



HAL
open science

Miniaturisation d'une caméra hyperspectrale infrarouge

Armande Pola Fossi

► **To cite this version:**

Armande Pola Fossi. Miniaturisation d'une caméra hyperspectrale infrarouge. Physique [physics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS568 . tel-01511621

HAL Id: tel-01511621

<https://theses.hal.science/tel-01511621>

Submitted on 21 Apr 2017

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

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

NNT : 2016SACLS568

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

Ecole doctorale n°572
Ondes et Matière
Spécialité de doctorat : Physique

par

Mlle ARMANDE POLA FOSSI

Miniaturisation d'une caméra hyperspectrale infrarouge

Thèse présentée et soutenue à l'Institut d'Optique Graduate School, Palaiseau, le 12
décembre 2016.

Composition du Jury :

Mme.	NATHALIE HURET	Université d'Orléans	Présidente du jury
M.	OLIVIER HAEBERLÉ	Université de Haute Alsace	Rapporteur
M.	DIDIER TIPHÈNE	LESIA	Rapporteur
M.	HERVÉ SAUER	Laboratoire Charles Fabry	Examineur
M.	THIERRY DUPOUX	SAFRAN Electronics and Defense	Examineur
M.	NICOLAS GUÉRINEAU	ONERA	Directeur de thèse

« Le mouvement est la cause de toute vie. »

Léonard de Vinci

Remerciements

IL arrive un moment où il est important de s'arrêter pour se rendre compte du chemin qui a été parcouru et je pense que ce moment est arrivé pour moi. Il y a trois ans, j'ai décidé de faire une thèse avec le soutien indéfectible de mes parents aussi enthousiastes que moi. Au cours de cette expérience, j'ai beaucoup appris, j'ai encore grandi et surtout j'ai bénéficié d'un soutien important de nombreuses personnes, ce qui m'a permis de réaliser ce travail.

La première personne que j'ai rencontrée a été Nicolas Guérineau qui allait devenir mon directeur de thèse. En alliant la science et l'art de la présentation, il a su me conforter dans mon choix et je l'en remercie grandement. Je le remercie également pour avoir suivi mes travaux, pour ses encouragements et pour son optimisme. Peu après ma rencontre avec Nicolas Guérineau, j'ai eu l'occasion d'entrer en contact avec M. Thierry Dupoux et M. Oscar D'Almeida de SAFRAN qui ont cru en moi et ont accepté de défendre ma recherche de financement complémentaire. Merci de m'avoir donné l'opportunité de travailler dans de très bonnes conditions et d'avoir également suivi mes travaux.

Par la suite, j'ai rencontré Yann Ferrec qui a d'abord été mon encadrant puis un ami. Je ne te remercierai jamais assez d'avoir toujours été là dans les bons moments et surtout dans les moments difficiles. Nous a pu ainsi former un binôme qui s'est fait confiance et qui s'est complété. Merci Yann pour nos longues discussions techniques, privées, pour ta disponibilité ainsi que pour tes conseils en tout genre.

Je ne me souviens plus exactement de la première fois où j'ai rencontré Christophe Coudrain mais je me souviens que très vite on s'est compris. Christophe, je ne te remercierai jamais assez pour le soutien que tu m'as apporté pendant ces années. Merci de t'être toujours soucieux de mon bien-être moral et matériel. Merci également pour ta bonne humeur.

Je profite également de ces lignes pour remercier mon autre breton-onerien préféré, Roland Domel. De même, tu as été plus un ami qu'un collègue et je t'en remercie. Merci pour nos échanges sur des sujets techniques et personnels.

Bien évidemment ces quatre personnes n'ont pas été les seules que j'ai côtoyées à l'ONERA et qui ont participé à mon épanouissement. Je remercie donc Didier Henry, Mathieu Chambon, Sylvain Rommeluère, Laurence Croizé, Marc Jacquart, Guillaume Druart, Florence De la Barrière, Julien Jaeck, Grégory Vincent, Jérôme Primot, Laurent Rousset-Rouvière, Gilles Le Coadou pour toute l'aide que vous m'avez apportée. Je remercie également mon compagnon de road-trip Stéphane Langlois pour ces semaines d'aventure pendant la campagne ImagEtna. Je remercie également énormément Brigitte Commelin, Corinne Andrieux, Christèle Carette, Valérie Bathiard, Valérie Delrue, Jean-Claude N'Kesina Pambu et Véronique Bentadj pour votre aide et je ne saurais terminer cette partie sans évoquer les doctorants du DOTA-D1 avec qui j'ai passé de bons très moments. Merci donc à Mouna, Clara, Tatiana, Alex, Alice, Anasthase, Christophe, Edouard, Florian, François, Fred, Jean, Kevin, Philippe, Thibault, Thomas pour avoir créé une bonne ambiance de travail.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers Nicolas Roux et Emmanuel Kling de SAFRAN qui ont suivi mes travaux. Merci pour nos échanges constructifs qui ont donné une dimension plus concrète à mes travaux. Merci Emmanuel pour l'aide que tu m'as apportée pour préparer l'après-thèse. Je suis également reconnaissante envers

les membres du jury : M. Didier Tiphène, M. Olivier Haéberlé et Mme Nathalie Huret pour le travail de vérification que vous avez effectué.

Il m'est impossible d'oublier Hervé Sauer qui a eu plus d'un rôle dans ma thèse. Merci Hervé pour ton aide scientifique sur ce sujet complexe, pour la relecture d'une bonne partie de ma production écrite, pour m'avoir donné l'opportunité d'enseigner à tes côtés et pour tous tes conseils. Ça a été un très grand plaisir de travailler avec toi et j'espère que j'en aurai encore l'occasion.

Je profite également de ces lignes pour dire merci à M. et Mme Chavel et Jean-Louis Meyzonnette pour tous les encouragements qu'ils m'ont témoignés tout au long de ce cursus scolaire.

Également merci beaucoup à Nathalie Huret, Sebastien Payan, Valery Catoire, Stéphane Chevrier, Delphy Rodriguez et Tardja Roberts pour ces bons moments en Sicile. Ça a été l'aventure majeure de ma thèse et j'ai été contente de la vivre avec vous.

Enfin, que serais-je sans toute ma grande famille qui m'entoure et m'encourage ? Merci papa et maman, grand-mère, mon frère et mes sœurs, d'avoir toujours cru en moi, de m'avoir inculqué les valeurs du travail, merci à mon Ludo chéri de m'encourager, de me soutenir et de me rendre heureuse. Merci à mes parents de substitution Sylvie et Joël, Sylvie et Daniel, Valérie et Hervé, à mon beau-frère Quentin pour tous vos encouragements et conseils. Merci à mes amis très chers Marie-Anne et Joël, Catherine et Florian, Emmanuelle, Ronan, à mes binômes Hélène, Claude, Sandra et Antoine, à Violette, à ma nièce et à mon petit filleul qui sont tous deux des véritables rayons de soleil.

Table des matières

Remerciements	iii
I État de l'art	7
1 Aperçu des techniques d'acquisition des données hyperspectrales	11
1.1 Cas de l'imagerie hyperspectrale active	12
1.1.1 Systèmes utilisant une source monochromatique accordable	12
1.1.1.1 Exemples de systèmes utilisant un laser à cascade quantique	12
1.1.1.2 Exemples de systèmes utilisant un oscillateur paramétrique optique	14
1.1.2 Systèmes à base de peignes de fréquences	16
1.1.3 Conclusion sur l'imagerie hyperspectrale active	19
1.2 Cas de l'imagerie hyperspectrale passive	19
1.2.1 Caméras hyperspectrales à sortie directe	19
1.2.1.1 Spectro-imageurs à éléments dispersifs	19
1.2.1.2 Spectro-imageurs à filtres	22
1.2.1.3 Conclusion	24
1.2.2 Caméras hyperspectrales à sortie multiplexée	25
1.2.2.1 Caméras hyperspectrales à lentille diffractive	25
1.2.2.2 Caméras hyperspectrales à codage d'ouverture	25
1.2.2.3 Spectro-tomographes imageurs	27
1.2.2.4 Caméras hyperspectrales à transformée de Fourier	28
1.3 Conclusion	30
2 Exemples de caméras hyperspectrales passives compactes	31
2.1 Récents développements instrumentaux sur la thématique des caméras hyperspectrales compactes à filtre	31
2.1.1 Caméras hyperspectrales compactes à filtre acousto-optique	31
2.1.2 Caméras hyperspectrales compactes à filtre à cristaux liquides	32
2.1.3 Caméras hyperspectrales compactes à filtres interférentiels	34
2.1.4 Caméras hyperspectrales compactes à filtre de Fabry-Perot accordable	37
2.1.5 Discussion	41
2.2 Exemples de caméras hyperspectrales utilisant un élément dispersif	42
2.3 Exemples de caméras hyperspectrales compactes à transformée de Fourier	45
2.3.1 Exemples de caméras hyperspectrales compactes non sensibles à la polarisation	46

2.3.2	Exemples de caméras hyperspectrales compactes sensibles à la polarisation	50
2.3.3	Conclusion	56
2.4	Exemples d'autres caméras hyperspectrales à sortie multiplexée	57
2.5	Conclusion	58
II	Conception d'un spectro-imageur compact dans l'infrarouge	61
1	Choix d'un concept instrumental et d'un axe de miniaturisation	65
1.1	Choix de la spectro-imagerie par transformée de Fourier comme technique d'acquisition des données hyperspectrales	65
1.1.1	Effets du domaine spectral	65
1.1.2	Optimisation du flux collecté	66
1.1.3	Simplicité et robustesse	67
1.1.4	Bilan	67
1.2	Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique : miniaturisation de l'interféromètre	68
1.2.1	Encombrement d'une caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits.	70
1.2.1.1	Pupille réelle immatérielle située sur l'arête des dièdres	70
1.2.1.2	Pupille située en aval de l'interféromètre	71
1.2.2	Évaluation des possibilités d'une caméra hyperspectrale à interféromètre séparateur de polarisation	74
1.2.3	Conclusion	74
1.3	Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique : miniaturisation de l'imageur	75
1.3.1	Miniaturisation d'une caméra infrarouge refroidie	75
1.3.2	Miniaturisation d'une caméra infrarouge non refroidie	76
1.4	Conclusion	78
2	Étude d'interféromètre biréfringent à décalage latéral	79
2.1	Principe de l'interféromètre biréfringent à décalage latéral	79
2.1.1	Rappel de la théorie de la propagation des OEMs dans un milieu uniaxe homogène et non absorbant	79
2.1.1.1	Structure des champs dans un milieu anisotrope (cas général)	79
2.1.1.2	Surfaces caractéristiques du milieu uniaxe	81
2.1.2	Utilisation d'un milieu uniaxe comme interféromètre à décalage latéral	83
2.2	Méthode de combinaison de lames biréfringentes à faces parallèles aboutissant à un interféromètre à deux ondes	84
2.2.1	Cas où les biréfringences des lames sont de signe opposé	86
2.2.2	Cas où les biréfringences des lames sont de signes identiques	86
2.2.3	Remarques	87
2.3	Expression de la différence de marche pour un IBDL	87
2.3.1	Différence de marche d'interféromètres biréfringents à lames à faces parallèles	88

2.3.2	Différence de marche d'un interféromètre à prismes biréfringents compensés	89
2.4	Conclusion	89
3	Modélisation numérique approfondie d'interféromètres biréfringents	91
3.1	Théorie	91
3.1.1	Propagation des ondes électromagnétiques planes dans un milieu biréfringent	92
3.1.2	Résolution numérique de l'équation du système différentiel	93
3.1.3	Interactions au niveau d'un dioptre séparant deux milieux biréfringents	93
3.2	Application à l'étude des couplages parasites	94
3.2.1	Cas des interféromètres à lames à faces parallèles	94
3.2.2	Cas des interféromètres à prismes compensés	97
3.3	Illustration expérimentale du code : exemple du double Wollaston	98
3.3.1	Caractérisation des ondes simplement parasites en intensité	98
3.3.2	Caractérisation des franges parasites issues d'ondes simplement parasites	100
3.4	Conclusion	101
4	Dimensionnement des prototypes MWIR et LWIR	103
 III Réalisation, caractérisation et mise en œuvre d'un prototype infrarouge		107
1	Réalisation et caractérisation en laboratoire du prototype hybride moyen infrarouge, SIBI	111
1.1	Fabrication et assemblage du prototype moyen infrarouge	111
1.2	Mesure de la distorsion de l'imageur	112
1.3	Caractérisation des franges d'interférence	114
1.4	Caractérisation spectrale de la caméra	115
1.4.1	Transmissions spectrales des polariseurs et de l'interféromètre	116
1.4.2	Réponses spectrales de la caméra pour quelques points du champ	116
1.5	Lumière parasite dans le système optique	119
1.6	Conclusion	121
2	Mise en œuvre terrain	123
2.1	Campagne ImagEtna	123
2.1.1	Présentation de la campagne de mesures	123
2.1.2	Traitement des données de la campagne de mesures	124
2.1.2.1	Correction des pixels défectueux et de la non-uniformité de la réponse des pixels	125
2.1.2.2	Correction de la distorsion des images	126
2.1.2.3	Recalage des images	127
2.1.2.4	Traitement des interférogrammes	130
2.1.3	Images hyperspectrales	133
2.1.4	Bilan de la campagne ImagEtna	135

2.2	Campagne aéroportée	136
2.3	Conclusion	137
A	Compléments de calcul sur la théorie de propagation des ondes planes dans un milieu anisotrope non absorbant et non actif	147
A.1	Equation de Fresnel	147
A.2	Ellipsoïde des indices	148
A.3	Orthogonalité du champ électrique à l'ellipsoïde des indices	150
A.4	Nature des ondes qui se propagent dans un milieu anisotrope associées à un vecteur d'onde donné	150
B	Évaluation du contraste des franges	151
B.1	Expression du contraste	151
B.2	Application numérique	152
C	Publications	155
C.1	Articles dans un journal à comité de lecture	155
C.2	Communications dans un congrès avec actes	155
C.3	Communications dans un congrès sans actes	156
	Bibliographie	165

Liste des abréviations

AOTF	Acousto-Optique Tunable Filter
CVD	Chemical Vapor Deposition
DFB-QCL	Distributed Feed-Back QCL
DROPO	Doubly Resonant OPO
EC-QCL	External Cavity QCL
FPI	Fabry Perot Interferometer
FTIR	Fourier Transform InfraRed spectrometer
LCTF	Liquid Crystal Tunable Filter
LWIR	Long- Wavelength InfraRed
MCT	Mercury Cadmium Telluride
MOEM	Microsystème Opto- Electro-Mécanique
MWIR	Mid- Wavelength InfraRed
NESR	Noise Equivalent Spectral Radiance
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
NIR	Near- InfraRed
OPO	Oscillateur Paramétrique Optique
QCL	Quantum Cascade Laser
RSB	Rapport Signal sur Bruit
SROPO	Simply Resonant OPO
SWIR	Small- Wavelength InfraRed
TF	Transformée de Fourier
VNIR	Visible Near- InfraRed

Constantes physiques,^(NIST, 2016).

Vitesse de la lumière	$c_0 = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ (exact)
Constante de Planck	$h = 6.626\,070\,040 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann	$K = 1.380\,648\,52 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.854\,187\,817 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$ (exact)
Charge de l'électron	$e = 1.602\,176\,620\,8 \times 10^{-19} \text{ C}$
Electron-volt	$eV = 1.602\,176\,620\,8 \times 10^{-19} \text{ J}$

Liste des symboles

a_{pix}	pas pixel	m
P	power	W ($J s^{-1}$)
λ	longueur d'onde	m
$\sigma = \frac{1}{\lambda}$	nombre d'onde	m^{-1}
δ	différence de marche	m
δ_{max}	différence de marche maximale	m
$\Delta\sigma$	résolution spectrale	m^{-1}

À ma grande famille...

Introduction

Introduction

En 1800, William Herschel réalisa une expérience qui consistait à décomposer la lumière du soleil à l'aide d'un prisme afin de mesurer la chaleur transportée par chaque couleur en utilisant un thermomètre. Il remarqua alors que la température augmentait en allant du bleu vers le rouge et qu'elle était même plus élevée dans une région au delà de la couleur rouge. Il avait ainsi mis en évidence l'existence d'un rayonnement invisible à l'œil dont la longueur d'onde est supérieure à celle du rouge, qu'on connaît aujourd'hui sous le nom de rayonnement infrarouge. Cette expérience nous permet de présenter deux notions que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit. La première est la notion de spectre. Il s'agit de la quantité de photons émis par une source sur une largeur $d\lambda$ autour de chaque longueur d'onde. Le spectre est la signature d'une source qui permet de la discriminer. La seconde notion est le rayonnement infrarouge. Comme déjà évoqué, il s'agit d'un rayonnement électromagnétique dont le domaine spectral se situe entre le visible et les micro-ondes et qui est émis par tout objet dont la température est différente du zéro absolu. Ce rayonnement peut être mesuré par le biais de détecteurs quantiques qui convertissent directement un photon absorbé en signal électrique ou par des détecteurs thermiques qui convertissent dans un premier temps l'énergie des photons absorbés en chaleur, puis utilisent une autre caractéristique du détecteur (pression, résistance ...) pour mesurer la variation de température induite. Toutefois, avant d'être détecté, le rayonnement infrarouge interagit avec l'atmosphère et on observe principalement une absorption du rayonnement par les molécules, particules ou aérosols qui composent l'atmosphère. Cette absorption varie fortement avec la longueur d'onde et implique que la détection ne peut se faire que dans certaines portions spectrales de l'infrarouge, dites fenêtres atmosphériques, présentées en figure 1.

Plusieurs définitions des sous-domaines spectraux de l'infrarouge existent et celle que nous utiliserons est la suivante :

- Le NIR (Near-Infrared) est le domaine spectral allant de $0,7 \mu\text{m}$ (14285 cm^{-1}) à $1,4 \mu\text{m}$ (7143 cm^{-1}).
- Le SWIR (Small Wavelength InfraRed) est le domaine spectral allant de $1,4 \mu\text{m}$ (7143 cm^{-1}) à $3 \mu\text{m}$ (3333 cm^{-1}).
- Le moyen infrarouge ou MWIR (Mid Wavelength InfraRed) est le domaine spectral allant de $3 \mu\text{m}$ (3333 cm^{-1}) à $5 \mu\text{m}$ (2000 cm^{-1}) et qu'on appelle également bande II.
- Le lointain infrarouge ou LWIR (Long Wavelength InfraRed) est le domaine spectral allant de $8 \mu\text{m}$ (1250 cm^{-1}) à $14 \mu\text{m}$ (715 cm^{-1}), également appelé bande III.
- Le FIR (Far Infrared), est le domaine de longueurs d'onde allant de $15 \mu\text{m}$ à 1 mm .

En observation infrarouge, il est important de connaître le comportement spectral des sources observées afin de définir la fenêtre atmosphérique de travail. En effet, le rayonnement provenant d'une scène est constitué de l'émission propre des objets de

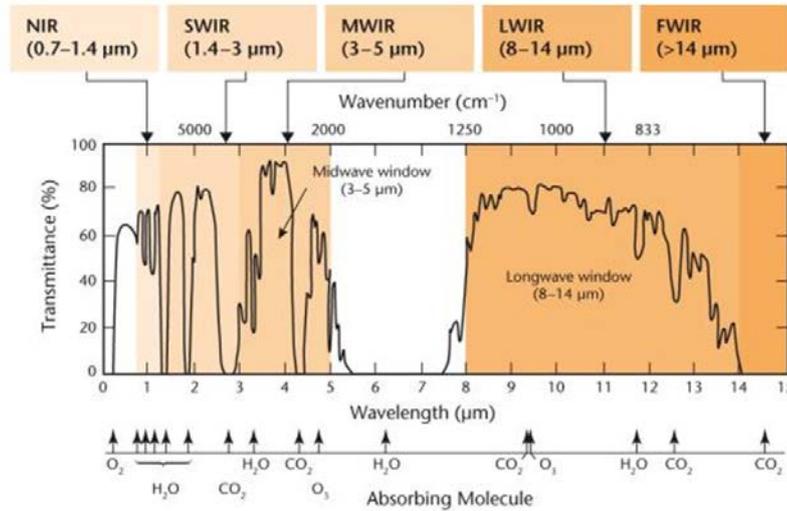


FIGURE 1: Transmission atmosphérique dans le domaine spectral infra-rouge, (SCHOTT, 2016).

la scène ainsi que de la réflexion de la lumière solaire ou la diffusion de la lumière ambiante. De ce fait, le lointain infrarouge sera privilégié dans le cas où on veut observer l'émission propre des objets car celle-ci y est prédominante alors que c'est la composante due à la réflexion ou à la diffusion qui prédomine dans le proche infrarouge (NIR et SWIR). Dans le moyen infrarouge, en revanche, les deux contributions sont présentes (MEYZONNETTE et LÉPINE, 2001).

En ajoutant une dimension d'imagerie à l'expérience d'Herschel et en acquérant un nombre élevé d'échantillons spectraux (en général supérieur à la centaine de bandes spectrales), on aboutit à l'imagerie hyperspectrale qui permet d'obtenir conjointement les informations spectrale et spatiale d'une scène sous la forme d'un cube tri-dimensionnel comportant deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. Cet outil de mesure non destructif et non invasif est utilisé, de nos jours, dans des applications militaires et civiles très variées et quelques fois, un brin insolites telle que la détection de caries dentaires (USENIK et al., 2012). On distingue des caméras hyperspectrales¹ à sortie directe ou sortie multiplexée. La caméra hyperspectrale à sortie directe fournit l'information spectrale et spatiale des points de la scène sans mélange d'information alors que dans le cas des caméras hyperspectrales à sortie multiplexée, il y a un mélange des informations spectrales et/ou spatiales issues des points différents de la scène.

En parallèle des développements en imagerie hyperspectrale, on observe un développement rapide des plates-formes d'instrumentations légères telles que les nano-satellites² ou les drones. Une étude menée en 2014 par SpaceWorks Enterprises Inc montre qu'il y a eu une augmentation des lancements de nano-satellites de 330 % entre 2012 et 2013 (SPACEWORKS ENTERPRISE, INC, 2016). D'autres études prévoient que plus de 60 % des prochains nano-satellites auront une masse comprise entre 4 et 6 kg ainsi qu'une utilisation toujours plus accrue des drones dans le domaine civil. Cette montée en puissance de ces petites plateformes entraîne à son tour, une hausse importante de la demande de petits capteurs dont les capteurs d'imagerie hyperspectrale.

1. également appelée spectro-imageurs

2. Satellites dont la masse est comprises entre 1 et 10 kg.

C'est dans ce contexte que cette étude a été développée. Notre objectif est de développer une caméra hyperspectrale compacte pour des applications d'imagerie infrarouge utilisant les plates-formes d'instrumentation légères présentées précédemment et en particulier les drones. Cette caméra hyperspectrale se situera dans la catégorie des systèmes de moyennes performances à savoir : une résolution spectrale de l'ordre de 10 cm^{-1} dans le moyen infrarouge et de 5 cm^{-1} dans le lointain infrarouge ainsi qu'une résolution spatiale de l'ordre du milliradian sur les deux domaines spectraux. Ces performances nous permettent de viser les domaines applicatifs tels que la détection de gaz (panaches volcaniques ou industriels), la détection de véhicules militaires, la surveillance d'ouvrages (barrages, pipelines) ou encore l'agriculture. Les avantages d'une telle caméra sont multiples. Premièrement, la compacité du système permettra une mise en œuvre rapide et simple sur le terrain ce qui augmentera les fréquences des mesures, et par conséquent étendra son domaine applicatif. Deuxièmement, une telle caméra permettra de réduire les coûts de campagnes de mesure terrain par l'utilisation des plateformes légères que nous avons mentionnées précédemment, moins coûteuses que les plateformes habituelles (planeurs notamment).

Afin d'atteindre nos objectifs, nous avons développé la démarche suivante : en premier, nous avons analysé les méthodes d'acquisition du cube hyperspectral ainsi que les instruments compacts existants afin de comprendre leur fonctionnement, leurs avantages et leurs limites. Il a été ensuite question de choisir une technique d'acquisition et de rechercher les axes de miniaturisation ce qui nous ont conduits au choix de la spectro-imagerie par transformée de Fourier utilisant un interféromètre à milieux biréfringents uniaxes qui sépare un faisceau lumineux incident en deux faisceaux de polarisation orthogonale, jouant ainsi le rôle de la séparatrice dans les interféromètres classiques. Nous avons ensuite procédé à une modélisation de tels interféromètres afin de déterminer une configuration optimale associant compacité et résolution spectrale requise. Cette modélisation a été utilisée pour dimensionner trois prototypes avec des spécifications précises : deux prototypes dans le moyen infrarouge, l'un entièrement refroidi et l'autre partiellement refroidi et un prototype dans le lointain infrarouge. L'étape suivante a consisté à réaliser le prototype partiellement refroidi car celui-ci est a été le plus simple et rapide à réaliser compte tenu des composants dont nous disposions. Une fois l'instrument réalisé nous avons procédé à une caractérisation en laboratoire. Le but ici a été d'évaluer les qualités interférométriques et d'imagerie de chacun des composants optiques de la chaîne puis de l'ensemble de l'instrument. L'objectif a ensuite été de tester l'instrument sur le terrain. Pour cela nous avons participé à deux campagnes de mesures. La première campagne avait pour but de démontrer la capacité de l'instrument à être facilement mis en œuvre sur le terrain et à identifier les points à améliorer. Ceci a été fait dans le cadre d'une campagne plus vaste ayant pour but de montrer l'apport de l'imagerie hyperspectrale infrarouge pour la quantification des gaz dans un panache de volcan, l'Etna en l'occurrence. Lors de cette campagne, nous avons utilisé un système de balayage rotatif monté sur un trépied. La deuxième campagne de mesure a un but essentiellement technologique à savoir démontrer "l'embarquabilité" de la caméra sur le petit drone à disposition. Cette campagne a été préparée mais n'a pas pu être réalisée avant la finalisation de ce manuscrit.

Nous avons repris cette démarche pour établir le plan de ce manuscrit. Celui-ci est constitué de trois parties :

La première partie présentera, les méthodes d'acquisition du cube hyperspectral

et par la suite les solutions d'imagerie hyperspectrale existantes à ce jour qui satisfont le critère de compacité que nous avons traduit sous forme d'encombrement et de poids respectivement inférieurs à 5 litres et 5 kg.

La seconde partie portera sur la conception de la caméra hyperspectrale compacte. Nous présenterons le choix du concept instrumental puis les méthodes que nous avons mises en œuvre pour aboutir au dimensionnement de nos systèmes.

La troisième et dernière partie sera consacrée à la réalisation et la mise en œuvre d'un des prototypes dimensionnés précédemment. Les premiers résultats de ce prototype seront également présentés ainsi que les possibilités d'amélioration des performances du système.

Première partie

État de l'art

Introduction

Une scène optique est constituée d'un ensemble d'objets disposés dans l'espace et qui sont la source d'un rayonnement électromagnétique dont la distribution en fonction de la longueur d'onde, ou encore spectre, représente une signature caractéristique qui permet de les identifier parmi d'autres objets. En présence d'une telle scène, il est possible de ne s'intéresser qu'au contenu spatial ou spectral. L'imagerie hyperspectrale elle, s'intéresse aux deux avec le double but de fournir la disposition spatiale et la signature spectrale des objets de la scène et ceci en utilisant le même capteur. Dans le cadre de cette thèse nous nous centrerons sur les capteurs fournissant des données de sorties tri-dimensionnelles, qu'on appellera cube hyperspectral, comportant deux dimensions spatiales (x, y) et une dimension spectrale (λ) .

L'enjeu de cette première partie est de présenter de manière succincte³ les méthodes couramment utilisées ainsi que des exemples de caméras ou de concepts de caméras hyperspectrales. Elle sera organisée en deux chapitres. Le premier chapitre sera consacré à la présentation des méthodes d'acquisition du cube hyperspectral assorties de quelques exemples de réalisations récentes quand il en existe. Les méthodes d'acquisition seront réparties en deux grandes familles à savoir l'imagerie hyperspectrale active et passive. Cette thèse portant sur la conception d'une caméra compacte en imagerie hyperspectrale passive, nous présenterons l'imagerie hyperspectrale active uniquement dans un but informatif. Le second chapitre de cette partie sera consacré aux exemples de caméras hyperspectrales passives ayant une contrainte supplémentaire de compacité. L'accent sera mis sur les techniques utilisées par les concepteurs afin d'aboutir à des caméras à encombrement et poids réduits.

3. Le lecteur trouvera dans la littérature de nombreux ouvrages présentant les techniques d'acquisition du cube hyperspectral dont ceux de Eismann (EISMANN, 2012) et Ferrec (FERREC, 2008)

Chapitre 1

Aperçu des techniques d'acquisition des données hyperspectrales

L'imagerie hyperspectrale a connu de forts développements au cours de ces dernières décennies. La possibilité d'acquérir de nombreuses bandes spectrales offre des informations très détaillées sur les scènes observées ouvrant ainsi la voie vers de nouvelles utilisations des images pour répondre aussi bien à des problématiques militaires que civiles. Ces développements sont en partie dûs aux avancées technologiques majeures qu'ont connues les filières des sources cohérentes lasers d'une part et des détecteurs visibles et infrarouges d'autre part. Forts de ces avancées, scientifiques et industriels rivalisent d'ingéniosité afin de générer le cube hyperspectral contenant la répartition spatiale, sur deux dimensions en général, et la répartition spectrale de la scène observée. Une chaîne d'imagerie hyperspectrale comporte quatre éléments comme présenté par la figure 1.1. On a donc une scène qui émet un rayonnement électromagnétique qui est capté par un système optique et transformé en signal électrique numérisé à l'aide d'un détecteur. Le dernier bloc de la chaîne est un bloc de traitement du signal plus ou moins élaboré qui permet de construire le cube hyperspectral.

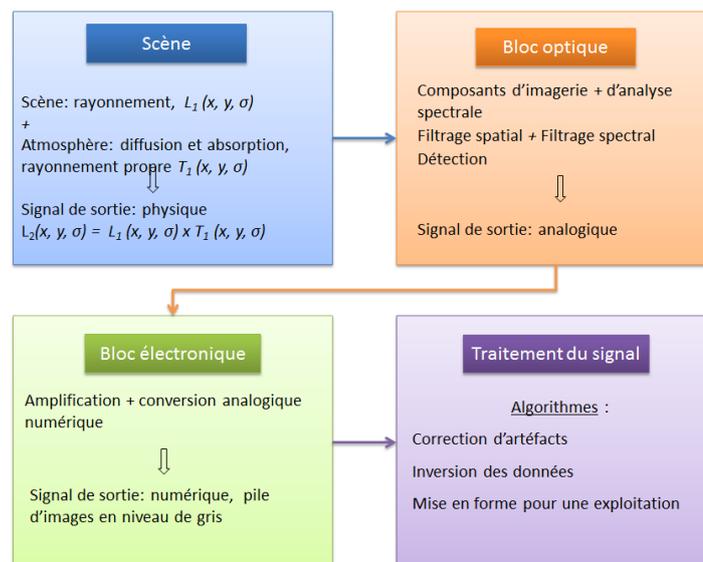


FIGURE 1.1: Chaîne d'imagerie hyperspectrale.

Ce chapitre s'intéresse surtout à la structure des blocs optique et détecteur. Il présentera en deux grandes parties des techniques instrumentales d'acquisition du cube

hyperspectral et des exemples de systèmes optiques s'y rattachant. La première partie parlera d'imagerie hyperspectrale active qui se base sur une illumination structurée spectralement pour révéler l'information spectrale contenue dans la scène et la seconde partie de ce chapitre présentera l'imagerie hyperspectrale dite passive du fait que le système optique n'utilise que le rayonnement émis par la scène et un composant optique pour décomposer ou encoder spectralement l'information.

1.1 Cas de l'imagerie hyperspectrale active

Dans ce cas de figure, la scène d'intérêt est éclairée par une illumination dont les caractéristiques spectrales sont contrôlées. Cette illumination peut être monochromatique ou polychromatique. Dans le premier cas, le cube hyperspectral est construit assez simplement par acquisition d'une image de la scène à chaque changement de longueur d'onde de la source. Dans le second cas, la scène est éclairée simultanément à toutes les longueurs d'onde par une source laser femtoseconde et l'information spectrale de la scène est obtenue par transformée de Fourier (TF), on parle alors de spectro-imagerie à peignes de fréquences. Précisons que notre définition de l'imagerie hyperspectrale active fait que la chaîne optique d'un système d'imagerie hyperspectrale active ne comporte pas de composant optique d'analyse spectrale, ce qui élimine des systèmes tels que le lidar.

1.1.1 Systèmes utilisant une source monochromatique accordable

Dans cette catégorie, une source étroite spectralement est associée à une optique permettant la sélection de la longueur d'onde d'émission. En imagerie hyperspectrale active, la source large bande est généralement une source laser accordable et plus particulièrement, un laser à cascade quantique ou un oscillateur paramétrique optique (OPO).

1.1.1.1 Exemples de systèmes utilisant un laser à cascade quantique

Un laser à cascade quantique (QCL, *Quantum Cascade Laser*) est un laser à semi-conducteur unipolaire capable d'émettre sur un large domaine spectral contenant le moyen (3-5 μm) et lointain (8-12 μm) infrarouge et le TéraHertz (10-100 μm). Comme tout laser, le QCL est constitué d'une source de pompage, d'un milieu amplificateur et d'une cavité résonante. Ces lasers sont généralement pompés électriquement et contrairement aux milieux amplificateurs des lasers à semi-conducteur classiques qui utilisent la recombinaison des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence, les milieux amplificateurs du QCL n'utilisent que la transition des électrons entre les niveaux d'énergie de la bande de conduction (FAIST et al., 1994). Cette dernière est constituée d'une cascade de puits quantiques séparés par un injecteur qui permet aux électrons de passer d'une sous-bande d'énergie d'un puit quantique à la sous-bande d'énergie équivalente du puit quantique suivant par effet tunnel (voir figure 1.2).

Pour être une source monochromatique accordable en longueur d'onde, le QCL est associé à une optique sélective en longueur d'onde. Celle-ci est généralement un réseau de Bragg ou une cavité externe. Lorsque le réseau de Bragg est directement gravé dans

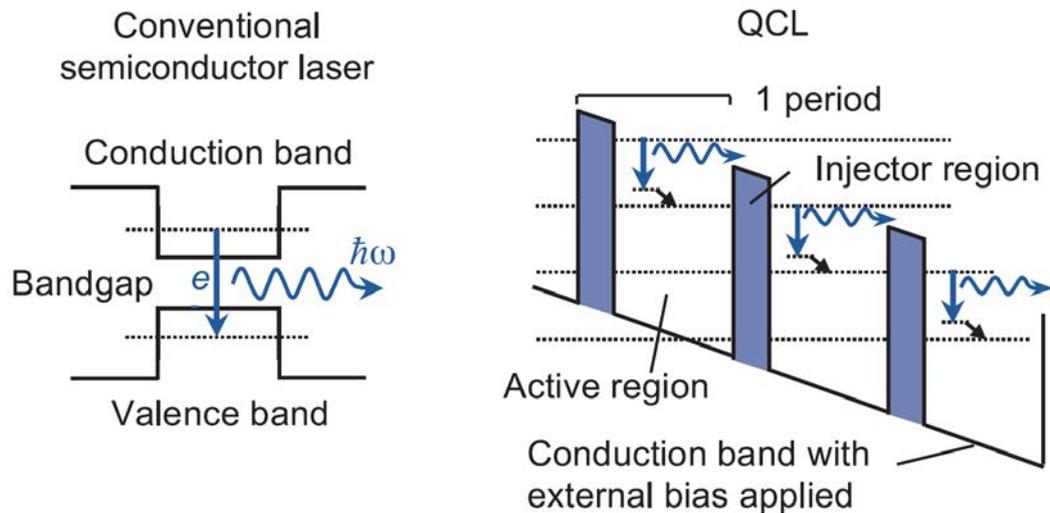


FIGURE 1.2: principe du QCL (MURPHY, 2012).

le milieu amplificateur, on parle de QCL à réflecteur DFB (*Distributed FeedBack*) ou de QCL à réflecteur de Bragg distribué, et la variation de la longueur d'onde d'émission (accordabilité) se fait par changement de la température du réflecteur ou du courant d'injection (YANG, FUCHS et WAGNER, 2014). De tels systèmes couvrent des plages d'accordabilité relativement étroites et en général inférieures à 100 cm^{-1} , ce qui leur vaut d'être utilisés dans des applications où un *a priori* sur la composition spectrale de la scène est connu. Une autre possibilité pour la sélection de la longueur d'onde d'émission est l'association du QCL à une cavité externe (EC-QCL) en configuration Littrow ou Littman-Metcalf (LITTMAN et METCALF, 1978) comme le montre la figure 1.3. Pour ces configurations, la sélection de la longueur d'onde d'émission se fait par rotation du réseau blazé (fig.1.3.a) ou du miroir mobile (fig.1.3.b). La configuration Littman-Metcalf permet d'avoir une direction fixe du faisceau sortant mais possède, en général, une puissance plus faible qu'un EC-QCL en configuration Littrow. Ces cavités externes offrent une plus grande plage d'accordabilité et certains systèmes atteignent plusieurs centaines de cm^{-1} (MAULINI et al., 2006; HUGI et al., 2009).

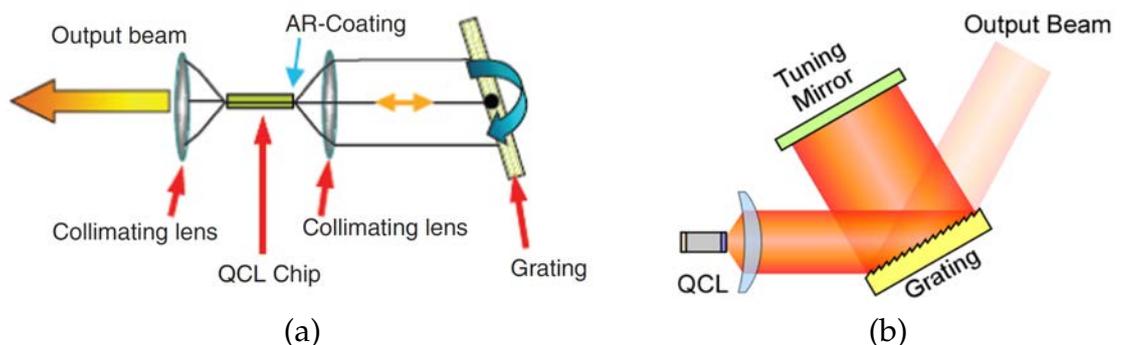


FIGURE 1.3: QCL à cavité externe (a) configuration Littrow (YANG, FUCHS et WAGNER, 2014), (b) configuration Littman-Metcalf (BERNACKI et PHILLIPS, 2010)

À titre d'exemple, Phillips *et al* (PHILLIPS et HO, 2008; PHILLIPS et al., 2007) ont présenté un système d'imagerie hyperspectrale active utilisant un EC-QCL en configuration Littman-Metcalf, maintenu à une température de 15°C, et associé à une caméra FLIR à microbolomètres pour la détection à distance (4,2 m) de résidus d'explosifs (RDX, cyclotriméthylènetrinitramine) dans le lointain infrarouge (7,5-13 μm). On peut aussi citer le travail de Fuchs *et al*, sur la détection de traces d'explosifs (TNT et PETN, tétranitrate de pentaérythritol) en conditions réelles d'opération à une distance maximale de 5 mètres (FUCHS et al., 2010). Dans cet article ils présentent un spectro-imageur à base d'EC-QCL en configuration Littrow pouvant couvrir un domaine spectral large de 200 cm⁻¹ autour de 1333 cm⁻¹ (7,0-8,1 μm). Ils démontrent aussi que leur système peut détecter des traces de TNT et PETN mélangés à d'autres composés (polluants) et déposés sur la carrosserie de véhicules en reconstruisant leurs spectres avec une résolution spectrale de 0,5 cm⁻¹. En augmentant la puissance du laser (de 3 mW à 3W), ils seraient aussi en mesure de détecter ces traces d'explosifs (concentrations inchangées) à une distance de 50 m.

Bien que ces instruments puissent atteindre une haute résolution spectrale (jusqu'à 0,2 cm⁻¹), des précautions doivent toutefois être apportées à l'illumination laser : refroidissement ou opération en mode impulsionnel pour éviter l'échauffement du laser, conception instrumentale particulière pour éviter les sauts de mode (WYSOCKI et al., 2005). De plus, la qualité des images étant fortement affectée par les effets diffractifs et le speckle (BERNACKI et PHILLIPS, 2010), le traitement d'images doit inclure une étape de "despeckling" afin de réduire le taux de fausses alarmes.

1.1.1.2 Exemples de systèmes utilisant un oscillateur paramétrique optique

Un oscillateur paramétrique optique (OPO), présenté pour la première fois par Giordmaine et Miller en 1965, est une source de lumière cohérente et monochromatique accordable utilisant un milieu non linéaire (GIORDMAINE et MILLER, 1965). Afin de mieux expliquer son fonctionnement, partons de l'équation 1.1 qui présente la relation qui existe entre la densité de moments dipolaires, \mathbf{P} d'un cristal et le champ électrique complexe incident $\vec{\mathbf{E}}(\omega, \vec{\mathbf{r}})$. Pour des faibles amplitudes du champ électrique, le mouvement de ces dipôles est assimilable à celui d'un oscillateur harmonique et les dipôles ainsi créés oscillent à la même fréquence que le champ incident. En revanche, quand l'amplitude du champ incident augmente, les termes d'ordre supérieur ne sont plus négligeables devant le terme d'ordre 1 et de nouveaux harmoniques sont générés dans le spectre du champ émis.

$$P = \epsilon_0(\chi \cdot E + \chi^{(2)} \cdot E^2 + \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots) \quad (1.1)$$

Dans les OPO, on se limite à une non-linéarité d'ordre 2 et le signal de pompe optique de vecteur d'onde \vec{k}_p est efficacement converti lorsqu'il y a conservation de l'énergie et accord de phase :

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_c = 0 \quad (1.2)$$

avec \vec{k}_s et \vec{k}_c les vecteurs d'ondes des signaux générés.

Lorsque le milieu non linéaire est un cristal biréfringent uniaxe, la condition d'accord de phase peut être réalisée en utilisant les polarisations du faisceau de pompe et

des signaux générés. En effet, comme nous le verrons de manière plus détaillée dans le chapitre 2, il coexiste dans un milieu biréfringent uniaxe deux ondes aux polarisations orthogonales dites ordinaire (O) et extraordinaire (E). L'indice de réfraction du milieu vue par l'onde extraordinaire variant avec sa direction de propagation, on peut donc trouver une position particulière du cristal pour laquelle on a accord de phase, on dit alors qu'il y a accord de phase par biréfringence. Cependant, pour certains couples de signaux à générer (λ_s, λ_c) , cette position particulière n'est pas toujours définie. On peut alors recourir à un cristal périodiquement "retourné". Ce dernier est constitué d'un empilement de cristaux non-linéaires ferroélectriques et dont le signe de $\chi^{(2)}$ est inversé à chaque couche par application d'un champ électrique (YAMADA et al., 1993; TRÄGER, 2007). Dans ce cas, le signal de pompe est efficacement converti en signal utile et complémentaire si les vecteurs d'ondes vérifient la condition de quasi-accord de phase définie par la relation 1.3 :

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_c = \Delta \vec{k}_{cristal} \quad (1.3)$$

avec $\Delta \vec{k}_{cristal}$, le vecteur d'onde du réseau formé par le cristal périodique.

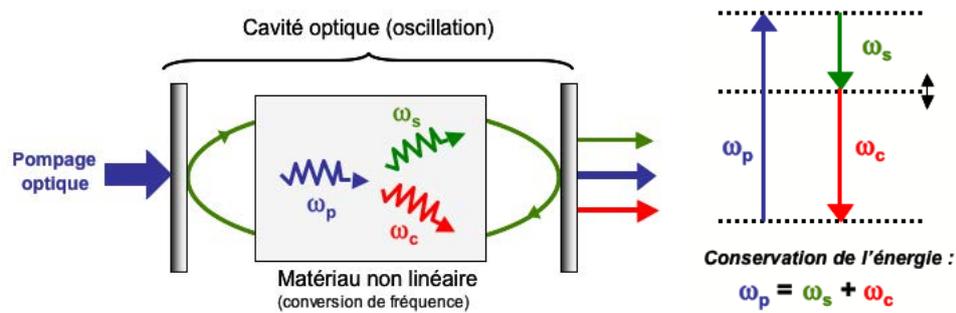


FIGURE 1.4: Schéma de principe d'un OPO et relation de conservation de l'énergie, on rappelle que $\omega_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \cdot c$, avec $i \in \{c, p, s\}$.

On a donc à la sortie de la cavité d'un OPO trois signaux (voir fig. 1.4), le signal de pompe fortement atténué, de longueur d'onde λ_p , un signal dit utile à la longueur d'onde λ_s et un signal complémentaire, généralement appelé "idler" (λ_c). Les longueurs d'onde du signal et de l'idler peuvent être changées par simple modification des caractéristiques du milieu non linéaire en changeant la température ou la position du cristal biréfringent ou par modification de la polarité du cristal périodique par exemple. Cet accordabilité est plus ou moins facile à obtenir selon le type d'architecture de la cavité résonante utilisée. En effet, on distingue deux types de cavités principalement : la cavité simplement résonante (SROPO) et la cavité doublement résonante (DROPO). Dans le cas d'une cavité simplement résonante, l'idler est supprimé par une optique (filtre ou système de miroirs) alors qu'il est ré-injecté dans la cavité dans le cas d'une cavité doublement résonante. La ré-injection dans la cavité doublement résonante permet à ces dernières d'avoir des puissances seuils de pompe jusqu'à trois fois moins élevées à puissance de sortie équivalente que les cavités simplement résonante mais elle les rend aussi plus sensibles aux vibrations mécaniques à cause de la double contrainte d'accord de phase et de condition de résonance de la cavité pour le signal et l'idler (TRÄGER, 2007; FALK, 1971).

En 2009, la société OPOTEK, a présenté un système d'imagerie hyperspectrale, HySPEC, constitué d'un OPO couplé à une fibre optique et d'une caméra. Ici, la lumière retrodiffusée par la scène éclairée par l'OPO à plusieurs longueurs d'onde est collectée par la caméra. L'OPO dont la conception de la cavité est brevetée (MARGALITH, 1994), est présentée en figure 1.5.a. L'originalité de cet OPO réside en son montage cyclique et unidirectionnel permettant aux photons de pompe et de signal utile de parcourir la cavité toujours dans le même sens et ainsi de tous contribuer à l'amplification paramétrique. Cet OPO est pompé par un laser Nd :YAG à 355 nm et émet sur une plage spectrale allant de 410 nm à 2400 nm avec une largeur spectrale du faisceau monochromatique de 7 cm^{-1} (1 nm à $\lambda = 1,2 \mu\text{m}$). Le concept instrumental a été validé dans le proche infrarouge (1-1,7 μm) par une campagne de détection de traces des explosifs RDX, TNT et PENT (MARGALITH, NGUYEN et KLUNDER, 2010) et une campagne de détection de la mélamine dans le gluten de blé (NGUYEN et MARGALITH, 2009), composant hautement toxique à l'origine du scandale du lait frelaté survenu en 2008 en Chine.

En 2013, le fabricant de lasers, M squared Lasers, qui propose des lasers OPO avec des longueurs d'onde allant de 1,4 μm au térahertz, a présenté un autre système d'imagerie hyperspectrale active dans le moyen infrarouge (2,6-3,6 μm), utilisant un OPO dont le cristal non-linéaire périodique, MgO :PPLN, est inséré dans la cavité du laser de pompe, réduisant ainsi le volume de la source (voir figure 1.5.b). La campagne de validation du concept a consisté à détecter des traces de substances chimiques dangereuses telles que l'acide ascorbique ou le nitrate d'ammonium déposées sur du carton et placées à 1,5 m de l'instrument (RUXTON et al., 2013). La résolution spectrale de l'instrument pour ces expériences n'a pas été précisée mais dans les documents commerciaux, la résolution spectrale est inférieure à 10 cm^{-1} (9 nm à $\lambda = 3 \mu\text{m}$).

Comparés à des spectro-imageurs utilisant des QCLs, les spectro-imageurs à OPO couvrent des plus grandes plages spectrales d'émission et fournissent plus de puissance en sortie. Cependant leur résolution spectrale est plus faible.

1.1.2 Systèmes à base de peignes de fréquences

L'imagerie hyperspectrale active à base de peignes de fréquences représente une technique d'acquisition de données hyperspectrales encore avant-gardiste et très peu utilisée du fait de la jeunesse du laser à peigne de fréquences (la première démonstration n'a été faite que dans les années 90, cf. SCHLIESSER, PICQUÉ et HÄNSCH (2012)). Le laser à peigne de fréquences émet un spectre large fait de raies fines et équidistantes. Ce type de signal dans le domaine spectral se traduit dans le domaine temporel par une série d'impulsions identiques très courtes (voir figure 1.6).

La production d'impulsions femtosecondes par une cavité laser se fait par verrouillage de mode (mode-locking) à l'aide d'un cristal électro-optique ou acousto-optique inséré dans la cavité (verrouillage actif) ou par un absorbant saturable tel que le SESAM - SEMiconductor Saturable Absorber Mirror - (verrouillage passif).

