on "Design and characterization of thin multiple aperture infrared cameras". *Appl. Opt.*, 50:1584–1586, 2011.
- [126] D. J. BRADY : Reply to "Comments on multiple aperture cameras". *Appl. Opt.*, 50:1587–1592, 2011.
- [127] W. T. PLUMMER : Solid state method and apparatus for making lenses and lens components. Patent No. US 7,591,557 B2, 2009.
- [128] E. D. PALIK : *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 1991.
- [129] L. M. HARWOOD et C. J. MOODY : *Experimental organic chemistry : Standard and Microscale*, page 292. Wiley-Blackwell, 1989.
- [130] <http://www.omg.fr>.
- [131] <http://www.impulsion-sas.com/index-6.html>.
- [132] <http://www.rsp-technology.com>.
- [133] <http://www.taylor-hobson.com/uploads/images/talysurf-cci-6000.pdf>.
- [134] <http://www.phasics.fr>.
- [135] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*, chapitre 5, pages 211–228. Pergamon (6<sup>th</sup> edition), 1989.
- [136] <http://image-sensors-world.blogspot.fr/2012/03/samsung-call-to-universities.html>.
- [137] M. PIPONNIER : *Etude et développement de tableaux non-diffractants pour la conception de systèmes imageurs avancés*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2012.
- [138] P. R. GILL, C. LEE, D. G. LEE, A. WANG et A. MOLNAR : A microscale camera using direct Fourier-domain scene capture. *Opt. Lett.*, 36:2949–2951, 2011.
- [139] R. SHOGENJI, Y. KITAMURA, K. YAMADA, S. MIYATAKE et J. TANIDA : Multispectral imaging using compact compound optics. *Opt. Express*, 12:1643–1655, 2004.
- [140] J. MINET : *Imagerie multispectrale, vers une conception adaptée à la détection de cibles*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2011.
- [141] R. HAÏDAR, G. VINCENT, S. COLLIN, N. BARDOU, N. GUÉRINEAU, J. DESCHAMPS et J. L. PELOUARD : Free-standing subwavelength metallic gratings for snapshot multispectral imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 96:221104–1 – 221104–3, 2010.
- [142] <http://www.sagem-ds.com>.
- [143] A. ASHOK et M. A. NEIFELD : Pseudorandom phase masks for superresolution imaging from subpixel shifting. *Appl. Opt.*, 46:2256–2268, 2007.
- [144] R. H. DICKE : Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays. *Astrophys. J.*, 153:L101, 1968.
- [145] S. R. GOTTESMAN, A. ISSER et G. W. GIGIOLI : Adaptive coded apertures : bridging the gap between non-diffractive and diffractive imaging systems. *Proc. SPIE*, 7818:781805–1 – 781805–9, 2010.
- [146] A. ASHOK et M. A. NEIFELD : Point spread function engineering for iris recognition system design. *Appl. Opt.*, 49:B26–B39, 2010.
- [147] J. W. GOODMAN : *Speckle phenomena in optics : theory and applications*, chapitre 3, page 29. Roberts and Company publishers, 2007.
- [148] P. REFREGIER : Optimal trade-off filters for noise robustness, sharpness of the correlation peak, and hornier efficiency. *Opt. Lett.*, 16:829–831, 1991.

## Vers l'intégration de fonctions d'imagerie sur le plan focal infrarouge

Des travaux de recherche sont actuellement menés pour miniaturiser les systèmes optiques : moins volumineux et moins chers, ils peuvent prétendre à être diffusés dans des applications diverses. L'objectif de cette thèse est de concevoir des systèmes d'imagerie extrêmement compacts, intégrés au plus près du détecteur infrarouge refroidi, et idéalement solidaires de celui-ci.

J'ai tout d'abord mis en évidence des stratégies pour la simplification et la miniaturisation des systèmes optiques. Parmi elles, les approches menant à des systèmes multivoies semblent être les plus prometteuses pour concevoir des systèmes à la fois compacts et performants. J'ai alors proposé deux architectures multivoies simples, compactes et intégrées au plus près du détecteur infrarouge.

La première, de champ d'observation égal à  $120^\circ$ , intègre une matrice de microlentilles à quelques centaines de micromètres seulement du détecteur infrarouge : elle est qualifiée de caméra sur puce. Des défis technologiques ont dû être relevés pour réaliser ce composant. J'ai développé un algorithme de reconstruction d'images et évalué expérimentalement les performances de la caméra. Ce système produit, après traitements, une image échantillonnée au pas de  $7,5 \mu\text{m}$ . Cette valeur est deux fois meilleure que celle qui pourrait être obtenue avec une caméra monovoie classique, associée à un détecteur infrarouge à l'état de l'art actuel, avec un pas pixel de  $15 \mu\text{m}$ .

J'ai contribué à la réalisation du second système en développant une méthode originale et simple pour en fabriquer les matrices de microlentilles. Cette technique consiste à mouler par compression de la poudre de bromure de potassium à température ambiante.

Ces travaux ouvrent la voie à une nouvelle génération de détecteurs infrarouges, qui intègrent une fonction d'imagerie.

**Mots-clés :** Systèmes infrarouges, miniaturisation, caméra sur puce, systèmes multivoies.

## Towards the integration of optical functions on the infrared focal plane array

Miniaturizing optical systems is a research area of great interest nowadays : if they were smaller and cheaper, optical systems could be widespread in many applications. This work aims at designing very compact optical systems for imagery applications, which could be integrated near the infrared cryogenic detector and ideally directly on it.

First, I have presented original design strategies to simplify and miniaturize optical systems. Approaches which lead to multichannel systems seem to be the most interesting ones to design compact and effective systems. Then, I have proposed two multichannel optical architectures, which are simple, compact, and integrated near the infrared detector.

The first camera, which has a field of view equal to  $120^\circ$ , integrates a microlens array at a few hundreds of micrometers only of the infrared detector : it is called a wafer-level camera. Technological challenges have been overcome to manufacture this component. I have developed an image processing method, and assessed the characteristics of the camera experimentally. This system samples the final image with a pitch equal to  $7,5 \mu\text{m}$ . This value is two times better than the one which could be obtained by using a one-channel camera associated with a state-of-the-art infrared detector, with a pixel pitch equal to  $15 \mu\text{m}$ .

In order to manufacture the second architecture, I have developed an original and simple method to obtain the microlens arrays, by compression molding of Potassium Bromide powder at ambient temperature.

This work gives some elements to design a new generation of infrared detectors with an imagery function.

**Keywords :** Infrared systems, miniaturization, wafer-level camera, multichannel optical systems.