Dans la littérature, il existe plusieurs cas d'utilisation de lasers à peignes de fréquences pour la spectroscopie à transformée Fourier et dont les montages sont inspirés de l'interféromètre de Michelson (DIDDAMS, 2010; BERNHARDT et al., 2010; MANDON, GUELACHVILI et PICQUÉ, 2009). On distingue deux montages notamment : dans

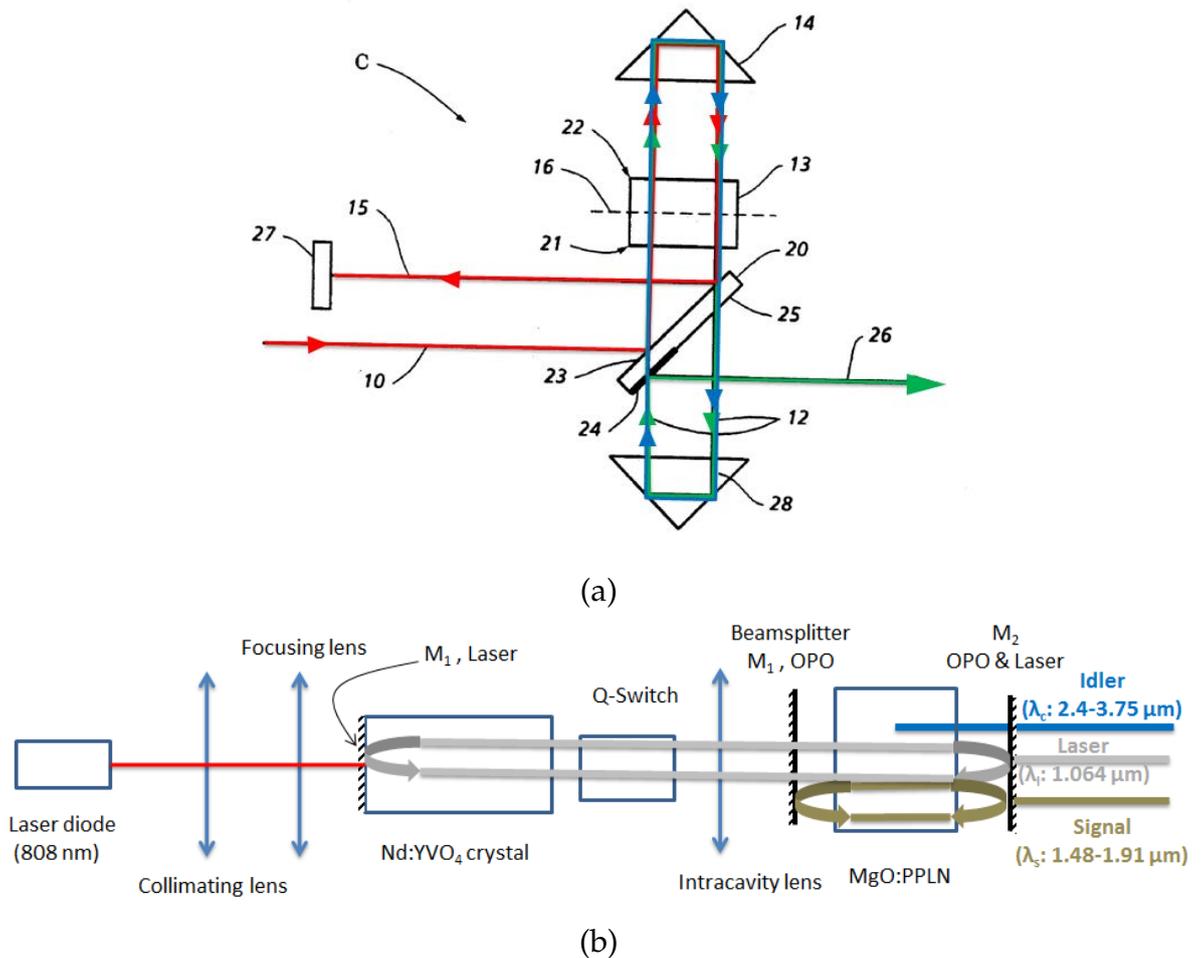


FIGURE 1.5: Exemple de cavités d'OPO : (a) OPOTEK où (10,15) correspondent au signal de pompe, (12,26), au signal utile, (13), au cristal non linéaire et (20) à un miroir dichroïque constitué d'une partie réfléchissante au signal de pompe (23), semi-réfléchissante (24) à λ_s pour une cavité SROPO ou λ_s et λ_c pour une cavité DROPO et totalement transparente (25) à λ_s et λ_c (b) M Squared Lasers, (tirée de Spectral imaging : active hyperspectral sensing and imaging for remote spectroscopy applications, *LaserFocusWorld* 2013)

le premier, le faisceau provenant d'un laser femtoseconde est envoyé dans un interféromètre de Michelson à miroir mobile qui crée deux faisceaux déphasés qui sont utilisés pour analyser l'échantillon placé entre le détecteur et la séparatrice. Le second montage utilise deux lasers femtosecondes aux fréquences de répétition légèrement différentes dont les faisceaux sont recombinaés par une séparatrice avant de traverser l'échantillon à analyser situé comme précédemment entre la séparatrice et le détecteur (SCHLIESSER, PICQUÉ et HÄNSCH, 2012). Un tel montage permet de se défaire de la contrainte de maîtrise du déplacement du miroir mobile mais nécessite l'utilisation de deux lasers. L'utilisation des peignes de fréquences pour la spectro-imagerie à transformée de Fourier reste limitée par la nécessité d'imageurs ultra-rapides (fréquence trame d'environ 100 kHz). En 2013, Ideguchi *et al* (IDEGUCHI et al., 2013), ont néanmoins démontré qu'il était possible de faire de la spectro-imagerie Raman avec des

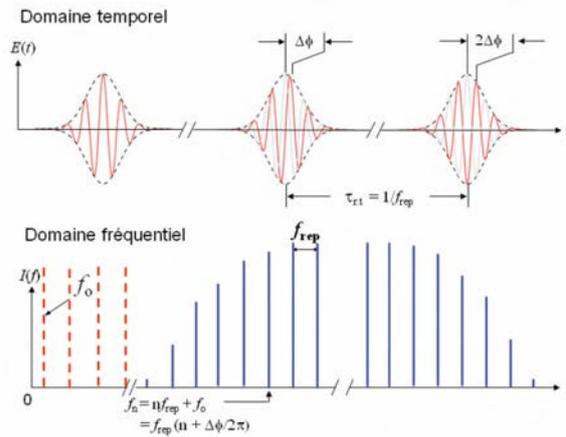


FIGURE 1.6: Forme temporelle et spectrale du signal issu d'un laser femtoseconde. En haut : la porteuse du champ électrique se meut à la vitesse de phase alors que son enveloppe est gouvernée par la vitesse de groupe, différente. La porteuse se déphase donc de $\Delta\phi$ après chaque tour de cavité par rapport à l'enveloppe de l'impulsion. En bas : de ce déphasage impulsion-à-impulsion résulte un décalage fréquentiel $f_0 = \frac{\Delta\phi}{2\pi\tau_{rt}}$ qui empêche le peigne d'être formé d'harmoniques exactes de la fréquence de répétition des impulsions f_{rep} (HÄNSCH et PICQUÉ, 2010).

peignes de fréquences. Pour cela, ils ont utilisé le second montage à deux peignes de fréquences afin d'analyser une plaque capillaire remplie d'un mélange d'héxafluorobenzène (C_6F_6), de nitrométhane (CH_3NO_2) et de toluène (C_7H_8). Ils ont reconstruit le spectre Raman de 45×45 points de la plaque en seulement 40,5 secondes avec une résolution spectrale de 10 cm^{-1} (voir figure 1.7) qui reste bien en dessous des performances obtenues en spectrométrie non imageante.

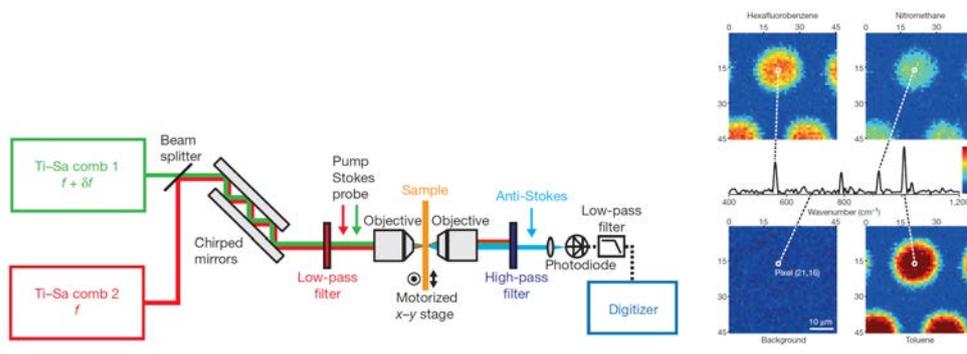


FIGURE 1.7: Banc et résultats d'imagerie hyperspectrale Raman avec des peignes de fréquences, les miroirs modulateurs de fréquences (chirped mirrors) servent à la compensation de la dispersion de la vitesse de groupe des ondes de deux lasers (IDEGUCHI et al., 2013).

1.1.3 Conclusion sur l'imagerie hyperspectrale active

Comme on a pu le voir, l'élément clé du spectro-imageur actif est la source d'illumination. Celle-ci détermine les caractéristiques de l'instrument telles que son domaine spectral de travail et sa résolution spectrale. Ces sources d'illumination peuvent être classées en deux principales catégories : les sources monochromatiques accordables et les peignes de fréquences. De nombreuses sources sont proposées à la vente et généralement elles visent des applications aux spécifications bien définies. Ce qui fait qu'on ne pourra pas définir des critères de comparaison et classer de manière immuable ces sources. Toutefois, on observe une tendance globale sur les critères de plage spectrale, de dimensions et de puissance. En effet, pour une utilisation en imagerie hyperspectrale active, il est préférable d'utiliser dans la famille des lasers à cascade quantiques, un EC-QCL qui offre une plus grande plage d'accordabilité, de l'ordre de la centaine de cm^{-1} . Ce dernier couvre cependant une plage spectrale nettement plus petite qu'un OPO qui va de 1000 à 10 000 cm^{-1} ou qu'un laser femtoseconde. Le même classement s'applique si on regarde le critère de puissance (0,1 W pour les EC-QCLs, 0,8 à environ 2 W pour les OPO, et 1 à 20 W pour les lasers femtosecondes). Par contre, lorsque qu'on regarde le volume ou le poids de ces sources, les EC-QCLs sont les plus petits alors que les OPO et lasers femtosecondes ont des caractéristiques équivalentes. L'utilisation de ces sources en imagerie hyperspectrale active reste confrontée cependant aux limitations inhérentes à ce type d'imagerie : distance de détection relativement courte (dizaines de mètres), faible champ de vue.

1.2 Cas de l'imagerie hyperspectrale passive

En imagerie hyperspectrale passive, le rayonnement émis par la scène est décomposé ou encodé par un composant optique qui sert de sonde spectrale. Depuis les années 2000, de nombreux instruments d'imagerie hyperspectrale passive ont vu le jour. Ces derniers peuvent être classés en fonction du type de mesures brutes qu'ils fournissent en sortie et on distingue des caméras hyperspectrales à sortie directe et des caméras hyperspectrales à sortie multiplexée. Un état de l'art de ces techniques d'acquisition et des instruments a été dressé en 2008 par Ferrec (FERREC, 2008) et on propose ici de présenter rapidement ces concepts, avec une mise à jour des exemples.

1.2.1 Caméras hyperspectrales à sortie directe

Une caméra hyperspectrale à sortie directe est une caméra pour laquelle il n'y a pas de mélange des informations spectrales et spatiales issues de points différents de la scène. Autrement dit, les informations d'un point de la scène sont adressées sur un canal de sortie unique, en l'occurrence un pixel ou une famille de pixels. Ceci peut être fait comme nous allons le voir, par le biais d'éléments dispersifs ou de filtres.

1.2.1.1 Spectro-imageurs à éléments dispersifs

Bien que les effets de dispersion et de diffraction de la lumière soient connus depuis très longtemps, il a fallu attendre des physiciens tels que Huyghens, Newton,

Young ou Fresnel pour expliquer scientifiquement leur origine. De nos jours, la spectro-imagerie utilisant des éléments dispersifs (prismes, réseaux ou combinaison des deux, "grisms") représente une des techniques classiques pour récolter les informations spectrales d'une scène et ces éléments peuvent être utilisés seuls, ou associés à des masques spatiaux.

Concernant les caméras hyperspectrales utilisant uniquement un prisme ou un réseau, le principe instrumental le plus courant est le suivant : une portion étroite de la scène est observée grâce à une fente et la lumière issue de cette dernière est décomposée spectralement par un élément dispersif avant d'être imagée sur une ligne du détecteur, chaque ligne de ce détecteur étant alors associée à une longueur d'onde. Un système de balayage permet de déplacer l'instrument et d'obtenir ainsi les spectres de tous les points de la scène. On retrouve par exemple les montages de Dyson et Offner, présentés en figure 1.8, qui ont pour principaux avantages de réduire les aberrations (DYSON, 1959 ; OFFNER, 1973) et le volume de l'instrument par repliement du système optique (JOHNSON et HOOK, 2016).

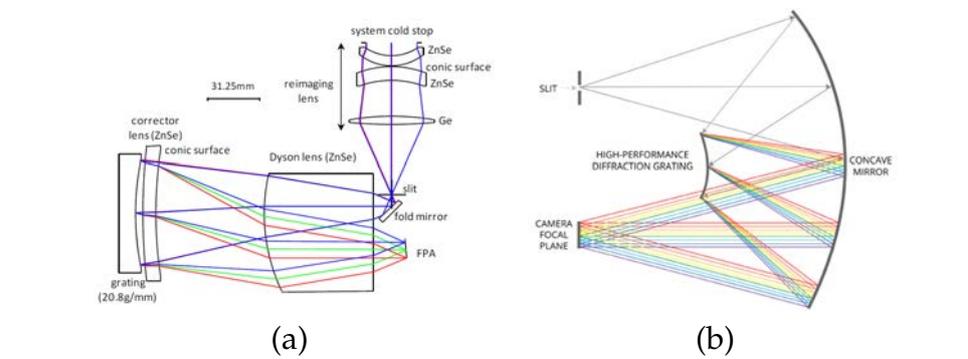


FIGURE 1.8: Exemples de spectro-imageurs à réseaux : (a) Montage de Dyson d'après (WARREN et al., 2010) (b) Montage d'Offner (HEADWALL, 2016a).

Au schéma précédent, on peut préférer un schéma où la fente est remplacée par un masque spatial et répartir l'information spectrale d'un point sur plusieurs pixels si l'on dispose de grands plans focaux. C'est le schéma qu'a utilisé la société Bodkin Design and Engineering pour sa ligne de produits HPA (Hyper Pixel Array). Ces caméras permettent d'acquérir l'ensemble du cube hyperspectral en une mesure grâce à un masque de trous (voir la figure 1.9.a). L'information spectrale est répartie dans une direction oblique (16° pour le produit cité voir figure 1.9.b). La société affiche dans son catalogue six caméras hyperspectrales lui permettant de couvrir un large domaine spectral allant de $0,45 \mu\text{m}$ à $10,8 \mu\text{m}$. Cependant les performances en matière de résolution spectrale et spatiale se dégradent dans l'infrarouge (60 bandes et 5 mrad de champ de vue élémentaire dans le moyen et lointain infrarouge contre 100 à 450 bandes et environ 1,5 mrad dans les autres domaines spectraux, voir BODKIN et al. (2009)) et ceci à cause des petites dimensions des détecteurs sur ces domaines spectraux.

Dans la technique d'acquisition précédente, la matrice de trous peut être remplacée par des miroirs découpeurs de champ (principe du spectromètre MUSE, HÉNAULT et al. (2003)), par une matrice de micro-lentilles (spectromètre IRIS, DE PONTIEU et al. (2014)) ou de fibres. Ces composants, placés au niveau du plan image, créent une

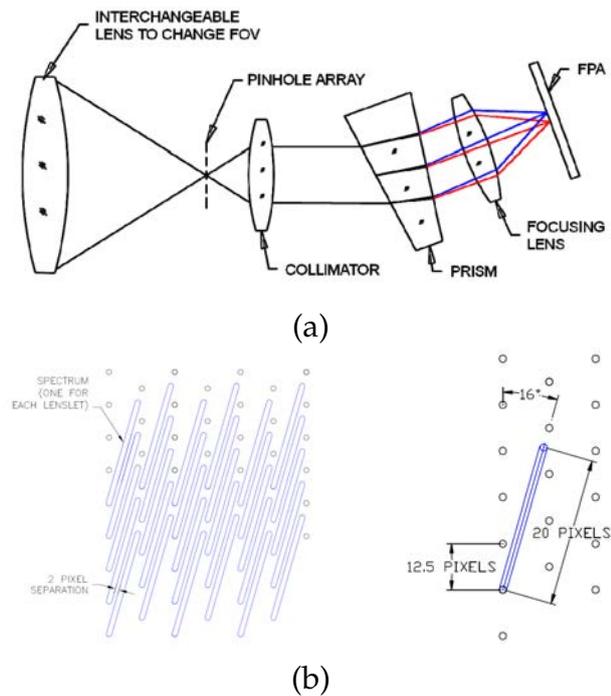


FIGURE 1.9: (a) Principe optique de la ligne des instruments HPA (Hyper Pixel Array) de la société Bodkin Design and Engineering. (b) Répartition de l'information spectrale sur le détecteur. (BODKIN et al., 2012).

série de sous images de la scène qui sont décomposées spectralement par un élément dispersif. On parle dans ce cas de spectro-imagerie intégrale de champ (cf. figure 1.10).

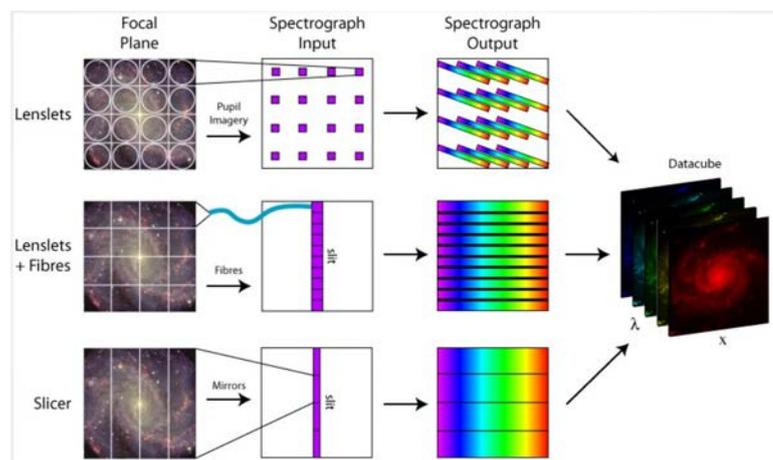


FIGURE 1.10: Spectro-imagerie intégrale de champ à matrice de micro-lentilles, à fibres et à miroirs (d'après (KAMANN, 2015), crédit : M. Westmoquette).

Le principal avantage de ces techniques sur les spectro-imageurs à une fente classique est la possibilité d'acquérir instantanément une image hyperspectrale à deux dimensions spatiales. Cependant, à moins de disposer de très grands plans focaux, le cube hyperspectral est obtenu à basse résolution spectrale et spatiale.

1.2.1.2 Spectro-imageurs à filtres

Une autre technique très courante pour obtenir l'information spectrale est de ne laisser entrer dans le bloc optique que les longueurs d'onde d'intérêt les unes après les autres. Ceci peut être fait par un ensemble de filtres interchangeable et disposés sous la forme d'une roue ou d'une matrice ou par des filtres plus élaborés comme des filtres accordables ou linéairement variables.

Un filtre accordable est un filtre dont la bande passante peut être changée mécaniquement ou électriquement. On distingue les filtres de Fabry-Perot, les filtres acousto-optiques, les filtres à cristaux liquides ou encore les filtres à réseau de Bragg.

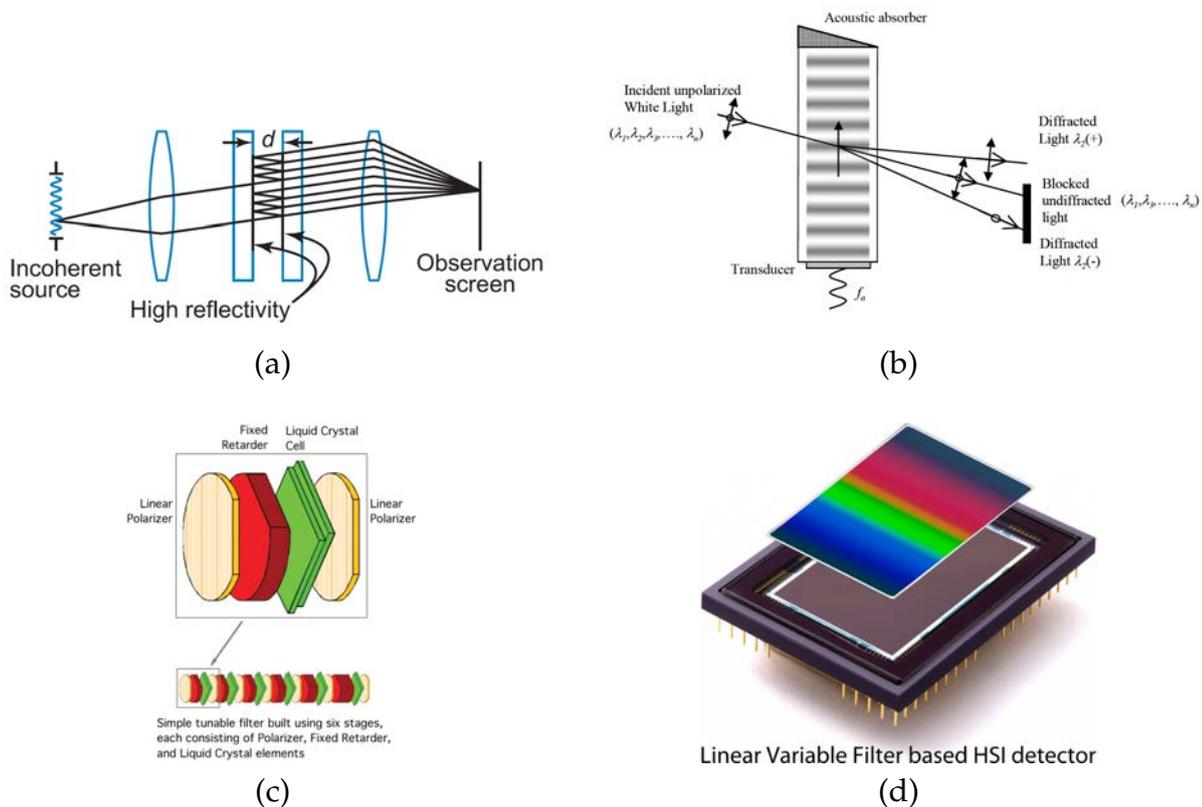


FIGURE 1.11: Exemples de filtres communément utilisés en spectro-imagerie : (a) Filtre de Fabry-Perot (SMITH, 2013). (b) Filtre acousto-optique (GUPTA, 2005). (c) Filtres à cristaux liquides. (d) Filtres linéairement variable (PUST, 2016).

Un filtre de Fabry-Perot est constitué de deux miroirs dont les faces en regard, partiellement réfléchissantes, formant une cavité optique résonante à un ensemble de longueurs d'onde séparées par un intervalle spectral libre (cf. figure 1.11.a). Le changement de longueur d'onde de transmission se fait par variation de la distance entre les miroirs ou de l'indice du milieu entre les miroirs. Ce filtre présente l'avantage de couvrir tous les domaines spectraux de l'ultra-violet au lointain infrarouge et ceci avec de très hautes résolutions spectrales. Ce type de filtre a par exemple été ajouté à une caméra infrarouge (8-11 μm) refroidie à 65 K pour créer l'instrument AIRIS-WAD (Adaptive InfraRed Imaging Spectroradiometer-Wide Area Detector), instrument qui a été utilisé pour la détection de vapeurs chimiques par l'US Army en 2009. AIRIS-WAD

possède une résolution spectrale de 10 cm^{-1} et spatiale de $2,2 \text{ mrad}$, un champ de vue est de $32 \times 32^\circ$ et un nombre d'ouverture de 1,2 (MARINELLI et al., 2013; MARINELLI et al., 2005).

Un filtre acousto-optique est constitué d'un cristal biréfringent dans lequel une onde acoustique, créée par un transducteur piézo-électrique attaché au cristal, se propage (voir figure 1.11.b). Cette onde acoustique crée ainsi un réseau de diffraction volumique qui ne diffractera que le faisceau dont la longueur d'onde vérifie la condition d'accord de Bragg. On démontre que la longueur d'onde du faisceau diffracté et la largeur spectrale à mi-hauteur s'écrivent :

$$\lambda_d = \frac{v\Delta n}{f} \sqrt{\sin^2(2\theta_i) + \sin^4(\theta_i)} \quad (1.4a)$$

$$\Delta\lambda \approx \frac{0.9\lambda_d^2}{\Delta n \cdot L \cdot \sin^2\theta_i} \quad (1.4b)$$

avec $\Delta n = n_e - n_o$, la biréfringence du matériau, f , la fréquence de l'onde acoustique et v sa vitesse, θ_i , l'angle d'incidence du faisceau incident et L , la largeur d'interaction entre l'onde acoustique et le cristal (CHANG et KATZKA, 1982; VILA-FRANCÉS et al., 2010). Ces relations montrent qu'il suffit de changer le pas du réseau épais pour changer la longueur d'onde du faisceau diffracté, mais aussi qu'il existe une variation de la résolution spectrale avec la longueur d'onde centrale du filtre qu'il faut prendre en compte lors du traitement des images hyperspectrales acquises avec ce type d'instrument. Ce type de filtre est très utilisé dans le domaine de l'imagerie médicale et la société Gooch & Housego par exemple, développe des "microscopes hyperspectraux" en associant ces filtres d'une largeur allant de 1 à 6 nm environ, à des microscopes pour de l'imagerie (WARD et al., 2010). Un tel système a notamment été utilisé pour la détection de différents types de salmonelles sérotypes à des stades variés d'incubation (COFFEY, 2015; EADY et PARK, 2015).

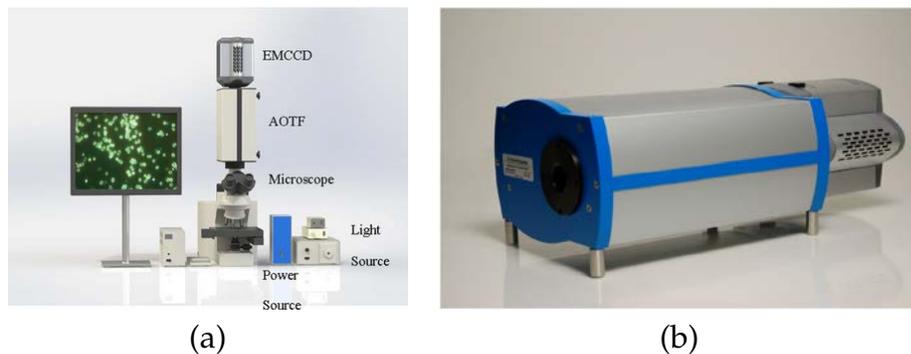


FIGURE 1.12: Exemple de microscope hyperspectral à base d'AOTF. (a) Système utilisé pour l'étude de salmonelle sérotype (EADY et PARK, 2015), (b) Exemple de module hyperspectral commercialisé par Gooch et Housego pour de la microscopie hyperspectrale (WARD et al., 2010).

Il est aussi intéressant de mentionner l'utilisation particulière de filtre à réseau de Bragg faite par la société canadienne Photon etc. (BLAIS-OUELLETTE, DAIGLE et TAYLOR, 2006; BLAIS-OUELLETTE et al., 2004). En effet, ils proposent deux systèmes d'imagerie hyperspectrale V-EOS (400-1000 nm) et S-EOS (1000-2300 nm) ayant respectivement 2 et 4 nm de résolution spectrale. L'instrument comporte deux filtres : un premier

réseau de Bragg sert de filtre en réflexion et la longueur d'onde réfléchie est changée par modification de l'angle d'incidence des rayons sur ce réseau. Puisque les différentes longueurs d'onde associées à un point de la scène n'ont pas le même angle de réflexion, un deuxième réseau de Bragg est utilisé pour compenser cette dispersion. Ces instruments sont cependant volumineux (305 mm x 610 mm x 270 mm et 20 kg) limitant ainsi leur utilisation à certaines applications.

On attribue la découverte des cristaux liquides au botaniste et chimiste autrichien Friedrich Reinitzer. Ce dernier a observé en 1888 que le benzoate de cholestéryle possède deux températures de fusion, $145,5^{\circ}\text{C}$ et $178,5^{\circ}\text{C}$, réfléchit de la lumière polarisée circulairement et fait tourner le plan de polarisation de la lumière (WIKIPÉDIA, 2016). Depuis, ces phénomènes physiques ont été expliqués et aujourd'hui les cristaux liquides sont très utilisés pour la fabrication des écrans plats (LCD) ou des modulateurs optiques. Leur utilisation en imagerie hyperspectrale se fait principalement sous la forme de filtres accordables. La configuration la plus courante est celle de Lyot-Ohman (EVANS, 1949) qui est composée d'une succession de blocs constitués de lames biréfringentes, de cristaux liquides et de polariseurs (cf. figure 1.11.c). L'épaisseur et l'orientation de l'axe optique du cristal biréfringent ainsi que la tension appliquée aux cristaux liquides sont choisies de manière à introduire une transmission spectrale de profil sinusoidal et dont la période varie d'un étage à l'autre, ce qui résulte en un filtre interférentiel transmettant une longueur d'onde donnée qui peut être modifiée en changeant la tension appliquée aux cristaux liquides (AHARON et ABDULHALIM, 2009). L'utilisation de ces filtres est cependant limitée par le domaine de transmission des cristaux liquides (visible-proche infrarouge).

Enfin, il est aussi courant de trouver en imagerie hyperspectrale des systèmes utilisant des filtres linéairement ou circulairement variables. Ceux-ci se basent sur des interférences à ondes multiples, comme dans un filtre de Fabry-Perot, et utilisent la variation de l'épaisseur de la cavité selon une direction de la surface du filtre pour faire varier la longueur d'onde transmise. C'est le principe qui est utilisé par la société danoise Delta Optical Thin Film PUST (2016) et le centre de recherche belge Imec (TACK et al., 2012).

1.2.1.3 Conclusion

Nous avons vu que les caméras hyperspectrales à sortie directe utilisent généralement des éléments dispersifs ou filtres ou les deux à l'instar de l'instrument AHI développé à l'université d'Hawaii qui combine un réseau et un filtre linéairement variable afin d'améliorer les performances radiométriques de l'instrument (LUCEY, WILLIAMS et WINTER, 2004). Le choix de principe instrumental à utiliser dépend fortement des performances à atteindre. Le réseau possède l'avantage de pouvoir être beaucoup plus résolvant qu'un prisme. Néanmoins, l'association de prismes faits de matériaux différents permet de réduire significativement leur dispersion angulaire par compensation mais une telle opération contribue à augmenter l'encombrement du système. Toutefois, les prismes présentent généralement une meilleure transmission qu'un réseau¹. Par ailleurs, il peut être nécessaire d'insérer à la suite du réseau un filtre afin d'éviter le recouvrement de deux faisceaux de différentes longueurs d'onde provenant d'ordre

1. les pertes du prisme étant dues principalement aux réflexions sur les faces et à l'absorption du matériau

de diffraction voisin. Quant aux systèmes à filtres, leurs performances dépendent de la technologie utilisée. À titre d'exemple, les filtres à cristaux liquides ne fonctionnent pas dans le moyen et lointain infrarouge.

1.2.2 Caméras hyperspectrales à sortie multiplexée

La sortie de ce type de caméra est un mélange d'informations spectrales issues de plusieurs points de la scène qui nécessite une étape de traitement de signal plus élaborée qu'une simple correction de défauts afin d'obtenir les informations spectrales de chaque point. On distingue notamment des caméras hyperspectrales à lentilles diffractives, à codage d'ouverture, à spectro-tomographes et à transformée de Fourier.

1.2.2.1 Caméras hyperspectrales à lentille diffractive

Ces caméras exploitent le fort chromatisme axial des optiques diffractives pour décomposer spectralement la scène. Le cube hyperspectral est ensuite construit soit par translation du détecteur d'un foyer chromatique à l'autre soit par translation de la lentille pour les mises au point. C'est ce dernier principe qui est à la base de l'instrument Warlock, développé en 2009 par les équipes de Pacific Advanced Technology (PAT). Cette caméra hyperspectrale infrarouge ($8,5\text{-}10,5\ \mu\text{m}$), ouverte à $F/2,38$, utilise une lentille diffractive en germanium (focale de $70\ \text{mm}$ à $\lambda = 8\ \mu\text{m}$) et un détecteur MCT refroidi à $65\ \text{K}$ pour une résolution spectrale de $34\ \text{nm}$ à $\lambda = 9\ \mu\text{m}$, soit $4,2\ \text{cm}^{-1}$ ainsi qu'une résolution spatiale de $0,57\ \text{mrad}$ (GUPTA, 2008).

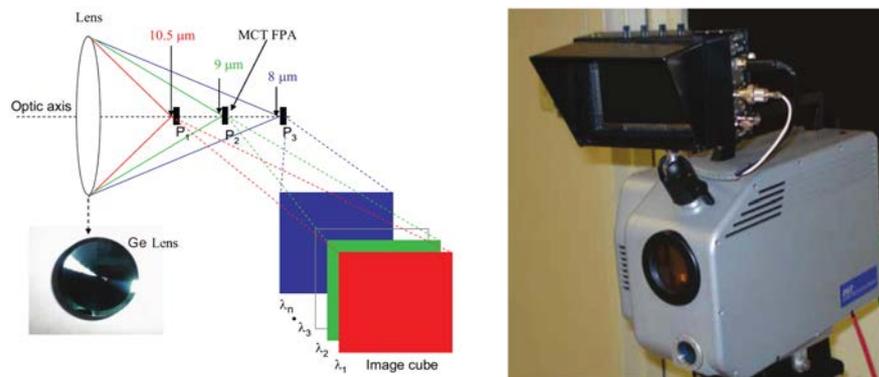


FIGURE 1.13: Warlock, caméra hyperspectrale à base d'optique diffractive (GUPTA, 2009).

Dans un tel système, le multiplexage des informations spatiales et spectrales n'est pas un avantage mais une limitation et un filtrage numérique doit être appliqué aux images brutes avant la reconstruction des spectres.

1.2.2.2 Caméras hyperspectrales à codage d'ouverture

Ce type de caméra reprend un schéma proche de celui évoqué au paragraphe 1.2.1.1 sauf qu'ici un masque bidimensionnel, qui sert de filtre spatial, remplace la fente dans un plan image intermédiaire. Lorsque le masque sert également de filtre spectral, on parle de spectro-imageur à codage spatial du spectre. Ce masque peut être considéré

comme une multitude de petites fentes qui permettent ainsi d'améliorer l'étendue géométrique du système. Il est possible dans ces systèmes de compenser la dispersion introduite par le premier composant dispersif afin d'obtenir un multiplexage de l'information spectrale uniquement (cf. fig. 1.14.a). Lorsque le masque est utilisé uniquement comme un filtre spatial, la divergence chromatique introduite par l'élément dispersif n'est pas compensée, ce qui résulte en un étalement des informations spectrales d'un point de la scène sur plusieurs pixels (cf. fig. 1.14.b). Le masque bidimensionnel généralement utilisé dans ce cas de figure est une matrice d'Hadamard mais on peut aussi retrouver des masques harmoniques ou de Legendre dont la fabrication reste très complexe (MENDE et al., 1993; GEHM et al., 2006).

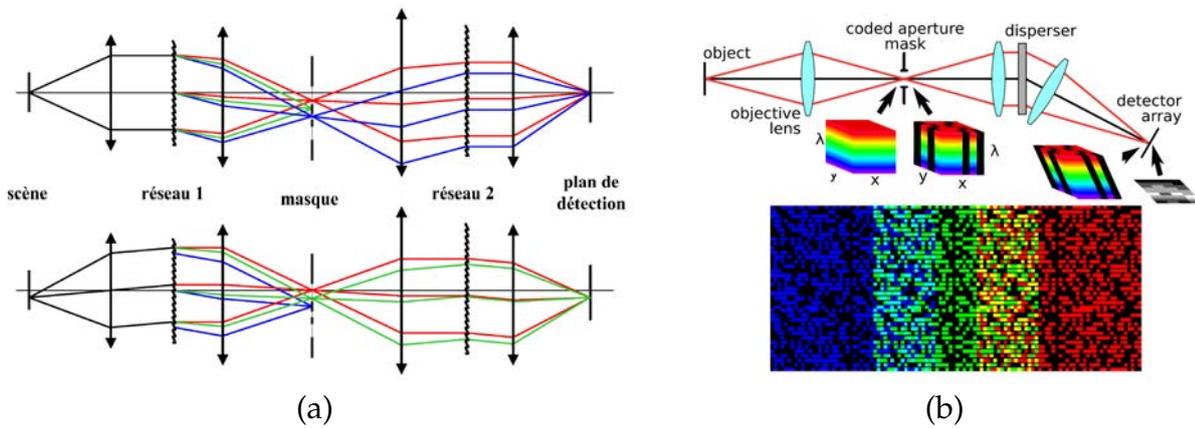


FIGURE 1.14: Exemples de concepts caméras de hyperspectrales à codage d'ouverture. (a) Principe de l'imageur hyperspectral à codage spectral d'ouverture (FERREC, 2008). (b) Principe de l'imageur hyperspectral à codage spatial d'ouverture (HAGEN et KUDENOV, 2013)

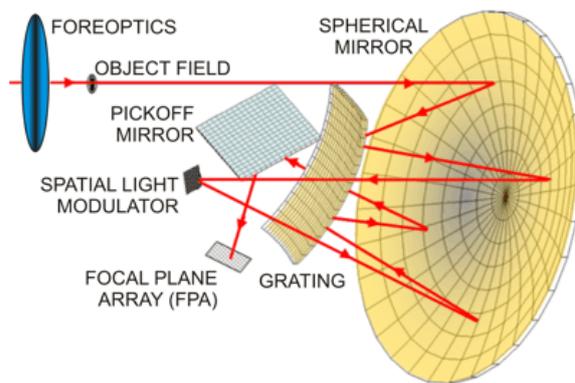


FIGURE 1.15: FASt Reconfigurable Optical Sensor (FAROS) (VUJKOVIC-CVIJIN et al., 2012).

Comme exemple de caméra hyperspectrale à codage spatial d'ouverture, on peut citer l'instrument FAROS (FAst Reconfigurable Optical Sensor) présenté en figure 1.15. Cette caméra infrarouge refroidie ($3,5\text{-}6,5 \mu\text{m}$) ouverte à $F/2,8$, utilise un masque fait de 1024×768 micro-miroirs et un réseau en montage Offner pour produire un cube hyperspectral de 320×256 pixels \times 83 canaux spectraux. Le concept a été validé par

une campagne de détection de gaz lors de tirs de roquettes. (VUJKOVIC-CVIJIN et al., 2012).

1.2.2.3 Spectro-tomographes imageurs

Un spectro-tomographe imageur est un instrument alliant les concepts de l'imagerie tomographique à la spectrométrie. L'imagerie tomographique permet de reconstruire un objet tri-dimensionnel à partir de ses différentes projections bi-dimensionnelles. De ce fait, cette technique peut être appliquée à la reconstruction du cube hyperspectral. La projection de ce cube se fait généralement soit par rotation d'un prisme à vision directe (prisme d'Amici) soit à l'aide d'un réseau bi-dimensionnel.

Un prisme d'Amici est une combinaison de prismes dont les propriétés de dispersion de la lumière (matériau et angle du prisme) sont choisies de manière à ne pas dévier le faisceau pour une longueur d'onde donnée, ce qui permet dans le cadre d'un spectro-tomographe imageur de maintenir l'image centrée sur le détecteur lors de la rotation du prisme autour de l'axe optique (voir figure 1.16.a). Ce concept a été proposé pour la première fois en 1995 par Mooney (MOONEY, 1995). Les équipes de l'Air Force Institute of Technology s'en sont inspiré pour faire un démonstrateur (BOSTICK et PERRAM, 2012) opérant dans le visible et proche infrarouge (400-900 nm) avec une résolution spectrale allant de 0,6 à 10 nm et spatiale de 0,6 mrad.

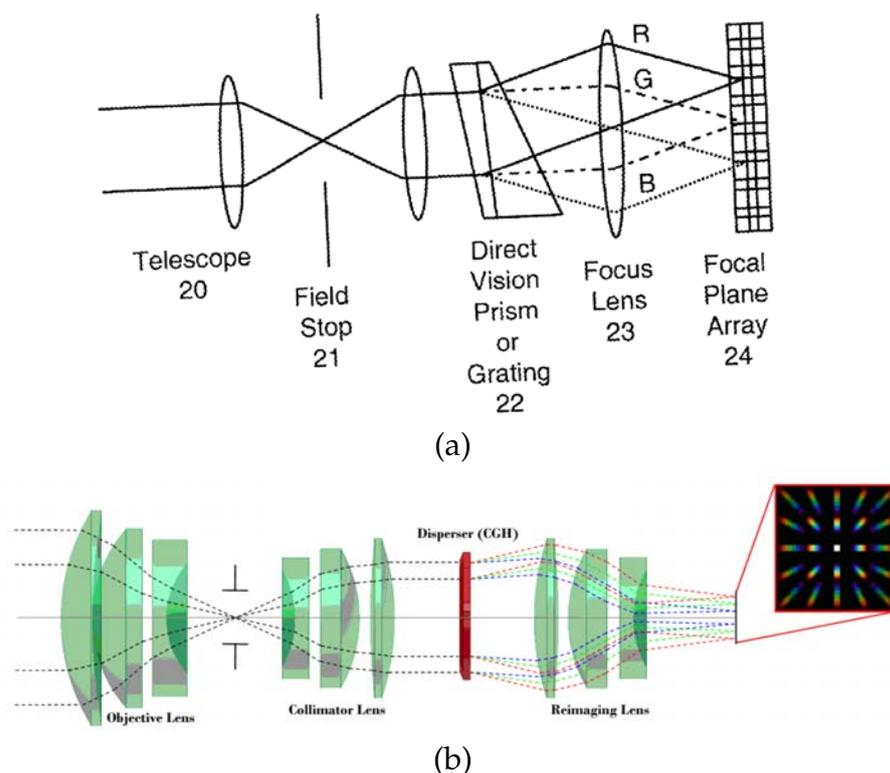


FIGURE 1.16: Exemples de spectro-tomographes imageurs. (a) Spectro-tomographe imageur à prisme rotatif (MURGUIA, 2001). (b) Spectro-tomographe imageur à réseau bi-dimensionnel (DERENIAK, 2013)

Les projections du cube hyperspectral peuvent aussi se faire en une acquisition par l'utilisation d'un réseau de diffraction bi-dimensionnel. Un tel système a été proposé

par Descours *et al* en 1995 (DESCOURS et DERENIAK, 1995). Le réseau de diffraction est constitué de motifs de réseaux sinusoïdaux croisés. Un tel motif répartit les ordres de diffraction selon différentes directions de projection dans le plan image comme on peut le voir sur la figure 1.16.b.

1.2.2.4 Caméras hyperspectrales à transformée de Fourier

Les caméras hyperspectrales à transformée de Fourier représentent une autre classe de caméras hyperspectrales à sortie multiplexée. Le principe de ce type de caméra est le suivant : un point de la scène caractérisé par ses coordonnées spatiales (x_{pt}, y_{pt}) et son spectre $B(\sigma)$ est observé à travers un système optique composé d'un interféromètre à deux ondes et d'un imageur que l'on suppose sans aberrations. On note δ la différence de marche pour ce point entre les deux voies de l'interféromètre. L'intensité, $I(\delta)$, sur le détecteur étant la somme incohérente de toutes les contributions spectrales de l'objet, on peut écrire de manière très simpliste :

$$I(\delta) \propto \int_0^{\infty} B(\sigma) \cdot T(\sigma, \delta) d\sigma \quad (1.5)$$

avec $T(\sigma, \delta) = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\pi\sigma\delta))$, la transmission spectrale de l'interféromètre et $\sigma = \frac{1}{\lambda}$, le nombre d'onde. Cette relation peut encore s'écrire sous la forme :

$$I(\sigma) \propto \int_0^{\infty} B(\sigma) \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos(2\pi\sigma\delta)) d\sigma \propto Cte_{/\delta} + \int_0^{\infty} B(\sigma) \cdot \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma \quad (1.6)$$

Le deuxième terme de cette somme s'écrit donc comme la transformée de Fourier en cosinus du spectre $B(\sigma)$. La relation 1.6 montre que la sortie d'une telle caméra n'est pas directement le cube hyperspectral (x, y, σ) mais un cube interférométrique (x, y, δ) , avec δ les différences de marche de l'interféromètre et qui est relié au cube hyperspectral par une relation de transformée de Fourier.

Les interféromètres généralement utilisés pour concevoir ces caméras sont l'interféromètre de Michelson à miroirs plans ou à coins de cube (cf. fig. 1.17.a), l'interféromètre de Sagnac, constitué de deux ou trois miroirs plans et d'une séparatrice (cf. fig. 1.17.b et c), et les interféromètres biréfringents (FRANÇON et MALLICK, 1971) dont la description détaillée sera faite plus loin dans le manuscrit. Ces interféromètres peuvent être utilisés selon trois modes de fonctionnement : un mode instantané ou "snapshot", un mode temporel et un mode statique. Dans le mode "snapshot", l'ensemble du cube interférométrique est acquis en une seule mesure. Dans le mode temporel, l'image de la scène à analyser reste fixe et une partie mobile au sein de l'interféromètre est déplacée afin de construire dans le temps le cube interférométrique. Par exemple, lorsque l'interféromètre est l'un des interféromètres Michelson mentionnés-ci dessus, le cube interférométrique est construit en déplaçant un des deux miroirs, l'autre étant maintenu fixe. Dans le mode statique, l'ensemble des différences de marches créées par l'interféromètre est figé et c'est la scène observée par la caméra qui est modifiée dans le temps, il n'y a pas de composant mobile au sein de l'interféromètre.

Les caméras hyperspectrales à transformée de Fourier utilisant des interféromètres de type Michelson en mode de fonctionnement temporel sont à un stade de maturité technologique avancé et certaines sont disponibles commercialement chez des fabricants tels que Bruker (HI 90, (ROSI et al., 2013; SABBAAH et al., 2012), Telops (ligne

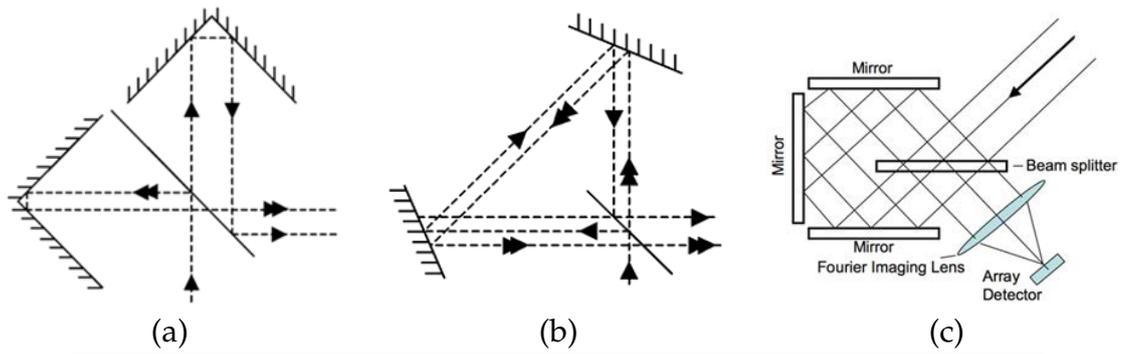


FIGURE 1.17: Exemples d'interféromètres utilisés en spectro-imagerie. (a) Interféromètre de Michelson à coin de cube. (b) Interféromètre de Sagnac à deux miroirs et à trois miroirs (c) (LUCEY, HORTON et WILLIAMS, 2008).

de produit Hyper-Cam (TELOPS, 2016; GAGNON et al., 2014) dans le proche-moyen et lointain infrarouge - $1,5\text{-}5,4 \mu\text{m}$ et $7,7\text{-}11,8 \mu\text{m}$) ou Bomem (PREL et al., 2011). Les autres caméras sont pour la plupart au stade de systèmes de mesures opérés par un laboratoire et on peut citer à titre d'exemple les caméras à un interféromètre de Michelson des équipes de l'ONERA (COUDRAIN et al., 2015), du centre de recherche suédois FOI (BERGSTROM et al., 2010) ou encore du centre technologique de Karlsruhe (OLSCHEWSKI et al., 2013), à interféromètre de Sagnac de l'université d'Hawaï (LUCEY et al., 2013) et de la société israélienne CI-Systems (CABIB et al., 2005).

Il est intéressant de mentionner que moyennant quelques modifications des systèmes précédents, on peut procéder à une détection hétérodyne. Celle-ci permet de transposer l'information contenue dans un domaine spectral allant de la fréquence nulle à la fréquence maximale du signal ($\sigma_{max} = \frac{1}{\lambda_{min}}$) à un domaine plus restreint. Pour cela il faut que l'interféromètre utilisé soit tel que, en tout point du plan des franges, la différence de marche soit nulle à une fréquence σ_0 . Cette condition peut être remplie en introduisant un élément dispersif sur le parcours de la lumière dans l'interféromètre ou en remplaçant les miroirs de l'interféromètre par des réseaux en réflexion.

Sur ce principe, Harlander a proposé en 2010, un concept de caméra hyperspectrale hétérodyne à champ de vue étendu dans l'ultra-violet (305-310 nm). Cette caméra utilise un interféromètre de type Michelson réalisé dans un bloc monolithique avec des réseaux à la place des miroirs et des prismes afin d'augmenter le champ de vue (HARLANDER et al., 2003). Elle a été réalisée pour l'analyse de la fluorescence des molécules d'oxyde d'hydrogène (OH) sous une excitation solaire dans la mésosphère avec un pouvoir de résolution de 26 500, soit une résolution spectrale d'environ $0,03 \text{ cm}^{-1}$ et un champ de vue de 10° . La même équipe a présenté plus récemment et toujours sur le même principe instrumental, la caméra MIGHTI destinée à l'imagerie hyperspectrale des radicaux chimiques de la thermosphère (ENGLERT et al., 2015).

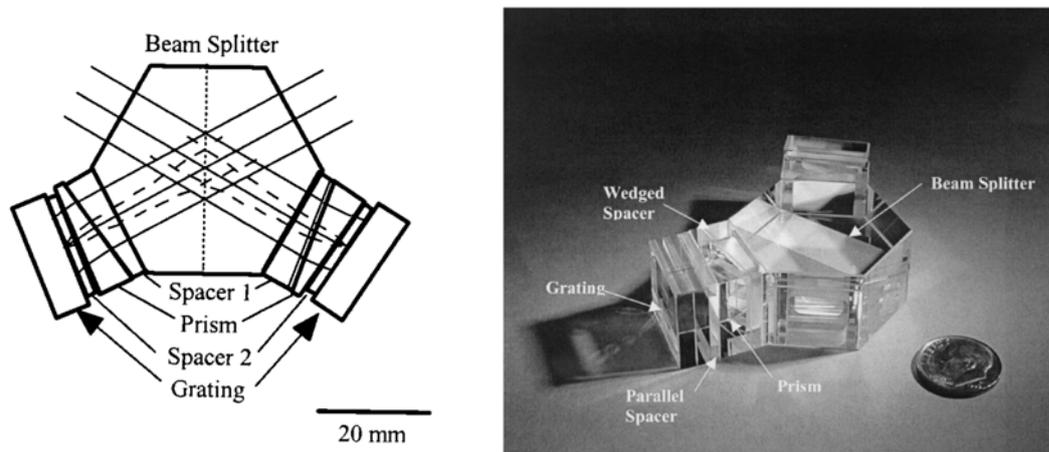


FIGURE 1.18: Interféromètre de la caméra SHIMMER, caméra hyperspectrale à hétérodynage spatial (HARLANDER et al., 2003).

1.3 Conclusion

Comme nous avons pu le voir, il existe de nombreuses techniques d'acquisition du cube hyperspectral que l'on peut regrouper sous les deux grandes catégories d'imagerie hyperspectrale active et imagerie hyperspectrale passive. L'imagerie hyperspectrale active utilise soit une source dont le profil spectral d'émission (domaine spectral et bande passante étroite) est modifiable soit un laser à peigne de fréquences. Alors que dans le premier cas, la technologie est mature et des systèmes commerciaux existent, l'utilisation des peignes de fréquences reste limitée par la nécessité de caméras ultrarapides. L'imagerie hyperspectrale passive quant à elle, est à un stade de développement technologique bien plus avancé. Comme on a pu le voir, le cube hyperspectral (x, y, λ) peut être obtenu directement en utilisant des composants optiques tels que des filtres ou des éléments dispersifs ou après une étape de traitement d'images lorsque la sortie de l'instrument est multiplexée.

Ces techniques d'acquisition en imagerie hyperspectrale passive ont été mise en œuvre dans un très grand nombre d'instruments et il est impossible de faire une description détaillée de tous les instruments réalisés. Ce travail de thèse portant sur la conception d'une caméra hyperspectrale compacte, on se posera donc la limite de présenter uniquement les caméras hyperspectrales passives ou concepts de caméra dont le volume est inférieur à 5 litres et le poids à 5 kg. La description des systèmes nous permettra également de montrer les performances et limites de ces techniques d'acquisition.

Chapitre 2

Exemples de caméras hyperspectrales passives compactes

Les techniques d'acquisition présentées au chapitre précédent servent de point de départ pour la conception des caméras hyperspectrales et très souvent des modifications y sont apportées afin de répondre à des besoins précis. À la vue de cet ensemble de techniques et des multitudes de variantes possibles, notre état de l'art se limitera aux caméras ou concepts de caméras qui vérifient la condition de compacité que l'on fixe à des spécifications de masse inférieure à 5 kg et volume inférieur à 5 litres, avec une attention particulière pour les instruments fonctionnant dans le moyen et lointain infrarouge. La présentation de ces instruments sera faite selon le type de composant optique utilisé pour analyser spectralement le flux issu de la scène à savoir : les filtres, les éléments dispersifs, les multiplexeurs à transformée de Fourier et les autres multiplexeurs.

2.1 Récents développements instrumentaux sur la thématique des caméras hyperspectrales compactes à filtre

Au premier chapitre, nous avons vu que les filtres les plus utilisés en imagerie hyperspectrale passive, qu'on appellera tout simplement imagerie hyperspectrale désormais, sont le filtre acousto-optique, le filtre à cristaux liquides, les filtres interférentiels et le filtre accordable de Fabry-Perot.

2.1.1 Caméras hyperspectrales compactes à filtre acousto-optique

Sur le marché des caméras hyperspectrales compactes à filtre acousto-optique (AOTF), la société Brimrose s'impose comme étant l'acteur principal et ceci grâce à un partenariat avec l'armée américaine (US Army Research Laboratory) où de nombreux travaux de recherche sur les filtres acousto-optiques ont été menés depuis les années 2000 (SINGH et al., 2001; GUPTA et VOLOSHINOV, 2005; KIM et al., 2007; GUPTA, 2008). Brimrose commercialise ainsi depuis 2010 deux lignes de caméras hyperspectrales compactes : VA2010 et IS510-0.90-1.70. Ces caméras couvrent des portions d'un domaine spectral allant de 400 nm à 1700 nm avec notamment deux plages de variations de la résolution spectrale : 2-5 nm et 5-20 nm. Les résolutions spatiales quant elles, peuvent atteindre 89 μrad . Ces caméras sont très compactes et pèsent un peu moins de 1,5 kg en incluant l'objectif de tête mais elles nécessitent un générateur de

radio-fréquences qui augmente l'encombrement et le poids de l'ensemble. Ces imageurs hyperspectraux qui sont surtout présents dans le domaine de l'imagerie médicale, souffrent cependant de limitations propres à la technologie. En effet, comme présenté au premier chapitre, un filtre acousto-optique diffracte le faisceau dont le vecteur d'onde vérifie la condition d'accord de phase, cependant cet angle de séparation entre l'ordre diffracté et l'ordre zéro peut ne pas être suffisamment élevé. Dans certaines configurations, optiques cette faible séparation angulaire laisse un résidu de lumière non diffractée entrer dans le diaphragme de champ créant ainsi de la lumière parasite supplémentaire dans le système. D'autres limitations moins gênantes sont la variation chromatique de cet angle liée tout simplement à la loi des réseaux, qui génère un déplacement chromatique de la scène sur le détecteur et une variation chromatique de la résolution spectrale et qu'il faut prendre en compte dans le traitement des images. Les contraintes les plus sévères restent cependant l'existence de cristaux biréfringents pour les domaines spectraux moyen et lointain infrarouge, un petit champ de vue ($\leq 16^\circ$), l'échauffement du cristal avec l'augmentation de la fréquence du transducteur piézo-électrique et la non-uniformité d'efficacité de diffraction en fonction de la zone éclairée du cristal (VILA-FRANCÉS et al., 2010).



FIGURE 2.1: Brimrose, caméra hyperspectrale à AOTF dans le SWIR (900-1700 nm), 6 à 20 nm de résolution spectrale et 436 μrad de résolution spatiale (BRIMROSE, 2016).

2.1.2 Caméras hyperspectrales compactes à filtre à cristaux liquides

Tout comme les AOTF, les filtres à cristaux liquides accordables (LCTF) sont très employés dans le domaine de l'imagerie médicale. Grâce à leur accordabilité via l'application d'une tension électrique plutôt faible (inférieure à 10 V) et la faible épaisseur des lames, les cristaux liquides permettent de concevoir des instruments d'encombrement "optique" plus faible que les AOTF. À notre connaissance, il n'existe pas de caméras hyperspectrales à l'état de produit fini et commercialisé mais uniquement des ensembles de filtres et contrôleurs commercialisés par des fabricants tels que Varispec (Fig. 2.2.a), ou moins spécialisés comme Thorlabs (fig. 2.2.b). On retrouve donc surtout des caméras de laboratoire reprenant le schéma de conception classique, à savoir, scène, puis objectif de relai, puis filtre, puis objectif de focalisation. Ces caméras sont

donc constituées de composants provenant de divers fournisseurs et dont l'optimisation en encombrement n'a clairement pas été faite. Toutefois, ces caméras de laboratoire entrent facilement dans les critères de compacité que nous avons définis. En 2014, Sigernes et son équipe ont développé un prototype de laboratoire pour l'imagerie hyperspectrale de l'éclipse solaire totale de mars 2015 depuis Svalbard en Norvège. Ce prototype, présenté en figure 2.2.c, utilise un filtre Varispec couvrant le domaine spectral 400-720 nm avec une résolution spectrale de 7 nm et spatiale de $69 \mu\text{rad}$. Le temps de réponse de la cellule de cristaux liquides est de 50 ms et la caméra fait environ 11 cm de diamètre par 24 cm de long environ et pèse un peu plus d'un kilogramme (SIGERNES, 2014).

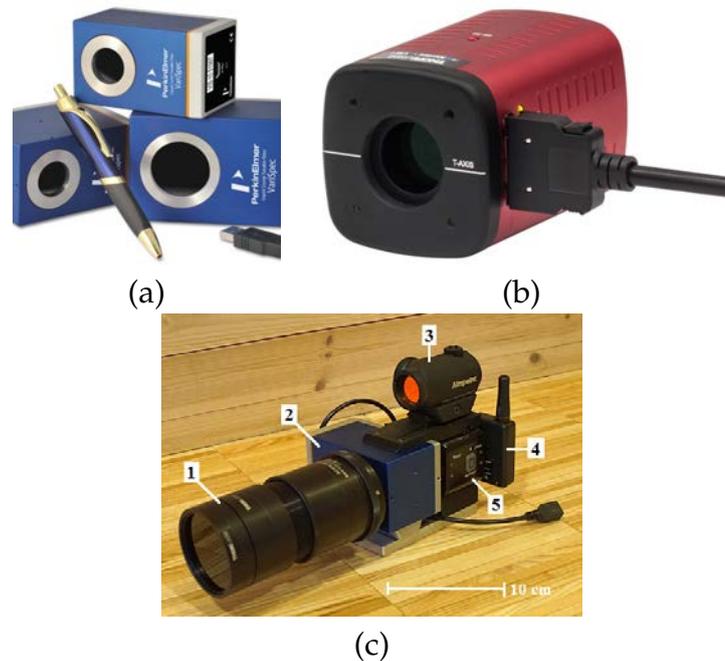


FIGURE 2.2: Exemples de filtres et caméras hyperspectrales à cristaux liquides. (a) Varispec, ligne de produits couvrant un domaine spectral de 400 nm à 2450 nm avec une résolution spectrale allant de 0,25 nm à 20 nm, un demi-champ inférieur à 8° et un temps de réponse variant de 50 à 150 ms (SPECTRAL-CAMERAS, 2016). (b) Thorlabs, filtre couvrant le domaine spectral 420-730 nm avec une résolution spectrale ajustable (10, 21, 55 nm), un demi-champ de 6° et un temps de réponse variant de 50 à 200 ms (THORLABS, 2016). (c) Caméra pour l'imagerie hyperspectrale de l'éclipse solaire totale observée depuis Svalbard (Norvège) en mars 2015 (SIGERNES, 2014).

Actuellement, ces caméras à LCTF ne peuvent assurer qu'une cadence maximale d'acquisition des images de 20 Hz, limitation liée au temps de réponse des cristaux liquides quand on change la longueur d'onde transmise. Cette cadence reste encore trop faible pour bon nombre d'applications d'imagerie hyperspectrale. Néanmoins, des efforts sont consacrés à l'amélioration leurs performances. Ceci se traduit par le développement de nouveaux matériaux tels que les cristaux liquides dispersés dans des polymères par holographie (Holographic-polymer-dispersed liquid-crystal, H-PDLC).

Il s'agit d'un empilement de réseaux holographiques constitués d'un mélange de cristaux liquides nématiques¹ et de pré-polymères² photosensibles. Cette structuration leur permet d'avoir une bande passante plus étroite et un temps de réponse plus court que les LCTF classiques (WOLTMAN, JAY et CRAWFORD, 2007). Les possibilités d'une utilisation en imagerie hyperspectrale de ces H-PDLC ont par exemple été explorées par Shriyan et son équipe. Le but de ce travail était l'étude de la qualité d'imagerie, de la sensibilité à la polarisation et du temps de réponse de ces filtres. Leur système était composé de plusieurs couches de H-PDLC auxquelles étaient appliquées des valeurs de tension différentes pour créer un filtre *notch*. Pour cela ils ont fabriqué un filtre de 35 mm de diamètre dont l'acceptance angulaire est de $\pm 5^\circ$ et la bande passante d'environ 10 nm. Ils ont pu démontrer l'amélioration du temps de réponse passant de la dizaine de millisecondes à 20 μs (SHRIYAN et al., 2012; SHRIYAN et FONTECCHIO, 2010).

À l'instar des AOTF, les LCTF sont accompagnés d'un contrôleur qui peut être très volumineux ce qui ajoute une étape d'optimisation de l'unité électronique à la conception. D'autre part, malgré les efforts technologiques, les principales limites à l'utilisation des LCTF en imagerie hyperspectrale sont les faibles champ et ouverture, le temps de réponse et le domaine spectral de transmission car ces cristaux ne peuvent être utilisés dans le moyen ou le lointain infrarouge où ils sont opaques.

2.1.3 Caméras hyperspectrales compactes à filtres interférentiels

La course aux micro-processeurs toujours plus rapides et performants dans laquelle sont engagés, depuis quelques décennies maintenant, des géants de l'industrie des semi-conducteurs (Intel, Advanced Micro Devices) ou encore des géants de la téléphonie (Apple, Samsung) ne sert pas uniquement à l'avancée technologique des ordinateurs ou des "smartphones" mais a également des retombées dans d'autres domaines dont l'imagerie hyperspectrale. En effet, cette guerre de prix a permis le développement de techniques de fabrication de composants qui commencent à être transposées à d'autres secteurs dont celui des caméras hyperspectrales miniatures à filtres interférentiels. Un filtre interférentiel est un filtre dont la bande passante est définie à l'aide d'interférences à ondes multiples générées par transmission ou réflexion partielle d'une onde incidente par les couches minces constituant le filtre (miroirs ou dioptrés). Les techniques de fabrication empruntées à l'industrie des semi-conducteurs ont rendu possible l'intégration de ces filtres au plus près du détecteur voire en intégration monolithique. C'est ainsi qu'en 2015, la société Delta Optical Thin Film déjà mentionnée au chapitre 1 annonçait la commercialisation de ses filtres linéairement variables et à bande passante variable (LVBPF) présentés en figure 1.11.d. Ces filtres formés d'un empilement de couches minces, couvrent le domaine spectral allant de 450 nm à 880 nm avec une largeur spectrale variant de 2 à 4 % de la longueur d'onde centrale (cf. fig. 2.3.a). Ces filtres sont adaptés pour des détecteurs de 24 mm x 36 mm ou 25 mm x 25 mm (PUST, 2016).

Depuis 2010, le centre de recherche belge Imec développe un filtre interférentiel à base d'interféromètre de Fabry-Perot directement intégré au détecteur (TACK et al.,

1. L'état nématique est un état de la matière intermédiaire entre les phases solide cristalline et liquide.

2. Un pré-polymère est un mélange de monomères et d'entités plus ou moins polymérisées, destiné à être mis en forme avant d'être polymérisé plus complètement.

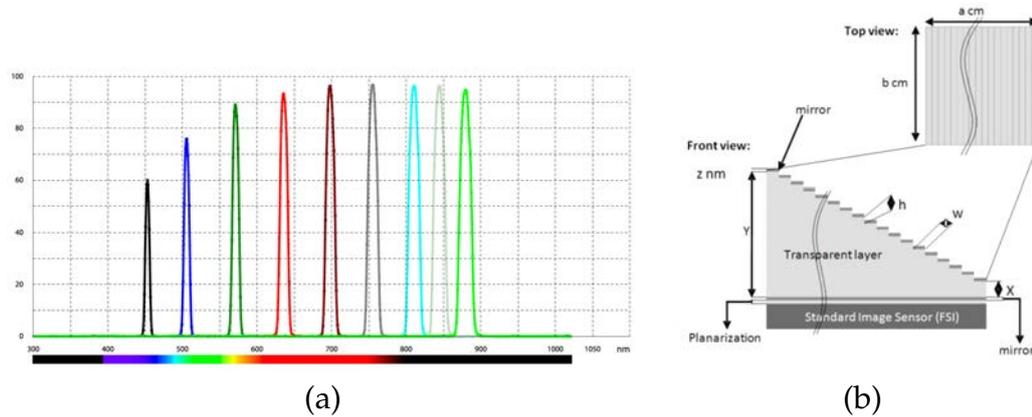


FIGURE 2.3: Exemple de filtres interférentiels. (a) Delta Optical Thin Film, exemple de transmission spectrale d'un LVBPF utilisant un empilement de couches d'épaisseur variable (DELTA, 2016). (b) Imec, schéma du filtre interférentiel à cavité de Fabry-Perot (TACK et al., 2012).

2012). Ici, la surface du filtre est constituée d'une série de marches d'escalier permettant ainsi la variation de l'épaisseur de matériau le long d'une direction du filtre (voir fig. 2.3.b). Des tolérances de fabrication sévères sont appliquées sur les épaisseurs des cavités dont les variations entraînent un déplacement de la longueur d'onde centrale du filtre. À cause de l'intégration directement sur le détecteur, le choix du matériau ou des composants utilisés pour réaliser le filtre doit être fait avec précaution. Ainsi, même si le miroir métallique possède l'avantage d'être moins épais qu'un miroir de Bragg à coefficient de réflexion constant, les équipes d'Imec ont opté pour un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches de matériaux à fort et faible indice de réfraction car moins absorbant. Sur cette technologie, Imec propose deux types de filtres dont les largeurs spectrales fixes sont comprises entre 10 et 15 nm pour l'imagerie hyperspectrale. Un des filtres couvre une bande spectrale allant de 600 nm à 1000 nm et l'autre couvre le domaine spectral 470-925 nm. L'ensemble filtre et détecteur est extrêmement compact et ne fait 13,5 mm x 18,6 mm pour une résolution spatiale de 2048 pixels et le détecteur associé, ici, est en mesure d'acquérir jusqu'à 340 images par seconde.

Comme on peut le voir sur la figure 2.4, le maximum de transmission spectrale de ces filtres n'est pas le même pour toutes les longueurs d'ondes. On note une variation d'environ 80 % pour le filtre proche infrarouge et une variation de 25 % entre les maxima de transmissions entre le visible et proche-infrarouge pour le second filtre. Ces variations peuvent provenir de disparités d'épaisseurs des micro-cavités à la fabrication ce qui implique la nécessité d'un étalonnage de l'instrument à chaque utilisation.

Concernant l'utilisation de ces filtres, Imec a opté pour une stratégie de partenariats multiples avec les Allemands Cubert GmbH, les Américains BaySpec, les Hollandais 3D-one, les Suisses Gamaya (imagerie hyperspectrale au service de l'agriculture) et Ximea qui proposent des caméras hyperspectrales compactes "pushbroom"³ et d'autres partenaires, fabricants de caméras qui sont compatibles avec ces filtres (Adimec, PhotonFocus) ce qui leur permet de répondre plusieurs applications de l'imagerie hyperspectrale.

3. Dans ce mode, l'image de la scène est découpée dans une direction par des filtres de bande passante étroite. Le spectre d'une ligne de la scène est ensuite construit bande après bande par balayage.

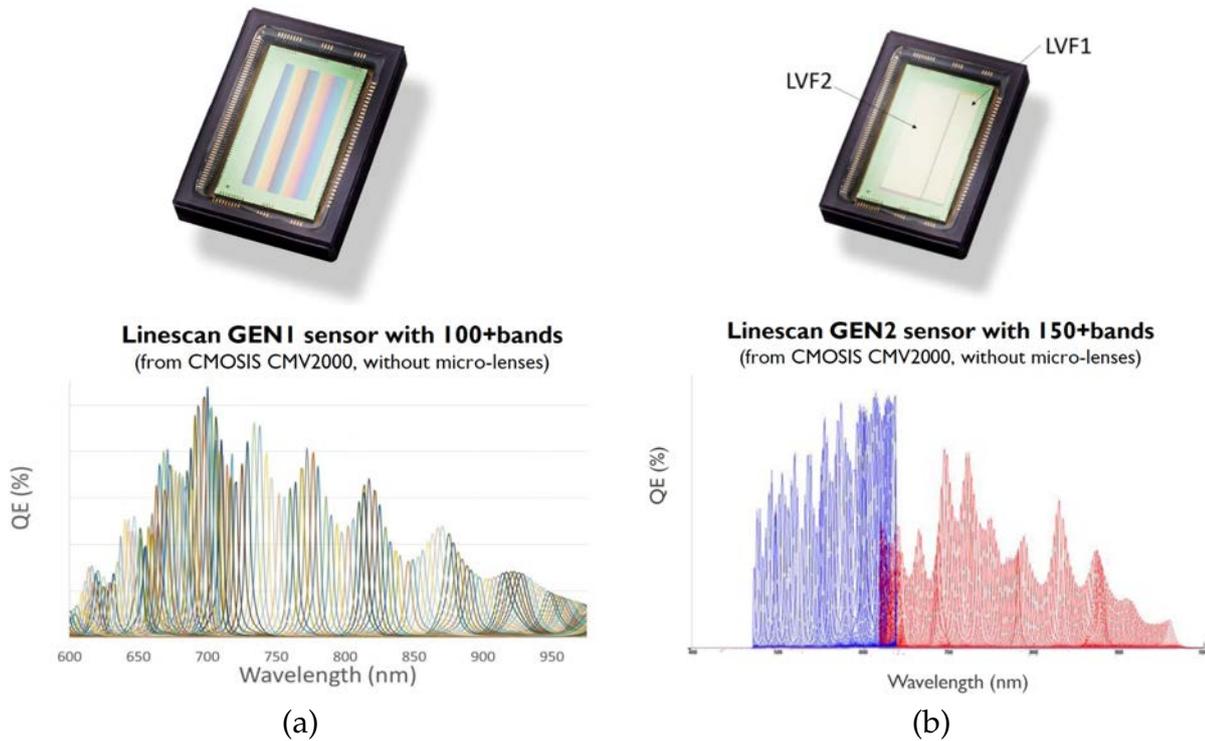


FIGURE 2.4: Imec, filtres interférentiels à cavité de Fabry-Perot. (a) Dans le proche infrarouge (600-1000 nm). (b) 192 bandes spectrales réparties en 64 bandes dans le visible (470-620 nm) et 128 dans le proche infrarouge (600-925 nm), on peut voir les matrices de pixels associées à chaque bande (GONZALEZ et al., 2016).

La figure 2.5 présente des exemples de caméras hyperspectrales compactes développées par les partenaires d’Imec. Les Allemands Cubert GmbH proposent par exemple la caméra UHD 185 Firefly basée sur le filtre d’Imec Visible-proche infrarouge pour une utilisation aéroportée. Cette caméra faite en matériaux légers (aluminium et kevlar) afin de maintenir un poids faible (470 g, objectif inclus), a été testée sur le terrain lors d’une campagne d’imagerie hyperspectrale des plants d’orge et de betterave sucrière dans la ferme de l’université de Bonn en 2013 (BARETH et al., 2015). Pour cette campagne la caméra était installée sur un drone (MK Oktokopter) pouvant embarquer une charge utile de 1,5 kg. La caméra et son unité de contrôle, qui n’étaient alors qu’au stade de prototype, avaient une résolution spectrale de 8 nm à $\lambda = 532$ nm, un poids de 840 g et une consommation électrique de 15 W. Une autre caméra, issue d’un partenariat entre Imec et BaySpec, a elle aussi participé à cette campagne. Cette caméra possède pratiquement les mêmes caractéristiques spectrales que la précédente puisque celles-ci sont définies par le filtre. La différence notable entre ces caméras se trouve sur le poids (272 g, objectif et unité de contrôle inclus), la consommation électrique (< 4W) et les dimensions (3 cm x 3 cm x 8 cm, objectif inclus).

Bien que ces caméras utilisent la technologie Imec pour acquérir l’information spectrale, on remarque une différence entre le système de Cubert GmbH et les autres sur la présentation du produit final qui provient surtout des performances de l’unité de gestion des données. Ces partenariats permettent ainsi à Imec de proposer des solutions pour plusieurs applications d’imagerie hyperspectrale et d’être implanté dans

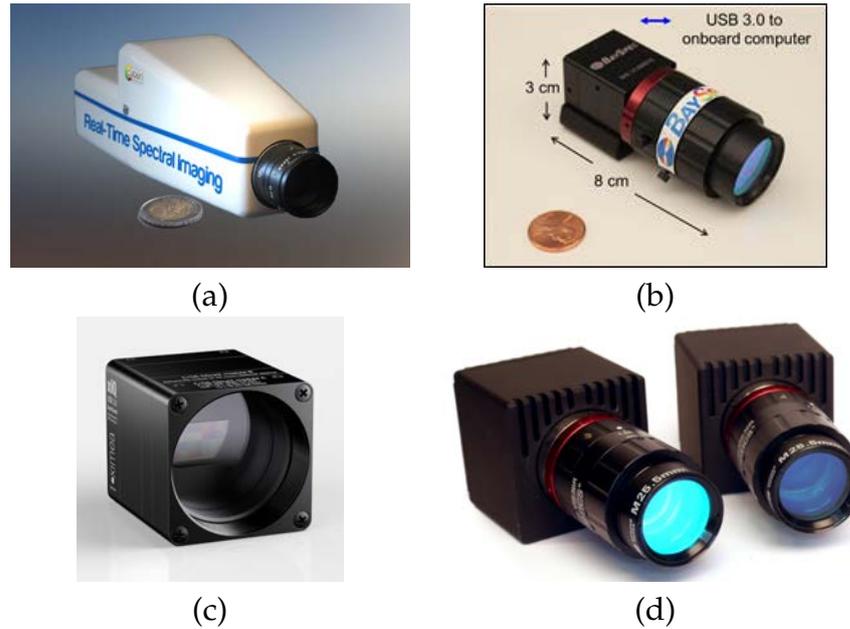


FIGURE 2.5: Exemples de caméras utilisant la technologie Imec. (a) Cubert GmbH, UHD185 Firefly (450 – 950 nm, 100 bandes spectrales) GMBH (2015) (b) BaySpec, OCI-UAV-1000 (600-1000 nm, 100 bandes spectrales, champ de vue total de 18°) (BAYSPEC, 2014). (c) Ximea, XiSpec (630-970 nm, plus de 100 bandes spectrales, 2048 x 1088 pixels, 32 g (détecteur uniquement), dimensions 26 x 26 x 31 mm³), brochure commerciale (XIMEA, 2015). (d) 3D-One, modules d'imagerie hyperspectrale de la solution Hyper View comprenant l'acquisition et le traitement des données issues de capteurs hyperspectraux multiples (100 bandes spectrales, 150 g par caméra sans l'électronique, 12-15 W de consommation électrique, 46 mm x 46 mm x 38 mm), (3D-ONE, 2015).

plusieurs pays dans le monde.

2.1.4 Caméras hyperspectrales compactes à filtre de Fabry-Perot accordable

Les caméras hyperspectrales à filtre de Fabry-Perot accordables sont celles qui ont connu les plus grandes avancées en matière de miniaturisation. Cette miniaturisation a été rendue possible grâce à l'utilisation de composants micro-mécaniques tels que des actionneurs piézoélectriques ou de microsystèmes opto-électro-mécaniques (MOEM).

Un actionneur piézoélectrique est un composant capable de se déformer mécaniquement sous l'application d'une tension électrique. Ces composants sont très souvent utilisés pour assurer des déplacements d'autres pièces mécaniques allant jusqu'à la centaine de micromètres ou de l'ordre du millimètre lorsqu'ils sont couplés à des amplificateurs. La fabrication de ces composants de dimensions millimétriques les rend propices à la miniaturisation de systèmes et en particulier à la miniaturisation des filtres de Fabry-Perot car une fois associés à des micro-miroirs, ils permettent d'aboutir à des filtres d'une extrême compacité dont un exemple est présenté en figure 2.6.b.

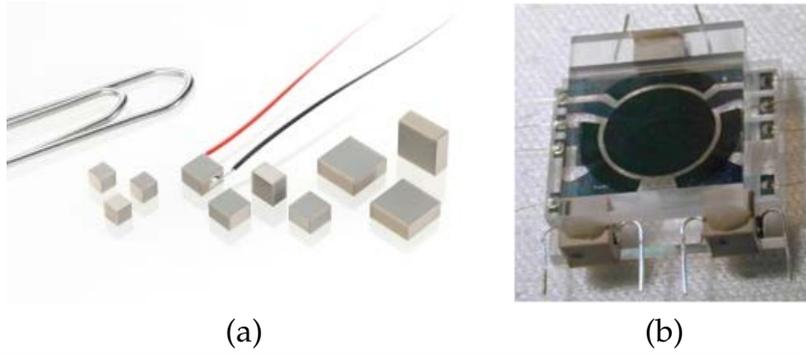


FIGURE 2.6: Filtres de Fabry-Perot accordables à actionneurs piézoélectriques. (a) Exemple d'actionneurs piézoélectriques miniatures : les pièces font $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$, $3 \times 3 \times 2 \text{ mm}^3$ et $5 \times 5 \times 2 \text{ mm}^3$ de dimension et peuvent assurer un déplacement de 0 à $2,2 \text{ }\mu\text{m}$ (brochure commerciale, Physik Instrumente) (b) VTT, filtre de Fabry-Perot accordable utilisant des actionneurs piézoélectriques pouvant déplacer le miroir mobile sur une distance de 0,2 à 2 micromètres (PRAKS et al., 2011); le miroir (disque central) fait 7 mm de diamètre.

Les filtres de Fabry-Perot à micro-actionneurs piézoélectriques pour l'imagerie hyperspectrale sont principalement développés par le centre de recherche finlandais VTT depuis 2006 et ceux-ci couvrent un domaine spectral allant de l'ultra-violet (200-350 nm) au lointain infrarouge (7-12 μm). L'utilisation de ce type de filtre en imagerie hyperspectrale a été démontré lors d'une campagne de détection de feuilles malades sur des poiriers en Belgique. Pour cela, la caméra hyperspectrale était embarquée sur un drone léger (Draganfly X6, charge maximale de 0,5 kg). Cette caméra, présentée à la figure 2.7, possède une transmission spectrale allant de 500 nm à 900 nm, avec une résolution spectrale de 10 nm et spatiale de 750 μrad , un champ de $20^\circ \times 30^\circ$, un poids total de 350 g et une consommation électrique inférieure à 3 W (SAARI et al., 2009; SAARI et al., 2010).



FIGURE 2.7: VTT, caméra hyperspectrale à filtre de Fabry-Perot pour drone léger.

Comme mentionné précédemment, on peut aussi réaliser des filtres de Fabry-Perot accordables à l'aide de MOEMS. Un MOEMS est un système miniaturisé intégrant des composants mécaniques, optiques et électroniques et ceci sur une surface de quelques millimètres carrés. Un MOEMS n'est pas fondamentalement différent d'un système

macroscopique au regard de la physique mise en jeu, hormis que certaines approximations ne peuvent plus être faites à cause des petites dimensions du système. Il existe plusieurs procédés de fabrication des MOEMS dont la photolithographie et le micro-usinage de matière.

La photolithographie est un procédé de fabrication qui permet de transférer le motif d'un masque sur un substrat préalablement recouvert de résine photosensible à une insolation dans l'ultra-violet. Les zones de la résine éclairées voient leur solubilité augmenter ou diminuer selon que la résine est positive ou négative, ce qui permet de l'éliminer ou pas lors de l'étape de nettoyage. Cette technique permet la fabrication de pièces pour lesquelles certains éléments possèdent un rapport hauteur sur largeur élevé.

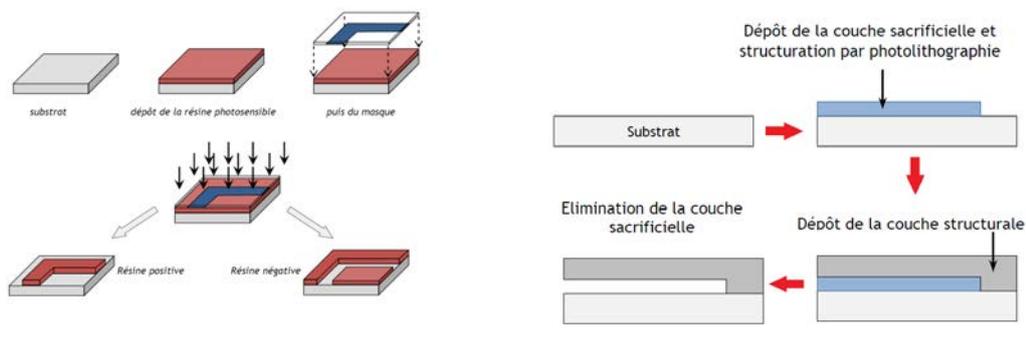


FIGURE 2.8: Techniques de fabrication des MOEMS (a) Fabrication par photolithographie (FRANÇAIS et HORSIN MOLINARO, 2014). (b) Fabrication par procédé de couches sacrificielles.

Le micro-usinage utilise un substrat de silicium qui, dans le cas de micro-usinage de volume, est altéré pour y créer une cavité sous les couches précédemment déposées (BERTIN, 2013; MINET, 2011) et qui reste intact dans le cas de micro-usinage de surface. Dans le cas du micro-usinage de surface pour la fabrication de MOEMS, on insère des couches sacrificielles dans l'empilement de couches définissant le composant qui, une fois retirées à la fin du procédé, permettent ainsi la création de parties mobiles au sein du MOEMS. Le dépôt des couches se fait généralement par des techniques d'évaporation chimique (Chemical Vapor Deposition (CVD), Plasma Enhanced CVD, Low Pressure CVD, épitaxie...) ou par des dépôts physiques (évaporation, pulvérisation cathodique...).

En général, la fabrication d'un micro-filtre de Fabry-Perot accordable fait appel à la fois à la photolithographie, au micro-usinage et au dépôt de couches minces comme on peut le voir sur la figure 2.9 où, après le dépôt de couches de dioxyde de silicium (SiO_2) sur un substrat de silicium (a), les couches de SiO_2 sont érodées par ions réactifs (b et d), la couche de silicium est érodée par le bas à l'aide d'hydroxyde de potassium (c) et par le haut par ions réactifs (e) pour créer le miroir supérieur de l'interféromètre (i). Le miroir inférieur est quant à lui créé par érosion à l'aide d'ions réactifs des couches de silicium et de SiO_2 (f, g et h) (PANG et al., 2013).

Le déplacement du miroir mobile se fait grâce aux couches servant d'électrodes déposées pendant le procédé de fabrication et qui forment un condensateur plan dont

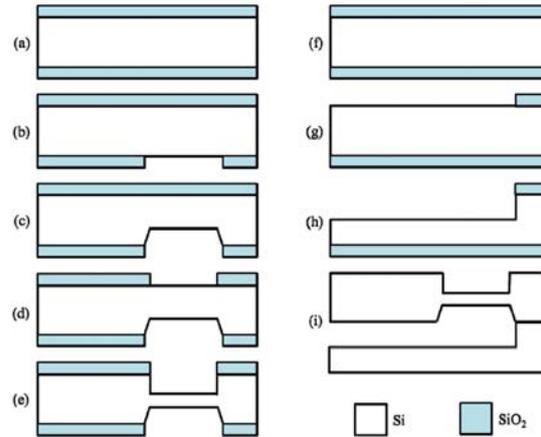


FIGURE 2.9: Étapes de fabrication d'un micro-filtre de Fabry-Perot accordable, d'après (PANG et al., 2013)

l'épaisseur varie avec la tension appliquée aux électrodes, sous l'effet de la force électrostatique. Un exemple de filtre est présenté à la figure 2.10. Il s'agit du filtre de Neumann utilisant des ressorts ("spring") afin de maintenir le miroir mobile; les électrodes fixes sont disposées autour du miroir fixe et la structure métallique autour du miroir mobile sert de deuxième électrode (NEUMANN et al., 2008).

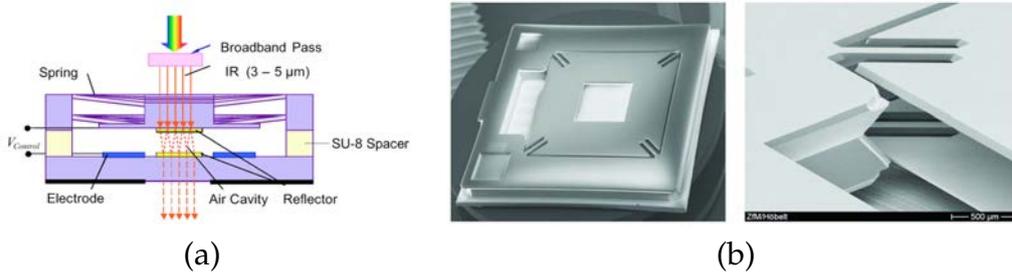


FIGURE 2.10: Exemple de micro-filtre de Fabry-Perot accordable (NEUMANN et al., 2008). (a) Schéma du filtre, on voit le miroir mobile maintenu par des ressorts. (b) Exemple de filtre réalisé.

Il existe plusieurs fabricants de micro-filtres (InfraTec GmbH, Axsun Technologies, Hamamatsu etc.) cependant la réalisation de caméras hyperspectrales compactes à base de micro-filtres de Fabry-Perot accordables est actuellement la chasse gardée du centre de recherche finlandais VTT. Leurs publications sur le sujet sont nombreuses ainsi que leur exploration de nouvelles applications telles que l'agriculture, le médical ou la détection de contrefaçons de billet de banque (NEITTAANMÄKI-PERTTU et al., 2013; RISSANEN et al., 2012; RISSANEN et al., 2016). Quelques exemples de caméras hyperspectrales sont présentés à la figure 2.11. Tous ces systèmes utilisent un filtre de Fabry-Perot à miroirs de Bragg fabriqués en utilisant des méthodes de dépôt de couches atomiques qui ont permis de fabriquer des micro-filtres d'ouverture maximale 2 mm et qui ouvrent la voie à des applications de spectro-imagerie qui étaient jusqu'alors impossible à cause des ouvertures trop faibles (MALINEN et al., 2014).

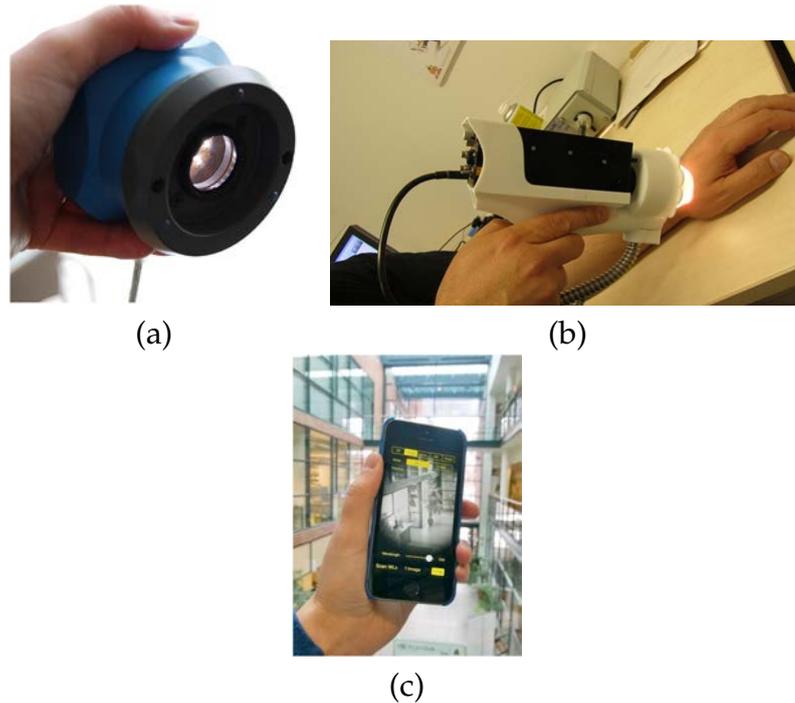


FIGURE 2.11: VTT, caméras hyperspectrales à base de filtre de Fabry-Perot accordables MOEMs. (a) Caméra hyperspectrale portable dans le visible (400-750 nm), résolution spectrale de 4 à 9 nm (RISSANEN et al., 2012). (b) Caméra hyperspectrale pour la détection du cancer de la peau (NEITTAANMÄKI-PERTTU et al., 2013). (c) Caméra hyperspectrale sur smartphone (RISSANEN et al., 2016).

Précisons que la caméra spectrale sur *smartphone*, présentée en figure 2.11.c, n'est pas une caméra hyperspectrale mais une caméra multispectrale (13 bandes sur le domaine 450-550 nm). Toutefois, cette caméra multispectrale fait partie des toutes premières réalisations mondiales de ce type et VTT travaille actuellement sur la version hyperspectrale qui serait intégrée dans le smartphone et non sous forme de module à ajouter au téléphone comme c'est le cas actuellement.

Ces développements montrent que les micro-filtres de Fabry-Perot à MOEMS permettent de concevoir des caméras hyperspectrales extrêmement compactes, cependant, ils souffrent actuellement d'une ouverture utile faible de l'ordre de 3 mm contre 20 mm pour des filtres à actionneurs piézoélectriques.

2.1.5 Discussion

Comme nous avons pu le voir, l'utilisation de filtres permet la conception de caméras hyperspectrales compactes; cependant le niveau de miniaturisation et les performances de la caméra atteints varient avec le type de filtre. Ainsi, si le besoin est axé sur l'extrême compacité de la caméra comme ça peut être le cas pour des applications d'imagerie par "smartphone", alors il sera préférable d'utiliser soit un filtre interférentiel soit un filtre de Fabry-Perot accordable (à actionneurs piézoélectriques ou un MOEMS) car ceux-ci peuvent être positionnés au plus près du détecteur voire

complètement intégrés au détecteur à un filtre acousto-optique ou à un filtre à cristaux liquides qui requièrent un module de commande supplémentaire qui augmente l'encombrement total du système. Cependant, l'extrême miniaturisation des filtres de Fabry-Perot accordables a malheureusement l'effet de réduire la distance de déplacement du miroir mobile et donc de limiter la résolution spectrale de l'instrument. De plus, les techniques de fabrication actuelles des filtres MOEMS ne permettent pas d'atteindre des ouvertures élevées ce qui limite fortement le champ de ce type de caméra. Les filtres à cristaux liquides quant à eux souffrent surtout d'un temps de réponse encore trop long pour certaines applications et d'un faible champ de vue. Seuls les filtres acousto-optiques permettent d'atteindre des champ de vue de l'ordre de la vingtaine de degrés. Par ailleurs, pour des applications infrarouges, l'utilisation des filtres interférentiels obtenus en créant des micro-cavités à la surface du détecteur peut être limitée par les dimensions de capteurs refroidis (une résolution maximale actuelle d'environ 1280×1024 pixels dans le MWIR et 640×512 pixels dans le LWIR) ou par les performances radiométriques des micro-bolomètres. Enfin, une limitation commune à l'ensemble de ces filtres est leur sélectivité qui fait que seule une petite portion du flux lumineux collecté est utilisée.

2.2 Exemples de caméras hyperspectrales utilisant un élément dispersif

Au chapitre 1, nous avons vu que le schéma généralement utilisé pour concevoir une caméra hyperspectrale à élément dispersif est constitué d'un objectif d'imagerie, d'une fente et d'un système dispersif et ré-imageant (par exemple une optique de collimation, un élément dispersif et une optique de focalisation ou des montages avec des réseaux ou prismes courbes).

En ce qui concerne les caméras hyperspectrales à réseau compactes, elles utilisent un réseau holographique ou blazé qui peut être plan ou courbe. Un réseau holographique concave ou convexe est un réseau de diffraction obtenu par projection d'une figure d'interférences sur un matériau photosensible tel qu'une résine ou photo-polymère et dont le substrat possède une puissance optique (BLANCHE, 2014). On distingue deux types de réseaux holographiques courbes pour l'imagerie hyperspectrale notamment : le réseau concave de type Rowland et le réseau courbe corrigé d'aberrations.

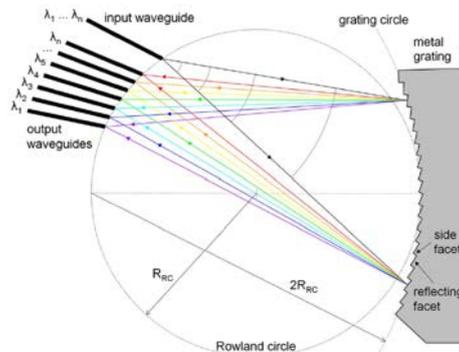


FIGURE 2.12: Cercle de Rowland (POTTIER et PACKIRISAMY, 2012).

Les réseaux concaves de type Rowland possèdent des traits parallèles et équidistants et sont conçus de manière à focaliser le spectre d'un point sur le cercle de Rowland lorsque la fente du système s'y trouve aussi. Le cercle de Rowland est le cercle tangent au réseau concave en son centre et dont le diamètre est égal au rayon de courbure du réseau (voir figure 2.12). Ce réseau souffre cependant d'un astigmatisme très marqué. Une amélioration de ces dispositifs est le réseau que nous appelons réseau courbe corrigé d'aberrations. Dans ce cas, la courbure et la disposition des traits (généralement ni régulièrement espacés ni parallèles) sont optimisées de manière à corriger l'astigmatisme, l'aberration sphérique et la coma. Ce type de réseau est, par exemple, développé et fabriqué par Headwall Photonics pour sa ligne de produits Hyperspec qui couvre un domaine spectral très large⁴. Avec ses caméras hyperspectrales extrêmement compactes et dont le poids peut descendre jusqu'à 0,4 kg (HILL et CLEMENS, 2015), Headwall vise des applications très variées allant de la détection de stress chez l'humain (CHEN et al., 2014) à la caractérisation de lits de mousses en Antarctique (LUCIER et al., 2014).

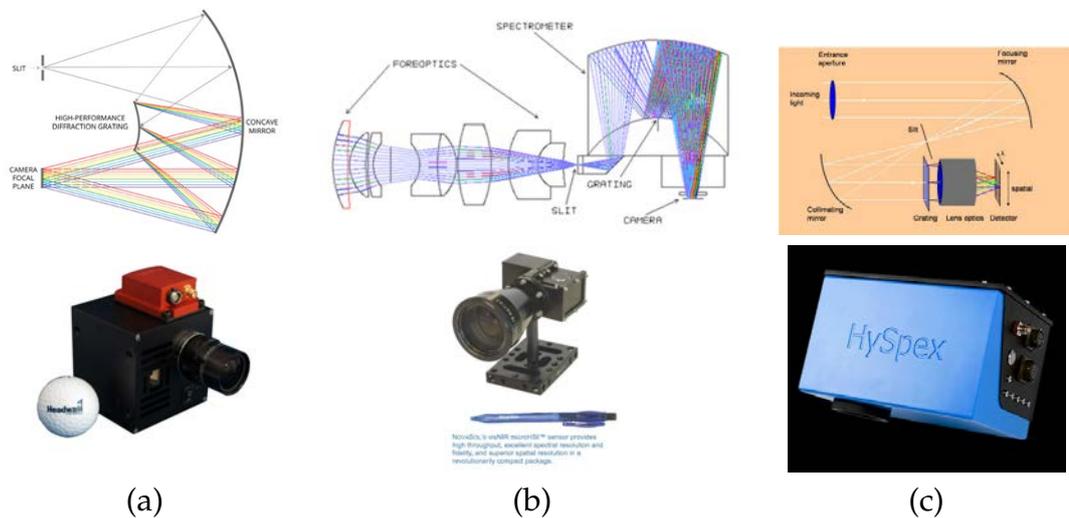


FIGURE 2.13: Exemples de caméras compactes à réseau : (a) Nano-hyperspec à réseau concave corrigé d'astigmatisme (HEADWALL, 2016a; HEADWALL, 2016b), (b) visNIR microHSI (400-1000 nm, iFOV=385 μ rad, FOV = 15°, 180 bandes spectrales, 0,45 kg, 3.3 W) (WARREN et al., 2012; NOVASOL, 2016), (c) Mjolnir 1024 à réseau plan, (NEO, 2016b; NEO, 2016a).

Sur ce même principe instrumental, NovaSol, qui appartient dorénavant à Corning, a présenté un réseau convexe blazé dans un montage de type Offner à optiques réfractives. Le gain en compacité sur les systèmes de types Offner classique provient de la limitation de la divergence du faisceau par propagation dans le verre au lieu de l'air (WARREN et al., 2012). NovaSol propose deux familles de systèmes, l'une dans le VNIR et l'autre dans le SWIR (850-1700 nm).

4. Le domaine spectral s'étend de l'ultra-violet (250 - 500 nm, 961 bandes spectrales et 1392 bandes spatiales, ouvert à F/2, pour 3,2 kg et 2 W de consommation électrique) au SWIR avec un détecteur refroidi (900-2500 nm, 267 bandes spectrales et 384 bandes spatiales, ouvert à F/2, pour 4,4 kg et 14,4 W de consommation électrique).

Plusieurs caméras miniatures existent dans la littérature, de ce fait nous n'en présenterons qu'une partie que voici. Northrop Grumman, par exemple, propose une caméra bi-bandes MWIR (3-5 μm) et LWIR (8-15 μm)⁵ qui est en fait deux caméras hyperspectrales à réseau plan partageant la même optique de collection avec un cube séparateur (MILLER et al., 2012). Le NASA-Jet Propulsion Laboratory a présenté en 2012, une caméra hyperspectrale thermique⁶ utilisant un réseau plan dans un montage de type Dyson et associé à un détecteur à microbolomètres (JOHNSON, HOOK et SHOEN, 2012) dont le but était de démontrer que la technologie des détecteurs à microbolomètres était suffisamment sensible pour des applications de type détection de cibles à hautes températures ($\geq 200^\circ\text{C}$). On peut également citer le spectro-imageur THERMAP, développé au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, qui utilise lui aussi un détecteur à microbolomètres pour l'étude d'échantillons issus d'astéroïdes géocroiseurs et ramenés sur Terre dans le cadre de la mission MarcoPolo-R, projet de l'Agence spatiale européenne (ESA). Cette caméra utilise un montage de type Offner, transmet dans le domaine spectral 8-16 μm et possède une résolution spectrale de 200 nm et spatiale de 260 μrad environ. Le champ de vue total est de $9,5^\circ \times 7^\circ$, la caméra est ouverte à F/2 et le NETD varie de 85 à 15 mK pour des températures de corps noir de 255 à 400 K (BRAGEOT et al., 2012). Il est aussi utile de mentionner l'existence de la ligne de produit PIKA de Resonon couvrant de manière non continue un domaine spectral allant de 350 nm à 1700 nm avec plus de 150 bandes spectrales en moyenne sur chacun des sous-domaines spectraux. On ne saurait finir sans citer les systèmes du fabricant Specim. Ce dernier propose plusieurs caméras hyperspectrales compactes opérant sur un domaine spectral allant du visible (380-800 nm) au lointain infrarouge (8-12 μm) avec une finesse en général supérieure à 150 (SPECIM, 2016).

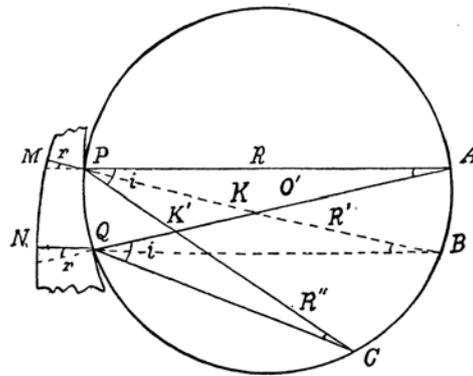


FIGURE 2.14: Prisme de Féry (FÉRY, 1911)

Lorsque l'élément dispersif est un prisme, il est possible de réduire l'encombrement de la caméra en transformant des dioptries plans du prisme en des dioptries à puissance par exemple. Cette idée a été proposée par Charles Féry en 1910 pour la conception de son spectrographe composé d'un prisme à faces courbes dont la face arrière est réfléchissante (cf. fig. 2.14), d'une fente et d'un détecteur (FÉRY, 1911). En positionnant la fente et le détecteur sur le cercle passant par les deux centres de courbures des faces

5. 0,2 mrad d'iFOV, 10° de FOV, 20 nm de résolution spectrale, 2,5 kg

6. LWIR-7,5-12 μm , 214 bandes spectrales, ouvert à F/1,6, 288 pixels de résolution spatiale, avec un NETD de 5 à 20°C pour des températures d'opération de 200 à 800°C , 1 kg, 5W

du prisme et dont le diamètre est égal au rayon de courbure de la première face, on obtient un spectromètre n'utilisant qu'un composant en lieu et place du schéma classique comportant une optique de collimation, un prisme plan et une optique de focalisation. Cette idée a par exemple été reprise en 2013 par l'équipe de Nie pour la conception d'un spectro-imageur. Toute la difficulté de cette conception porte sur l'optimisation de la courbure des faces du prisme afin de minimiser les aberrations et en particulier l'astigmatisme qui est assez marqué (NIE et al., 2013). Les auteurs n'ont présenté dans leur article qu'un schéma optique et à notre connaissance aucun prototype n'a été réalisé.

Un autre système miniature intéressant est celui de Kester et son équipe qui proposent un endoscope hyperspectral basé sur le principe de la spectro-imagerie intégrale de champ vue au premier chapitre. Cet endoscope est composé d'une optique de tête couplée à un paquet de fibres qui créent un ensemble de sous-images de la scène. L'image en sortie de ces fibres est ensuite agrandie d'un facteur 30 environ avant d'être réarrangée par un miroir découpeur de champ suivi d'une matrice de micro-prismes d'Amici et de lentilles (cf. fig. 2.15). Le miroir découpeur de champ est constitué de plusieurs blocs identiques comportant des miroirs orientés à différents angles. Chaque miroir redirige le faisceau incident vers une portion bien définie de la pupille qui est ensuite dispersé par un micro-prisme et imagé sur le détecteur par une micro-lentille sur le détecteur. Cette caméra couvre le domaine spectral visible (450-650 nm) avec une résolution spectrale de 4 à 10 nm, une résolution spatiale de 100 μm et peut mesurer des échantillons de 10 mm de dimension instantanément. Cette même équipe a développé une autre caméra sur ce principe pour des applications de microscopie hyperspectrale (GAO et al., 2010; GAO, KESTER et TKACZYK, 2009).

En résumé, plusieurs caméras hyperspectrales miniatures à base d'éléments dispersifs existent et le choix de l'élément dispersif à utiliser dépend surtout des performances que l'on souhaite obtenir. Les réseaux présentent l'avantage d'être moins épais et d'avoir un pouvoir de résolution plus élevé que les prismes puisque ce dernier dépend directement du nombre de traits du réseau au lieu de la dispersion de l'indice de réfraction. Cependant, leur efficacité de diffraction varie avec la longueur d'onde et les ordres non utilisés peuvent générer de la lumière parasite dans le système.

2.3 Exemples de caméras hyperspectrales compactes à transformée de Fourier

Pour présenter les caméras hyperspectrales compactes à transformée de Fourier (TF), nous allons distinguer deux catégories : la première concernera les caméras hyperspectrales non sensibles à la polarisation utilisant des composants réfléchissants ou réfractifs. Cette catégorie est dominée par des caméras utilisant un interféromètre de Michelson à miroir mobile mais très peu de systèmes vérifient les critères de compacité que nous avons définis au début du chapitre. La deuxième catégorie sera constituée de caméras dont le système optique comporte des composants de polarisation (lames à retard, milieux anisotropes, polariseurs.). Comme nous l'avons déjà évoqué au premier chapitre, les données de sortie de ce type de caméra constituent le cube interférométrique qui peut être construit par une acquisition instantanée ou multiple.

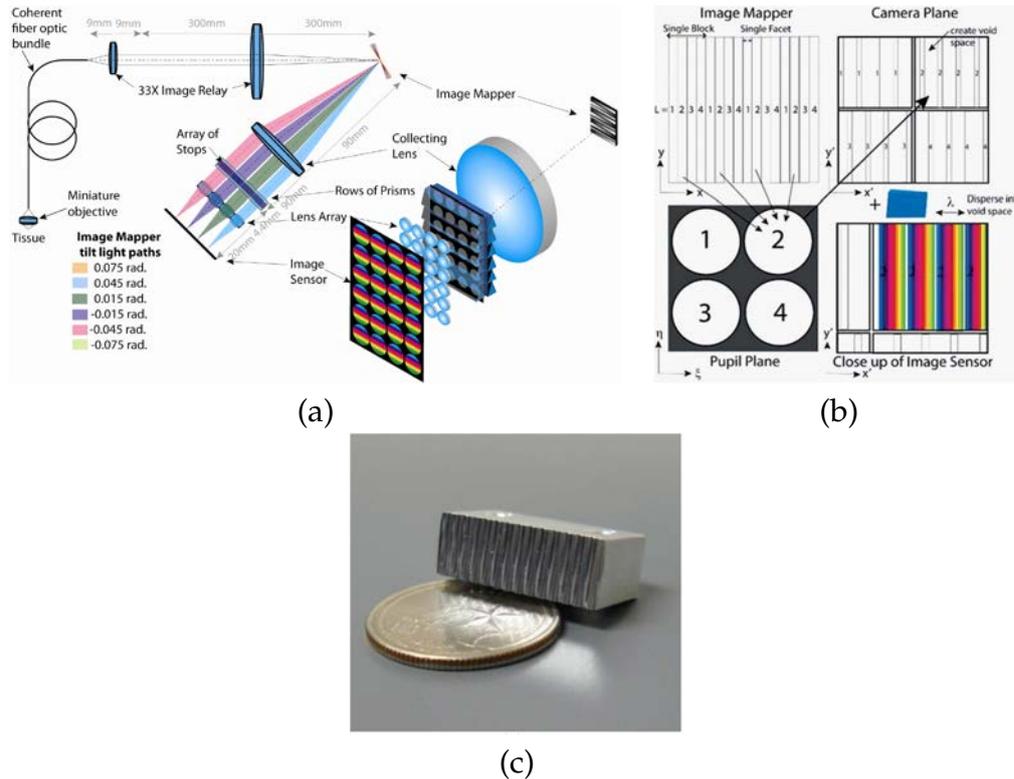


FIGURE 2.15: Endoscope hyperspectral à intégrale de champ : (a) et (b) principe instrumental, (c) miroir découpeur de champ, (KESTER et al., 2011 ; KESTER et al., 2010).

2.3.1 Exemples de caméras hyperspectrales compactes non sensibles à la polarisation

Dans cette catégorie, on retrouve majoritairement les caméras hyperspectrales utilisant un interféromètre à miroirs et de type Michelson ou Sagnac. En 2005, Minnett et Sellar ont montré les résultats obtenus en Arctique avec l'instrument HEHSI, basé sur un interféromètre de Sagnac (MINNETT et SELLAR, 2005). En 2008, Ferrec *et al.*, ont présenté l'instrument CaHyD (Caméra Hyperspectrale de Démonstration) dont le but était la validation de l'utilisation d'un interféromètre à décalage latéral pour de la spectro-imagerie par transformée de Fourier aéroportée. Cette caméra se compose d'un interféromètre à décalage latéral de type Michelson à dièdres qui crée des franges localisées à l'infini, d'un imageur qui superpose les franges d'interférences à la scène dans le plan image et d'un système de balayage qui assure le défilement de la scène sur le détecteur pour construire l'ensemble du cube interférométrique (FERREC, 2008). Cet instrument, présenté en figure 2.16, a été utilisé dans une campagne aéroportée de démonstration à Istres avec les caractéristiques suivantes : un iFOV de 0,25 mrad, une résolution spectrale de 4 nm à $\lambda = 500$ nm, un champ d'environ 14° , un domaine spectral de 400 nm à 1000 nm (FERREC et al., 2011). Précisons que dans ce cas-ci, les équipes de l'ONERA se sont servi du déplacement du porteur pour créer le défilement de la scène sur le détecteur.

Un autre concept de caméra hyperspectrale compacte utilisant un interféromètre à miroirs qu'il est intéressant de mentionner, est celui de Wang. Cette caméra utilise

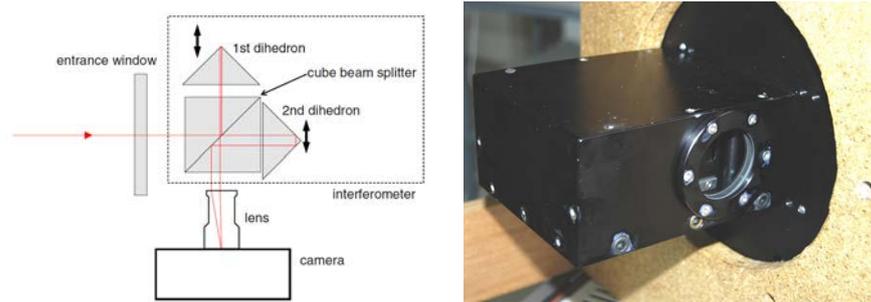


FIGURE 2.16: Cahyd, caméra hyperspectrale par TF statique utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres, l'interféromètre fait $14 \times 10 \times 7 \text{ cm}^3$ (FERREC et al., 2011).

un interféromètre de Michelson en configuration lame d'air et dont un des miroirs est micro-usiné en marches d'escalier. Un premier objectif permet de focaliser les rayons issus d'une scène située à l'infini dans les plans des miroirs. Les rayons transmis sont réfléchis par des marches du miroir structuré situées à différentes hauteurs de l'axe optique créant ainsi une variation de la différence de marche avec l'angle de champ (voir figure 2.17). L'ensemble du cube interférométrique est ensuite construit par rotation du miroir de balayage en entrée de l'instrument ou par défilement du porteur dans le cas d'une utilisation aéroportée (WANG et al., 2014).

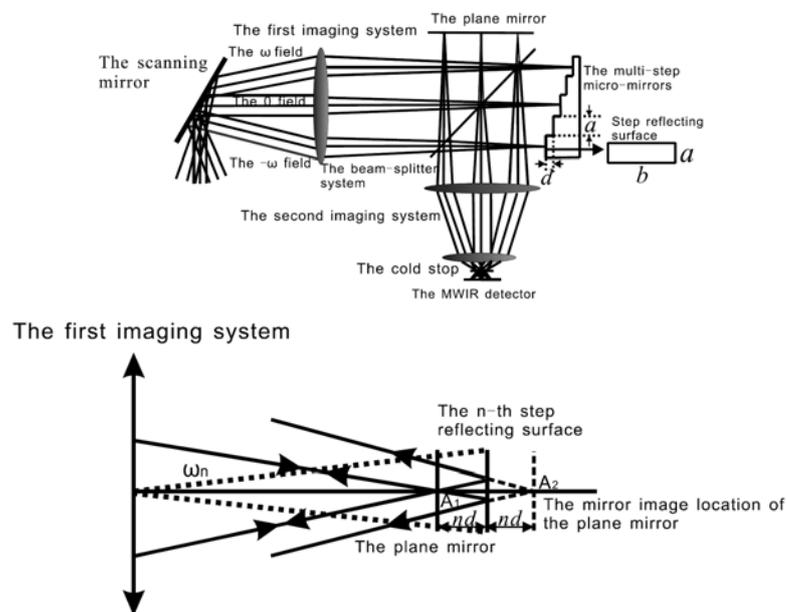


FIGURE 2.17: Caméra hyperspectrale à TF statique utilisant un interféromètre de Michelson à micro-miroirs, d'après (WANG et al., 2014).

Bien que le concept soit très intéressant, il possède cependant une limitation majeure qui concerne l'ouverture numérique. En effet, afin de maintenir la qualité image, l'épaisseur totale du miroir "mobile" doit être inférieure à la profondeur de foyer, ce qui se traduit par une valeur minimale pour le nombre d'ouverture (N) et qui augmente

avec l'épaisseur totale du miroir comme on peut le voir sur l'équation 2.1, limitant la valeur maximale du flux collecté par l'instrument :

$$N \geq \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{2e_{tot}}{\lambda_{min}}}, \quad (2.1)$$

avec e_{tot} , l'épaisseur totale du miroir et λ_{min} , la plus petite longueur d'onde transmise par le système optique.

En supposant que $\delta\sigma = \frac{1}{2\delta_{max}} = \frac{1}{4e_{tot}}$, et en notant $R = \frac{\sigma_{max}}{\delta\sigma}$, le pouvoir de résolution du spectro-imageur, la relation 2.1 devient $R \leq 8N^2$. On voit donc qu'il y a un compromis à faire entre l'ouverture de l'instrument et la résolution spectrale.

Un autre concept de caméra hyperspectrale compacte est celui des équipes de l'université de Kagawa au Japon. Leur idée est d'utiliser un interféromètre à division de front d'onde composé d'un miroir dont une partie est fixe et l'autre mobile, le déplacement se faisant dans une direction perpendiculaire au plan des miroirs (cf. 2.18).

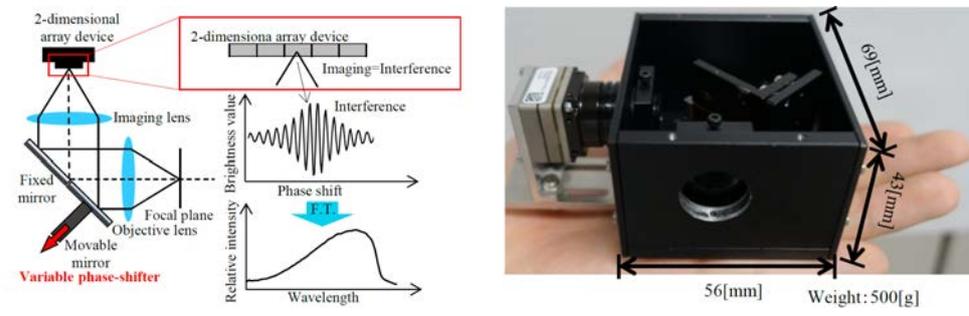


FIGURE 2.18: Caméra hyperspectrale à TF utilisant un interféromètre à division de front d'onde. D'après (FUJIWARA et al., 2015).

Ce montage est équivalent à un montage linéaire où il y aurait une épaisseur d'air supplémentaire sur une moitié de la pupille. Cette épaisseur supplémentaire crée une différence de marche entre les deux moitiés de la pupille qui interfèrent à l'infini et dont la figure d'interférence est constituée d'anneaux dits d'Haidinger (PÉREZ, 2004). Pour un petit champ de vue, on observe une portion des anneaux qui se présentent sous la forme de franges quasi-rectilignes et dont la position sur le détecteur est modifiée par la variation de l'épaisseur de la couche d'air (déplacement du miroir mobile).

Sur ce principe, il a été réalisé une caméra de démonstration dans le lointain infrarouge (8-14 μm) pour des applications d'imagerie hyperspectrale par moyens aéroportés légers. Ce démonstrateur a actuellement une résolution spectrale de 500 nm à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ et fait 500 g avec un bloc interférométrique de $69 \times 43 \times 56 \text{ mm}^3$ (ISHIMARU, KAWASHIMA et HOSONO, 2016; FUJIWARA et al., 2015).

Cette même équipe propose un autre système d'imagerie constitué d'une lentille qui collimate le faisceau issu d'une fente et le renvoie vers un interféromètre constitué d'une lame "retard" en verre qui introduit un retard de phase entre deux moitiés de la pupille grâce à une partie à faces parallèles et une partie prismatique superposées. Une lentille cylindrique image un point de la scène sur une ligne du détecteur en même temps que les franges d'interférence (cf. fig. 2.19). Ce concept de caméra n'est pas nouveau et avait déjà été proposé dans les années 90 par les équipes de l'Institut technologique de Floride (F.T.I) et de la société Kestrel Coporation. Celle-ci utilisait un interféromètre de Sagnac et était destinée à des applications d'imagerie hyperspectrale

aéroportée par avion léger ou satellite (OTTEN III et al., 1995; OTTEN III, SELLAR et RAFERT, 1995). La caméra de l'université de Kagawa quant à elle, vise des applications médicales et le prototype présenté transmet dans le visible (400-800 nm) avec une résolution spectrale de 10 nm environ à $\lambda = 632$ nm, la région observée par la caméra faisant $2880 \mu\text{m}$ par $6 \mu\text{m}$. En faisant la mise au point de l'optique de tête dans différents plans images selon l'axe optique, cette caméra peut ainsi reconstruire une image tri-dimensionnelle comportant les informations spectrales, les informations spatiales selon la direction longitudinale et selon la direction de la fente (SATO et al., 2016; SATO et al., 2013; ISHIMARU, KAWASHIMA et HOSONO, 2016).

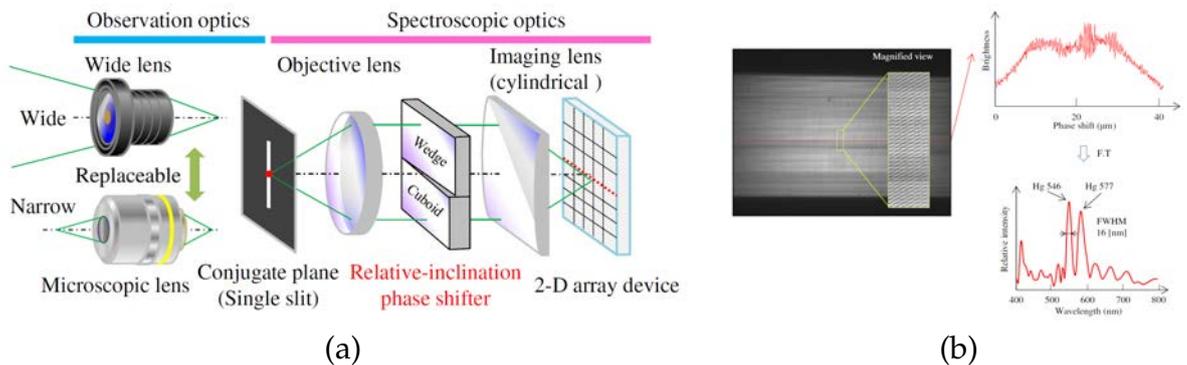


FIGURE 2.19: Caméra hyperspectrale confocale à TF statique; (a) principe instrumental, (b) exemple d'image brute et de spectres, d'après (SATO et al., 2016).

En 2009, les équipes de l'institut national de recherche météorologique italien (IN-RiM) ont démontré qu'il est possible de réaliser une caméra hyperspectrale à transformée de Fourier non pas avec un interféromètre à deux ondes mais en utilisant un interféromètre de Fabry-Perot associé à un filtre (voir fig. 2.20.a). Cet interféromètre n'est pas couramment utilisé en spectro-imagerie par transformée de Fourier à cause de la difficulté d'obtention de la différence de marche nulle car il faudrait coller mécaniquement les deux miroirs. Pour pallier cette difficulté, Zucco et son équipe proposent d'ajouter un filtre dont la bande passante est légèrement inférieure à une octave ce qui crée des zones où le spectre est nul qui sont ensuite utilisées pour retrouver la référence de l'espace des spectres (PISANI et ZUCCO, 2009). Toujours dans le but d'obtenir un fonctionnement se rapprochant de celui des interféromètres à deux ondes, les auteurs proposent d'utiliser une réflectivité de l'ordre de 20 % pour les miroirs permettant ainsi d'approcher la fonction d'Airy par une fonction sinusoïdale (ZUCCO et al., 2014).

La validation de ce concept a été faite par une série de mesures en laboratoire dont un exemple est présenté à la figure 2.20.b. Il s'agit du spectre avec une résolution spectrale de 2 nm à $\lambda = 532$ nm d'un filtre d'oxyde de didyme utilisé pour la fabrication de lunettes de soudeurs par exemple (PISANI et ZUCCO, 2009).

C'est également cette idée d'utiliser un interféromètre de Fabry-Perot comme approximation d'un interféromètre à deux ondes qui est à la base de l'instrument SUCCHI développé à l'université d'Hawaï dans le lointain infrarouge (8-14 μm) pour des applications de surveillance des volcans depuis l'espace (LUCEY et AKAGI, 2011; CRITES et al., 2013).

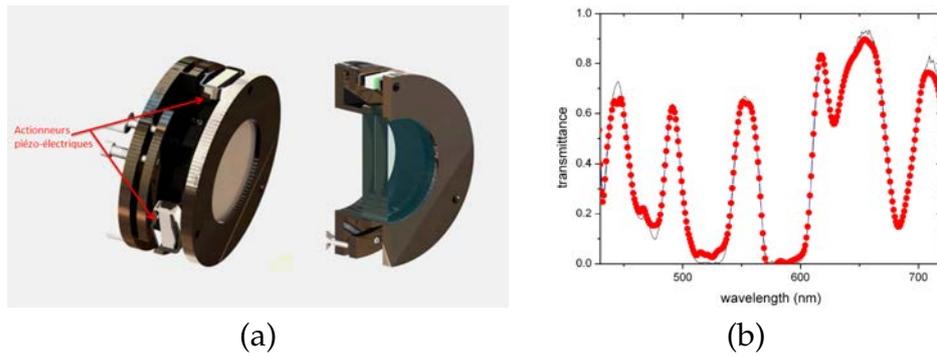


FIGURE 2.20: Caméra hyperspectrale à TF temporelle utilisant un interféromètre de Fabry-Perot. (a) Schéma de l'interféromètre, (b) exemple de résultat. On a en pointillés rouges, le spectre d'un filtre optique obtenu avec la caméra à interféromètre de Fabry-Perot et en trait plein, le spectre de référence (PISANI et ZUCCO, 2009).

2.3.2 Exemples de caméras hyperspectrales compactes sensibles à la polarisation

Cette catégorie regroupe les caméras utilisant des composants de polarisation afin de générer des interférences à deux ondes. L'interféromètre de ce type de caméras est composé d'un milieu anisotrope, principalement une lame biréfringente ou plus récemment une cellule de cristaux liquides, et de polariseurs. Les polariseurs, situés de part et d'autre du milieu anisotrope, sont croisés et orientés à 45° des axes neutres du milieu anisotrope afin de maximiser le contraste des franges d'interférences. Dans la suite du manuscrit l'existence de ces polariseurs autour du milieu anisotrope sera sous-entendue lorsqu'on parlera d'interféromètre biréfringent. Actuellement, il n'existe pas de caméra hyperspectrale commerciale sur ce principe ; de ce fait, nous allons surtout présenter différents concepts d'instruments de laboratoire et dont les dimensions et le poids ne sont en général pas optimisés.

Un exemple de caméra hyperspectrale à transformée de Fourier utilisant un interféromètre à cristaux liquides est celui de Hegyi dont le principe instrumental est présenté en figure 2.21 (HEGYI et MARTINI, 2015a).

Le bloc interférométrique est constitué de deux couches de cristaux liquides orientées à 45° de la normale au dioptre d'entrée et symétriques par rapport à l'interface séparant les deux couches (voir fig 2.21.b, en bas à gauche). Cette configuration permet de réduire la dépendance de la différence de marche avec l'angle de champ qui existe dans une configuration à une couche et de s'assurer que l'ensemble des points du champ aient le même état d'interférence (voir fig. 2.21.b, en haut). L'ensemble du cube interférométrique est acquis temporellement par variation de la tension appliquée aux électrodes. Le prototype qui a été réalisé pour valider le concept est très compact comme on peut le voir sur la figure 2.21.a et transmet sur le domaine de longueur d'onde allant de 400 nm à 1000 nm avec une résolution spectrale de 555 cm^{-1} (14 nm à $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$) en moyenne (HEGYI et MARTINI, 2015a ; HEGYI et MARTINI, 2015b).

Concernant les caméras hyperspectrales utilisant des lames biréfringentes, nous allons les distinguer par le type d'acquisition du cube hyperspectral à savoir le mode "snapshot", le mode temporel et le mode statique. Les configurations d'interféromètres

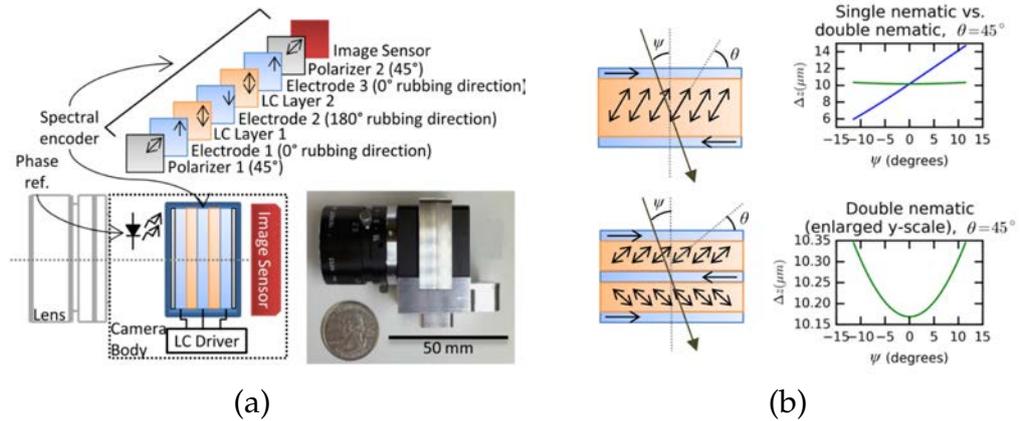


FIGURE 2.21: Caméra hyperspectrale à TF temporelle à cristaux liquides, d'après (HEGYI et MARTINI, 2015a).

biréfringents les plus courantes sont présentées en figure 2.22.

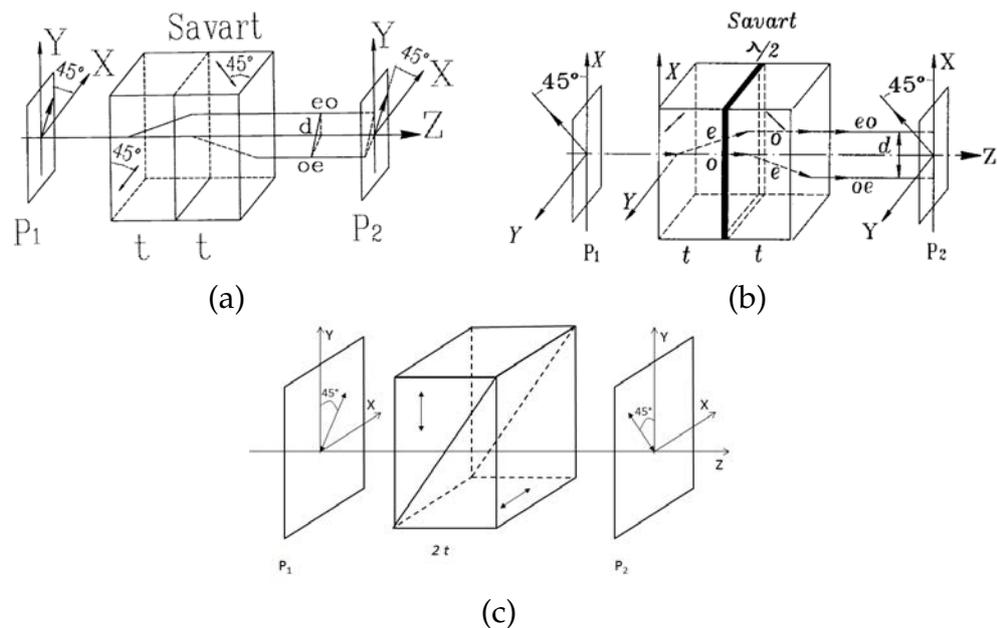


FIGURE 2.22: Exemples d'interféromètres biréfringents : (a) Interféromètre de Savart constitué de deux lames biréfringentes d'égale épaisseur et dont les axes optiques (doubles flèches) sont orientés à 45° dans les plans YZ et XZ (ZHANG, BIN et ZHAO, 2000); (b) Interféromètre de Savart modifié par Françon, les deux lames biréfringentes d'égale épaisseur sont séparées par une lame demi-onde et leurs axes optiques (doubles flèches) sont orientés à 45° et -45° dans le plan XZ (ZHANG, ZHAO et XIANGLI, 2004). (c) Prisme de Wollaston constitué de deux prismes biréfringents tête-bêche et dont les axes optiques sont respectivement orientés à 0° et 90°

Dans le mode d'acquisition "snapshot", l'idée, pour rappel, est d'acquérir l'ensemble du cube interférométrique en une fois, ce qui implique que l'ensemble des points dans le champ de vue de la caméra doivent être modulés à toutes les différences de marche de l'interféromètre simultanément. Pour ce faire, Kudenov et Dereniak proposent de

découper la pupille de l'instrument en plusieurs sous-pupilles grâce à une matrice de micro-lentilles et d'utiliser un interféromètre biréfringent dont la différence de marche dépend de la hauteur d'impact, par exemple un prisme de Nomarski ou Wollaston (KUDENOV et DERENIAK, 2011 ; KUDENOV et DERENIAK, 2012).

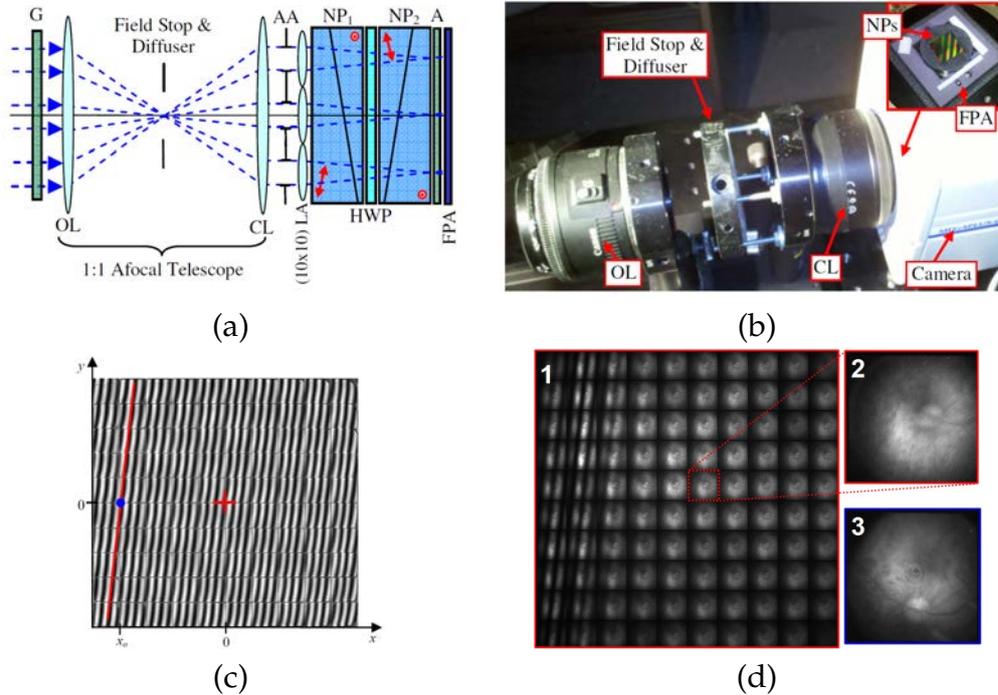


FIGURE 2.23: SHIFT, caméra hyperspectrale TF à acquisition "snapshot". (a) Exemple de schéma optique et sa réalisation (b). On peut voir les franges que l'on obtient en illumination cohérente avec un laser HeNe (c), la croix représente le centre du détecteur et le point la position de la frange zéro obtenue en illumination incohérente. En (d) on a un exemple de cube interférométrique brut obtenu dans le cadre de l'imagerie hyperspectrale de la rétine (KUDENOV et DERENIAK, 2012).

Selon le type d'interféromètre utilisé, le schéma optique doit être modifié à cause de la position du plan de localisation des franges. En effet, contrairement à celui du Nomarski, le plan de localisation des franges du Wollaston étant virtuel, il y a besoin d'une optique de relais afin de l'imager sur le détecteur, ce qui augmente l'encombrement total du système. Comme on peut le voir sur la figure 2.23, la caméra hyperspectrale qui n'est actuellement qu'au stade de prototype de laboratoire est déjà très compacte puisque sur l'image 2.23.a, la focale des micro-lentilles est de 4,6 mm et le plan focal fait 2048 x 2048 pixels de 7,4 μm , ce qui donne des dimensions approximatives du bloc interférométrique de 15 x 15 x 5 mm^3 . Ce prototype fonctionne dans le visible (400 - 750 nm) avec une résolution spectrale moyenne de 555 cm^{-1} et spatiale de 1,6 mrad et un champ total de 10° .

Dans le mode d'acquisition temporel, la scène observée par l'instrument reste fixe et c'est la figure de franges d'interférences qui est déplacée pour balayer la scène; ce balayage est en général créé par le déplacement d'une pièce de l'interféromètre biréfringent.

Harvey et son équipe ont présenté en 2004 un concept de caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre biréfringent composé de deux prismes de Wollaston identiques en calcite et transmettant dans le visible-proche infrarouge (400 - 2300 nm). Le déplacement des franges d'interférences dans le plan image s'effectue par le déplacement du deuxième prisme selon la direction verticale (x) comme on peut le voir sur la figure 2.24.a (HARVEY et FLETCHER-HOLMES, 2004). Ce principe instrumental a été repris par les équipes de l'université d'Arizona, dans l'infrarouge (1,5-5 μm) en 2011 pour en faire une caméra specro-polarimétrique (CRAVEN et al., 2010; CRAVEN-JONES et al., 2011). Ainsi, il a été ajouté, au schéma de la figure 2.24.a, des lames à retard afin d'ajouter une fonction polarimétrique (GOLDSTEIN, 2016) à l'instrument. De même, Mu et son équipe ont présenté en 2009, un concept de caméra hyperspectrale, inspiré du compensateur de Babinet et utilisant un interféromètre biréfringent de type Savart d'épaisseur variable. Sur la figure 2.24.b, on peut voir que le déplacement des franges d'interférences dans le plan image s'effectue par le déplacement du deuxième prisme de l'interféromètre le long de son hypoténuse (MU, ZHANG et ZHAO, 2009).

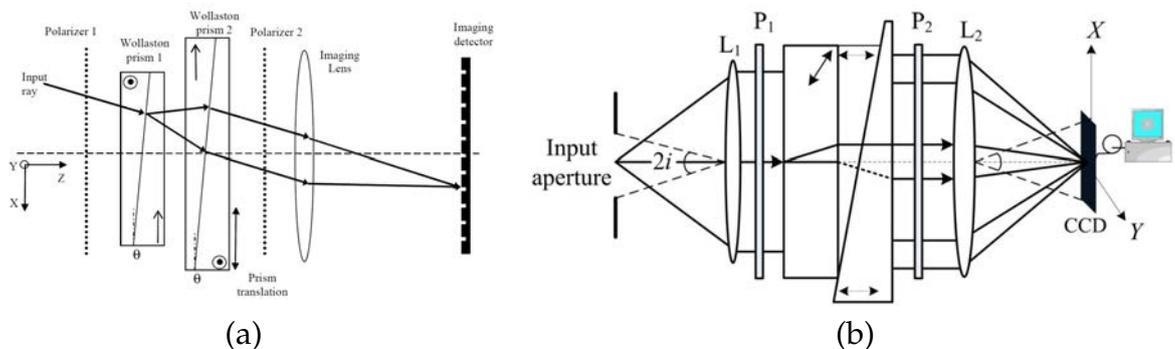


FIGURE 2.24: Exemples de caméras hyperspectrales biréfringentes à TF temporelles. (a) Concept de Harvey et Fletcher-Holmes, le deuxième prisme de Wollaston est translaté selon X pour déplacer les franges dans le plan du détecteur. (b) Concept de Mu et al. La deuxième lame du Savart est découpée en deux prismes dont l'un est mobile pour créer une variation de l'épaisseur totale de l'interféromètre, ce qui résulte en un déplacement des franges dans le plan image (MU, ZHANG et ZHAO, 2009).

La dernière catégorie de caméras biréfringentes à transformée de Fourier est celle où le mode d'acquisition est statique. Ici, la figure d'interférence est fixe sur le détecteur et la construction du cube interférométrique se fait par défilement de la scène d'intérêt sur le détecteur. L'acquisition est donc bien temporelle mais l'interféromètre est statique contrairement au cas précédent. Les systèmes se composent en général d'un interféromètre biréfringent de type Savart (ZHANG, BIN et ZHAO, 2000; ZHAN et al., 2002), Savart modifié (ZHANG, ZHAO et XIANGLI, 2004) ou encore une combinaison de prismes de Wollaston (voir figure 2.22). En 2013, Li et son équipe ont repris le double Wollaston de la figure 2.24.a pour en faire une caméra hyperspectrale à résolution spectrale variable (LI et al., 2013). Ceci est rendu possible par le déplacement d'un des prismes par rapport à l'autre selon la direction longitudinale. Cette opération permet d'augmenter ou de réduire la distance de propagation des rayons dans l'air et en conséquence d'accroître ou de diminuer le déplacement latéral d , voir la figure 2.25. Une telle caméra possède l'avantage de permettre à l'utilisateur de choisir la résolution

spectrale de travail ce qui peut être utile pour augmenter le rapport signal à bruit dans le cas d'observation de scènes à faible flux.

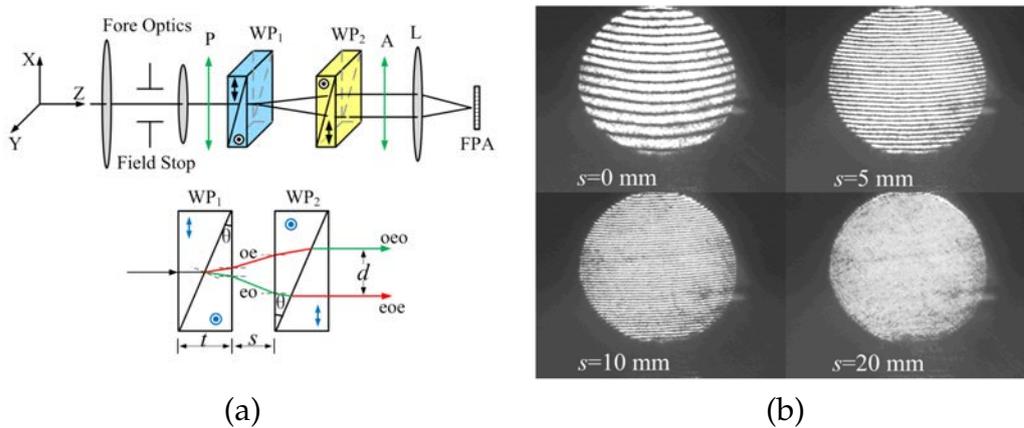


FIGURE 2.25: Concept de caméra hyperspectrale biréfringente à résolution spectrale variable (LI et al., 2013). (a) Schéma de principe (b) Exemple de figures de franges d'interférence obtenues en fonction de la distance de déplacement.

Au début de cette partie nous avons dit qu'un interféromètre biréfringent comportait un milieu biréfringent et des polariseurs, mais la structure de ces derniers n'a pas été évoquée. En général, ils sont constitués soit de grilles métalliques ou organiques (polaroid), soit de cristaux dichroïques qui absorbent une direction de polarisation de l'onde incidente, soit de milieux anisotropes qui comme on l'a vu décomposent toute onde incidente en deux ondes polarisées orthogonalement. Ce sont ces derniers qu'utilisent Mu *et al* pour le spectro-polarimètre imageur par TF statique présenté en figure 2.26.

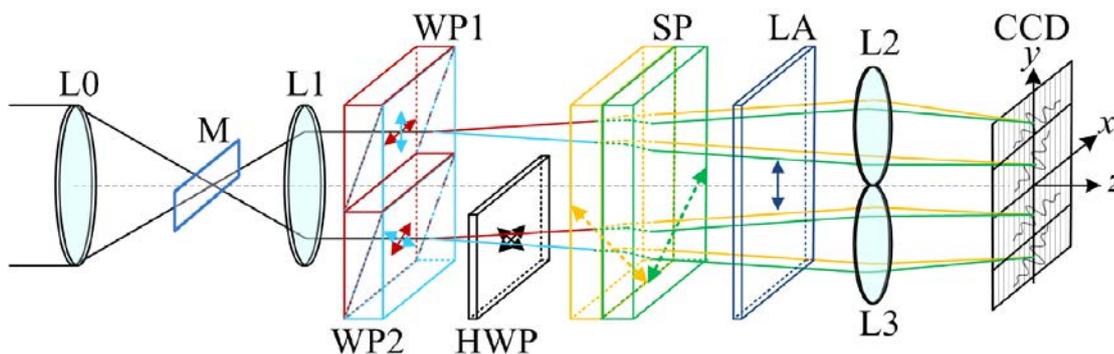


FIGURE 2.26: Exemple de concept de caméra hyperspectrale birefringente à TF statique utilisant un prisme de Wollaston comme polariseur (MU et al., 2012a).

Ce spectro-polarimètre imageur utilise, comme polariseur d'entrée, deux prismes de Wollaston qui découpent la pupille en deux sous-pupilles et dont les orientations des axes optiques sont à 0° et 90° de l'axe x pour le premier et à $\pm 45^\circ$ pour le second (cf. fig 2.26). Ceci permet de générer, pour un faisceau incident donné, quatre faisceaux

ayant les états de polarisation nécessaires au calcul du vecteur de Stokes et imagés sur quatre régions du détecteur. La dimension spectrale est obtenue en faisant interférer les faisceaux dédoublés par les lames de Savart sur le détecteur. Ce principe peut aussi être utilisé dans un contexte d'imagerie hyperspectrale pure en n'utilisant qu'un prisme de Wollaston comme polariseur d'entrée afin de ne mesurer que les interférogrammes pour des polarisations en entrée des lames de Savart à 0° et 90° (MU et al., 2012b). Les principales limites de tels systèmes portent sur la gestion du chromatisme dans les prismes de Wollaston (l'angle de déviation des rayons étant chromatique), les lames de Savart (variation chromatique du décalage latéral) et la lame demi-onde (variation chromatique du retard de phase).

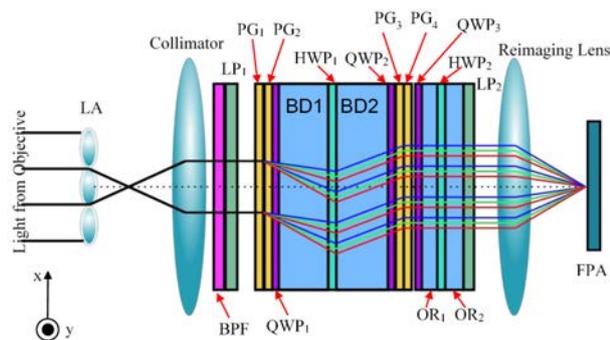


FIGURE 2.27: Exemple de concept de caméra hyperspectrale biréfringente à hétérodynage spatial (MAIONE et al., 2016). LA= matrice de microlentilles, BPF= filtre passe-bande, LP_i = polariseur linéaire, PG_i = réseau polarisant, QWP_i = lame quart d'onde, HWP_i = lame demi onde, OR_i = lame retard, FPA= détecteur matriciel.

Enfin, il est important de mentionner le concept de caméra hyperspectrale biréfringente à TF à hétérodynage spatial de Maione qui combine un interféromètre de Savart modifié et un réseau (MAIONE et al., 2016). Ce réseau à base de cristaux liquides est sensible à la polarisation et diffracte les ordres +1 et -1 en les polarisant circulairement lorsque la polarisation du faisceau en entrée est linéaire, d'où l'existence de lames quart d'onde avant les lames de Savart modifié dans le schéma optique de la caméra présenté en figure 2.27. L'ordre zéro est quant à lui fortement atténué (OH et ESCUTI, 2008 ; KUDENOV et al., 2012b). Un premier prototype a été assemblé et utilisé, dans un cadre de démonstration de faisabilité, pour détecter du potassium dans la flamme d'une petite fusée de type Estes.

Précisons que quelque soit le mode d'acquisition, la fabrication de ces interféromètres à base de prisme de Wollaston avec de grandes ouvertures (au delà de 30 mm) avec une bonne qualité optique (homogénéité, qualité de surface) sur tout le composant, étant très coûteuse voire impossible, on peut recourir à l'idée de Komisarek d'utiliser un empilement de prismes (KOMISAREK et al., 2004). L'idée est d'empiler des portions de prisme de manière à couvrir, en continu, une plage de différences de marche plus grande en découpant la pupille. Cette idée a été mise en pratique par Gao pour concevoir un banc d'imagerie hyperspectrale (voir figure 2.28.c). Ce système d'imagerie utilise une fente pour imager une ligne de la scène, viennent à la suite un empilement de deux prismes biréfringents et une lentille qui conjugue le plan de localisation

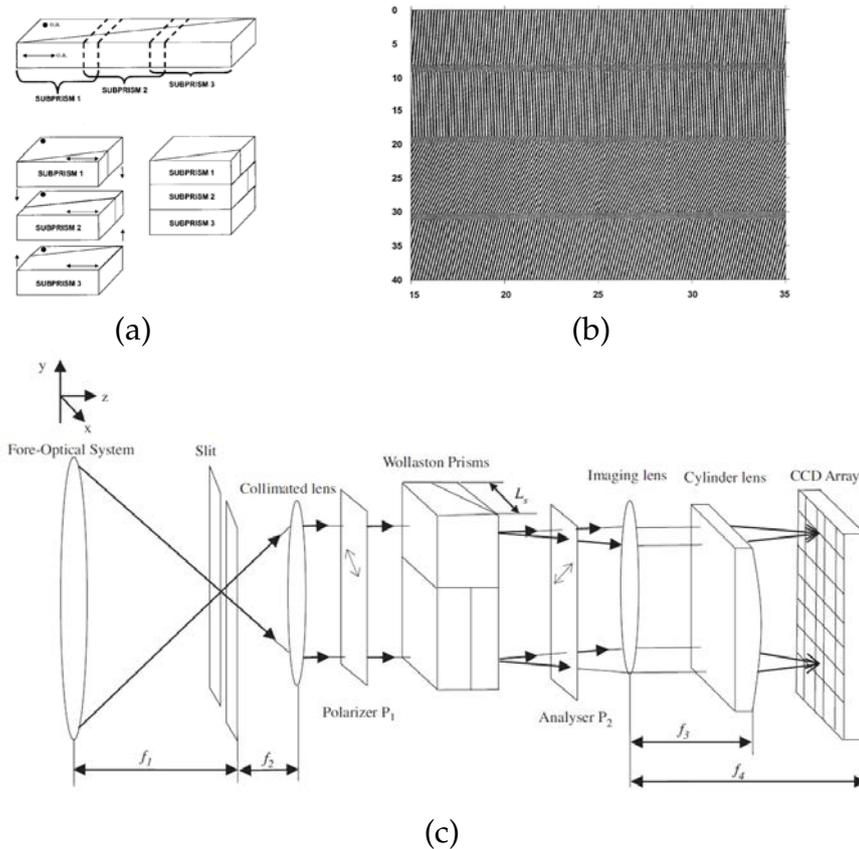


FIGURE 2.28: Exemple de concepts de caméras hyperspectrales birefringentes à TF statique (KOMISAREK et al., 2004). (a) Principe de l'empilement, la découpe du prisme est faite pour avoir un recouvrement des différences de marche à chaque étage de manière assurer une continuité. (b) Exemple de franges pour un empilement de 4 prismes. (c) Exemple de montage hyperspectral, (GAO et al., 2011)

des franges avec le détecteur et une lentille cylindrique qui fait l'image du point sur une colonne du détecteur (GAO et al., 2011).

2.3.3 Conclusion

En somme, les concepteurs de caméras hyperspectrales à transformée de Fourier compactes utilisent des interféromètres inspirés des interféromètres classiques à division d'amplitude (Michelson), de front d'onde (miroirs de Fresnel) ou de polarisation (lame de Savart ou prisme de Wollaston). Dans le cas des interféromètres à séparation de polarisation, des fonctions supplémentaires de polarimétrie sont quelque fois ajoutées à la spectro-imagerie. Enfin, on constate cependant qu'en terme de performances spectrales et spatiales, ces caméras hyperspectrales se situent au milieu de l'échelle ce qui explique en partie pourquoi il n'existe pas, pour le moment, de caméras compactes développées par les grands acteurs du secteurs tels que Bruker, ABB ou Telops. Toutefois le fabricant Telops fait un pas vers le domaine des caméras compactes et a

récemment lancé la commercialisation en 2016 d'une caméra hyperspectrale à transformée de Fourier relativement compacte (7 kg) fonctionnant dans le moyen infrarouge et lointain infrarouge avec une résolution spectrale de 1 à 32 cm^{-1} .

2.4 Exemples d'autres caméras hyperspectrales à sortie multiplexée

Cette catégorie de caméras regroupe les spectro-tomographes imageurs, les caméras à lentilles diffractives et les caméras à codage d'ouverture, mais pour ces dernières, nous n'avons pas trouvé d'exemple d'instruments compact abouti.

Concernant les caméras à lentilles diffractives, on peut citer la caméra de Cu-Nguyen qui se situe à la frontière des systèmes multispectraux et hyperspectraux. Cette caméra utilise une lentille liquide dont la focale est modifiée par l'application d'un champ magnétique qui fait varier la pression du liquide, et un réseau de diffraction qui peut être déformable ou non (CU-NGUYEN et al., 2013; CU-NGUYEN et al., 2016).

L'originalité de cette caméra réside dans l'utilisation de la technologie des MEMS pour la fabrication des composants opto-mécaniques, ce qui réduit considérablement son volume, comme on peut le voir sur la figure 2.29, tout en maintenant des performances relativement élevées puisque cette caméra couvre un domaine spectral allant de 450 nm à 900 nm avec une résolution spectrale moyenne de 13 nm.

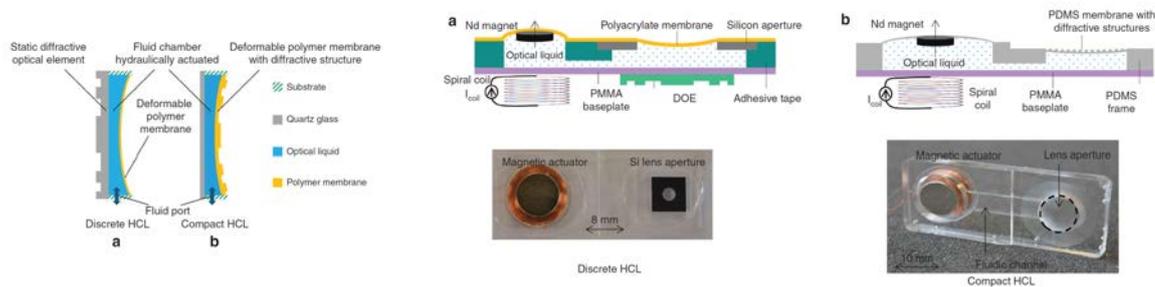


FIGURE 2.29: Caméra hyperspectrale compacte à lentille diffractive, deux schémas sont possibles : dans le premier (a) le réseau diffractif est déposé sous la lentille liquide et sa courbure est inchangée, dans le second schéma le réseau est déposé sur le dioptré de la lentille et sa courbure varie en même temps que celle de la lentille liquide, (CU-NGUYEN et al., 2016)

Concernant les spectro-tomographes imageurs, Kudenov a récemment repris l'idée de Descour d'utiliser un réseau de diffraction 2D afin de créer les différentes projections de l'objet. L'instrument, CTIS (DESCOUR et DERENIAK, 1995; DESCOUR et al., 1997), qui avait été créé sur ce principe n'utilisait pas de manière optimale l'ensemble des pixels du détecteur et générait, pour certaines directions, des projections redondantes. Kudenov propose de transformer le prisme du schéma de Descour, en un "grism" radial afin d'optimiser l'utilisation des pixels et d'améliorer la résolution spectrale de l'instrument. Cette nouvelle conception, présentée à la figure 2.30, permet d'améliorer le bilan radiométrique ainsi que la résolution spectrale d'un facteur trois de la caméra qui est au stade de prototype de laboratoire (KUDENOV et al., 2012a).

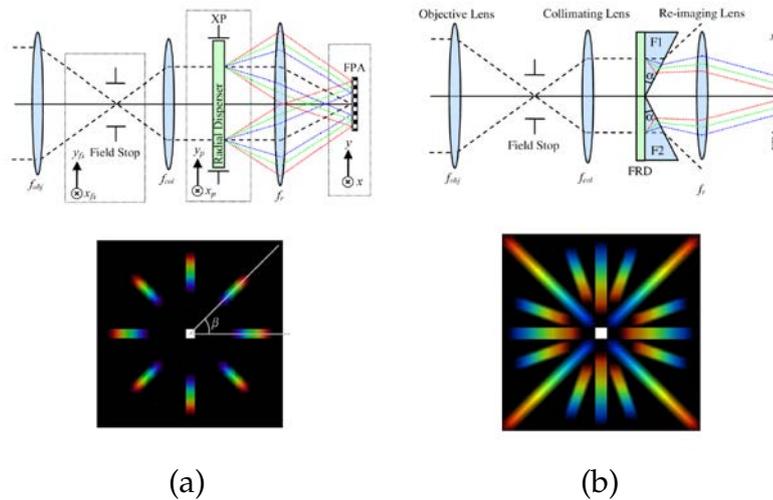


FIGURE 2.30: Caméras hyperspectrales tomographiques : (a) Schéma de Des-cour *et al.*, (b) Schéma de Kudenov *et al.* (KUDENOV *et al.*, 2012a)

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, il a été présenté plusieurs caméras hyperspectrales compactes utilisant les divers principes instrumentaux décrits au chapitre 1. La compacité de ces caméras provient en grande partie de l'adaptation des techniques de fabrications héritées de l'industrie des microprocesseurs telles que la lithographie, le micro-usinage ou le dépôt de couches minces. Grâce à ces procédés, de nouveaux composants tels que des MOEMS ou des filtres interférentiels aux performances rehaussées font leur apparition dans la conception de caméras hyperspectrales miniatures. La conception optique contribue également à réduire l'encombrement des systèmes en recourant à des systèmes "pliés" au lieu des systèmes à montage linéaire, en fonctionnalisant certains dioptries comme dans le cas du prisme courbe ou le réseaux concave, ou encore en utilisant des composants optiques inhabituels pour ce domaine d'applications (milieux anisotropes, lentilles liquides). On a donc une multitude de caméras compactes dont les performances sont intimement liées au principe instrumental utilisé. Par ailleurs, dans le but d'améliorer les performances du système, plusieurs principes instrumentaux sont quelques fois associés, on peut citer à titre d'exemple la combinaison filtres et prismes ou encore de la transformée de Fourier et d'un réseau de diffraction afin d'améliorer la qualité de l'information spectrale. La conception d'une caméra hyperspectrale compacte reste donc un domaine ouvert où aucune solution ne s'impose aux autres.

Conclusion

Les imageurs hyperspectraux se classent en deux grandes familles, celles des systèmes actifs et celles des systèmes passifs.

En imagerie hyperspectrale active, les instruments comportent soit une source monochromatique accordable de type oscillateur paramétrique optique ou laser à cascade quantique pour construire le cube hyperspectral par acquisition d'une succession d'images à différentes longueurs d'onde, soit une source polychromatique à impulsion. Ces derniers sont utilisés dans un montage de spectro-imagerie à transformée de Fourier utilisant un interféromètre de Michelson et dont les données de sortie doivent être démultiplexées pour obtenir le cube hyperspectral. Actuellement, les caméras d'imagerie hyperspectrale active sont en mesure de proposer des résolutions spectrales allant du dixième à la dizaine de cm^{-1} , et des champs de vue de l'ordre de quelques degrés.

Tout comme les systèmes d'imagerie hyperspectrale active, les caméras hyperspectrales passives se classent sous deux familles en fonction du type de données en sortie. Dans la famille des caméras hyperspectrales à sortie directe, on retrouve les systèmes à prisme, à réseau et à filtre qui représentent la majorité des systèmes commerciaux actuels. La deuxième famille rassemble les caméras à sortie multiplexée où on retrouve les caméras hyperspectrales à transformée de Fourier, à codage d'ouverture et les spectro-tomographes imageurs. Chaque membre de ces familles comportant à son tour plusieurs catégories, on a donc une longue liste des méthodes d'acquisitions du cube hyperspectral où chaque élément possède des avantages qui lui sont spécifiques. De ce fait, une méthode d'acquisition sera choisie selon les critères de domaine spectral, de résolution spatiale et spectrale, de champ de vue, d'encombrement et de poids ainsi que d'autres paramètres tels que le rapport signal à bruit, la fréquence d'acquisition, la quantité de lumière parasite ou la puissance électrique consommée. Afin de répondre au besoin de miniaturisation, plusieurs solutions sont possibles. Les concepteurs font appel à la fonctionnalisation des dioptrés (réseau concave, prisme de Féry) afin de réduire le nombre de composants optiques, ils utilisent des techniques de fabrication issues de l'industrie des microprocesseurs (lithographie, micro-usinage) pour miniaturiser les composants optiques et les intégrer directement au détecteur ou encore utilisent des matériaux non conventionnels (cristaux liquides dispersés dans des polymères, milieux anisotropes). Ils sont donc actuellement en mesure de proposer un ensemble de caméras hyperspectrales extrêmement compactes utilisant n'importe quelle méthode d'acquisition passive mentionnée ci-dessus. Cependant, cette miniaturisation nécessite en général de trouver un compromis entre les autres performances du système et les critères de poids et d'encombrement.

Deuxième partie

Conception d'un spectro-imageur compact dans l'infrarouge

Introduction

Les récentes avancées sur la durée de vol et du coût des drones ont considérablement augmenté leur utilisation tant dans le domaine civil que militaire. Cet engouement engendre à son tour la hausse de la demande de petits capteurs en tout genre, y compris les capteurs d'imagerie hyperspectrale. L'imagerie hyperspectrale s'avère intéressante car celle-ci est non-invasive et non-destructive. Ces systèmes peuvent être organisés selon leurs performances. Comme nous l'avons vu précédemment, les systèmes hautes performances sont généralement très volumineux et coûteux. Notre objectif est de développer une caméra hyperspectrale infrarouge compacte pour des applications d'imagerie par drone ou porteur léger en nous situant dans la catégorie des systèmes de moyennes performances à savoir : un pouvoir de résolution de 200 et une résolution spatiale de l'ordre du milliradian. Ces performances nous permettent de viser les domaines applicatifs tels que la détection de gaz, la détection de véhicules militaires, la surveillance d'ouvrages (barrages, pipelines) ou encore l'agriculture.

Dans un premier temps, nous expliquerons pourquoi les interféromètres biréfringents nous ont paru la technique d'acquisition la plus appropriée pour notre application parmi celles présentées dans la partie précédente. Ceci fera l'objet du premier chapitre. Les deuxième et troisième chapitres seront consacrés à l'étude théorique et à la modélisation numérique des interféromètres biréfringents. Enfin le dernier chapitre portera sur le dimensionnement de caméras hyperspectrales compactes dans le moyen et le lointain infrarouge. Pour cela, nous établirons dans un premier temps la liste des matériaux disponibles ainsi que leur biréfringence. Ensuite, nous étudierons les combinaisons de lames pour déterminer les configurations optimales et nous nous servirons de ces configurations pour définir les spécifications de fabrication de quatre familles de caméras.

Chapitre 1

Choix d'un concept instrumental et d'un axe de miniaturisation

Parmi les conclusions de la première partie, nous retiendrons qu'il existe de nombreuses techniques instrumentales d'acquisition du cube hyperspectral et que le choix d'une technique se fait en prenant en compte les spécifications de l'instrument que l'on souhaite réaliser. Ainsi, il est intéressant de rappeler les objectifs de la thèse qui sont de concevoir, réaliser et tester une caméra hyperspectrale infrarouge compacte afin d'être embarquée sur drone ou porteur léger, ceci afin de mieux comprendre le raisonnement qui a été mis en œuvre pour choisir le concept instrumental ainsi que les méthodes de miniaturisation. Dans la partie portant sur le choix du concept instrumental, nous allons reprendre les méthodes d'acquisition vues en première partie et analyser si elles peuvent être utilisées ou non pour atteindre nos objectifs. Une fois le concept instrumental sélectionné, nous présenterons les possibilités de miniaturisation.

1.1 Choix de la spectro-imagerie par transformée de Fourier comme technique d'acquisition des données hyperspectrales

Pour rappel, on peut regrouper les caméras hyperspectrales sous deux catégories selon le type de données de sortie, à savoir sortie directe ou multiplexée. Les caméras hyperspectrales à sortie directe utilisent soit un élément dispersif (prisme ou réseau) soit un filtre (principalement un filtre à cristaux liquides, un filtre acousto-optique, un filtre de Fabry-Perot accordable ou un filtre linéairement variable). Les caméras hyperspectrales à sortie multiplexée utilisent principalement soit un interféromètre à deux ondes, soit un masque bi-dimensionnel ou encore un spectro-tomographe (prisme à vision directe rotatif ou réseau de diffraction bi-dimensionnel). Afin de choisir le concept instrumental, nous allons dans un premier temps procéder par élimination sur les critères du domaine spectral, d'optimisation du flux lumineux collecté, de simplicité et robustesse du montage optique.

1.1.1 Effets du domaine spectral

Notre but est de concevoir une caméra hyperspectrale dans l'infrarouge moyen et lointain. Cette spécification élimine d'emblée les filtres à cristaux liquides qui sont opaques dans ces domaines spectraux à ce jour. Le domaine de l'infrarouge élimine

également les méthodes d'acquisition nécessitant de grands plans focaux. En effet, les dimensions maximales des détecteurs infrarouges refroidis actuellement sur étagère étant autour de 1280 x 1024 pixels (SOFRADIR, 2016)¹, et 1024 x 768 pixels (SCD, 2016; DRS TECHNOLOGIES, 2016b; ULIS, 2016) environ pour les détecteurs non refroidis, l'utilisation de techniques d'acquisition instantanée comme celle mise en œuvre par Bodkin Design & Engineering pour les caméras "Hyper Pixel Array" ou encore les spectro-imageurs tomographiques à réseaux bi-dimensionnels réduirait considérablement les résolutions spatiale et spectrale de la caméra infrarouge.

1.1.2 Optimisation du flux collecté

L'existence d'une fente dans le montage d'une caméra hyperspectrale a pour inconvénient d'une part de réduire sensiblement la quantité de lumière entrant dans le système et d'autre part d'affecter la résolution spectrale dans le cas des caméras utilisant un élément dispersif. La résolution spectrale est définie soit par la diffraction lorsque l'image de la fente donnée par le dispositif, supposée sans aberrations, est plus petite que la réponse impulsionnelle du système, soit par la dite image dans le cas contraire. Dans cette dernière situation, la résolution spectrale se définit comme étant le rapport de la largeur de l'image de la fente et la dispersion linéique D_l qui traduit la variation de l'angle de dispersion avec la longueur d'onde calculée dans le plan image et dont les expressions pour le prisme et le réseau sont données par l'équation 1.1.

$$D_l = f \cdot \frac{dD}{d\lambda} = f \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{\sin(A)}{\cos(r)\cos(i')} \quad D_l = f \cdot \frac{dD}{d\lambda} \approx f \cdot \frac{m}{a_{\text{réseau}} \cdot \cos \theta_m} \quad (1.1)$$

Avec n et A , l'indice de réfraction et l'angle du prisme, r et i' , les angles de réfraction sur les dioptries du prisme, m , θ_m , l'ordre et l'angle de diffraction, $a_{\text{réseau}}$, le pas du réseau.

De ce fait, il existe un compromis à déterminer entre la largeur de la fente et la résolution spectrale du système puisque pour améliorer la résolution spectrale de ce type de caméra hyperspectrale, il faudrait diminuer la largeur de la fente d'entrée, ce qui revient à limiter la quantité de lumière entrant dans le système.

De même, l'existence d'un filtre dans le montage optique réduit considérablement le flux lumineux. En effet, la résolution spectrale est directement reliée à la largeur de la bande passante du filtre et donc à la quantité de flux transmis par le filtre.

Dans le cas de la caméra hyperspectrale à transformée de Fourier, il est possible d'avoir non seulement une étendue géométrique plus grande permettant de collecter plus de lumière (avantage de Jacquinot) mais aussi les avantages liés à une acquisition multiplexée (avantage multiplex aussi connu sous le nom d'avantage de Fellgett). En effet, la mesure multiplexée permet d'acquérir un signal dont le niveau est plus élevé que celui d'une mesure directe ce qui permet d'une part d'avoir un meilleur rapport signal sur bruit sur le spectre estimé quand le bruit de détecteur n'est pas négligeable devant le bruit de photons, et d'autre part d'utiliser le détecteur dans sa plage de fonctionnement optimale en terme de flux reçu.

1. jusqu'à 1920 x 1536 pixels pour le fabricant SCD (SCD, 2016)

1.1.3 Simplicité et robustesse

Un élément mobile au sein d'une optique représente une source de vibrations qui, dans le cas d'un système infrarouge refroidi, s'ajoutent à celles générées par la machine de refroidissement. Par ailleurs, le contrôle précis du déplacement de cet élément mobile requiert, en général, l'ajout de systèmes d'asservissement qui augmentent la complexité et l'encombrement de la caméra. De ce fait, nous éliminons la spectro-imagerie par transformée d'Hadamard dont le masque est constitué soit de micro-miroirs qui possèdent chacun un micro-système d'asservissement pour modifier leurs positions afin de coder l'information spectrale, soit d'un motif de fentes périodique qui est déplacé. Nous éliminons aussi les montages de spectro-imagerie à transformée de Fourier à mode de fonctionnement temporel où l'interféromètre comporte un élément mobile dont le déplacement nécessite une grande précision.

1.1.4 Bilan

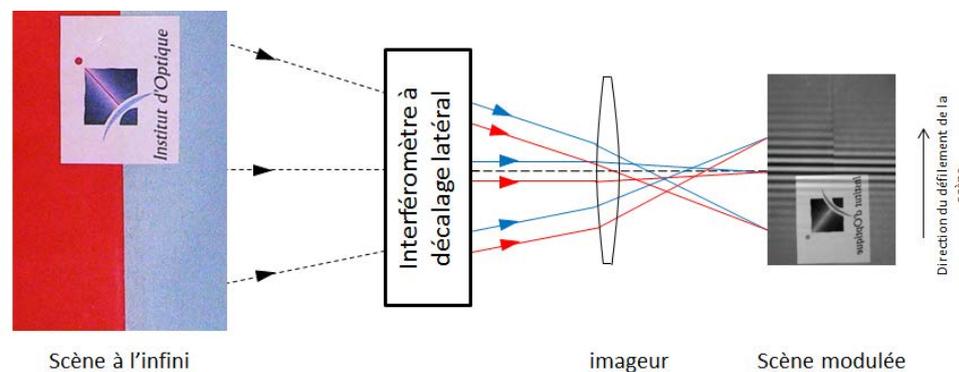


FIGURE 1.1: Principe d'une caméra hyperspectrale à TF à interféromètre statique.

Nous allons donc utiliser la spectro-imagerie par transformée de Fourier à interféromètre statique, présentée en figure 1.1 et au premier chapitre de la première partie, et dont le principe à quelques exceptions près, pour rappel, est le suivant : une scène située à l'infini est observée à travers une caméra comportant un interféromètre à décalage latéral qui dédouble chaque rayon incident et le translate dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation du rayon initial, créant ainsi des franges localisées à l'infini. L'élément suivant de la caméra, l'imageur, permet de superposer ces franges à la scène, fournissant alors une image où la luminance issue de la scène est modulée par les franges. L'ensemble de la caméra est ensuite déplacée (par translation ou rotation) par un système de balayage (platine ou aéronef) afin de construire image après image l'interférogramme d'un point. Cette méthode d'acquisition possède plusieurs avantages : elle nous permet d'optimiser la collection et l'utilisation du flux lumineux, elle est transposable à n'importe quel domaine spectral et l'élément mobile est déplacé à l'extérieur du système optique. Toutefois, le système de balayage génère lui aussi des vibrations mais qui sont plus faciles à analyser et qu'il faut prendre en compte à la reconstruction des spectres. Le domaine spectral infrarouge a également

un impact sur les performances du système. En effet, la résolution spectrale d'une caméra hyperspectrale à transformée de Fourier est définie par la différence de marche maximale que peut fournir l'interféromètre (voir équation 1.2) :

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2 * \delta_{max}} \quad (1.2)$$

avec $\Delta\sigma$, la résolution spectrale et δ_{max} , la différence de marche maximale en valeur absolue.

Il faut également respecter le critère d'échantillonnage de Shannon d'au moins deux pixels par franges². Ainsi, pour un détecteur ayant 1024 pixels dans la direction de balayage, la différence de marche maximale sera de 1536 μm pour le domaine spectral [3 μm ; 5 μm] ou 4096 μm sur la plage spectrale [8 μm ; 12 μm], soit une résolution spectrale d'environ 3 cm^{-1} dans le moyen infrarouge et d'environ 1 cm^{-1} dans le lointain infrarouge. Cependant ces valeurs représentent une limite théorique et en pratique, l'interférogramme est échantillonné avec un pas supérieur à deux pixels et une partie des valeurs de la différence de marche est négative, ce qui réduit sa valeur maximale.

Maintenant que nous avons choisi une méthode d'acquisition des données hyperspectrales, nous allons procéder à l'étude des axes possibles de miniaturisation du concept. Dans notre cas, les deux composants à miniaturiser sont l'interféromètre et l'imageur.

1.2 Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique : miniaturisation de l'interféromètre



FIGURE 1.2: (a) Séparatrice en ZnSe de l'instrument Sieleters développé à l'ONERA. On y voit aussi un des deux dièdres (COUDRAIN et al., 2015). (b) Illustration du phénomène de double réfraction dans les milieux biréfringents (UNIVERSITÉ DU MAINE, 2016).

Comme déjà évoqué en première partie, les interféromètres à décalage latéral statiques les plus couramment utilisés sont l'interféromètre de Michelson à dièdres et

2. On peut sous-échantillonner l'interférogramme mais le problème est alors le filtrage pixel qui dégradera le contraste des franges.

de Sagnac qui sont des interféromètres à division d'amplitude qui utilisent une lame semi-réfléchissante. La figure 1.2.a présente un exemple d'interféromètre de Michelson à dièdres. On y voit l'un des dièdres et la lame semi-réfléchissante. Il existe aussi des interféromètres à séparation de polarisation, dits interféromètres biréfringents, composés de milieux biréfringents uniaxes dans lesquels se produit une double réfraction qui sépare un faisceau non polarisé incident en deux faisceaux aux polarisations orthogonales dites extraordinaire et ordinaire. Une illustration de cette double réfraction est donnée en figure 1.2.b.

Il s'agit maintenant de choisir lequel de ces interféromètres est le mieux adapté à notre besoin, à savoir le développement d'une caméra hyperspectrale infrarouge compacte grand champ. Les spécifications du système sont regroupées dans la table 1.1.

TABLE 1.1: Spécifications théoriques de la caméra hyperspectrale, les paramètres en italiques étant déduits des autres.

Spécification	Paramètre	Ordre de grandeur	
		MWIR	LWIR
Angle de champ	2α	$\pm 20^\circ$	
Domaine spectral	λ	3-5 μm	8-14 μm
Nombre d'ouverture	N	4	1,2
Différence de marche maximale	δ_{max}	500 μm	1000 μm
<i>Résolution spectrale</i>	$\Delta\sigma$	10 cm^{-1}	5 cm^{-1}
Détecteur	$N_{pix,x} \times N_{pix,y}$	640 x 512 pixels	640 x 480 pixels
Pas détecteur	a_{pix}	15 μm	17 μm
<i>Champ de vue élémentaire</i>	<i>IFOV</i>	1,5 mrad	1,7 mrad
<i>Focale</i>	f	10 mm	10 mm

La différence de marche d'un interféromètre à décalage latéral est entièrement définie par le décalage que ce dernier introduit entre ses deux voies et par l'angle de champ (cf équation 1.3). Puisqu'on est dans une configuration infini-foyer, on peut ainsi évaluer la différence de marche en un point du détecteur ou encore savoir quelle est la différence de marche maximale que l'on peut obtenir avec un détecteur donné tout en respectant le critère d'échantillonnage de Shannon, à savoir, un minimum de deux pixels par frange.

$$\delta = t \cdot \sin \theta \quad (1.3)$$

où t est le décalage latéral introduit par l'interféromètre.

L'ordre de grandeur du décalage latéral souhaité est donc de 1.5 mm dans le moyen infrarouge et de 3 mm dans le lointain infrarouge. Nous allons dans un premier temps évaluer l'encombrement d'un montage d'une caméra utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits. Ensuite nous étudierons les différentes possibilités qui se présentent à nous afin de concevoir un montage à séparation de polarisation. Nous ne travaillerons pas sur l'interféromètre de Sagnac car Ferrec a montré que ce dernier était plus volumineux qu'un interféromètre de Michelson (FERREC et al., 2006).

1.2.1 Encombrement d'une caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits.

Pour évaluer l'encombrement de la caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits, nous allons calculer la longueur de sa séparatrice. Pour cela, nous allons considérer la configuration simple dans laquelle les sommets des dièdres sont situés sur l'axe et les dièdres sont symétriques par rapport à la séparatrice. Pour effectuer les calculs, nous allons travailler sur le système déplié, ce qui revient à faire la symétrie du système par rapport au sommet d'un des dièdres. Nous distinguerons deux cas de figure : dans le premier cas, la pupille d'entrée de la caméra, de diamètre $2R_{PE}$, sera immatérielle et située au niveau de l'arête des dièdres et dans le second elle sera en aval de l'interféromètre.

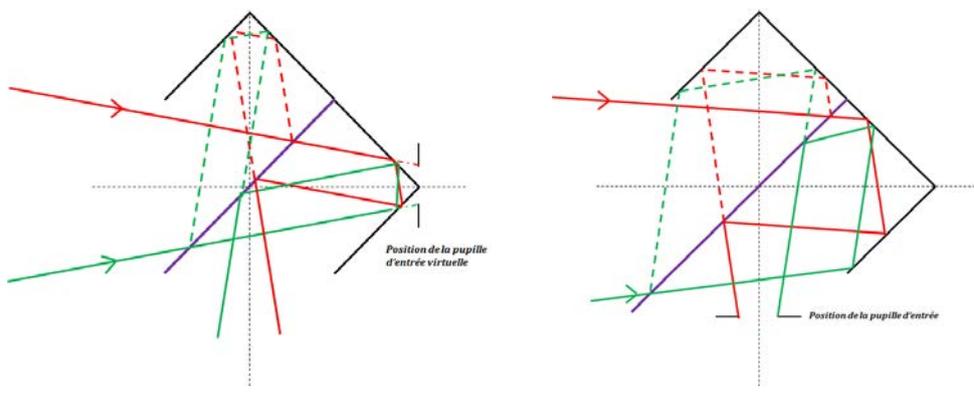


FIGURE 1.3: Positions de la pupille dans le cas de l'interféromètre de Michelson à dièdres.

1.2.1.1 Pupille réelle immatérielle située sur l'arête des dièdres

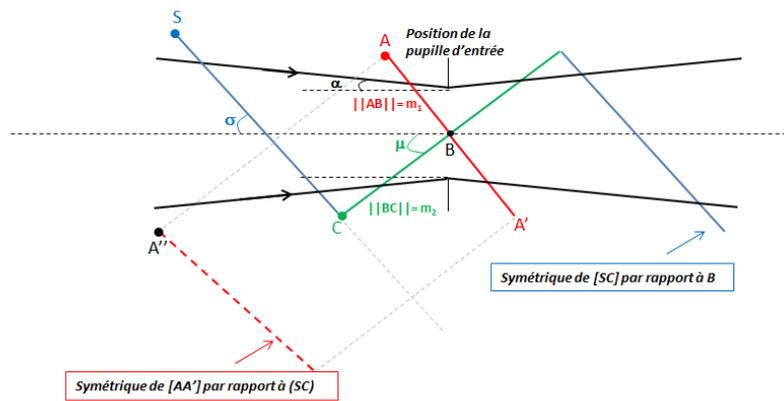


FIGURE 1.4: Schéma déplié de l'interféromètre de Michelson à dièdres.

Ce cas de figure a été étudié par Ferrec (FERREC et al., 2006; FERREC, 2008). Il a démontré que la longueur de la séparatrice en fonction du champ et de l'inclinaison

des dièdres s'écrit :

$$s = \sqrt{m_1^2 + m_2^2} \frac{\sin(\mu + \alpha + \arctan(m_1/m_2))}{\cos(0.5(\mu + 3\alpha + \arctan(m_1/m_2)))} \quad (1.4)$$

avec,

$$m_1 = R_{PE} \cdot \frac{1}{\sin \mu} \cdot \frac{1}{\cot \mu - \tan \alpha}, \quad m_2 = R_{PE} \cdot \frac{1}{\cos \mu} \cdot \frac{1}{\tan \mu - \tan \alpha} \quad (1.5)$$

et μ l'angle d'inclinaison des dièdres par rapport à l'axe optique, α , le demi-angle de champ (cf. fig. 1.4).

On obtient donc la courbe de niveau présentée en figure 1.5 à étendue géométrique³ fixée à $1 \text{ cm}^2 \cdot \text{sr}$ et on retrouve que l'interféromètre d'encombrement minimal est obtenu pour un champ de $14,4^\circ$, une inclinaison des dièdres de $32,3^\circ$ et de la séparatrice de $54,6^\circ$, la longueur de la séparatrice est alors de $6,5 \text{ cm}$ pour une pupille d'entrée de $2,56 \text{ cm}$ de diamètre. De même, pour un système avec un demi-champ de 30° et $1,27 \text{ cm}$ de diamètre de pupille, la longueur minimale de la séparatrice est de $15,4 \text{ cm}$ pour une inclinaison des dièdres de $37,3^\circ$. Il est donc tout à fait possible de concevoir une caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits. Toutefois, il y a des chances que l'encombrement total de la caméra ne soit pas optimal car le positionnement de la pupille immatérielle au niveau de l'arête des dièdres nécessite l'utilisation d'une optique de relais supplémentaire.

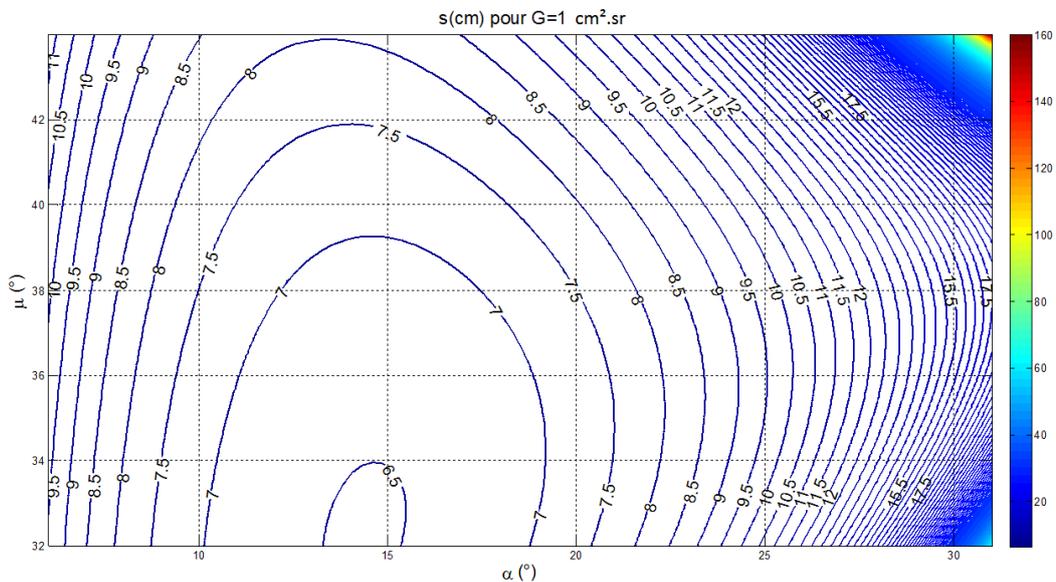


FIGURE 1.5: Longueur de la séparatrice en fonction de l'angle de champ et de l'inclinaison des dièdres pour la pupille située sur l'arête des dièdres.

1.2.1.2 Pupille située en aval de l'interféromètre

Afin de réduire les dimensions de l'interféromètre, il faudrait que les miroirs 1 et 2 et la séparatrice aient juste les longueurs pour ne pas vigneter tout en s'assurant que le

3. $G = (\pi R_{PE} \sin \alpha)^2$

symétrique du miroir 1 par rapport à la séparatrice ne vignette pas le faisceau non plus pour permettre à un rayon entré dans le système d'en sortir (cf. fig 1.6). On a donc une configuration optimale qui est présentée en figure 1.7 (MATALLAH, 2011).

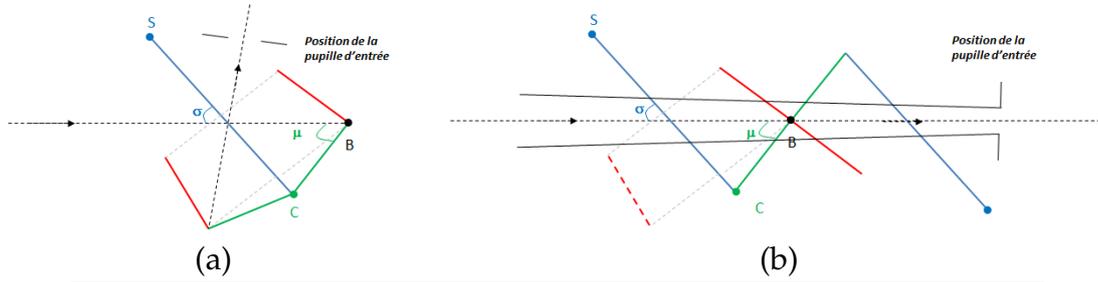


FIGURE 1.6: Schéma plié (a) et déplié (b) d'un interféromètre de Michelson à dièdres droits. La séparatrice et les dièdres ont une inclinaison respective de σ et μ par rapport à l'axe optique.

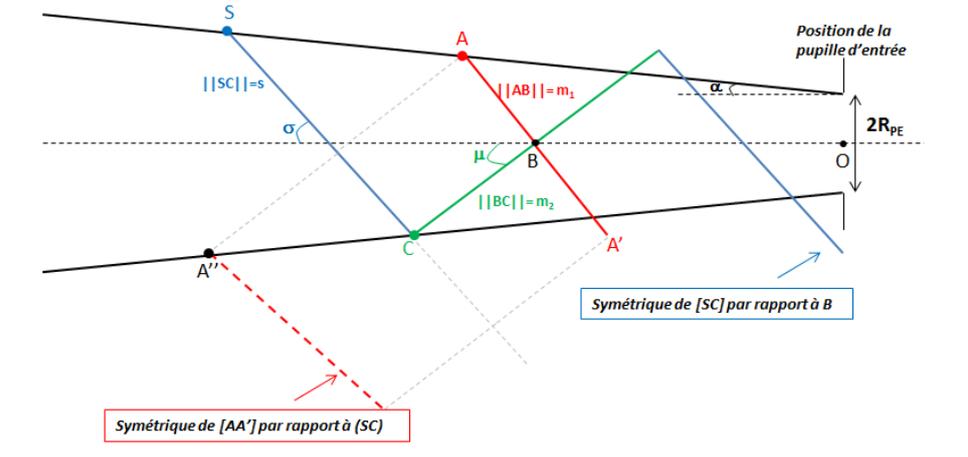


FIGURE 1.7: Schéma déplié d'un interféromètre de Michelson à dièdres, s =longueur de la séparatrice, m_1 =longueur du miroir 1, m_2 = longueur du miroir 2, α = angle de champ, σ , μ = respectivement angle d'inclinaison de la séparatrice et des dièdres par rapport à l'axe optique.

On montre que :

- Le rapport des longueurs des miroirs s'écrit :

$$r = \frac{m_1}{m_2} = \frac{\tan \mu - \tan \alpha}{1 - \tan \mu \tan \alpha} \quad (1.6)$$

- La condition de non vignetage par le symétrique du miroir 1 par rapport à la séparatrice nous donne la relation suivante :

$$\sigma = \frac{1}{2} \left(\pi - \alpha - \mu - \arctan \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \right) \quad (1.7)$$

- La longueur minimale du miroir 2 s'écrit :

$$m_2 = \frac{R_{PE} \sin(\sigma - \alpha)}{(\sin \mu - 2 \tan \alpha \cos \mu) \sin(\sigma - \alpha) - 2 \sin \alpha \sin \mu \cos \sigma} \quad (1.8)$$

- La longueur minimale du miroir 1 s'écrit simplement :

$$m_1 = r \cdot m_2 \quad (1.9)$$

- La longueur minimale de la séparatrice :

$$s = \frac{2 \cos \alpha \sin \mu}{\sin(\sigma - \alpha)} \cdot m_2 \quad (1.10)$$

Ces équations n'ont du sens physique que si :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha < \mu < \frac{\pi}{2} - \alpha, \text{ stricte positivité de l'équation 1.6 pour un angle de demi champ} \\ \text{inférieur à } 45^\circ \\ \sigma > \alpha, \text{ condition d'intersection entre la séparatrice et le rayon marginal} \\ m_2, m_1 > 0 \end{array} \right. \quad (1.11)$$

Lorsque les deux premières conditions sont vérifiées, la dernière devient une condition de positivité sur le dénominateur de la distance m_2 . Les lignes de niveaux du dénominateur sont présentées à la figure 1.8.a. On y voit que ce dénominateur n'est positif que pour certains couples (α, μ) et que la contrainte de stricte positivité n'est possible que pour des angles de champ inférieur à $11,5^\circ$. La figure 1.8.b présente la carte des longueurs de la séparatrice pour des valeurs positives et inférieures à 10 cm. De même, on y voit que ces valeurs ne sont possibles que pour un angle de demi champ inférieur à $11,5^\circ$.

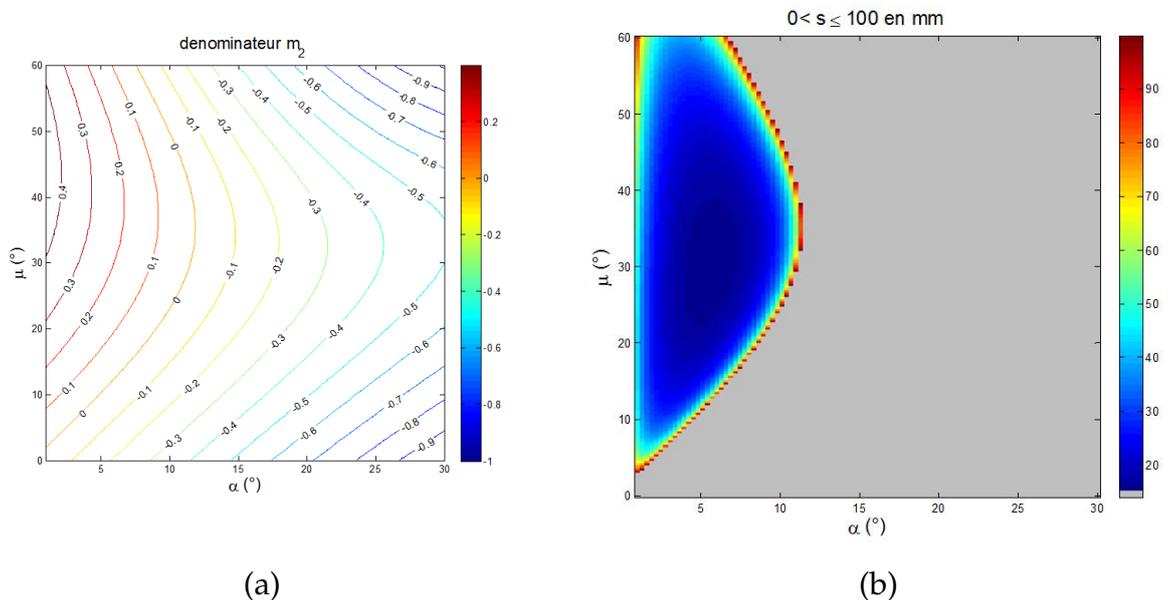


FIGURE 1.8: Variation du dénominateur de la longueur du miroir M2 (a) et de la longueur de la séparatrice avec l'angle du champ et l'inclinaison des dièdres.

En somme, l'encombrement de l'interféromètre de Michelson augmente rapidement avec le champ. Dans le cas où la pupille est réelle immatérielle et placée au niveau de l'arête des dièdres, la longueur minimale de la séparatrice, pour un champ de 30°

et une pupille de 12,8 mm de diamètre, est de 15,4 cm. Cette configuration optimale est présentée en figure 1.9. Dans le cas où la pupille se situe en aval de l'interféromètre l'augmentation de l'encombrement de l'interféromètre est encore plus rapide et la longueur de la séparatrice dépasse 50 cm dès que le demi-champ est supérieur à $11,5^\circ$. Par ailleurs dans la perspective d'une intégration dans le cryostat, il faudrait soit couder le cryostat pour positionner le détecteur à 90° du hublot soit ajouter un miroir de renvoi ce qui augmente la masse à refroidir.

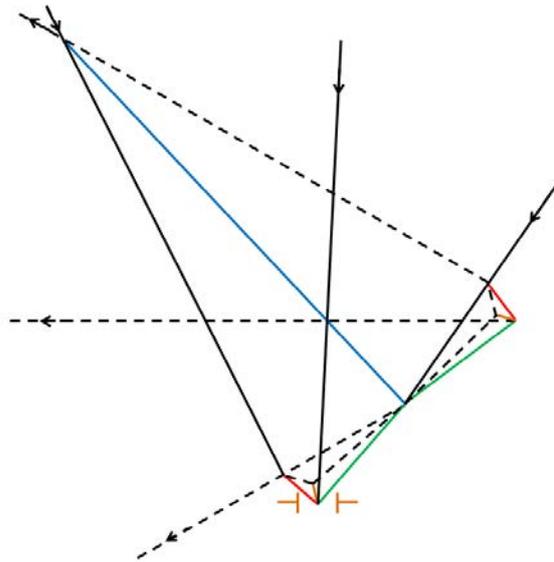


FIGURE 1.9: Schéma de l'interféromètre de Michelson à dièdres optimal pour un demi-champ de 30° et une pupille immatérielle de 12,8 mm de diamètre, positionnée sur l'arête des dièdres.

1.2.2 Évaluation des possibilités d'une caméra hyperspectrale à interféromètre séparateur de polarisation

Diffusion restreinte.

1.2.3 Conclusion

En résumé, la conception d'une caméra hyperspectrale grand champ et compacte qui utilise un interféromètre de Michelson à dièdre est impossible. En effet, dans le cas où la pupille est positionnée au niveau de l'arête des dièdres, on obtient une longueur minimale de la séparatrice d'environ 15 cm sans vignettage, pour un demi-champ de 30° et un rayon de pupille de 6,4 mm. Afin d'obtenir la différence de marche souhaitée, il suffit de translater l'un des dièdres perpendiculairement à l'axe optique ce qui fait que l'encombrement de l'interféromètre varie peu selon le domaine spectral de travail. Lorsque la pupille est positionnée en aval de l'interféromètre le volume de l'interféromètre augmente encore plus vite avec l'angle de demi-champ pour dépasser 50 cm à $11,5^\circ$!

1.3 Spectro-imagerie par transformée de Fourier statique : miniaturisation de l'imageur

La miniaturisation des caméras est l'un des sujets majeurs de recherche en imagerie optique et y compris dans le domaine de l'infrarouge. Ces nouvelles caméras ont pour but de réduire la charge utile emportée sur les zones de combats dans le domaine militaire ou d'investir de nouvelles technologies à forts potentiels d'applications telles que les drones ou les "smartphones". On distingue deux grandes catégories d'imageurs infrarouges selon que le détecteur est refroidi ou non.

1.3.1 Miniaturisation d'une caméra infrarouge refroidie

Historiquement, les caméras infrarouges refroidies sont constituées d'un bloc optique suivi d'un bloc de détection comportant une chambre froide (le cryostat) sous vide dans laquelle se trouve un doigt froid qui assure le contact thermique entre le système de refroidissement (principalement machine Stirling ou azote liquide) et le détecteur, le filtre froid⁴ et le diaphragme conjugué avec la pupille de sortie du bloc optique afin de limiter le flux parasite vu par le détecteur (voir figures 1.10 a, b et c).

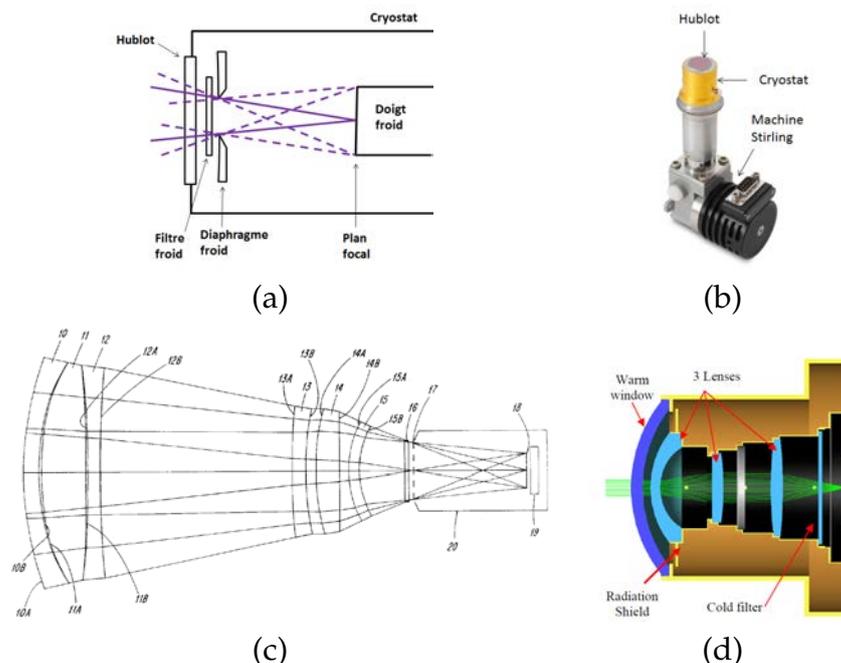


FIGURE 1.10: (a) Schéma de l'enceinte du cryostat d'un détecteur refroidi. (b) Exemple de détecteur refroidi (SOFRADIR, 2016). (c) Lockheed Martin, caméra infrarouge bi-bande MWIR et LWIR (AMON, 2002). (d) Caméra infrarouge à optiques intégrées, SCD (SINGER et OSTER, 2010)

Bien que cette architecture permette la conception de caméras à hautes performances, elle présente cependant un inconvénient majeur qui est son encombrement. Pour remédier à ce problème une idée simple est d'investir l'espace vide au sein du

4. Ce dernier, qui définit le domaine spectral du système, est optionnel dans la mesure où il peut être directement déposé sur le détecteur

cryostat et de positionner les optiques au plus près du détecteur comme présenté en figure 1.10.d. Hormis le gain évident en compacité, cette opération permet d'athermaliser le système et d'améliorer la gestion du flux parasite. Cependant, l'insertion des optiques au sein du cryostat a tendance à augmenter le temps de mise en froid de la caméra. Pour pallier à cette difficulté, il est nécessaire de procéder à une miniaturisation du système d'imagerie et une approche minimaliste consiste à n'utiliser qu'une lentille. Une telle architecture où le système optique refroidi ne comporte qu'une lentille a été brevetée en 1985 par Howard et Abel et une solution optimale, baptisée caméra SOIE (SOfradir Inside), a été réalisée par Druart en 2009 (HOWARD et ABEL, 1985; DRUART, 2009).

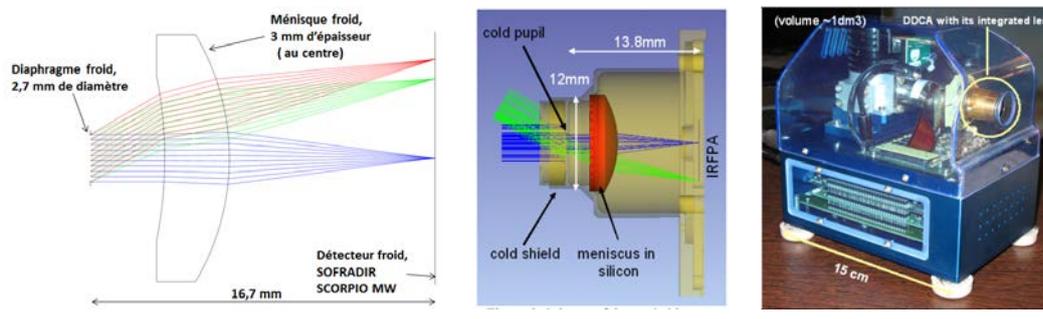


FIGURE 1.11: Caméra SOIE : schémas optiques et mécanique, prototype réalisé (DRUART et al., 2011).

Ceux-ci reprennent l'idée de Wollaston qui en 1812, observait qu'un système comportant un ménisque dont les centres de courbures des dioptries sont situés du côté de l'objet et dont la pupille en amont est située à une position spécifique sur l'axe optique donnait des images de meilleures qualités qu'une simple lentille biconvexe. En effet, le déplacement de la pupille le long de l'axe optique permet de laisser intacte la qualité image sur l'axe tout en modifiant la qualité image dans le champ en sélectionnant la région de la lentille qui réfracte les rayons. Grâce au domaine spectral de travail, l'infrarouge, on peut obtenir une qualité image sur l'axe suffisante en n'utilisant qu'une lentille et une pupille de petit diamètre car les matériaux infrarouges tels que le Germanium ou le Silicium possèdent un indice de réfraction élevé et une faible dispersion, ce qui limite les effets du chromatisme et l'aberration sphérique. Les aberrations de champ sont corrigées en optimisant les rayons de courbures de la lentille, son épaisseur et surtout la position de la pupille. Ce nombre limité de variables d'optimisation contraint le concepteur à choisir quelles sont les aberrations à corriger ou non. Ainsi, il a été choisi de ne pas corriger la distorsion dans le prototype SOIE car celle-ci peut être corrigée ultérieurement par traitement d'image.

Ces caméras bien que très performantes, présentent cependant un coût assez élevé et le domaine spectral des détecteurs est actuellement limité à $11 \mu\text{m}$. Il peut donc être intéressant pour certaines applications de considérer l'autre catégorie de caméras dites non refroidies.

1.3.2 Miniaturisation d'une caméra infrarouge non refroidie

Comme toute caméra, la caméra infrarouge non refroidie est constituée d'un bloc d'imagerie et d'un bloc de détection. Elle diffère des autres caméras notamment au

niveau du bloc de détection où se trouve un détecteur dit thermique. Contrairement aux détecteurs quantiques qui convertissent directement un photon absorbé en signal électrique, les détecteurs thermiques convertissent, dans un premier temps, l'énergie des photons absorbés en chaleur et ensuite utilisent une autre caractéristique du détecteur (pression, résistance ...) pour mesurer la variation de température induite. On distingue trois types de détecteurs thermiques :

- Les détecteurs thermoélectriques ou thermopiles où c'est la différence de potentiel entre deux électrodes, créée par la variation de température à la surface d'un métal conducteur qui est mesurée.
- Les détecteurs pyroélectriques où le changement de température entraîne une variation de polarisation électrique de la surface de détection.
- Les micro-bolomètres dans lesquels la résistance d'une membrane suspendue servant de surface de détection varie avec la température.

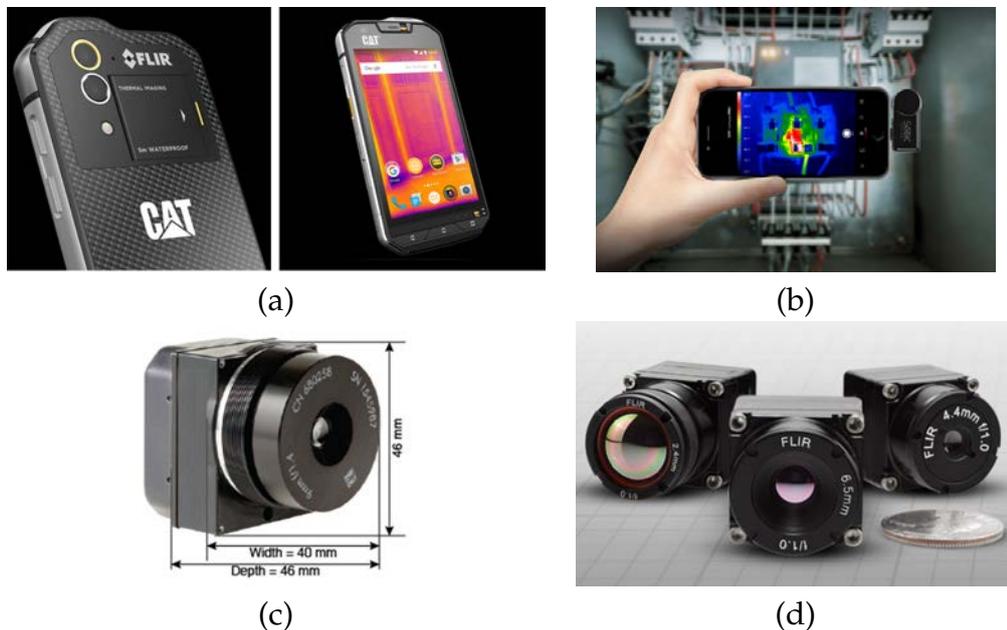


FIGURE 1.12: Caméras non refroidies compactes "grand public" entièrement intégrée dans un smartphone, CAT/FLIR (CAT, 2016) (a) ou sous forme d'élément amovible à ajouter au téléphone Seek Thermal (SEEK THERMAL, 2016) en (b). Caméras pour professionnels (c) DRS Infrared, 640 x 480 pixels, $17 \mu\text{m}$ de pas pixel, $f/1.4$, $f'=9 \text{ mm}$, $\text{FOV}(70^\circ \times 52^\circ)$, $\text{NETD} < 50 \text{ mK}$ à $f/1$, (d) Flir Boson, 640 x 512 pixels, $12 \mu\text{m}$ de pas pixel, $\text{NETD} < 40 \text{ mK}$ (DRS TECHNOLOGIES, 2016a; FLIR, 2016a)

En imagerie infrarouge non refroidie, les micro-bolomètres sont majoritairement utilisés car ils possèdent une meilleure sensibilité et résolution spatiale que les détecteurs thermoélectriques et pyroélectriques qui sont pour la plupart, composés de quelques pixels uniquement. Généralement, un pixel micro-bolométrique est placé dans une enceinte sous vide afin d'assurer une isolation thermique du circuit de lecture. L'absence de machine de refroidissement fait de ces détecteurs d'excellents candidats à la miniaturisation des caméras infrarouges. Des imageurs thermiques compacts existent déjà sur le marché et nous pouvons citer en exemples les caméras amovibles

pour "smartphone" des fabricants Flir, Seek Thermal et Therm-App ou la caméra complètement intégrée dans un smartphone de CAT en partenariat avec Flir annoncée pour un futur proche (FLIR, 2016b; SEEK THERMAL, 2016; THERM-APP, 2016; CAT, 2016). On retrouve aussi des caméras à usage professionnel voire scientifique dans le lointain infrarouge des fabricants Flir et DRS (DRS TECHNOLOGIES, 2016a; FLIR, 2016a).

Bien que ces caméras soient nettement plus compactes que les caméras refroidies, elles restent moins performantes en matière de sensibilité thermique et de rapport signal sur bruit (SNR) et de cadence d'acquisition. Pour y remédier, il est courant de les associer à des optiques ouvertes à F/1 ce qui nécessite l'utilisation de combinaisons optiques complexes intégrant des lentilles asphériques afin de corriger les aberrations.

1.4 Conclusion

Nous avons évalué les possibilités de conception de caméras hyperspectrales qui s'offraient à nous afin de choisir celle qui nous permet de maintenir de hautes performances tout en réduisant l'encombrement et le poids du système. Nous concluons que la méthode d'acquisition du cube hyperspectral par transformée de Fourier offre une meilleure utilisation du flux optique disponible que les autres méthodes d'acquisition et elle est transposable à tout domaine spectral contrairement à des techniques utilisant des filtres à cristaux liquides ou acousto-optiques. Comme nous l'avons déjà présenté, la spectro-imagerie par transformée de Fourier se subdivise en trois catégories selon les méthodes utilisées pour acquérir le cube. Ici, nous avons vu qu'il était préférable d'utiliser la transformée de Fourier statique qui offre une meilleure robustesse que la transformée de Fourier temporelle et une meilleure résolution spatiale que la transformée de Fourier à acquisition instantanée. Une fois la méthode d'acquisition choisie, il a été question de la miniaturisation du système. Pour y répondre, nous avons exploré les possibilités de miniaturisation des sous-systèmes de la caméra à savoir, l'interféromètre et l'imageur.

Concernant la miniaturisation de l'interféromètre, nous avons évalué les encombrements de l'interféromètre de Michelson à dièdres droits et des interféromètres biréfringents. Il en ressort que lorsque la pupille se trouve en dehors de l'interféromètre de Michelson, il est impossible de concevoir un système dont le champ de pleine lumière est supérieur à $11,5^\circ$. Il est cependant possible de concevoir un système grand champ si la pupille d'entrée se situe au niveau de l'arête des dièdres. Néanmoins, la réalisation de ce système requiert l'utilisation de lentilles supplémentaires afin de positionner une pupille d'entrée, réelle immatérielle, au niveau de l'arête des dièdres, ce qui augmente l'encombrement total. Les interféromètres biréfringents offrent quant à eux un montage en ligne et une rapide estimation du volume pour un interféromètre de type Savart nous a permis de valider leur compacité. La réalisation de tels interféromètres n'est actuellement possible qu'en utilisant une liste très courte de cristaux naturellement biréfringents car à l'exception de la biréfringence de forme, les autres formes de biréfringences induites sont inefficaces.

Concernant la miniaturisation de l'imageur, nous avons le choix entre un système refroidi hautes performances à lentille intégrée dans le cryostat mais légèrement plus volumineux et assujéti aux vibrations créées par la machine de refroidissement et un système de performances moyennes mais plus compact à matrice de micro-bolomètres.

Chapitre 2

Étude d'interféromètre biréfringent à décalage latéral

Précédemment, nous avons montré qu'un interféromètre biréfringent est plus compact, en fonction du cristal utilisé, que les interféromètres à division d'amplitude. Se pose dès lors la question des phénomènes physiques qui existent au sein de ces milieux et qui leur procurent un tel avantage. Le but de ce chapitre est de répondre à cette question et pour cela, nous allons dans un premier temps rappeler les bases de la propagation des ondes électromagnétiques (OEMs) au sein d'un milieu uniaxe homogène et non absorbant. Nous poursuivrons par la présentation des interactions aux interfaces d'un interféromètre biréfringent simple et nous terminerons par le calcul de la différence de marche.

2.1 Principe de l'interféromètre biréfringent à décalage latéral

2.1.1 Rappel de la théorie de la propagation des OEMs dans un milieu uniaxe homogène et non absorbant

2.1.1.1 Structure des champs dans un milieu anisotrope (cas général)

La théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu anisotrope nécessite de remonter aux équations de Maxwell qui sont les fondements de l'électromagnétisme. Celles-ci relient les champs complexes électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} et les vecteurs déplacement électrique \vec{D} et excitation magnétique \vec{H} . Lorsqu'on recherche des solutions des équations de propagations de type ondes planes de vecteur d'onde \vec{k} ¹, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{k} \cdot \vec{D} = 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{k} \times \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \\ \vec{k} \times \vec{H} = -i\omega\vec{D} \end{cases} \quad (2.1)$$

avec " \times ", le produit vectoriel et " \cdot ", le produit scalaire.

1. Solutions avec une dépendance temporelle et spatiale en $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(z)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$, (même forme pour \vec{H})

À ces quatre équations s'ajoutent des relations dites constitutives qui relient les champs aux vecteurs déplacement et excitation dans un milieu non magnétique :

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \\ \vec{D} = \epsilon_0 [\epsilon_r] \vec{E} = [\epsilon] \vec{E} \end{cases} \quad (2.2)$$

où ϵ_0 et μ_0 représentent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide, et $[\epsilon_r], [\epsilon]$, les tenseurs permittivités diélectriques relatif et absolu qui sont des matrices 3×3 diagonalisables. Ces dernières sont une caractéristique du milieu dans lequel se propagent les ondes et on peut écrire dans le repère des axes propres :

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Les deux premières équations de Maxwell nous permettent d'affirmer que \vec{k} est perpendiculaire au plan d'onde formé par \vec{B} et \vec{D} . La première relation constitutive nous donne que \vec{B} et \vec{H} sont colinéaires. La troisième équation de Maxwell nous dit que \vec{H} est perpendiculaire à \vec{E} et \vec{k} et donc que \vec{E} appartient au plan de vecteur normal \vec{H} , qui n'est rien d'autre que le plan de polarisation formé par \vec{D} et \vec{k} . Le vecteur de Poynting \vec{S} qui définit la direction de propagation de l'énergie électromagnétique est relié aux champs électriques et magnétiques par la relation 2.4. On en déduit que \vec{S} est perpendiculaire à \vec{E} et \vec{B} . On peut alors représenter les directions de ces vecteurs relativement à celle du vecteur d'onde \vec{k} et on en tire la conclusion importante à savoir : dans un milieu anisotrope, la direction de propagation du front d'onde et de l'énergie ne sont pas identiques et leurs directions font un angle appelé angle de dispersion.

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \frac{\vec{B}^*}{\mu_0} \quad (2.4)$$

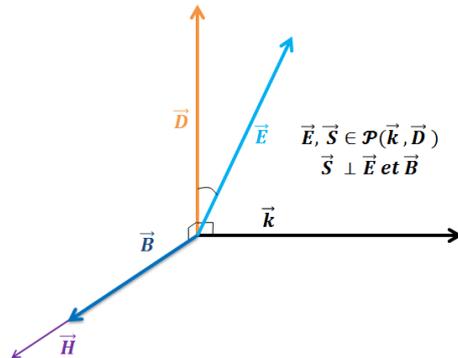


FIGURE 2.1: Structure des champs dans un milieu anisotrope.

La résolution de l'équation de propagation dans un milieu anisotrope pour des solutions de type ondes planes revient à résoudre l'équation de Fresnel² que voici :

$$n_1^2 \frac{n_x^2}{n^2 - n_1^2} + n_2^2 \frac{n_y^2}{n^2 - n_2^2} + n_3^2 \frac{n_z^2}{n^2 - n_3^2} = 0 \quad (2.5)$$

où $n_{1,2,3} = \sqrt{\frac{\epsilon_{1,2,3}}{\epsilon_0}}$, sont les indices propres du milieu présentés précédemment, $n_{x,y,z}$ sont à un facteur près les coordonnées du vecteur d'onde dans la base des vecteurs propres du tenseur permittivité diélectrique, $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_x \vec{u}_x + n_y \vec{u}_y + n_z \vec{u}_z)$ et $n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = \frac{\|\vec{k}\|}{2\pi/\lambda_0}$, l'indice de réfraction du milieu dans la direction de propagation définie par \vec{k} .

2.1.1.2 Surfaces caractéristiques du milieu uniaxe

Dans le cas d'un milieu uniaxe, deux des trois valeurs propres du tenseur diélectrique sont identiques, posons $\epsilon_1 = \epsilon_2$, $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$. Le tenseur diélectrique devient :

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

De même, on montre que l'équation de Fresnel se met sous la forme du produit de deux fonctions quadratiques (cf. Annexe A) :

$$(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 - n_o^2) \cdot (n_o^2 n_x^2 + n_o^2 n_y^2 + n_e^2 n_z^2 - n_o^2 n_e^2) = 0 \quad (2.7)$$

L'ensemble des solutions de Fresnel sont donc réparties selon deux nappes : la première est une sphère de rayon n_o et la seconde un ellipsoïde de révolution dont les longueurs des demi-axes sont égales à n_o et n_e . Ces surfaces définissent l'indice du milieu "vu" par l'onde dans sa direction de propagation, et on a bien deux valeurs de l'indice de réfraction du milieu pour une direction de propagation donnée. Il existe cependant une direction privilégiée définie par le centre des surfaces et leur point d'intersection pour laquelle il n'y a qu'une solution n_o , cette direction définit l'axe optique. L'indice de réfraction pour cette direction est appelé indice ordinaire tandis que l'indice n_e que "voit" l'onde quand elle se propage dans une direction perpendiculaire à l'axe optique est dit indice extraordinaire. La différence entre ces deux indices, $\Delta n = n_e - n_o$, définit la biréfringence du matériau et lorsque cette différence est positive le matériau est dit uniaxe positif et dans le cas contraire il est uniaxe négatif.

On peut donc considérer le milieu uniaxe comme deux milieux en un :

- L'un où la surface des indices est sphérique et pour lequel on retrouve le comportement du milieu isotrope, à savoir, l'indice de réfraction est indépendant de la direction de propagation et vaut n_o ce qui implique que l'énergie et le front d'onde se propagent dans la même direction.

2. Le lecteur trouvera plus de détails sur les calculs dans les ouvrages suivants : BORN et WOLF (2000, Chapitre 14), PÉREZ (2004, Chapitre 32), YARIV et YEH (1984, Chapitre 4), LANDAU et LIFSHITZ (1960, Chapitre 11) et HUARD (1994, Chapitre 2)

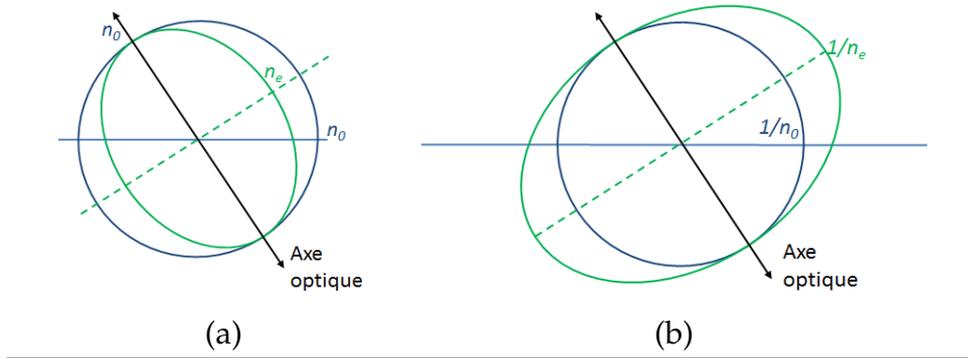


FIGURE 2.2: Surfaces caractéristiques d'un milieu uniaxe : (a) surface des indices, (b) surface des vitesses radiales.

- L'autre, de surface des indices ellipsoïdale et dans lequel se produisent des phénomènes "extraordinaires".

Une surface analogue existe pour le vecteur de Poynting. Cette surface, nommée surface des vitesses radiales, comporte également deux nappes dont l'une est une sphère de rayon $\frac{1}{n_o}$ et l'autre un ellipsoïde de révolution de demi-axes $\frac{1}{n_o}$ et $\frac{1}{n_e}$.

Maintenant qu'on sait que pour une direction de propagation donnée, il existe deux indices de réfraction, n_o et n_{eff} ou autrement dit, deux vecteurs d'onde de normes respectives $\frac{2\pi}{\lambda_0}n_o$ et $\frac{2\pi}{\lambda_0}n_{eff}$, il est intéressant de connaître la structure des champs. Pour cela, reprenons la première équation de Maxwell : $\vec{k} \cdot \vec{D} = 0$ et posons :

$$\vec{D} = \frac{1}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2 + D_z^2}} [D_x, D_y, D_z],$$

un vecteur déplacement de norme unitaire dans le repère des axes propres du tenseur diélectrique. Cette équation de Maxwell se met alors sous la forme (cf. Annexe A) :

$$\frac{D_x^2}{n_o^2} + \frac{D_y^2}{n_o^2} + \frac{D_z^2}{n_e^2} = \frac{1}{n^2(\vec{k})} \quad (2.8)$$

On voit donc que les coordonnées des vecteurs déplacement sont les solutions d'un nouvel ellipsoïde de révolution dit, ellipsoïde des indices (\mathcal{E}_d). Ainsi, pour un vecteur d'onde solution de l'équation de propagation, les vecteurs déplacement qui vérifient la première condition de Maxwell, décrivent l'ellipse, (\mathcal{E}), définie par l'intersection entre (\mathcal{E}_d) et le plan d'onde, (Π)³. L'un des axes de cette ellipse a toujours une longueur égale à n_o car l'ellipsoïde des indices est à symétrie de révolution dans un milieu uniaxe. Par ailleurs, on montre que le champ électrique est orthogonal au plan tangent à (\mathcal{E}_d) au niveau de l'extrémité du vecteur déplacement (cf. Annexe A). Or, d'après la structure des champs définie précédemment, on sait que \vec{H} est perpendiculaire à \vec{E} et \vec{D} et appartient au plan d'onde. \vec{H} est donc à la fois dans le plan tangent à l'ellipsoïde des indices et dans le plan d'onde, il est donc tangent à l'ellipse. De ce fait, les vecteurs déplacements solutions sont selon les axes de l'ellipse (\mathcal{E}). Enfin, on montre que l'état de polarisation des ondes qui se propagent dans ces milieux est linéaire (cf. Annexe A).

3. Plan de vecteur normal \vec{k}

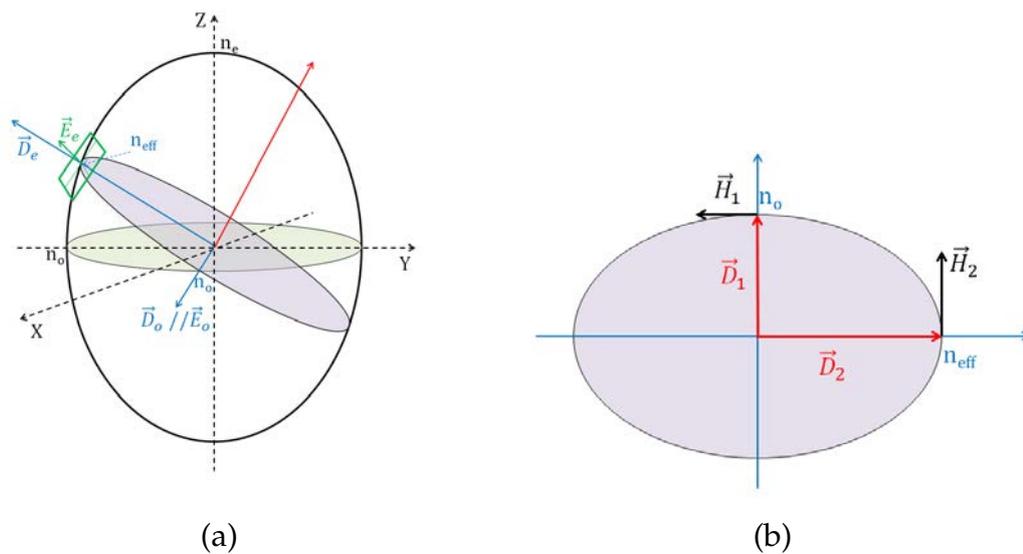


FIGURE 2.3: Surfaces caractéristiques d'un milieu uniaxe, ellipsoïde des indices : (a) Ellipsoïde des indices et plan d'onde, (b) structure des champs.

En résumé, à l'inverse des milieux isotropes, seuls deux états de polarisations linéaires vérifient les équations de propagation et ces états sont orthogonaux

2.1.2 Utilisation d'un milieu uniaxe comme interféromètre à décalage latéral

Nous venons donc de voir qu'un milieu uniaxe est un séparateur de polarisation dans lequel deux ondes aux polarisations orthogonales se propagent avec des vitesses différentes. Cette différence de vitesses de propagation engendre une différence de marche entre les deux ondes faisant ainsi d'une simple lame uniaxe un interféromètre à deux ondes⁴. Toutefois pour en faire un spectromètre adapté à la mesure des spectres larges, il faut compenser cette différence de marche, pour un angle incidence donné, afin d'obtenir la différence de marche nulle qui à l'origine des oscillations lentes dans le spectres. De plus, cette combinaison doit aboutir à un interféromètre à deux ondes dont l'ensemble des différences de marche généré permet d'atteindre la résolution spectrale voulue. Dans la littérature, nous avons trouvé trois types de combinaisons qui satisfont ces contraintes. La première, constituée d'un ensemble de deux lames à faces parallèles fait de matériaux identiques dont les axes optiques sont situés soit dans des plans orthogonaux soit dans le même plan mais dans ce dernier cas, une lame demi-onde doit être insérée entre les deux lames biréfringentes. On y retrouve à titre d'exemple des interféromètres tels que le Savart ou ceux évoqués dans la demande de brevet suivant (PHUA et LIM, 2011). La seconde est constituée d'interféromètres à deux lames à faces parallèles dont les matériaux sont de biréfringences opposées et la troisième comporte des interféromètres à prismes de matériaux identiques, compensés, et que l'on peut

4. Comme nous l'avons déjà précisé dans le 2^{ème} chapitre de la première partie, il faut ajouter à la lame un polariseur afin d'obtenir des ondes cohérentes et un analyseur pour homogénéiser la polarisation des deux voies afin de les faire interférer.

voir comme deux lames à faces parallèles où l'une est incluse dans l'autre, voir figure 2.4.

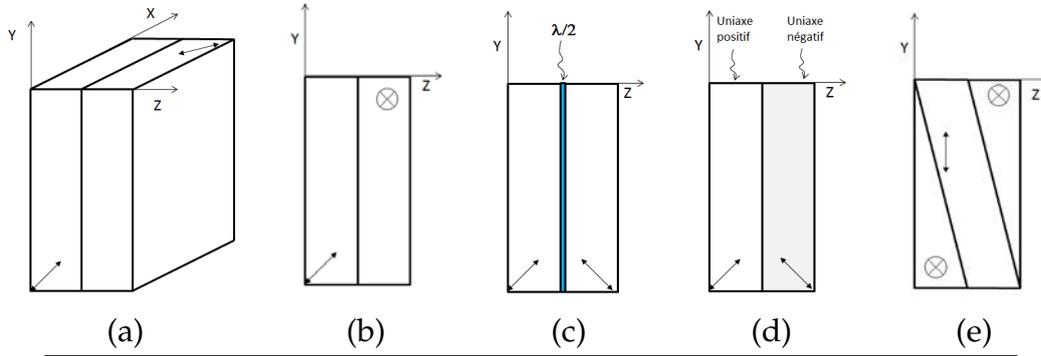


FIGURE 2.4: Exemples d'interféromètres biréfringents à décalage latéral. Les doubles flèches symbolisent l'axe optique. (a) : interféromètre de Savart. (b) : interféromètre proposé par Phua. (c) : Interféromètre de Savart modifié par Françon. (d) : interféromètre proposé par Phua avec deux matériaux de biréfringence de signes opposés. (e) : interféromètre dit "double Wollaston" à prismes compensés.

2.2 Méthode de combinaison de lames biréfringentes à faces parallèles aboutissant à un interféromètre à deux ondes

À la vue des interféromètres précédents, on constate que les axes optiques sont toujours disposés dans des plans particuliers. Se pose dès lors la question de savoir quelle est la règle de conception sous-jacente et si elle est unique. Pour y répondre nous allons analyser la structure des champs au sein de ces empilements, en nous limitant au cas des dioptries parallèles et en incidence normale dans un premier temps. D'abord, précisons quelques règles qui serviront pour notre raisonnement :

1. Le champ électrique et le vecteur déplacement électrique ordinaires sont colinéaires :

$$\vec{E}_o // \vec{D}_o \quad (2.9)$$

2. Le champ électrique et le vecteur déplacement électrique ordinaire sont perpendiculaires au plan formé par l'axe optique et le vecteur d'onde ordinaire :

$$\vec{E}_o, \vec{D}_o \perp \mathcal{P}(\vec{k}_o, \vec{u}_{a.o}) \quad (2.10)$$

3. Le vecteur déplacement électrique extraordinaire est perpendiculaire au vecteur déplacement électrique ordinaire et donc appartient au plan formé par l'axe optique et le vecteur d'onde ordinaire :

$$\vec{D}_e \perp \vec{D}_o \text{ et } \vec{D}_e \in \mathcal{P}(\vec{k}_o, \vec{u}_{a.o}) \quad (2.11)$$

4. Le champ électrique extraordinaire appartient au plan formé par le vecteur déplacement électrique et le vecteur d'onde extraordinaire, et est orthogonal au champ électrique ordinaire :

$$\vec{E}_e \in \mathcal{P}(\vec{k}_e, \vec{D}_e) \text{ et } \vec{E}_e \perp \vec{E}_o \quad (2.12)$$

5. La conservation des composantes tangentielles à la traversée d'un dioptre plan du vecteur d'onde fait qu'en incidence normale, dans les deux lames :

$$\vec{k}_{inc} // \vec{k}_e // \vec{k}_o // \vec{n}, \text{ avec } \vec{n} \text{ la normale au dioptre} \quad (2.13)$$

6. Nous choisissons le repère de travail de manière à ce que l'axe optique de la première lame soit dans le plan YZ
 7. La projection du champ électrique dans le plan orthogonal au vecteur d'onde est parallèle au vecteur déplacement associé :

$$\begin{cases} \vec{E}_{o,\perp} = \vec{E}_o \text{ et } // \text{ à } \vec{D}_o \\ \vec{E}_{e,\perp} \neq \vec{E}_e \text{ mais } // \text{ à } \vec{D}_e \end{cases} \quad (2.14)$$

8. Les vecteurs déplacement ordinaires et extraordinaire sont respectivement perpendiculaires aux vecteurs d'onde ordinaires et extraordinaires :

$$\vec{D}_o \perp \vec{k}_o \text{ et } \vec{D}_e \perp \vec{k}_e$$

La question des règles de conception consiste alors à savoir quelle orientation doit avoir l'axe optique de la deuxième lame de manière à coupler efficacement les modes propres des lames. Des règles précédentes on en tire les conclusions que voici et qui sont illustrées par la figure 2.5.

- a. Les points (1), (2), (5) et (6) permettent d'affirmer que : \vec{D}_{o1} et \vec{E}_{o1} sont selon X, sauf dans le cas dégénéré où l'axe optique est selon Z.
 b. Les points (3), (5), (6), (8) et la conclusion (a) : \vec{D}_{e1} est selon Y.
 c. (4), (5) et la conclusion (b) donnent : $\vec{E}_{e1} \in \mathcal{P}(Y, Z)$.

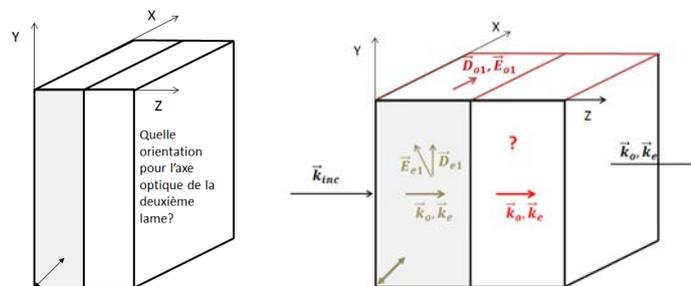


FIGURE 2.5: définition des paramètres

Par ailleurs, on montre, à l'aide des règles (1), (3) et (7), qu'en incidence normale et indépendamment de l'orientation de l'axe optique, les composantes tangentielles des

champs électriques ordinaire et extraordinaire, $(\vec{E}_{To}, \vec{E}_{Te})$ forment une base orthogonale du plan tangentiel (dioptré) et la composante tangentielle du champ électrique ordinaire est perpendiculaire à la composant tangentielle de l'axe optique.

$$\begin{cases} \vec{E}_{To} \perp \vec{E}_{Te} \\ \vec{E}_{To} \perp \vec{u}_{T_{axeoptique}} \end{cases} \quad (2.15)$$

À l'interface séparant les deux lames, on veut un couplage efficace des modes ordinaires et extraordinaires afin de compenser le retard de phase et n'avoir que deux ondes en sortie. Pour cela, nous allons distinguer deux cas : le cas où les lames possèdent des biréfringences de même signe et le cas où ces dernières sont de signe opposé.

2.2.1 Cas où les biréfringences des lames sont de signe opposé

Dans ce cas de figure, c'est le changement du signe de la biréfringence qui permet de compenser le retard de phase en sortie afin d'obtenir la différence de marche nulle sur l'axe, mais à condition qu'il n'y ait pas de transfert d'énergie du mode ordinaire de la première lame vers le mode extraordinaire de la deuxième lame et inversement. En supposant que l'on n'a que le mode ordinaire dans la première lame, la condition de conservation des champs tangentiels devient :

$$\vec{E}_{To1} = \vec{E}_{To2} \quad (2.16)$$

Or, en incidence normale, $\vec{E}_{To} = \vec{E}_o$ donc $\vec{E}_{o1} = \vec{E}_{o2}$. Par ailleurs, $\vec{E}_{o2} \perp \vec{u}_{ao2}$, et $\vec{E}_{o2} \perp \vec{k}_o$ (règle 2), donc l'axe optique de la deuxième lame appartient au plan défini par \vec{k}_o et \vec{E}_{o1} , soit YZ.

2.2.2 Cas où les biréfringences des lames sont de signes identiques

Ici, il faut que le mode ordinaire de la première lame soit entièrement converti en mode extraordinaire de la deuxième lame et inversement. Supposons qu'on a que le mode ordinaire dans la première lame, on veut alors que l'amplitude du champ transverse ordinaire du deuxième milieu $\|\vec{E}_{To2}\|$ soit nul. La conservation des composantes tangentielles à la traversée d'une interface donne :

$$\vec{E}_{To1} = \vec{E}_{Te2} \quad (2.17)$$

donc :

$$\vec{E}_{To1} \perp \vec{E}_{To2}, \text{ d'après Eq. 2.15} \quad (2.18)$$

On conclut, d'après les équations 2.15 et 2.18, que pour avoir un couplage efficace des modes de polarisation en incidence normale, il faut que les projections des axes optiques dans le plan du dioptré d'entrée soient orthogonales, donc l'axe optique de la deuxième lame est dans le plan XZ.

2.2.3 Remarques

Ces conditions, vérifiées par tous les interféromètres à lames faces parallèles de la littérature, ne sont pas valables dans le cas d'une incidence quelconque et encore moins dans le cas d'un empilement de prismes compensés car il est nécessaire de passer à un raisonnement dans l'espace ou lieu du plan, ce qui augmente considérablement le nombre de paramètres et complexifie le problème.

2.3 Expression de la différence de marche pour un IBDL

Maintenant que nous connaissons quels sont les OEMs qui peuvent se propager dans un milieu uniaxe, et que nous avons établi quelques règles de conception d'un interféromètre biréfringent à décalage latéral sur l'axe, nous allons présenter la différence de marche dans le cas des interféromètres à lames à faces parallèles et pour des interféromètres à prismes compensés. Pour cela, nous avons besoin de plusieurs plans particuliers : le premier est le dioptre qui sépare les deux milieux en jeu et dont le vecteur normal (ou aussi "la normale") sera noté \vec{n} . Le second est la section principale, qui est le plan contenant la normale au dioptre et l'axe optique du cristal, et le troisième est le plan d'incidence défini par le vecteur d'onde du "rayon"⁵ incident et la normale du dioptre. Rappelons que la continuité à une interface des composantes tangentielles du champ électrique et du vecteur excitation magnétique étant établie quelle que soit la nature des milieux diélectriques de part et d'autre de l'interface, les lois de la réfraction (conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde) qui en découlent, restent donc valables dans le cas des interfaces séparant des milieux où, au moins un, est uniaxe. On a donc :

$$\begin{cases} n_o \sin(\theta_o) = n_{iso} \sin(\theta_{inc}) \\ n_{eff}(\theta_e) \sin(\theta_e) = n_{iso} \sin(\theta_{inc}) \end{cases} \quad (2.19)$$

Avec θ_o , l'angle de réfraction de l'onde ordinaire, θ_e , l'angle de réfraction de l'onde extraordinaire, n_{iso} , l'indice du milieu isotrope (milieu d'entrée) et n_{eff} , l'indice réfraction "vu" par l'onde extraordinaire dans à l'angle θ_e . Dans la loi de Descartes pour l'onde extraordinaire nous avons donc deux inconnues : l'angle de réfraction et l'indice du milieu qui change avec la direction de propagation.

En 1971, Françon et Mallick⁶ ont établi dans le cas général où le plan d'incidence et la section principale⁷ ne sont pas confondus que l'angle de réfraction du front d'onde extraordinaire vaut :

$$\cot(\theta_e) = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin(\phi) \cos(\phi) \cos(\omega)}{n_o^2 \sin(\phi)^2 + n_e^2 \cos(\phi)^2} + n_e \cdot n_o \cdot \frac{\sqrt{1 - n_{iso}^2 \sin(\theta_i)^2 \left[\frac{\sin(\omega)^2}{n_e^2} + \frac{\cos(\omega)^2}{n_o^2 \sin(\phi)^2 + n_e^2 \cos(\phi)^2} \right]}}{n_{iso} \sin(\theta_i) \cdot \sqrt{n_o^2 \sin(\phi)^2 + n_e^2 \cos(\phi)^2}} \quad (2.20)$$

5. Il faut utiliser la notion de rayon avec attention dans ce contexte. En effet, les milieux optiques les plus répandus étant les milieux isotropes, il n'est pas nécessaire de différencier la direction du front d'onde et celle de l'énergie. Dans les milieux anisotropes, le rayon désigne la direction de propagation de l'énergie.

6. FRANÇON et MALLICK, 1971

7. Plan contenant l'axe optique et le vecteur d'onde

Où ϕ est l'angle que fait l'axe optique avec la normale au dioptre, n_o, n_e , les indices ordinaire et extraordinaire du milieu uniaxe, ω est l'angle que fait le plan d'incidence avec la section principale.

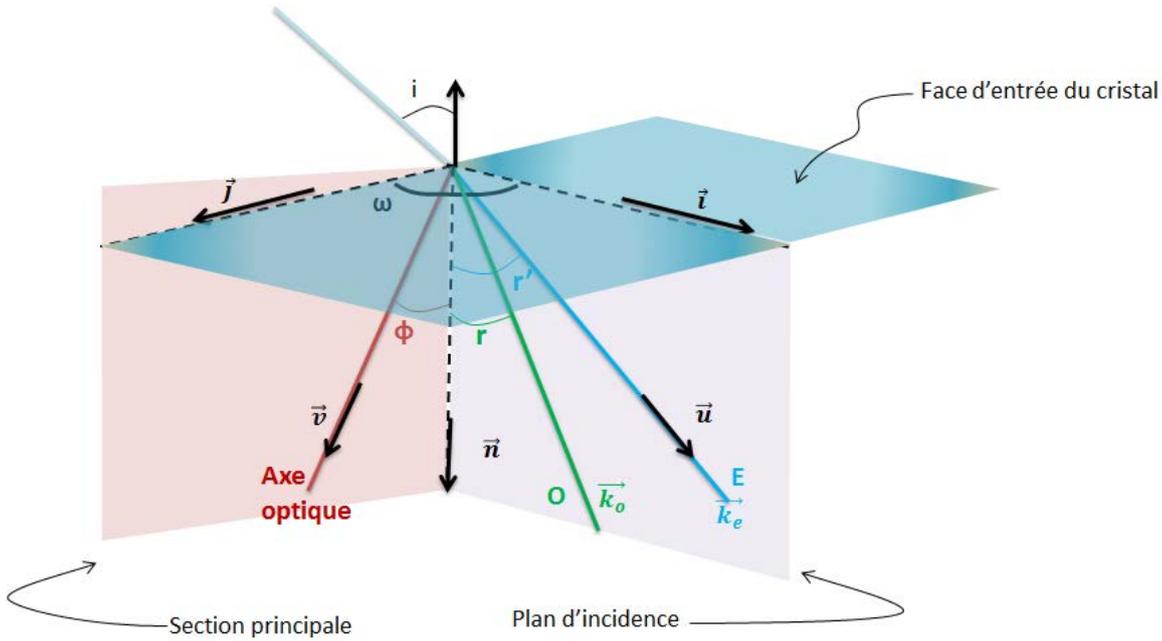


FIGURE 2.6: Description des paramètres utilisés pour le calcul de l'angle de réfraction du front d'onde extraordinaire d'après FRANÇON et MAL-LICK (1971)

L'indice effectif vu par l'onde extraordinaire s'écrit alors :

$$n_{eff} = \frac{n_e \cdot n_o}{\sqrt{n_o^2 \sin(\alpha)^2 + n_e^2 \cos(\alpha)^2}} \quad (2.21)$$

avec

$$\cos(\alpha) = \sin(\theta_e) \sin(\phi) \cos(\omega) + \cos(\theta_e) \cos(\phi)$$

Connaissant les indices du milieu uniaxe, on peut donc calculer le chemin optique.

2.3.1 Différence de marche d'interféromètres biréfringents à lames à faces parallèles

Françon et Mallick ont montré que la différence de marche entre le chemin optique de l'onde ordinaire et celui de l'onde extraordinaire à la sortie d'une lame à face parallèle d'épaisseur e s'écrit :

$$\frac{\delta_{lame}}{e} = \sin(\theta_i) \cdot \cot(\theta_e) - \sqrt{\frac{n_o^2}{n_{iso}^2} - \sin(\theta_i)^2} \quad (2.22)$$

Connaissant celle-ci et les règles de conception établies précédemment, on est en mesure d'établir la différence de marche entre les voies :

- Dans le cas où les deux lames sont constituées du même matériau, il suffit de remplacer l'angle ω par $\omega + \frac{\pi}{2}$ dans l'équation 2.22 pour obtenir la différence de marche créée par la deuxième lame et la différence de marche totale s'écrit :

$$\delta_{tot} = \delta_{lame1} - \delta_{lame2}$$

- Dans le cas où les deux lames sont constituées de matériaux de biréfringences opposées, la différence de marche totale s'écrit : $\delta_{tot} = \delta_{lame1} + \delta_{lame2}$

L'expression analytique exacte de la différence de marche totale étant très longue, il est courant de ne travailler qu'avec son développement limité au second ordre qui s'écrit dans le cas de l'interféromètre de Savart :

$$\begin{aligned} \frac{\delta_{tot}}{e} = & \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} (\cos(\omega) + \sin(\omega)) \sin(\theta_i) + \\ & \frac{n_o * (n_o^2 - n_e^2)}{n_e \sqrt{2} * (n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} (\cos(\omega)^2 - \sin(\omega)^2) \sin(\theta_i)^2 + O(\sin(\theta_i)^4) \end{aligned} \quad (2.23)$$

2.3.2 Différence de marche d'un interféromètre à prismes biréfringents compensés

Dans ce cas de figure, la généralisation des calculs ne peut se faire en fixant de manière arbitraire l'axe optique du premier prisme dans le plan YZ. Ce qui implique de faire les calculs dans l'espace au lieu du plan. En effet, l'existence de prismes dans le système suscite le besoin d'établir les différences de marche à chaque combinaison de prismes. Dans le cas particulier du double Wollaston (cf. figure 2.4), Prunet et son équipe ont établi, en 1999, l'expression de la différence de marche de cet interféromètre mais bien que cette expression permette de modéliser rapidement le fonctionnement de l'interféromètre, elle ne suffit pas pour établir l'ensemble des différences de marche car elle n'est valable que dans le cas où la section principale et le plan d'incidence sont confondus (PRUNET, JOURNET et FORTUNATO, 1999). Le calcul analytique de la différence de marche dans le cas général se complexifie très rapidement car on a d'une part, le changement de repère au niveau des dioptries inclinés qui entraîne un changement des composantes tangentielles des vecteurs d'onde et d'autre part, il faut passer à un calcul, dans l'espace, des distances géométriques parcourues par l'onde ou le rayon dans l'interféromètre. Ce calcul fait l'objet du code de simulation que nous présentons dans le prochain chapitre.

2.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter les bases de la propagation de la lumière dans les milieux uniaxes et d'établir quelques règles de conception afin d'aboutir à un interféromètre biréfringent à décalage latéral et à deux ondes. Nous avons obtenu une règle nécessaire mais pas suffisante puisqu'elle ne nous assure un couplage efficace de modes de polarisation que sur l'axe mais ne nous permet pas de prédire les couplages pour une incidence non normale et encore moins dans le cas où l'interféromètre comporte des dioptries inclinés. Nous avons aussi présenté le calcul de la différence de marche dans ces interféromètres. Ainsi, pour des interféromètres à lames à faces parallèles, il existe une expression analytique qui servira de référence dans les modélisations à venir. Dans le cas des interféromètres à prismes compensés, l'expression de la différence de marche est à établir pour chaque configuration et la perte de la symétrie de

révolution autour de l'axe géométrique complexifie le calcul analytique. Pour pallier cette difficulté, nous avons procédé à une modélisation numérique des interféromètres biréfringents, objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Modélisation numérique approfondie d'interféromètres biréfringents

Au chapitre précédent, nous avons établi une règle de combinaison de lames biréfringentes aboutissant un interféromètre à décalage latéral dans lequel le couplage des modes est efficace en incidence nulle. Nous avons également montré qu'il est possible de calculer analytiquement la différence de marche entre deux ondes pour un empilement successif de lames à faces parallèles. Cependant, ce calcul ne peut ne s'appliquer au cas où l'empilement comporte des dioptres inclinés et ne peut prédire le couplage des modes aux interfaces pour une incidence non nulle. C'est pour cette raison que nous nous sommes intéressés au code de propagation des ondes dans un milieu biréfringent développé à l'Institut d'Optique que nous présentons dans ce chapitre. Dans un premier temps, la théorie sous-jacente sera présentée de manière succincte. Puis nous présenterons un exemple d'utilisation du code qui sera également illustré expérimentalement.

3.1 Théorie

Reprenons le tenseur diélectrique présenté au chapitre précédent. Il s'écrit dans le cas général et dans le repère de ses axes propres sous la forme :

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Si on travaille dans un repère autre que celui des axes propres tel que présenté en figure 3.1, alors le tenseur s'écrit :

$$[\epsilon_{xyz}] = \mathbf{R} \cdot [\epsilon] \cdot \mathbf{R}^{-1} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

avec \mathbf{R} , la matrice de changement de repère. Nous allons rechercher dans un premier temps les solutions de type ondes planes qui se propagent dans un tel milieu. Une telle approche fournit des solutions mathématiques qui n'ont pas forcément de sens physique. Il est alors nécessaire de définir des critères pour obtenir les solutions réelles.

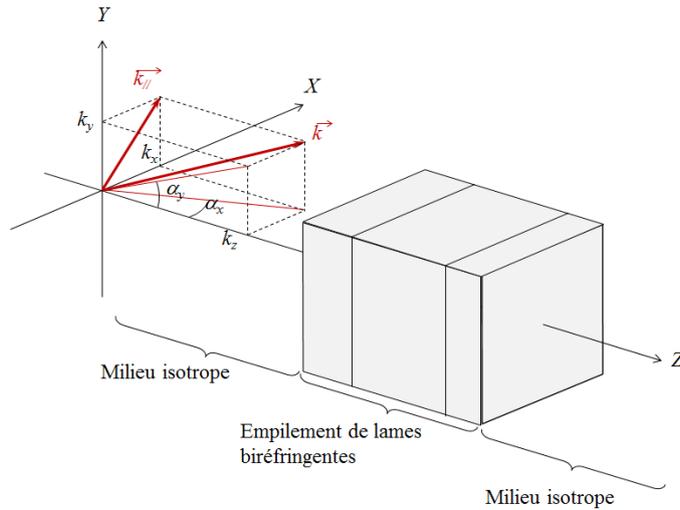


FIGURE 3.1: Définition des paramètres utilisés.

3.1.1 Propagation des ondes électromagnétiques planes dans un milieu biréfringent

Nous considérons un milieu biréfringent non magnétique et non actif, et nous recherchons les solutions des équations de Maxwell de type ondes planes monochromatiques, de fréquence angulaire $\omega = 2\pi \cdot c/\lambda_0$ avec λ_0 , la longueur d'onde dans le vide et c , la vitesse de la lumière. Pour rappel, ces solutions se mettent sous la forme (cf. chapitre 2) :

$$\begin{cases} \vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(z)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} \\ \vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(z)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} \end{cases} \quad (3.3)$$

On montre que les équations de Maxwell peuvent se ré-écrire sous la forme d'un système différentiel d'ordre 1 suivant (ABDULHALIM, 1999) :

$$\frac{\partial \vec{\psi}}{\partial z} = \frac{2i\pi}{\lambda_0} \mathcal{M} \vec{\psi} \quad (3.4)$$

avec $\vec{\psi}(z) = \begin{bmatrix} E_x(z) \\ E_y(z) \\ Z_0 H_x(z) \\ Z_0 H_y(z) \end{bmatrix}$, le vecteur composé des composantes transverses des champs

et $Z_0 = \mu_0 c = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ l'impédance du vide et \mathcal{M} une matrice 4×4 dont les coefficients dépendent des composantes du vecteur d'onde et des coefficients de tenseur diélectrique ϵ_{xyz} .

Les solutions de ce système différentiel se mettent sous la forme :

$$\vec{\psi}_0(z) = \sum_{l=1}^n \gamma_l \cdot e^{ik_{z,l}z} \cdot \vec{\psi}_{p,l} \quad (3.5)$$

où $l \in \{1, 2, 3, 4\}$, $\vec{\psi}_{p,l}$ sont les vecteurs propres de la matrice \mathcal{M} , $\frac{2\pi}{\lambda_0} k_{z,l}$ les valeurs propres associées qui représentent la coordonnée selon l'axe OZ du vecteur d'onde

et γ_l des amplitudes complexes. Les solutions du système différentiel présentées par l'équation 3.5 peuvent elles aussi être mises sous la forme d'un système matriciel que voici :

$$\begin{aligned} \vec{\psi}(z) &= \left(\vec{\psi}_{p,1} | \vec{\psi}_{p,2} | \vec{\psi}_{p,3} | \vec{\psi}_{p,4} \right) \begin{bmatrix} \gamma_1 \cdot e^{ik_{z,1}z} \\ \gamma_2 \cdot e^{ik_{z,2}z} \\ \gamma_3 \cdot e^{ik_{z,3}z} \\ \gamma_4 \cdot e^{ik_{z,4}z} \end{bmatrix} \\ &= \mathcal{V} \cdot \begin{bmatrix} \gamma_1 \cdot e^{ik_{z,1}z} \\ \gamma_2 \cdot e^{ik_{z,2}z} \\ \gamma_3 \cdot e^{ik_{z,3}z} \\ \gamma_4 \cdot e^{ik_{z,4}z} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Précisons qu'une autre conséquence des équations de Maxwell est :

$$\begin{cases} i\omega\mu_0 H_z = ik_x E_y - ik_y E_x \\ i\omega D_z = ik_y H_x - ik_x H_y \end{cases} \quad (3.7)$$

Ce qui implique que la connaissance du vecteur $\vec{\psi}$ suffit à définir entièrement la structure des champs dans le milieu.

3.1.2 Résolution numérique de l'équation du système différentiel

Le système différentiel 3.4 se résout très facilement de manière numérique via le calcul des valeurs et vecteurs propres de la matrice \mathcal{M} . Ainsi, les coefficients γ_l sont définis en fonction des paramètres du problème (polarisation et amplitude de l'onde dans le milieu). Par ailleurs, on peut montrer que deux des modes propres sont propagatifs ($\mathbf{Re}(S_z) > 0$) et les autres contra-propagatifs ($\mathbf{Re}(S_z) < 0$)¹. Dans le cas particulier des milieux uniaxes, il est possible d'identifier les modes en calculant la norme du vecteur d'onde et en la comparant à $2\pi n_0/\lambda_0$ à l'erreur d'arrondi numérique près. Ceci permet d'identifier la polarisation des modes propagatifs que nous notons "O+" ou "E+" ainsi que celle des modes ordinaire et extraordinaire contra-propagatifs, notés "O-" et "E-". Dans le cas dégénéré du milieu isotrope, où il existe une infinité de modes propres, nous choisissons les états de polarisation linéaire transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). Les colonnes de la matrice \mathcal{V} sont alors ré-organisées dans l'ordre (E+, O+, E-, O-) ou (TE+, TM+, TE-, TM-). Ce tri est nécessaire pour connaître les coefficients de couplage des ondes aux interfaces.

3.1.3 Interactions au niveau d'un dioptre séparant deux milieux biréfringents

Considérons deux milieux semi-infinis biréfringents A et B et choisissons un repère de travail de sorte que le dioptre les séparant soit le plan d'équation $z = 0$ (cf. fig. 3.1). Nous venons de voir que si nous connaissons les composantes tangentielles, $\vec{k}_{//}$, du vecteur d'onde dans un milieu alors nous sommes en mesure de déterminer les quatre ondes qui s'y propagent. La conservation des composantes tangentielles des champs

1. S_z représente la composante selon Oz du vecteur de Poynting complexe

électrique et du vecteur excitation magnétique (BORN et WOLF, 1999), nous permet d'écrire :

$$\vec{\psi}_A = \vec{\psi}_B \quad (3.8)$$

soit encore :

$$\mathcal{V}_A \cdot \begin{bmatrix} \gamma_{e+,A} \\ \gamma_{o+,A} \\ \gamma_{e-,A} \\ \gamma_{o-,A} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_B \cdot \begin{bmatrix} \gamma_{e+,B} \\ \gamma_{o+,B} \\ \gamma_{e-,B} \\ \gamma_{o-,B} \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

De plus, la conservation des composantes tangentielles des champs implique également que la composante tangentielle du vecteur d'onde se conserve à la traversée du dioptre. De ce fait, nous pouvons déterminer les coefficients de transmission du milieu A vers B ainsi que les coefficients de réflexion au niveau du dioptre en résolvant les équations :

$$\begin{bmatrix} t_{e,e} \\ t_{e,o} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \mathcal{V}_B^{-1} \cdot \mathcal{V}_A \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{e,e} \\ r_{e,o} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} t_{o,e} \\ t_{o,o} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \mathcal{V}_B^{-1} \cdot \mathcal{V}_A \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ r_{o,e} \\ r_{o,o} \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

où $t_{i,i}$ et $t_{i,j}$ sont les coefficients complexes de transmission de Fresnel généralisés du mode $i \in \{E, O\}$ du milieu A vers le mode $i \in \{E, O\}$ du milieu B et du mode $i \in \{E, O\}$ vers le mode $j \in \{O, E\}$. De même pour les coefficients de réflexion. Les coefficients de Fresnel généralisés en intensité sont alors égaux au module au carré des coefficients précédents par suite de la normalisation utilisée pour les modes propres.

Cette méthode a été implémentée sous Matlab[®] en suivant les définitions utilisées dans les logiciels de conception optique usuels pour les modes dits séquentiels. La géométrie du système est implémentée en positionnant les blocs {orientation du dioptre + épaisseur après le dioptre + indice et orientation des axes optiques du matériau (s'il y a lieu) + polarisation de l'onde} dans l'ordre d'intersection avec le rayon lumineux. L'onde dont on veut les propriétés de propagation est définie par ses états de polarisation successifs au cours de sa propagation. Le code fournit en sortie les coefficients de Fresnel généralisés mentionnés précédemment ainsi que les chemins optiques des ondes définies par l'utilisateur.

3.2 Application à l'étude des couplages parasites

Nous avons utilisé l'outil présenté précédemment pour modéliser la propagation des ondes électromagnétiques dans les cas particuliers des interféromètres biréfringents uniaxes à lames à faces parallèles et à prismes compensés.

3.2.1 Cas des interféromètres à lames à faces parallèles

Bien que le code soit valable dans le cas où l'interféromètre possède N lames, nous nous limitons au cas où il n'y en a que deux et nous illustrerons ce code avec les lames de Savart (cf. fig. 3.2). Il existe à la sortie d'un tel interféromètre quatre ondes possibles

selon l'état de polarisation ordinaire (O) ou extraordinaire (E) qu'elles ont eu pendant leur propagation au sein de l'interféromètre. Nous les notons : OO, OE, EE, EO. Dans le cas d'un interféromètre à lames de biréfringence identique, les ondes utiles, que nous appellerons désormais ondes nominales, sont les ondes OE et EO dont les chemins optiques peuvent se compenser pour une incidence donnée. Dans le cas d'interféromètres à lames de biréfringences opposées, ce sont les ondes OO et EE qui sont intéressantes. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, c'est l'épaisseur des lames associée à l'orientation des axes optiques qui permet d'obtenir des franges rectilignes et équidistantes incluant la frange zéro et qui permet aussi d'annuler l'intensité des deux autres ondes que nous appellerons ondes parasites dans la suite du document.

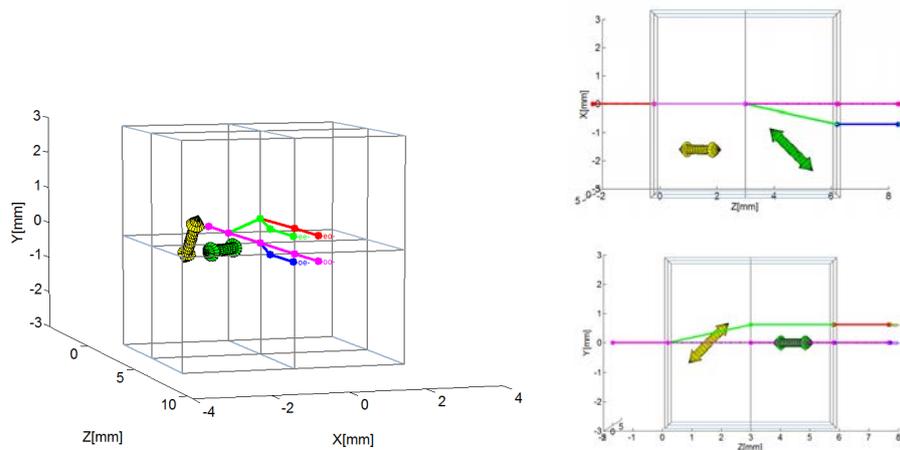


FIGURE 3.2: Vue 3D de l'interféromètre de Savart et des coupes XZ et YZ, les lames sont en Tellurium (Te) et font 3 mm d'épaisseur chacune.

En présence d'un faisceau large angulairement ou d'erreurs de fabrication sur les épaisseurs des lames ou de positionnement des axes optiques, les règles de conception que nous avons établies ne sont plus valables et on a les quatre ondes en sortie. L'analyseur placé après les lames permet d'homogénéiser les polarisations des ondes et de les faire interférer. On a donc six figures d'interférences qui se superposent : la figure d'interférence nominale issue de l'interférence entre EO et OE, les figures d'interférences parasites issues des interférences entre OO et EE dont l'interfrange est identique à celui des franges nominales et l'orientation perpendiculaire à celle des franges nominales ; et les quatre figures d'interférences issues des interférences deux à deux entre les ondes {EO, OE} et {EE, OO} qui sont orientées $\pm 45^\circ$ des franges nominales et dont les interfranges sont $\sqrt{2}$ fois supérieures à l'interfrange nominal. Quatre des six cartes de différences de marche que l'on obtiendrait pour un champ de $\pm 30^\circ$ sont présentées figures 3.3. Afin de vérifier les résultats fournis par le code, nous avons calculés l'écart entre les cartes de différences de marches du code et celle obtenue en utilisant la formule analytique. La variation de l'écart absolu dans le champ est présenté en figure 3.4. Sa valeur maximale est inférieure à $1E-10 \mu\text{m}$, valeur largement convenable pour nos applications.

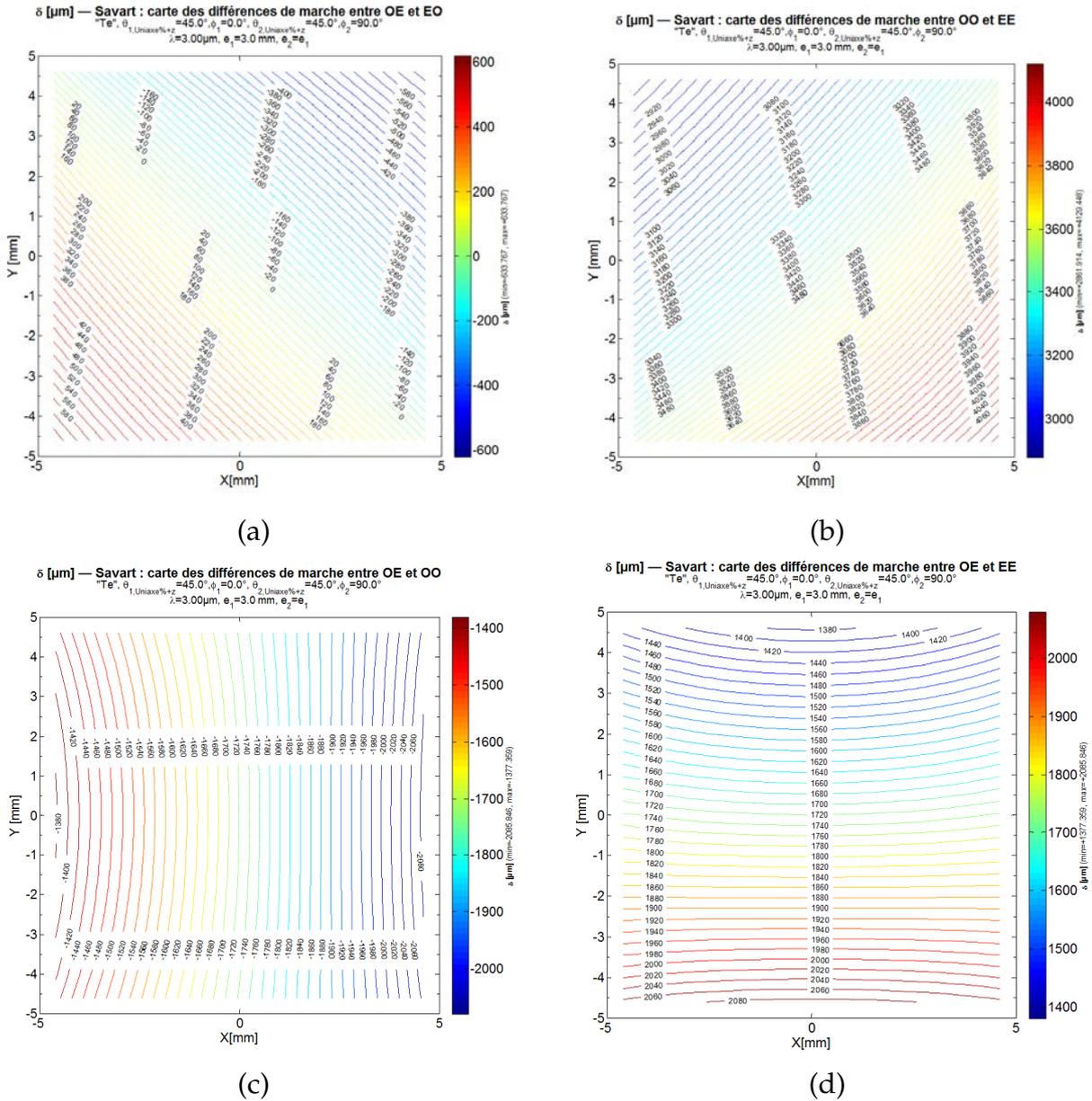


FIGURE 3.3: Cartes des différences de marches dans l'interféromètre de Savart entre (a) OE et EO, (b) OO et EE, (c) OE et OO, (d) OE et EE

L'existence de ces interférences étant conditionnée à l'existence effective des ondes OO et EE au sein de l'interféromètre, nous avons également tracé leurs cartes des coefficients de Fresnel généralisés en transmission. Ceux-ci sont présentés à la figure 3.5 pour une intensité de l'onde incidente de 1 et pour une combinaison de Savart parfaite et un champ de vue bi-dimensionnel de $\pm 30^\circ$. On retrouve bien une transmission nulle sur l'axe et qui varie rapidement pour atteindre environ 5% en bord de champ. Précisons que l'absence de symétrie des coefficients de Fresnel généralisés dans le champ est tout simplement liée au fait que les axes de révolution des ellipsoïdes des indices (qui sont aussi les axes optiques) ne sont pas l'axe géométrique OZ.

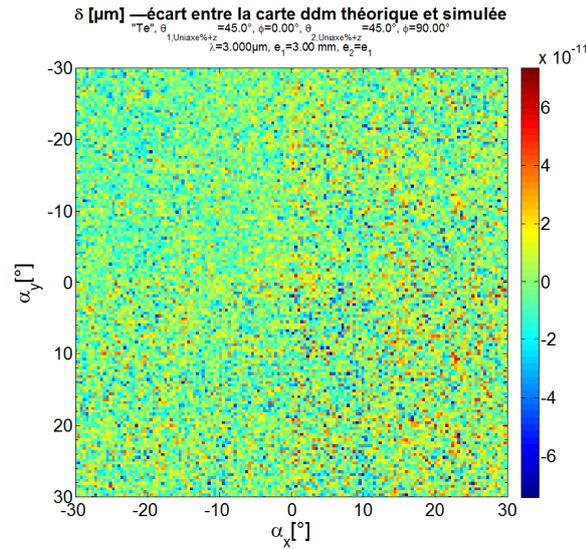


FIGURE 3.4: Écart entre les cartes de différences de marches théorique et simulée pour un interféromètre de Savart dont les lames sont en Tellurium (Te) et font 3 mm d'épaisseur chacune.

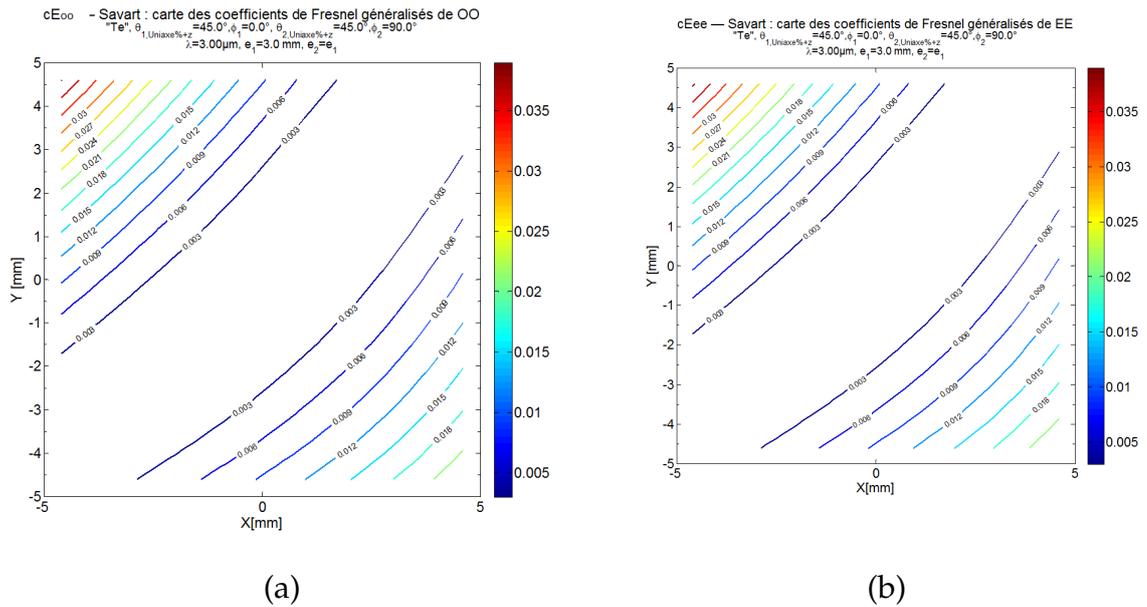


FIGURE 3.5: Cartes des coefficients de Fresnel généralisés pour les ondes parasites OO (a) et EE (b) de l'interféromètre de Savart.

3.2.2 Cas des interféromètres à prismes compensés

Nous avons également utilisé le code pour modéliser des interféromètres à prismes compensés et nous présentons ici le cas du double Wollaston. Pour cet interféromètre, il existe huit ondes en sortie en fonction de leur état de polarisation pendant leur propagation dans l'interféromètre (cf. fig. 3.6) :

- Les ondes nominales EOE et OEO dont les angles de réfraction en sortie sont identiques entre eux et égaux à l'angle d'incidence sur le premier dioptre.

- Les ondes simplement parasites EEO et EOO dont les angles de sortie sont identiques entre eux mais différents de l'angle de sortie commun à OOE et OEE.
- Les ondes doublement parasites EEE et OOO dont l'état de polarisation ne change pas à la traversée de l'interféromètre et qui sortent avec un angle d'émergence identique à l'angle d'incidence.

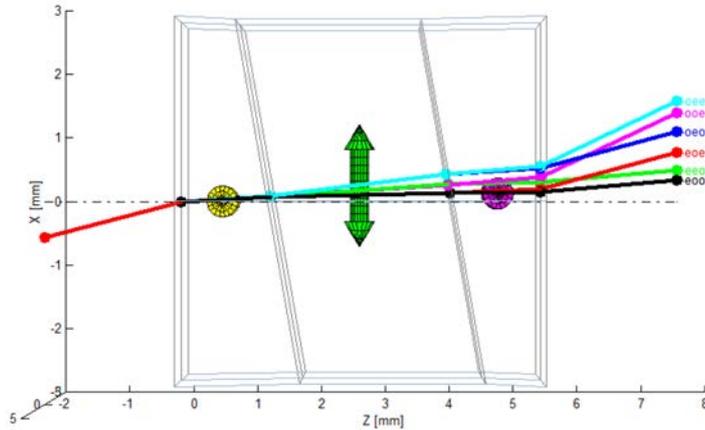


FIGURE 3.6: Propagation des rayons dans le double Wollaston, les rayons doublement parasites n'ont pas été représentés.

Puisque nous avons utilisé cet interféromètre pour l'illustration expérimentale du code, nous proposons de présenter les résultats simulés dans la partie suivante en même temps que les résultats expérimentaux.

3.3 Illustration expérimentale du code : exemple du double Wollaston

Le but ici est d'illustrer le code que nous avons développé en validant l'existence des ondes parasites et en les caractérisant. Pour cela, nous avons réalisé deux bancs expérimentaux comportant un double-Wollaston en calcite dont l'angle nominale de fabrication des prismes est de 14° , l'ouverture carrée de 33 mm par 33 mm et l'épaisseur totale de 18 mm. Les bancs comportent également une caméra Dalsa de focale 50,2 mm et de 1024×1024 pixels de $12 \mu\text{m}$. La dynamique de la caméra de 14 bits ne permettant pas d'imager à la fois les ondes nominales et doublement parasites dont le ratio d'intensité théorique est de 10^6 , l'illustration ne portera que sur les ondes simplement parasites.

3.3.1 Caractérisation des ondes simplement parasites en intensité

Le but de ce banc de caractérisation est de valider le rapport d'intensité entre les ondes nominales et les ondes simplement parasites pour différentes incidences. Pour cela, le double-Wollaston est placé sur une platine de rotation et éclairé par le faisceau collimaté d'une LED verte. Dans cette configuration, on doit observer trois taches dans le plan image de la caméra : la tache de focalisation des ondes nominales EOE et OEO

et de part et d'autre les taches des ondes simplement parasites EEO-EEO et OOE-OEE (cf. figure 3.7).

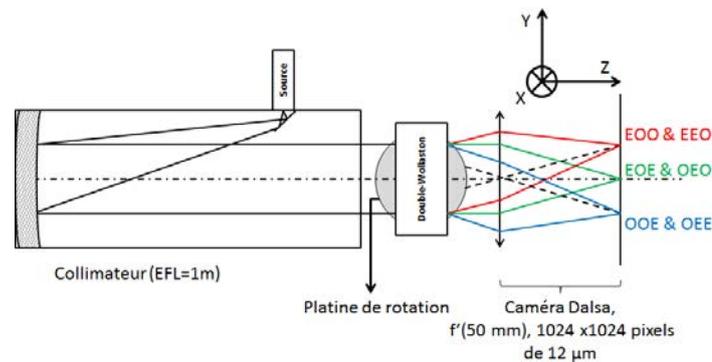


FIGURE 3.7: Banc de caractérisation en intensité des ondes simplement parasites.

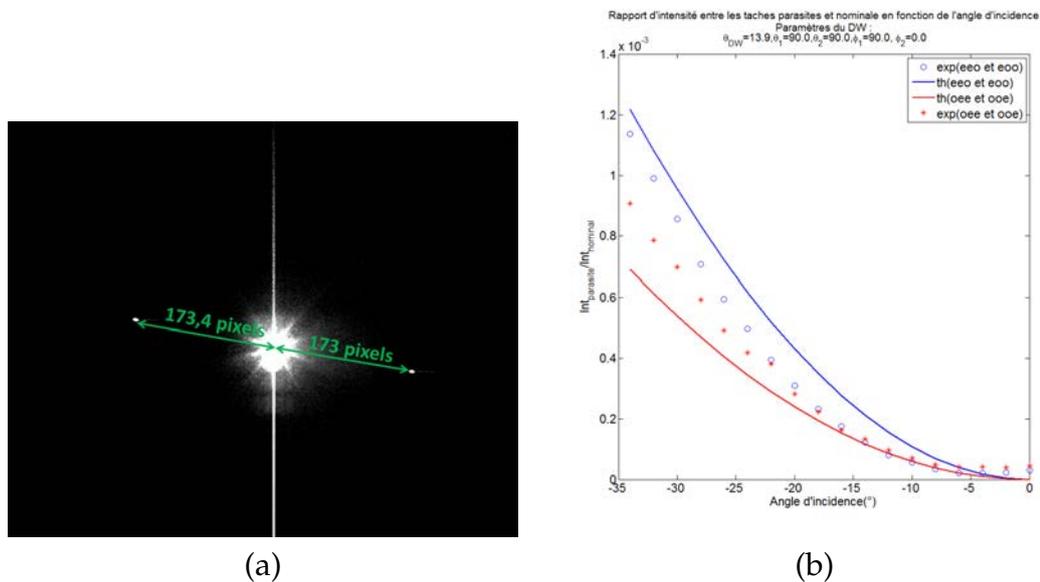


FIGURE 3.8: Intensité des ondes simplement parasites dans le double-Wollaston. (a) Taches images parasites et nominale dans le plan image. (b) Comparaison des rapports d'intensité entre les ondes nominales et simplement parasites en fonction de l'angle d'incidence. En traits pleins, les valeurs théoriques, les cercles et les étoiles présentent les valeurs mesurées.

Les résultats obtenus sont présentés par les figures 3.8 (a) et (b). Sur la première, on voit, pour une rotation de 30° de la platine, les taches parasites de polarisation orthogonale de part et d'autre de la tache centrale telles que prédites par la théorie. La seconde présente la variation, avec l'angle d'incidence, du rapport d'intensité entre les ondes nominales et simplement parasites. La position théorique du centre des taches images OOE-OEE est estimée à 172.5 pixels du centre des taches nominales et celles des taches images EEO-EEO à 172.1 pixels. Les distances mesurées sont respectivement 173.4 pixels et 173 pixels, soit une erreur relative de 0,5 % environ, imputable aux

incertitudes expérimentales. Concernant la variation de l'intensité avec l'angle d'incidence, on obtient des ordres de grandeurs comparables à ceux prédit par la théorie et l'écart observé entre les courbes théoriques et expérimentales provient vraisemblablement des incertitudes sur les caractéristiques du double-Wollaston que nous avons utilisé.

3.3.2 Caractérisation des franges parasites issues d'ondes simplement parasites

Pour ce banc de caractérisation, le double-Wollaston, placé entre polariseur et analyseur croisés, est éclairé par un faisceau divergent d'une LED ou d'un laser à 594 nm. L'illumination du système par la LED de faible longueur de cohérence, nous permet de déterminer la position de la différence de marche nulle. Une fois celle-ci déterminée, la LED est remplacée par le laser afin d'observer les franges de plus grande différence de marche. Ce banc d'interférométrie est présenté par la figure 3.9 et les franges obtenues, par la figure 3.10.

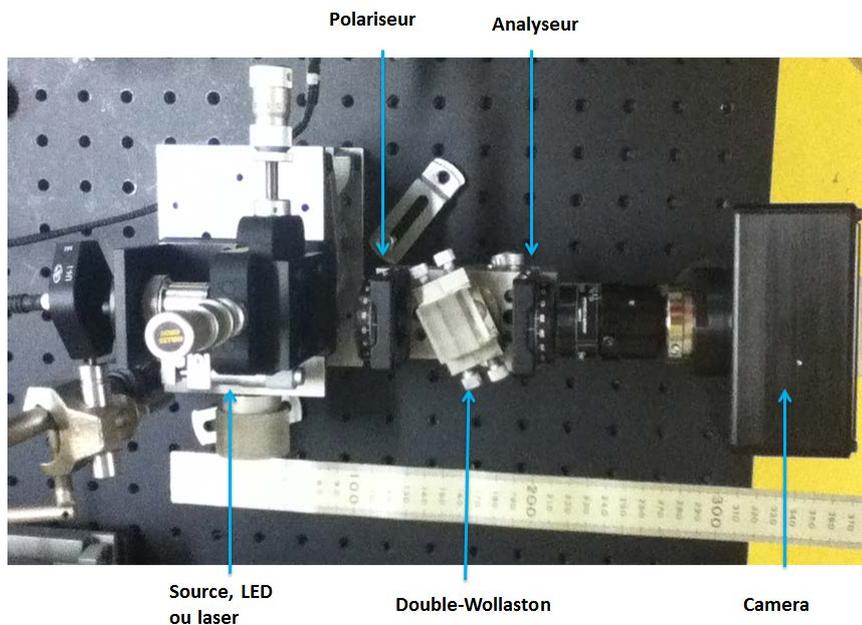


FIGURE 3.9: Banc d'interférométrie.

Nous avons ajouté au système un diaphragme de champ qui nous permet d'observer séparément² les franges nominales et parasites.

La figure 3.11 présente les franges nominales obtenues avec ce banc et en augmentant l'intensité du laser jusqu'à la saturation de la caméra, on voit apparaître les franges parasites provenant d'interférences entre les ondes EEO et EOO d'une part, et entre OOE et OEE d'autre part. Remarquons aussi que l'orientation des franges parasites est la même que celle des franges nominales car, contrairement au Savart, le décalage

2. Les franges nominales et parasites sont superposées dans tout le champ mais la réduction du champ opérée par le diaphragme nous permet de supprimer les franges nominales correspondant à de grands angles d'incidence qui se superposent aux franges parasites.

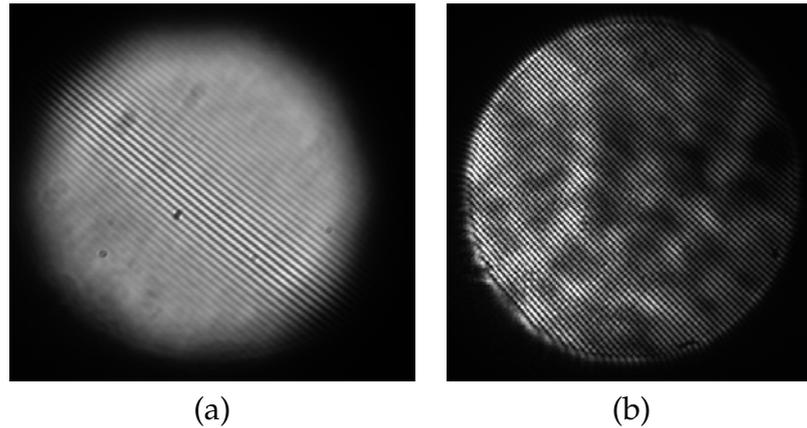


FIGURE 3.10: Franges d'interférence du double Wollaston. (a) Illumination avec une LED à 530 nm, (b) Franges d'interférences nominales obtenues avec un laser He-Ne à 594 nm.

latéral du double-Wollaston se fait dans le plan d'incidence. Nous avons mesuré un interfrange de 7 pixels pour les franges parasites et de 3,5 pixels pour l'interfrange nominal, valeur proche de l'interfrange théorique de 4 pixels par franges.

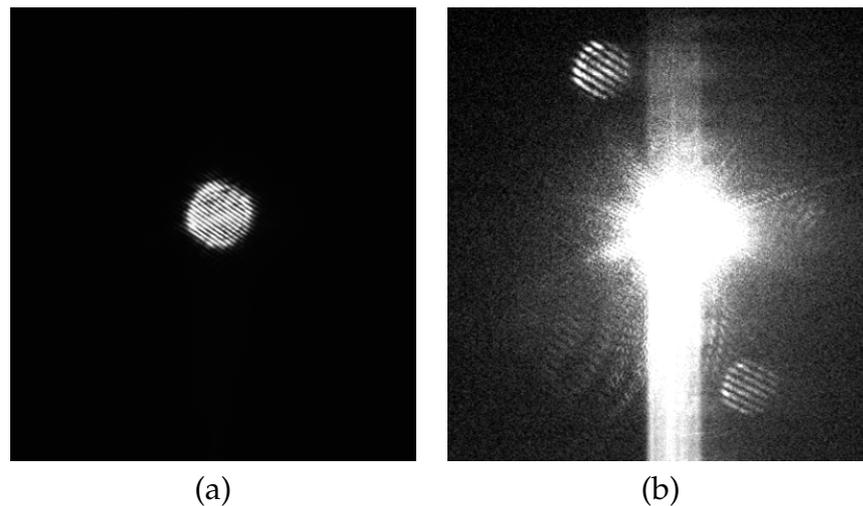


FIGURE 3.11: Caractérisation des franges parasites du double Wollaston. (a) Franges d'interférences nominales. (b) Franges d'interférences parasites. Dans le cas a), les faisceaux parasites sont trop faibles par rapport aux faisceaux nominaux pour être perçus. Dans le cas b), la tache centrale des faisceaux nominaux est fortement surexposée afin de faire apparaître les franges parasites.

3.4 Conclusion

Dans les logiciels de simulation optique tels que Zemax ou Code V, la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux anisotropes ne prend pas en compte le phénomène de couplage des modes de polarisation aux interfaces. L'outil de simulation développé à l'Institut d'Optique permet de simuler le tracé

de la direction du front d'onde et de l'énergie, aussi bien que de calculer le chemin optique parcouru et les coefficients de Fresnel généralisés des modes qui existent dans le milieu. Nous avons illustré expérimentalement les résultats de ce code, aussi bien du point de vue de la différence de marche que de l'intensité des modes. Cet outil nous permettra de modéliser et dimensionner des interféromètres biréfringents à décalage latéral au prochain chapitre.

Chapitre 4

Dimensionnement des prototypes MWIR et LWIR

Diffusion restreinte.

Conclusion

Dans la première partie, nous avons vu qu'il existe de nombreuses techniques d'acquisition du cube hyperspectral qui ont chacune leurs avantages et inconvénients. Pour concevoir nos caméras hyperspectrales, nous avons fait le choix de la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique utilisant un interféromètre à décalage latéral qui nous permet d'avoir de plus grandes étendues géométriques et d'optimiser la collection et l'utilisation du flux de la scène observée. De plus, l'absence d'élément mobile au sein de la chaîne optique nous permet d'obtenir une meilleure robustesse. Nous avons également observé que ces caméras, que l'on peut décomposer en deux sous-parties à savoir l'interféromètre et l'imageur, utilisent pour la plupart, des interféromètres à miroirs de type Sagnac ou Michelson à dièdres droits. Néanmoins, des caméras hyperspectrales avec une maturité technologique plus ou moins avancée utilisant des interféromètres biréfringents font leur apparition dans le domaine et elles sont en général plus compactes que les premières. C'est ainsi que nous avons effectué une étude de compacité des interféromètres à spécifications fixées. Il en ressort premièrement qu'il n'est pas toujours possible de concevoir une caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres droits car dans le cas où la pupille du système est située en aval de l'interféromètre, le demi-champ maximal est limité à $11,5^\circ$ pour ne pas vignetter. Dans le cas où la pupille du système est située sur l'arête des dièdres, l'encombrement de l'interféromètre reste faible mais face à l'impossibilité de positionner la pupille physique du système à cet emplacement, il faut recourir à une optique relais pour y mettre la pupille immatérielle, ce qui a tendance à augmenter l'encombrement total du système. Quant à la miniaturisation de l'imageur, les caméras non refroidies ne nécessitent pas d'efforts particuliers de miniaturisation car on en trouve dans le commerce qui sont déjà très compactes. Le point dur, ici, concerne surtout les performances d'imagerie car celles-ci restent moins sensibles que les caméras refroidies. Quant à ces dernières, le système de refroidissement les rend plus volumineuses. Pour nos travaux, nous nous basons sur les systèmes déjà développés à l'ONERA et dont l'idée est d'investir l'espace vide au sein du cryostat pour y mettre les optiques imageantes.

Une fois le concept instrumental sélectionné, nous avons procédé à une étude théorique plus approfondie des interféromètres biréfringents afin de savoir comment tirer parti du phénomène de double réfraction pour notre application. Ainsi nous avons étudié les différentes possibilités pour créer artificiellement de la biréfringence et déterminé que malgré la rareté des cristaux naturellement transparents sur notre domaine spectral de travail, ceux-ci restaient le meilleur choix de conception pour l'instant. Nous avons alors utilisé un outil pour modéliser la propagation des ondes électromagnétiques dans ces milieux ainsi que les phénomènes de couplage des ondes aux interfaces que nous avons mis en évidence expérimentalement. Concernant la géométrie des interféromètres, nous avons démontré qu'il existait trois principales configurations lorsque l'interféromètre comporte deux lames à faces parallèles et qu'il existe une géométrie meilleure que celle du double-Wollaston en terme de compacité, que

nous nommons double-Nomarski. Enfin, nous avons procédé au dimensionnement de plusieurs systèmes dans le moyen et le lointain infrarouge parmi lesquels un système hybride transparent dans le moyen-infrarouge dont la réalisation et la mise en œuvre font l'objet de la prochaine partie.

Troisième partie

Réalisation, caractérisation et mise en œuvre d'un prototype infrarouge

Introduction

Dans la partie précédente, nous avons pu dimensionner trois caméras hyperspectrales compactes, une partiellement refroidie, l'une entièrement refroidie et une caméra dans le lointain infrarouge. Pour des raisons de délais de fabrication et de coûts, nous avons choisi de réaliser le prototype partiellement refroidi que nous nommons SIBI pour Spectro-Imageur Biréfringent Infrarouge. Ce prototype servira à des fins de validation de concept. Le premier chapitre de cette partie sera consacré à la présentation des composantes du prototype SIBI ainsi qu'à sa caractérisation en laboratoire. Cette dernière nous permettra de récolter les informations nécessaires au traitement des mesures terrain. Le deuxième chapitre présentera un exemple de mise en oeuvre terrain dans le cadre de la campagne ImagEtna ainsi que les préparatifs d'une campagne aéroportée que nous n'avons pas eu le temps de réaliser avant l'écriture de ce document. Les traitements des données ainsi que les premiers résultats obtenus y seront également présentés.

Chapitre 1

Réalisation et caractérisation en laboratoire du prototype hybride moyen infrarouge, SIBI

À ce stade, nous avons dimensionné plusieurs prototypes dont la complexité de réalisation varie énormément d'une catégorie à l'autre. Nous nous sommes donc basés sur les critères de délai, de réalisation et de coût. Ainsi nous avons opté pour la fabrication du prototype hybride qui était le seul, en début de thèse, que nous pouvions réaliser avec les composants disponibles chez les fournisseurs usuels. Un autre argument en faveur du prototype hybride était sa "simplicité" technologique. En effet, l'intégration de composants optiques supplémentaires dans un bloc de détection n'est pas encore suffisamment répandue et cette option aurait nécessité l'intervention d'un partenaire supplémentaire, en l'occurrence le fabricant de détecteur, Sofradir avec qui l'ONERA a déjà collaboré par le passé sur la même problématique. Ce chapitre présentera la fabrication et l'assemblage de ce prototype hybride dont le but est de valider le concept d'utilisation d'interféromètres biréfringents dans un contexte d'imagerie hyperspectrale infrarouge. Nous présenterons ensuite une série de tests en laboratoire afin d'obtenir les informations nécessaires au traitement des images hyperspectrales.

1.1 Fabrication et assemblage du prototype moyen infrarouge

Comme évoqué dans la partie précédente, la réalisation des lames biréfringentes en TeO_2 a été confiée à Altechna, qui parmi les fournisseurs de composants optiques que nous avons contactés, était le seul en mesure de fabriquer des lames biréfringentes selon nos spécifications. Les polariseurs quant à eux, ont été achetés chez Specac (SPECAC, 2016). En effet, Specac, contrairement aux autres fabricants, propose des polariseurs spécifiques dans le moyen et lointain infrarouge pour des applications d'imagerie. Nous n'avons pas apporté de modifications particulières à la caméra SOIE qui avait été réalisée par Sofradir. Une fois l'ensemble des composants reçu, nous les avons assemblés et le premier prototype obtenu est présenté en figure 1.1.

Cette première version que nous avons baptisée SIBI pour Spectro-Imageur Biréfringent Infrarouge pèse 2,7 kg et fait $12 \times 12 \times 20 \text{ cm}^3$ et a été dédiée à la validation de concept. Elle a notamment servi pendant la campagne ImagEtna que nous présenterons au chapitre suivant.

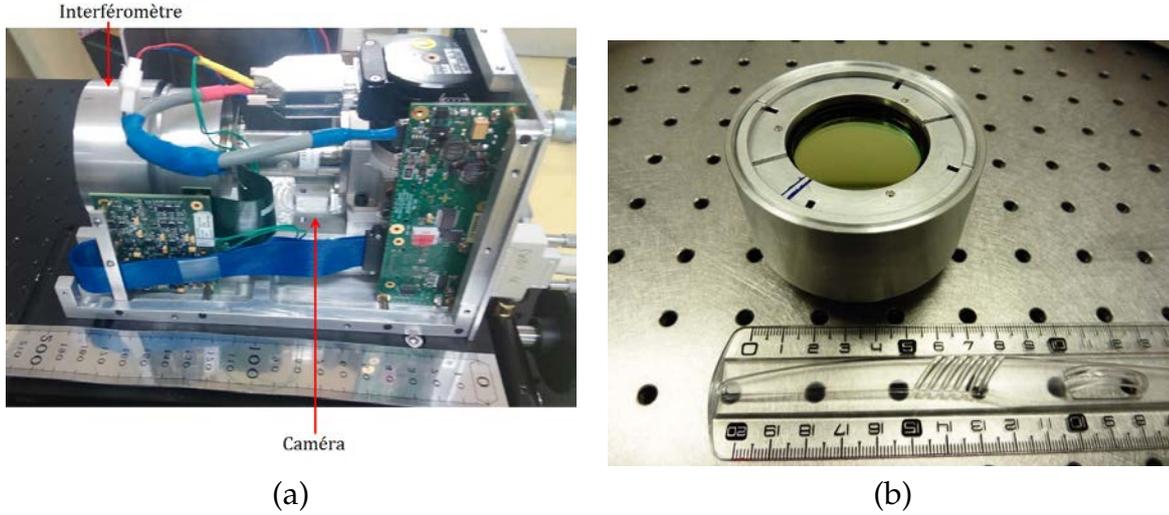


FIGURE 1.1: SIBI, caméra hyperspectrale dans le moyen infrarouge (a) et son interféromètre (b).

1.2 Mesure de la distorsion de l'imageur

Lors de la conception de la caméra SOIE, il avait été choisi de minimiser en priorité les aberrations autres que la distorsion car cette dernière pouvait être corrigée numériquement. Sa valeur maximale théorique en valeur absolue est évaluée à 9,1 %. Nous avons mis en place un banc de mesure afin de la mesurer. Pour cela, la caméra, éclairée par un faisceau collimaté, était installée sur une platine de rotation pouvant parcourir une plage d'angles d'élévation et d'angles azimutaux. La figure 1.2 présente les positions des centroïdes de la tache image ainsi que les positions estimées de ces centroïdes en utilisant un modèle sténopé pour modéliser la caméra.

Nous choisissons le modèle classique de distorsion radiale d'ordre 3, de décentrage d'ordre 1 et prismatique d'ordre 1 (WANG et al., 2008), présentée par l'équation 1.1, qui relie les coordonnées de l'image sans distorsion (X_r, Y_r) à celles de l'image avec distorsion (X_d, Y_d) .

$$\begin{cases} X_d - X_r = X_r (r_1 \rho^2 + r_2 \rho^4 + r_3 \rho^6) + 2d_1 X_r Y_r + d_2 (3X_r^2 + Y_r^2) + p_1 \rho^2 \\ Y_d - Y_r = Y_r (r_1 \rho^2 + r_2 \rho^4 + r_3 \rho^6) + 2d_2 X_r Y_r + d_1 (X_r^2 + 3Y_r^2) + p_2 \rho^2 \end{cases} \quad (1.1)$$

avec $\rho = \sqrt{X_r^2 + Y_r^2}$.

Nous avons utilisé la méthode des moindres carrés pour déterminer les coefficients $(r_1, r_2, r_3, d_1, d_2, p_1, p_2)$ donnant le meilleur ajustement entre les coordonnées théoriques de l'image avec distorsion et les coordonnées mesurées. Le résultat ainsi que la distance euclidienne entre le point mesuré et estimé, ramenée au pixel sont présentés en figure 1.3. On a une valeur moyenne sur la distance entre les points de 0,17 pixel et un écart-type de 0,1.

Nous avons utilisé l'outil de simulation d'image du logiciel de conception optique Zemax pour simuler une image de grille observée par la caméra SOIE à laquelle nous

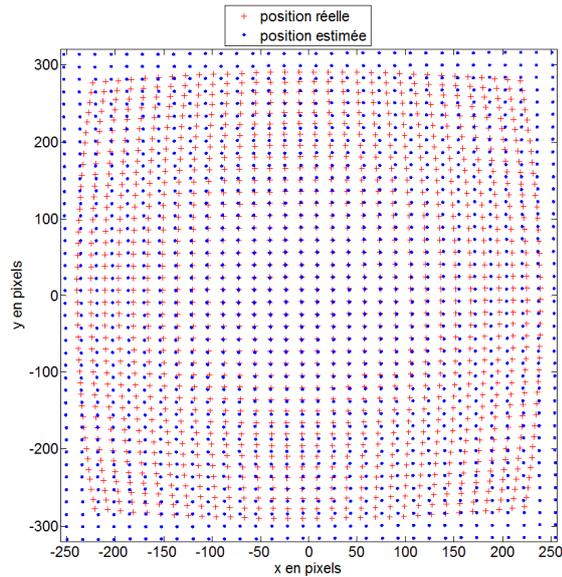
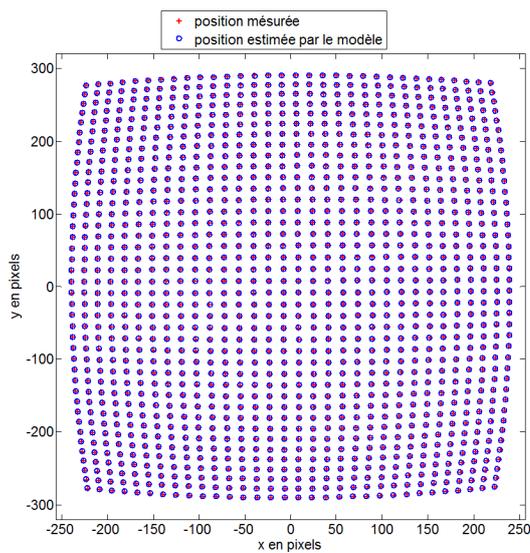
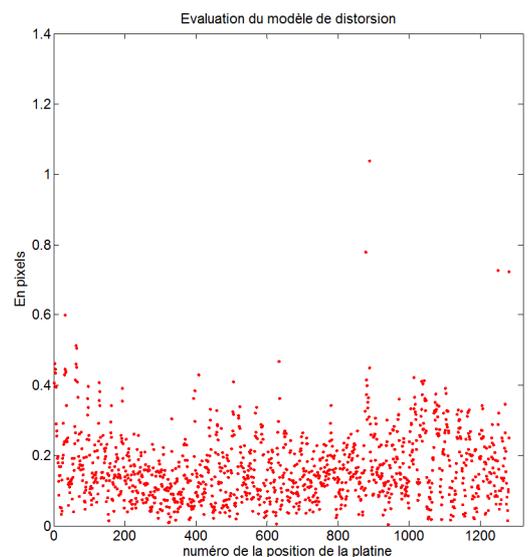


FIGURE 1.2: Mesure de la distorsion : positions des centres des taches images mesurées et estimées en utilisant un modèle sténopé.



(a)



(b)

FIGURE 1.3: Validation du modèle de distorsion : (a) En rouge, position mesurée des centroïdes des taches images et en bleu, position estimée par le modèle de distorsion. (b) distance entre la position estimée et mesurée ramenée au pixel.

avons appliqué ce modèle de distorsion afin de le valider. Le résultat est présenté en figure 1.4.

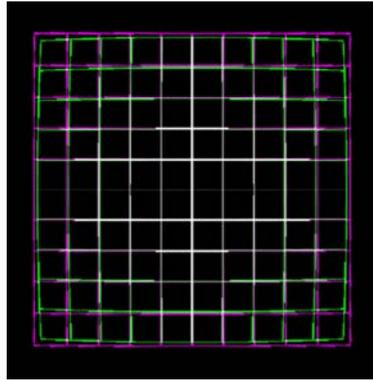


FIGURE 1.4: Validation du modèle de distorsion : en vert grille distordue et en magenta grille après correction.

1.3 Caractérisation des franges d'interférence

Nous avons mis en place un banc de caractérisation des franges d'interférences de la caméra. Celui-ci comporte une sphère intégrante éclairée par un OPO dont le domaine d'émission va de $3,7$ à $4,5 \mu\text{m}$, et la caméra SIBI est positionnée sur l'une des sorties de la sphère. La figure d'interférence obtenue à $3,85 \mu\text{m}$ est présentée en figure 1.5. On retrouve bien le changement de signe de la courbure des franges qu'on observe sur les cartes de différence de marche théoriques.

Nous avons appliqué un algorithme de déroulement de phase à la figure d'interférence à $\lambda=3,7 \mu\text{m}$ afin d'obtenir la carte des différences de marche expérimentale affranchie modulo λ et nous nous sommes servis de l'image acquise en observant un corps noir, afin de déterminer la position de la frange de différence de marche nulle. La carte de différence de marche obtenue est présentée en figure 1.6a.

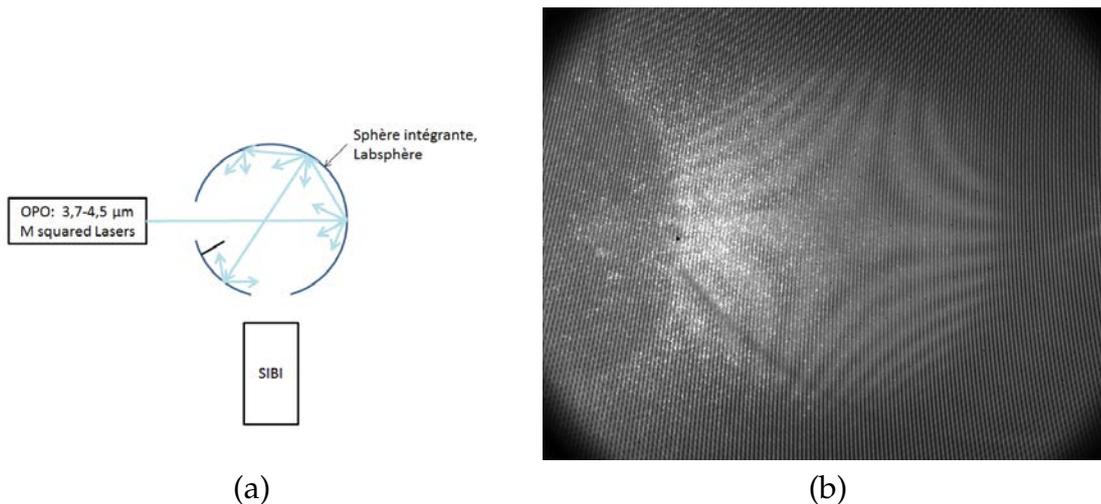


FIGURE 1.5: SIBI, franges d'interférence : (a) Banc d'observation des franges d'interférences. (b) Franges d'interférences à $\lambda = 3,7 \mu\text{m}$.

Nous avons également déterminé les paramètres de l'interféromètre qui ajustent au mieux la carte théorique de la différence de marche à celle mesurée. On trouve une

épaisseur de 8,6 mm au lieu de 8,5 mm pour la première lame, qui peut provenir d'une erreur de fabrication, et une biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$ de 0,1342 au lieu de 0,1392 soit une variation de 3,6 %. Cette variation peut être liée à une différence entre les équations de Sellmeier que nous utilisons et celles du fabricant ou encore d'une variation de la biréfringence avec les conditions de travail, notamment la température ambiante.

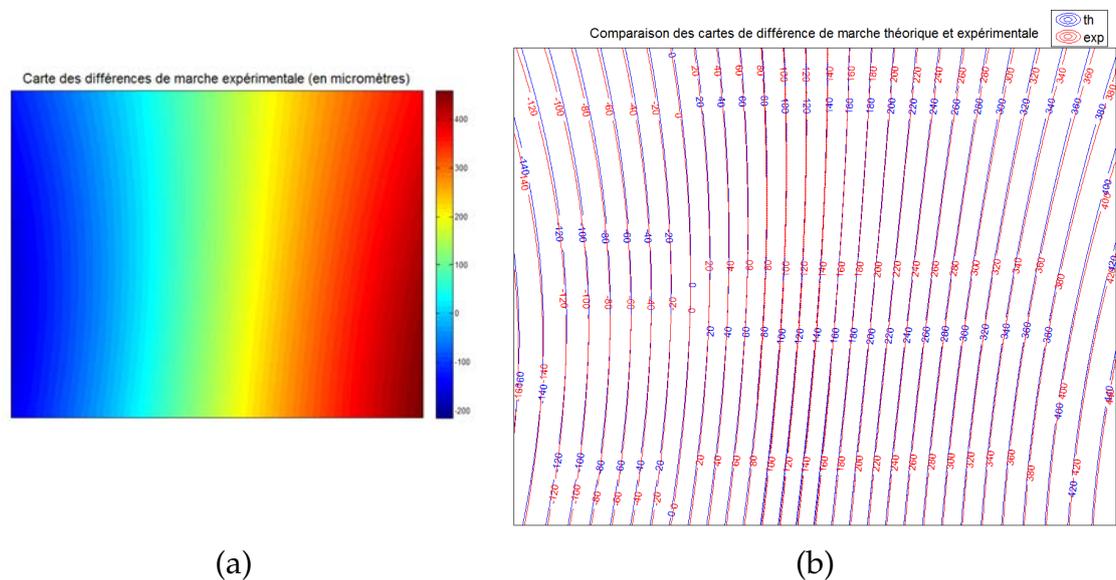


FIGURE 1.6: (a) Carte des différences de marche en microns expérimentale et (b) comparaison à la théorie. L'écart maximal est égal à la longueur d'onde.

Nous avons également dû tourner le repère théorique de la caméra par rapport à celui de l'interféromètre d'environ 15° afin d'orienter les franges dans la bonne direction. Ce qui traduit un écart entre le montage réel et théorique de l'interféromètre. En effet, nous avons choisi d'assembler ce dernier sous la forme d'un ensemble qui peut-être désolidarisé de la caméra et qui est fixé sur la monture mécanique de celle-ci par deux éléments filetés qu'on amène théoriquement en bout de course. Cependant afin d'éviter tout risque de frotter le hublot de la caméra contre la surface de l'analyseur, nous avons choisi d'arrêter le vissage avant la fin de course ce qui a entraîné une incertitude sur l'alignement des franges par rapport au détecteur. L'étape suivante a consisté à mesurer les réponses spectrales des éléments de la caméra ainsi que de la caméra dans son ensemble.

1.4 Caractérisation spectrale de la caméra

Nous avons effectué dans un premier temps la caractérisation spectrale des polariseurs et de l'interféromètre afin de vérifier leur conformité par rapport aux caractéristiques annoncées par le fabricant. Ensuite nous avons procédé à la mesure de la réponse spectrale de SIBI dans son ensemble pour quelques points du champ.

1.4.1 Transmissions spectrales des polariseurs et de l'interféromètre

Les transmissions spectrales des polariseurs Specac et de l'interféromètre ont été mesurées par le spectromètre à transformée de Fourier Vertex 70 de chez Bruker. Les mesures sont présentées en figure 1.7. On observe sur ces spectres l'absorption par le CO₂ autour de 4,2 μm car les composants n'ont pas été placés sous vide. En ce qui concerne le polariseur, la mesure a été faite en faisceau non polarisé, on s'attend donc à avoir une transmission spectrale maximale de 50 %. On retrouve des résultats cohérents avec les données du fabricant : on a bien 93 % de transmission à λ = 4 μm et plus de 70 % de transmission de lumière polarisée sur notre domaine spectral.

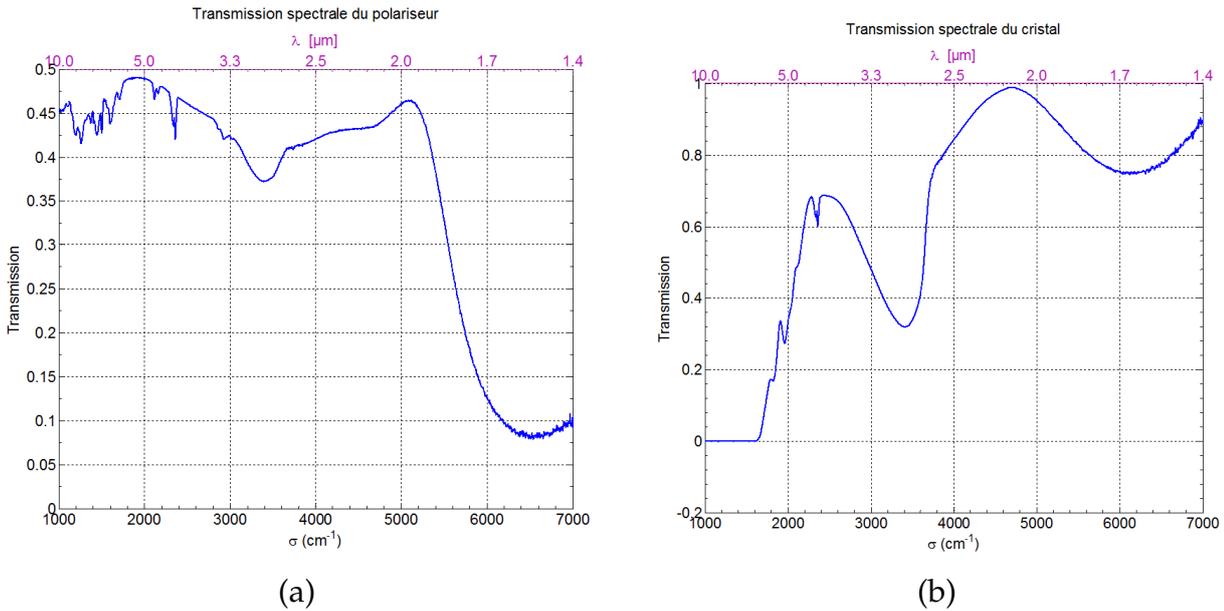


FIGURE 1.7: Transmission spectrale des polariseurs(a) et de l'interféromètre (b).

En ce qui concerne la transmission spectrale des lames en TeO₂, on obtient une transmission spectrale comprise entre 46 % et 70 % sur le domaine spectral [3,7-4,8] μm.

1.4.2 Réponses spectrales de la caméra pour quelques points du champ

Afin de caractériser la réponse spectrale de quelques pixels dans le champ, nous avons utilisé un banc développé à cet effet à l'ONERA (ROMMELUÈRE, 2007). Pour cela, la caméra est placée devant un spectromètre Bruker à transformée de Fourier temporelle dont le faisceau de sortie est collimaté (cf fig. 1.8).

L'expression de l'interférogramme au niveau du pixels (x_i, y_i) s'écrit :

$$\mathcal{I}(x_i, y_i) = \int_{\sigma} \frac{1}{4} T_b T_s(\sigma) (1 + c(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_s(x_i, y_i)) \mathcal{L}(\sigma) (1 + \cos 2\pi\sigma\delta_b) \quad (1.2)$$

avec \mathcal{L} , la luminance de la source, T_b et T_s , les transmissions respectives du Bruker et de SIBI et δ_b et δ_s leurs différences de marche respectives.

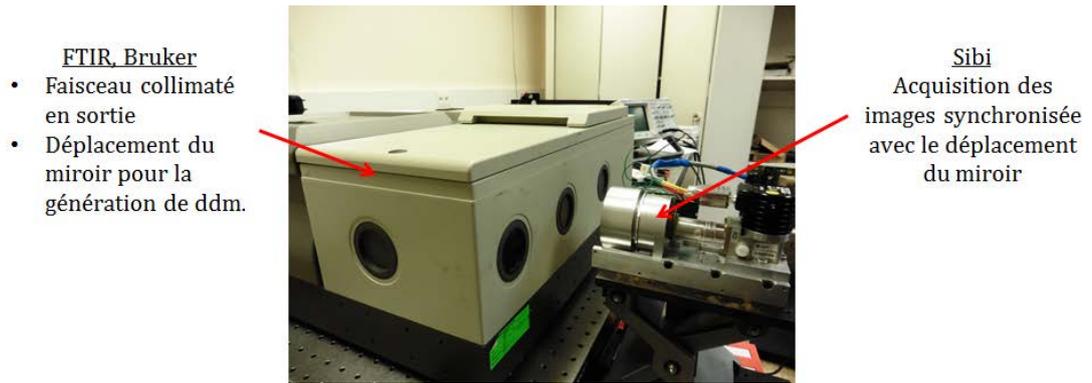


FIGURE 1.8: Banc de caractérisation de la réponse spectrale de la caméra.

En appliquant une transformée de Fourier inverse à l'interférogramme que l'on divise par le spectre de la source, on peut ainsi accéder à la différence de marche effective au niveau de ce pixel, qui n'est rien d'autre que la fréquence des oscillations observées.

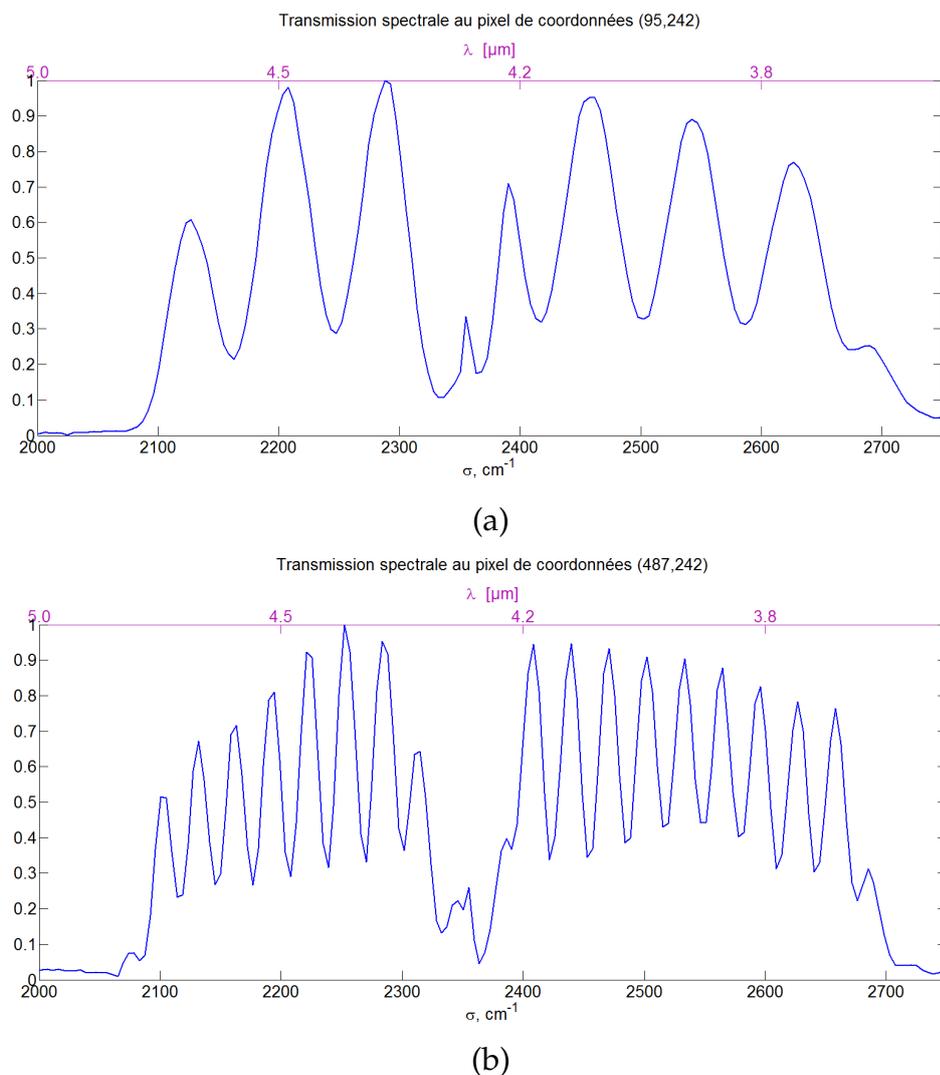
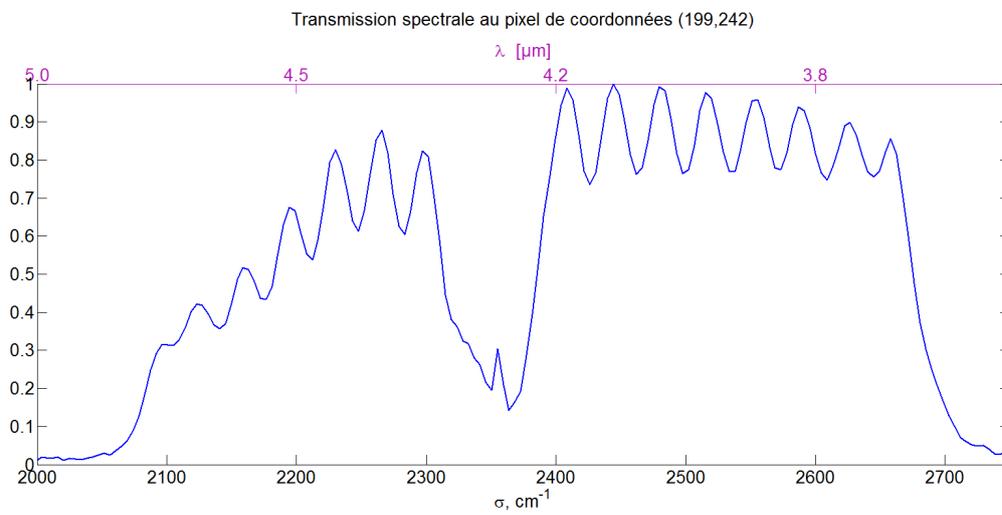
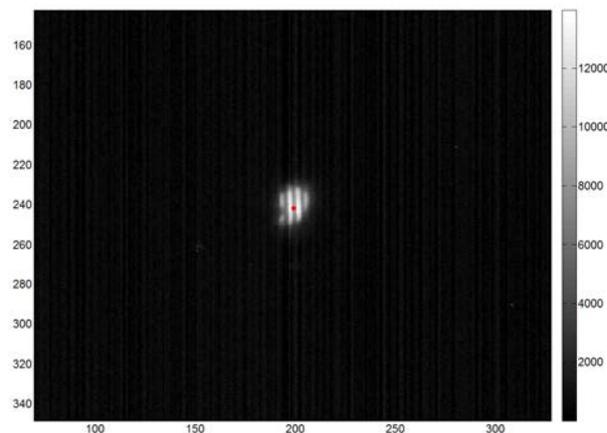


FIGURE 1.9: Réponse spectrale de quelques pixels de la caméra SIBI

La figure 1.9 présente les transmissions spectrales aux points de coordonnées (95, 242) et (487, 242). Il s'agit de deux points qui se situent respectivement aux faibles et aux grandes différences de marche. Nous avons mesuré en ces pixels des différences de marche, en valeur absolue, d'environ $120 \mu\text{m}$ et $326 \mu\text{m}$. Malheureusement, ces valeurs ne peuvent pas être comparées à celles de la carte des différences de marche obtenue au paragraphe précédent puisque SIBI avait été démonté et ré-assemblé entre les deux mesures pour des raisons de disponibilité du matériel. Toutefois, ces mesures nous permettent d'estimer le contraste des franges d'interférence. En effet, on montre que le contraste de la modulation des réponses spectrales est égal à celui des franges spatiales lorsque l'instrument est éclairé par une source monochromatique (cf. Annexe B). On obtient alors un contraste d'environ 50 %, contraste qui reste correct devant un contraste théorique de 60 %, dont le calcul est détaillé dans l'annexe B.



(a)



(b)

FIGURE 1.10: Réponse spectrale d'un pixel proche de la différence de marche nulle des franges nominales

Si nous regardons maintenant la réponse spectrale du pixel (199, 242), situé près de la différence marche nulle comme le montrent les franges bien contrastées à l'intérieur de la tache image (fig 1.10.b), nous devrions voir que des oscillations de très faible

fréquence. Or, nous observons des oscillations rapides (cf. Fig. 1.10.a) qui traduisent l'existence d'une différence de marche élevée en ce point. La différence de marche parasite est estimée à $280 \mu\text{m}$ en ce point et le contraste est d'environ 13 %. La présence de ces oscillations parasites pose un problème majeur car celles-ci vont altérer la qualité des spectres mesurés par la caméra. Il est donc impératif de connaître leur origine afin de les supprimer ou à défaut, de les prendre en compte dans les inversions des interférogrammes.

1.5 Lumière parasite dans le système optique

Lors de la réalisation de la caméra SIBI, nous avons utilisé des polariseurs à grille qui transmettent la polarisation orthogonale et réfléchissent la polarisation parallèle aux grilles. De ce fait, en lumière non polarisée, 50 % du faisceau incident est transmis par le premier polariseur de la chaîne, 25 % est transmis par le second polariseur au premier passage et environ 6 % après une double réflexion des rayons par le second polariseur puis par le premier.

Tout comme les rayons nominaux, ces rayons parasites vont être divisés selon la polarisation et après transmission par l'analyseur, ils auront la même polarisation que les rayons nominaux. En plus des interférences entre rayons nominaux, il peut donc y avoir des interférences entre rayons nominaux et entre rayons parasites. Toutefois, comme ces derniers ont parcouru un aller-retour supplémentaire dans la cavité, la différence de marche avec les rayons nominaux est de l'ordre du centimètre, et nous pouvons négliger les interférences qui en résultent. Par contre, les interférences entre rayons parasites seront visibles. Pour calculer la figure d'interférences parasite, il faut prendre en compte le fait que les rayons sont polarisés linéairement par l'analyseur ou le polariseur entre chaque traversée du cristal.

La transmission du système pour les rayons parasites s'écrira donc comme le produit de deux termes d'interférences :

$$I_{\text{parasite}} = \underbrace{(1 - c' \cos(2\pi\delta_{\text{aller}}\sigma))^2}_{(1)} \cdot \underbrace{(1 + c' \cos(2\pi\delta_{\text{retour}}\sigma))}_{(2)} \quad (1.3)$$

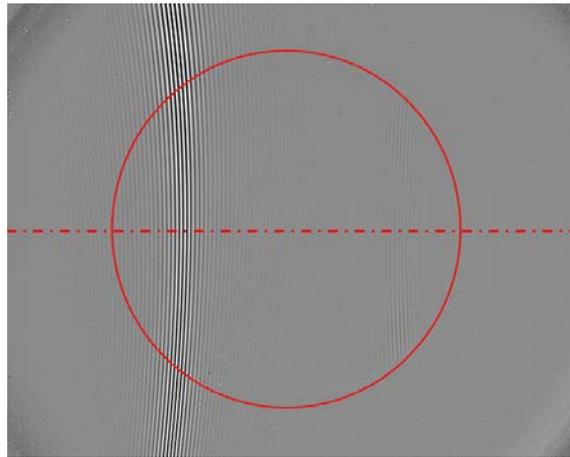
avec c' le contraste des franges, δ_{aller} (respectivement δ_{retour}) la différence de marche introduite par le cristal à l'aller (respectivement au retour).

On aura donc une figure d'interférences qui sera égal au produit de deux figures d'interférences, l'une étant donnée par le terme (1) dont la frange centrale est à la position nominale, et l'autre étant donné par le terme (2), dont la frange centrale est symétrique à la nominale par rapport au centre du détecteur¹. C'est effectivement ce que l'on observe sur les figures 1.11.a et c, obtenue en observant un corps noir, où on remarque ainsi ces franges parasites sont limités au centre du champ, en raison du diamètre fini de polariseur de tête. Sur la figure 1.11.b nous avons représenté les rayons qui sont susceptibles d'atteindre le détecteur après cette double réflexion sur les polariseurs. On voit que ces rayons sont imagés sur le même pixel que les rayons ayant la même incidence qui traversent le système en simple passage.

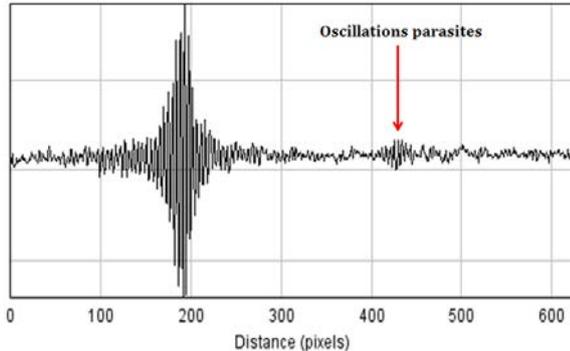
Afin d'éviter la formation de ces franges parasites on peut :

1. en supposant que polariseur et analyseur perpendiculaire à l'axe optique

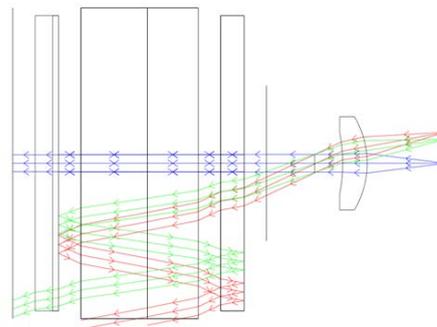
- Incliner l'un des polariseurs afin que la polarisation réfléchiée soit renvoyée hors du système. Pour cette caméra grand champ, cela revient à incliner le polariseur d'environ 30° , ce qui augmente l'ouverture du polariseur à utiliser d'une part et augmente le volume qu'il occupe d'autre part.
- Utiliser un cube séparateur de polarisation qui renvoie la polarisation non désirée à 90° au lieu de la ré-injecter dans le système. Ces cubes sont cependant plus épais que les polariseurs à grilles et leur ouverture est assez limitée.
- Utiliser un polariseur absorbant. C'est la solution qui s'adapte le mieux à notre cas et que nous utiliserons dans les prochaines versions du prototype.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 1.11: SIBI, franges d'interférence parasites : (a) Image d'un corps noir vu par la caméra. Sur cette image, on observe les franges parasites sur la droite et qui sont délimitées par l'ouverture du polariseur de tête. Ces franges parasites sont mieux visibles sur l'interférogramme de la ligne n° 256 (b). Sur la figure (c), schéma Zemax représentant les doubles réflexions sur les polariseurs.

En ce qui concerne le prototype actuel, il va falloir composer avec les franges parasites. On pourra remplacer la zone de l'interférogramme où les franges parasites sont les plus marquées par un *a priori* ou caractériser la réponse spectrale des pixels au spectromètre pour établir un modèle paramétrique (régime d'interférence en fonction du champ) et utiliser un modèle d'inversion plus complexe.

1.6 Conclusion

Nous avons donc réalisé un premier prototype hybride, SIBI, qui est déjà très compact puisqu'il ne pèse que 2,7 kg et fait $12 \times 12 \times 20 \text{ cm}^3$, sans efforts particuliers d'optimisation des matériaux utilisés pour réaliser les montures mécaniques ou du système électronique. L'étape suivante a consisté en une série de tests en laboratoire. Nous avons ainsi pu mesurer la distorsion de la caméra et établir un modèle théorique afin de la corriger. Nous avons également caractérisé les franges du système que nous avons comparées aux franges théoriques. Il en est ressorti qu'il existe un écart entre le système réalisé et le système théorique au niveau des repères de l'interféromètre et de la caméra et qui se traduit par une rotation. Nous avons également mis au jour l'existence de franges parasites qui sont liées aux réflexions par les polariseurs à grille de la polarisation non transmise. Précisons que ce problème n'est pas inhérent au prototype SIBI mais à tout système utilisant deux polariseurs à grille en regard. Pour y remédier, nous avons évoqué plusieurs solutions et pour les systèmes à venir nous utiliserons un polariseur absorbant. Quant au prototype SIBI, on peut soit effectuer une caractérisation de la réponse spectrale de chaque pixel pour établir un modèle paramétrique et utiliser un modèle d'inversion plus complexe ou remplacer la zone de l'interférogramme où les franges parasites sont les plus marquées par un *a priori* qui est une solution plus simple et qui peut suffire, dans un premier temps, à valider le concept.

Chapitre 2

Mise en œuvre terrain

La mise en œuvre sur le terrain représente une étape importante dans le processus de validation du concept. Elle nous permet d'évaluer les performances réelles de l'instrument ainsi que d'identifier les éléments à améliorer. Pour la caméra SIBI, il a s'agi de participer à une campagne de détection de gaz dans le panache du volcan Etna en Sicile. Cette campagne nous a permis d'avoir un retour d'expérience sur lequel nous nous sommes appuyés pour réaliser la deuxième version qui est destinée à une campagne aéroportée sur drone que nous préparons actuellement. Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons la campagne ImgEtna ainsi que le traitement des images acquises durant cette campagne. Dans la seconde partie, nous présenterons la nouvelle version de la caméra ainsi que les préparatifs de la campagne aéroportée.

2.1 Campagne ImagEtna

2.1.1 Présentation de la campagne de mesures

En juin 2015, le Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E) et le Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales (Latmos) ont organisé la campagne de mesures ImagEtna à laquelle plusieurs instruments développés à l'ONERA ont participé (cf. fig 2.1). Le but de cette campagne d'évaluer l'apport de l'imagerie hyperspectrale infrarouge pour la quantification des gaz émis dans le panache du volcan. Cette campagne a été aussi l'occasion de tester dans des conditions réelle de nouveaux concepts instrumentaux en imagerie spectrale infrarouge. C'est pourquoi y ont participé la caméra multispectrale VITRAIL, et SIBI, tous deux développés à l'ONERA. Nous étions installés à 1800 m d'altitude et à 2,5 km du cratère du volcan et la campagne a duré cinq jours. Pour cette campagne, SIBI a été installé sur une tourelle afin de balayer la scène par rotation (cf. fig 2.2). Les fréquences d'acquisition ainsi que la vitesse de balayage de la caméra ont été calculés de manière à assurer un déplacement de la scène de 0,8 pixel par image, ce qui résulte en une acquisition de 1500 images par séquence de mesures. Les mesures ont été acquises préférentiellement par beau temps ou lorsqu'il y avait peu de vent afin d'éviter que le panache ne se déforme pendant l'acquisition. Ainsi, nous avons récolté des données les jours 2, 4 et 5 mais suite à des difficultés matérielles, nous ne disposons des données d'étalonnage de l'instrument que pour les jours 4 et 5.

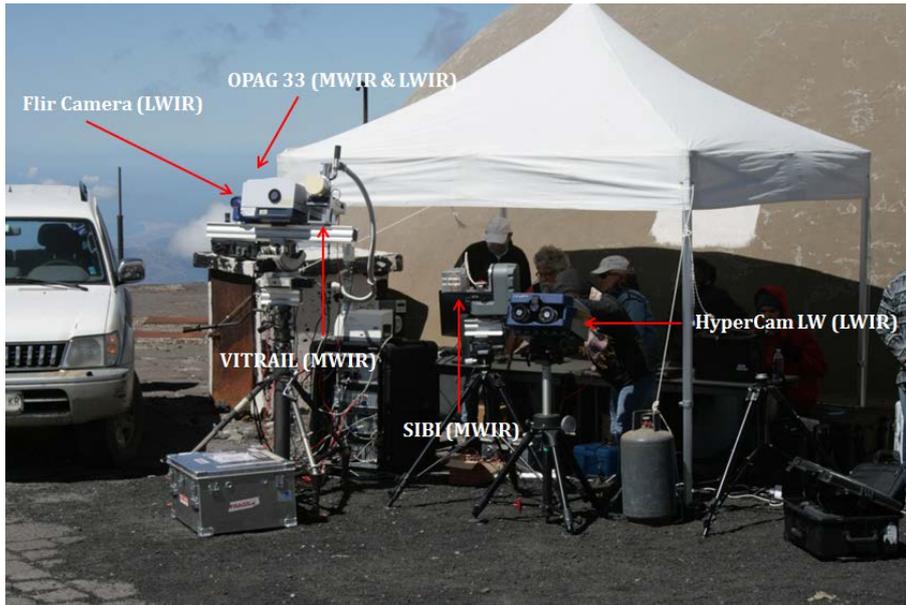


FIGURE 2.1: Installation pour la campagne de mesure Etna.

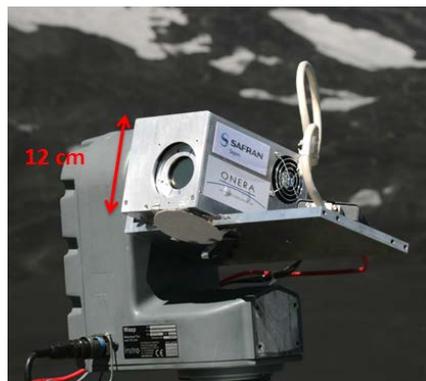


FIGURE 2.2: Caméra SIBI installée sur tourelle.

2.1.2 Traitement des données de la campagne de mesures

Nous avons choisi de commencer le traitement des données de campagne par les mesures du 4^{ème} jour ce qui a permis de développer l'outil de traitement qui servira également au traitement des autres séquences. Le traitement est décomposé en plusieurs étapes : la première porte sur la correction de la non-uniformité de la réponse des pixels et la correction des pixels défectueux, la seconde concerne la correction de la distorsion des images, la troisième porte sur le recalage des images et la dernière sur la conversion des interférogrammes en spectres.

2.1.2.1 Correction des pixels défectueux et de la non-uniformité de la réponse des pixels

La réalisation de détecteurs infrarouge pour lesquels la réponse de chaque pixel à une scène uniforme est identique s'avère très difficile d'un point de vue technologique. On peut distinguer deux types de disparités de la réponse des pixels. La première concerne les pixels de la matrice qui fonctionnent par intermittence, les pixels clignotants, et tout simplement ceux qui ne fonctionnent pas qu'on appelle communément les pixels morts. La seconde concerne la disparité des réponses des pixels à un flux lumineux uniforme. L'utilisation de ces détecteurs requiert donc en général, une étape de correction de ces disparités. Afin de corriger les pixels défectueux, les positions de ces pixels sont déterminés par seuillage dans une image de bruit (déduite d'une séquence d'acquisition à temps d'intégration nul) pour détecter les pixels trop ou pas assez bruités, et dans une image de gradient vertical pour détecter les pixels dont la réponse s'écarte trop de celle des voisins. Le gradient est pris vertical pour ne pas être perturbé par les franges. Leur valeur est ensuite remplacée pour chaque image par la valeur moyenne des pixels voisins. La correction de la non-uniformité en réponse des pixels passe par l'acquisition d'images où la caméra observe une scène uniforme en luminance. Le plus souvent, la scène est constituée d'un corps noir à une température fixée. Au premier ordre, la réponse d'un pixel situé en (i, j) de la matrice est une fonction linéaire du flux reçu \mathcal{L} et peut se mettre sous la forme :

$$I(i, j) = Gain(i, j) \times \mathcal{L}(i, j) + Fond(i, j) \quad (2.1)$$

Pour corriger le gain et le fond de la réponse de chaque pixel, nous appliquons une méthode simple, dite correction deux points, qui consiste à acquérir deux images à temps d'intégration fixé d'un corps noir à différentes températures, T_1 et T_2 qui encadrent la température de la scène observée. Nous notons ces images $Im_{CN,1}$ et $Im_{CN,2}$. La correction de le fond et du gain consiste dès lors à calculer l'image $Im_{s,corr}$ en utilisant une image brute de la scène $Im_{s,b}$, selon la formule :

$$Im_{s,corr} = \frac{Im_{s,b} - Im_{CN,1}}{Im_{CN,2} - Im_{CN,1}} \quad (2.2)$$

Néanmoins, cette formule n'est pas directement applicable à notre situation en raison de l'existence des franges d'interférences dans l'image qui biaisent le calcul d'un gain. Pour le calcul du dénominateur, il faut donc au préalable supprimer les franges dans les images corps noirs $Im_{CN,1}$ et $Im_{CN,2}$. Pour cela, ces images sont filtrées par application d'un masque dans l'espace de Fourier afin de mettre à zéro les fréquences spatiales dues aux franges. Et ce sont les images filtrées qui sont utilisées pour calculer le gain. Concernant le fond, il est préférable de conserver les franges d'interférences dans l'image $Im_{CN,1}$, à condition de rajouter ensuite le spectre théorique du corps noir (à la température T_1) au spectre estimé. Le fait de conserver les franges sur $Im_{CN,1}$ au numérateur évite les artéfacts liés à la suppression des franges et limite l'impact de ceux qui perturbent l'image de gain puisque ce dernier n'est appliqué qu'à l'écart entre l'image de la scène et l'image du corps noir. La figure 2.3 présente le résultat de cette correction des non uniformités.

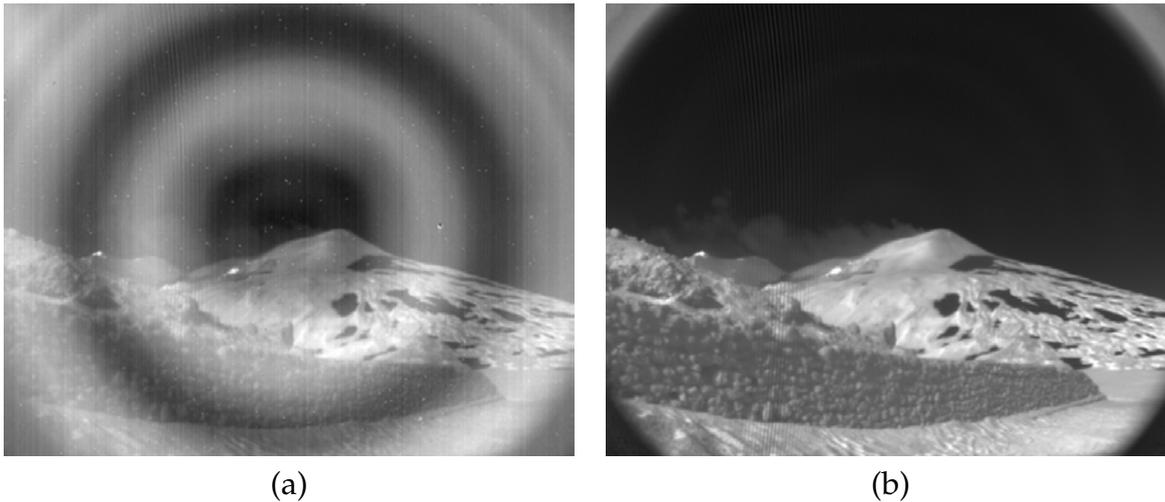


FIGURE 2.3: Exemple d'image brute acquise pendant la campagne ImagEtna (a) et d'image après la correction des pixels défectueux et de la non-uniformité des réponses des pixels.

2.1.2.2 Correction de la distorsion des images

Une fois les images corrigées des pixels morts et de la non-uniformité des réponses, nous nous sommes attelés à corriger la distorsion des images. Pour ce faire, nous avons repris le modèle de distorsion que nous avons présenté au chapitre 1 de cette partie et nous l'avons appliqué aux images de la séquence. Le résultat est présenté figure 2.5. Cette correction nous permet de nous ramener à un modèle sténopé de la caméra pour lequel il est plus simple d'estimer le déplacement des points de la scène lors de la rotation de la caméra.

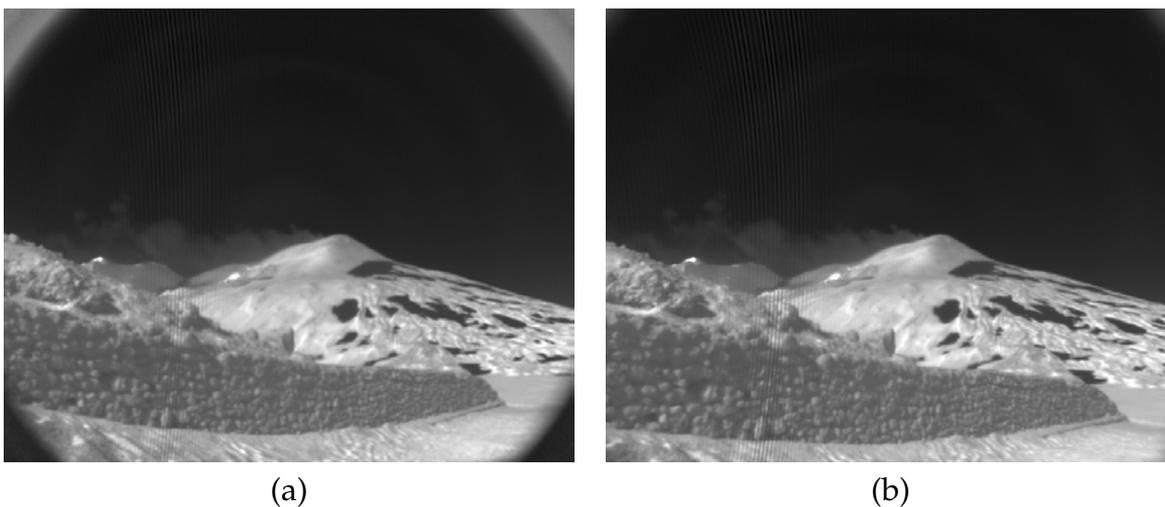


FIGURE 2.4: Exemples d'images avant (a) et après (b) correction de la distorsion.

2.1.2.3 Recalage des images

Le recalage des images représente une étape cruciale dans le traitement des images car elle nous permet de reconstruire les interférogrammes en faisant correspondre la luminance apparente de chaque point de la scène à une valeur de la différence de marche à un instant donné de la mesure. Le but ici est de ré-échantillonner dans un repère commun les différentes images de la scène ainsi que les cartes de différence de marche associées. Tout comme pour la correction du gain, l'existence des franges crée une difficulté supplémentaire car celles-ci, qui restent statiques pendant le déplacement de la caméra, vont créer des biais dans les algorithmes de corrélation d'images qui nous permettent de retrouver la position d'un point de la scène dans les images suivantes.

Dans le cadre de la campagne Etna, le balayage de la scène s'est fait par rotation. Deux solutions se présentent dès lors pour recalibrer les images acquises : la projection des images sur un cylindre ou le recalage en utilisant un algorithme robuste d'estimation d'homographie.

2.1.2.3.1 Recalage par projection sur un cylindre L'idée ici est de transformer la rotation de la caméra en une translation en projetant l'image plane sur un cylindre d'axe Y. La position d'un point de l'image plane dans l'image cylindrique est donnée par les relations suivantes :

$$\begin{cases} X_c = f \cdot \arctan\left(\frac{X_p}{f}\right) \\ Y_c = f \cdot \frac{Y_p}{\sqrt{X_p^2 + f^2}} \end{cases} \quad (2.3)$$

avec (X_p, Y_p) , (X_c, Y_c) , les coordonnées respectives du point dans l'image "plane" et cylindrique et f , la focale de la caméra.

Ces équations ne sont directement utiles que si le plan de rotation de la caméra est perpendiculaire à l'axe de rotation de la platine. Or dans notre cas, nous avons appliqué un angle d'élévation à la caméra (cf. Fig.2.5), ce qui entraîne une modification des équations précédentes. Ainsi, pour ré-échantillonner une image "plane" sur une grille cylindrique régulièrement espacée, il nous suffit d'appliquer les relations suivantes :

$$\begin{cases} X_p = f \cdot \tan\left(\frac{X_c}{f}\right) \\ Y_p = f \cdot \tan\left(\arctan\left(\frac{Y_c}{f^2} \cdot \sqrt{X_p^2 + f^2}\right) - \alpha\right) \end{cases} \quad (2.4)$$

avec α , l'angle d'élévation de la caméra.

Maintenant que les images ont été projetées sur un cylindre, nous appliquons un algorithme de recalage d'images en deux étapes. La première étape consiste à déterminer la translation "globale" entre deux images en utilisant la corrélation, puis le même

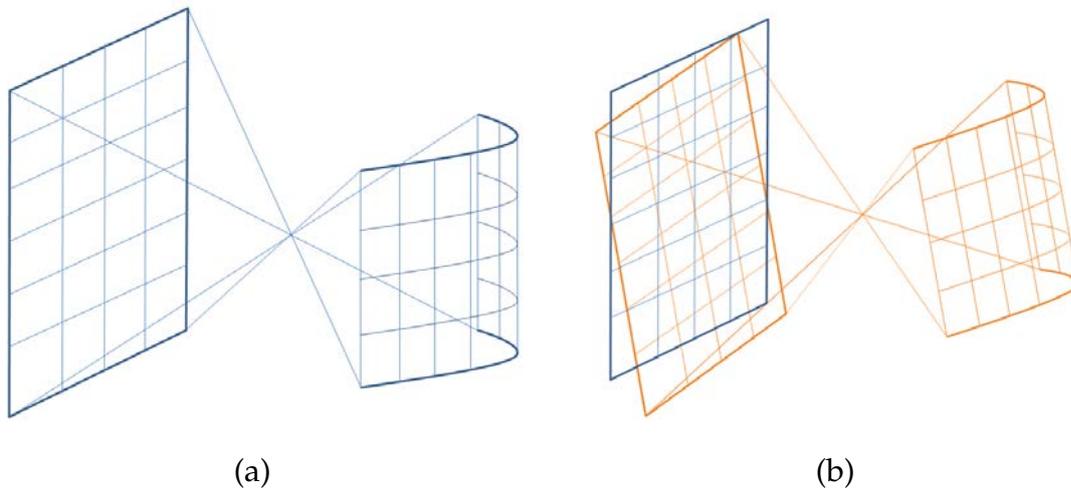


FIGURE 2.5: Projection sur un cylindre lorsque les plans de rotation de la caméra et l'axe de rotation sont orthogonaux (a) et dans le cas général (b).

l'algorithme est appliqué des sous-images extraites des images précédentes afin d'améliorer la précision de l'estimation. Pour rappel, la translation entre deux images peut être déterminée en utilisant l'équation suivante :

$$\vec{u} = \operatorname{argmax} \left(FT^{-1} \left[\frac{\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*}{|\tilde{I}_1 \cdot \tilde{I}_2^*|} \right] (x, y) \right) \quad (2.5)$$

Où FT^{-1} est la transformée de Fourier inverse, \tilde{I} est la transformée de Fourier de l'image I et I^* le conjugué hermitien de I .

La seconde étape consiste à déterminer les paramètres du modèle de déplacement qui transforme les coordonnées de l'image de référence (X_{ref}, Y_{ref}) en les coordonnées des images à recaler (X_k, Y_k) selon la relation 2.6.

$$\begin{bmatrix} X_k \\ Y_k \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_k & b_k & t_{x,k} \\ c_k & d_k & t_{y,k} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X_{ref} \\ Y_{ref} \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Ces paramètres sont estimés et ajustés par une fonction affine (cf. figure 2.6) avant d'être utilisés pour recaler les 875 images pour lesquelles il existe une zone de recouvrement. On remarque qu'en moyenne les coefficients a_k et d_k valent 1 et que les coefficients b_k , c_k et $t_{y,k}$ sont en moyenne nuls. On a bien une matrice traduisant globalement une translation selon la direction x .

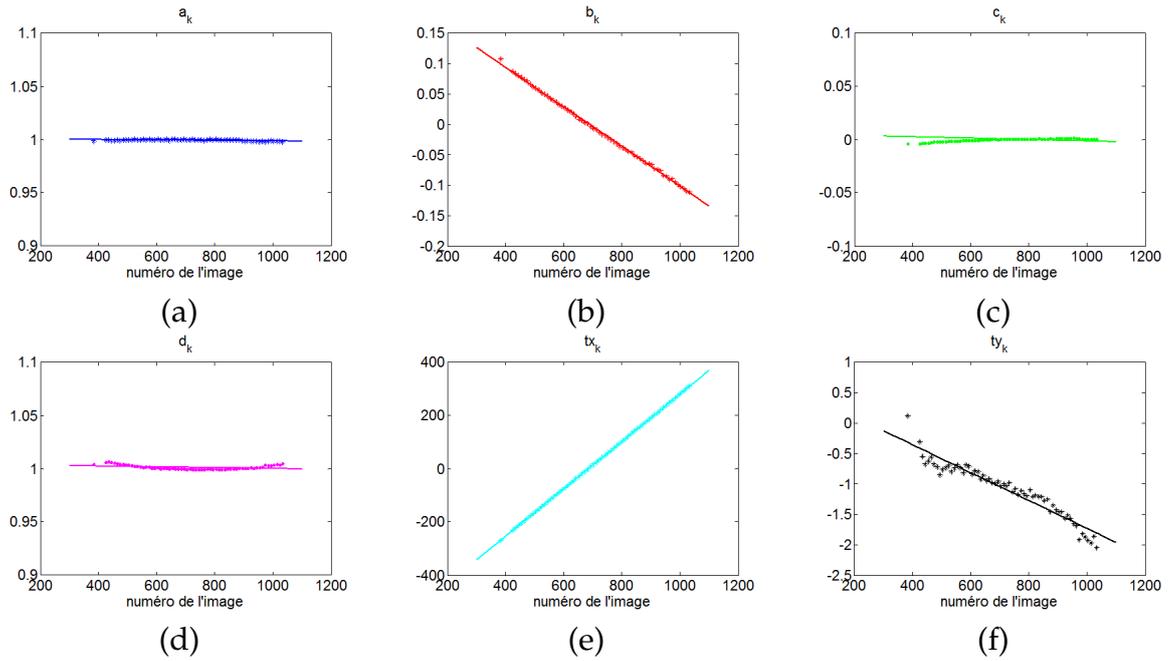


FIGURE 2.6: Paramètres du recalage des images : (a) Coefficients a , (b) Coefficients b , (c) Coefficients c , (d) Coefficients d , (e) Coefficient tx et (f) Coefficient ty

2.1.2.3.2 Recalage par estimation de matrices d'homographie Une autre méthode pour recaler les images consiste à estimer les matrices d'homographie qui est une application projective¹. Celle-ci permet de relier les coordonnées de deux images prises depuis le même point de vue selon la relation :

$$\gamma \begin{bmatrix} X_2 \\ Y_2 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X_1 \\ Y_1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Une homographie est donc une matrice 3×3 et possède donc 9 éléments indépendants. Cette matrice est utilisée en coordonnées homogènes, elle est donc invariante par changement d'échelle et on peut alors la multiplier par une constante réelle non nulle sans changer ses effets sur une image. Une homographie a donc 8 degrés de liberté et il suffit d'au moins 4 correspondances de points pour la déterminer. Cependant l'utilisation de quatre points ne permet pas d'obtenir une bonne précision. Il faut donc utiliser plus de points ce qui revient à résoudre un problème surdéterminé. Celui-ci peut être résolu par la méthode des moindres carrés en décomposant en valeurs singulières la matrice du problème.

En 2012, L. Moisan, P. Moulon et P. Monasse ont développé un logiciel libre de recalage d'image par homographie plus robuste (MOISAN, MOULON et MONASSE, 2012).

1. Application qui conserve les droites, les plans et espaces mais pas nécessairement les distances et les angles.

Le logiciel détecte des points SIFT² entre les images et fait le tri entre bonnes et fausses correspondances grâce à l'utilisation d'une variante de l'algorithme d'estimation robuste RANSAC³. Cette variante utilise la méthodologie *a contrario* pour estimer automatiquement le seuil de discrimination. En sortie, on obtient entre autres, la matrice d'homographie.

Ce recalage n'est pertinent que dans le cas où il n'y a pas de modification du centre de prise de vues (seulement rotation et changement de focale), ou que la scène observée est plane (tableau, poster, photos aériennes à haute altitude...).

Faute de temps, nous n'avons pas pu comparer quantitativement les résultats de ces deux méthodes. Les images présentées dans la suite du chapitre auront été recalées par la première méthode.

2.1.2.4 Traitement des interférogrammes

Les interférogrammes que nous avons obtenus à la partie précédentes (dont deux exemples sont présentés en figure 2.7) peuvent se mettre sous la forme :

$$\mathcal{I}(\delta) = \int_{\sigma} [\mathcal{B}_s(\sigma) - \mathcal{B}_f(\sigma)] \cdot \eta(\sigma) \cdot \frac{1 + c(\sigma) \cdot \cos(2\pi\sigma\delta + \phi(\sigma))}{2} d\sigma \quad (2.8)$$

avec $\mathcal{I}(\delta)$ l'interférogramme mesuré, $\mathcal{B}_s(\sigma)$ le spectre du point de la scène que l'on recherche, $\mathcal{B}_f(\sigma)$ le spectre du fond que nous avons soustrait (corps noir à une température de 5°C), $\eta(\sigma)$ la réponse spectrale du détecteur, $c(\sigma)$ le contraste des franges et enfin $\phi(\sigma)$ la phase de l'interférogramme.

De cette expression nous connaissons déjà $\mathcal{I}(\delta)$, δ et $\mathcal{B}_f(\sigma)$. Pour déterminer la phase $\phi(\sigma)$, nous allons utiliser la transformée de Fourier discrète (TFD) sur une portion symétrique en différences de marche de l'interférogramme. Pour cela, nous ré-échantillons l'interférogramme obtenu en utilisant une image de corps noir sur une grille régulière afin d'y appliquer l'algorithme classique de transformée de Fourier discrète. La phase recherchée n'est rien d'autre que la phase de la transformée de Fourier obtenue. Un exemple est présenté en figure 2.8 ainsi que la phase ajustée sur notre domaine spectral de travail. Grâce à cette phase nous pouvons utiliser une décomposition en valeurs singulières plutôt que la TFD et nous affranchir du ré-échantillonnage sur une grille régulière qui est susceptible de dégrader les spectres estimés.

2. Les points SIFT, *Scale-Invariant Feature Transform*, sont des points caractéristiques qui sont les plus susceptibles de représenter un objet, de le définir et de le discriminer par rapport aux autres dans une image. Ceux-ci sont ensuite utilisés dans un algorithme, dit algorithme des SIFT, qui permet de les mettre en correspondance dans deux images ayant des transformations importantes entre elles. Cet algorithme a été proposé pour la première fois en 1999 par David Lowe (LOWE, 1999)

3. RANDOM SAMPLE CONSENSUS, est une méthode itérative utilisée lorsque l'ensemble des données observé peut contenir des valeurs aberrantes (*outliers*). Cet algorithme détermine les données aberrantes et estime le modèle désiré en utilisant les données non-aberrantes. Il a été présenté pour la première fois par Fischler et Bolles en 1981 (FISCHLER et BOLLES, 1981).

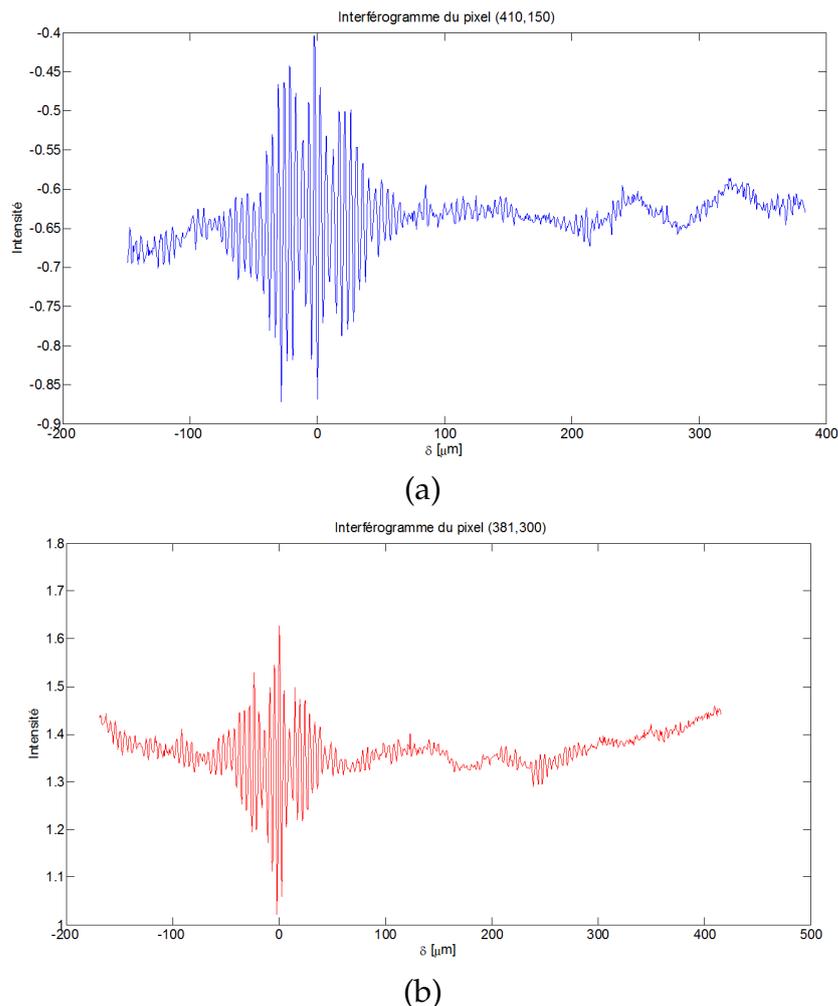


FIGURE 2.7: Exemples d'interférogrammes : (a) point situé au pixel (410,150), (b) point situé au pixel (381,300).

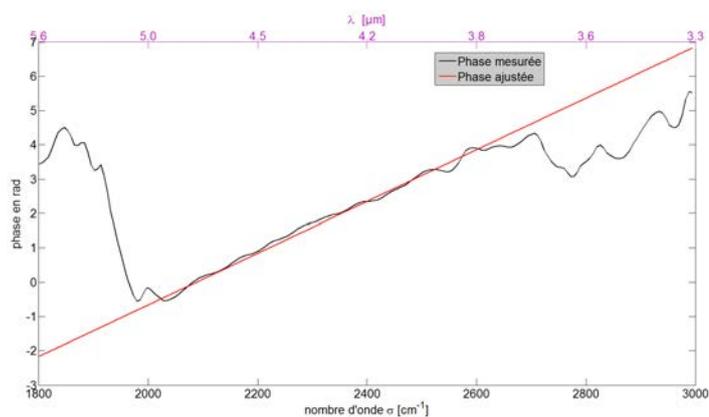


FIGURE 2.8: Exemple de phase d'interférogramme

En effet, une fois la phase estimée, nous sommes en mesure d'écrire la relation entre l'interférogramme et le spectre en un point de la scène (équation 2.8) sous la forme

d'une relation matricielle que voici :

$$I(\delta) = \mathcal{M} \cdot S(\sigma) \quad (2.9)$$

avec $I(\delta)$, le vecteur interférogramme de longueur m de l'espace des différences de marche, $S(\sigma)$, le vecteur spectre à déterminer de longueur n et \mathcal{M} , la matrice de dimension $m \times n$ dont les coefficients sont :

$$\mathcal{M}_{i,j} = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\pi\sigma_j\delta_i + \phi(\sigma_j))) \quad (2.10)$$

Une méthode classique pour estimer le spectre $S(\sigma)$, est la méthode des moindres carrés où, on cherche le spectre estimé $\hat{S}(\sigma)$ tel que :

$$\hat{S} = \operatorname{argmin} (\|I - \mathcal{M} \cdot S\|^2) \quad (2.11)$$

où $\|\dots\|$, représente la norme euclidienne. Ce problème étant sur-déterminé, on choisit de le résoudre en utilisant la décomposition en valeurs singulières tronquées (TSVD⁴). En effet, à l'aide de la décomposition en valeurs singulières de la matrice \mathcal{M} , on peut calculer son pseudo-inverse :

$$\mathcal{P} = V \cdot D \cdot U^T \quad (2.12)$$

où U et V sont des matrices orthogonales de dimensions respectives $m \times m$ et $n \times n$ et D , la matrice diagonale dont les coefficients sont les inverses des valeurs singulières de \mathcal{M} lorsque celles-ci sont non nulles et 0, lorsqu'elles sont trop faibles ou nulles. On a alors tout simplement le spectre estimé qui s'écrit :

$$\hat{S} = \mathcal{P} \cdot I \quad (2.13)$$

Le spectre ainsi déterminé correspond à la grandeur :

$$\mathcal{B}_{init}(\sigma) = [\mathcal{B}_s(\sigma) - \mathcal{B}_f(\sigma)] \cdot \eta(\sigma) \cdot c(\sigma) \quad (2.14)$$

Il nous reste encore le terme $\eta(\sigma) \cdot c(\sigma)$ à déterminer pour obtenir le spectre du point d'intérêt. Pour ce faire, nous acquérons l'interférogramme d'un corps noir à une autre température et nous estimons son spectre. La comparaison avec la loi de Planck nous donne le terme $\eta(\sigma) \cdot c(\sigma)$. Nous avons ainsi tous les éléments pour étalonner radiométriquement notre image hyperspectrale.

Avant de présenter les résultats obtenus, il nous faut mentionner la correction des franges parasites qui, comme expliqué au chapitre précédent, se superposent aux franges nominales. Parmi les deux méthodes de correction alors proposées, nous avons choisi la plus simple qui consiste à remplacer les valeurs de l'interférogramme au niveau des franges parasites par les valeurs d'un polynôme d'ordre 2. Des exemples de spectres obtenus avant étalonnage sont présentés en figure 2.9.b.

Les oscillations présentes sur le spectre non corrigé ont été fortement atténuées. Elles n'ont cependant pas été annulées, ce qui s'explique par le fait que nous n'avons pas corrigé l'interférogramme par la vraie valeur. Une contrainte de régularisation sur le spectre aurait pu être utilisée pour mieux estimer les valeurs manquantes de l'interférogramme mais nous n'avons pas eu le temps de tester cette hypothèse.

4. Truncated Singular Value Decomposition

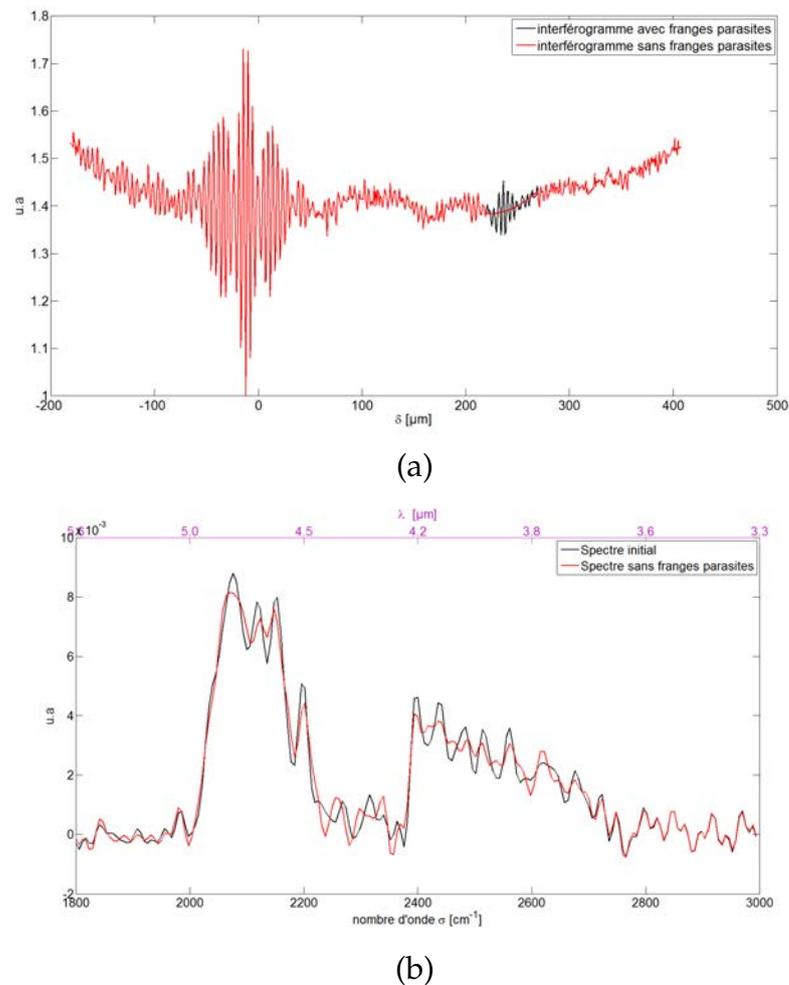


FIGURE 2.9: Correction des franges parasites : (a) Interférogrammes avec et sans franges parasites, (b) Spectres obtenus avec et sans franges parasites.

2.1.3 Images hyperspectrales

Les figures 2.10.a et .b présentent deux images monochromatiques de 262×286 pixels respectivement à 2063 cm^{-1} ($\lambda = 4,85 \mu\text{m}$) et 2279 cm^{-1} ($\lambda = 4,39 \mu\text{m}$) ainsi que des exemples de spectres estimés étalonnés pour des points indiqués dans l'image à 2063 cm^{-1} .

Plusieurs observations peuvent être faites à la vue de ces spectres. La première est l'effet de l'absorption par le dioxyde de carbone (CO_2) qui met tous les spectres au même niveau que celui d'un corps noir à la température ambiante de 9°C dans sa bande d'absorption. Dans le cas de la roche située au premier plan la colonne d'atmosphère est beaucoup moins épaisse, ce qui fait que l'absorption par le CO_2 n'est pas totale autour de 2250 cm^{-1} ($4,44 \mu\text{m}$), contrairement aux autres points situés à grande distance. On observe également que l'étalonnage radiométrique de l'instrument est bon puisque les niveaux des luminances obtenues sont corrects. Afin d'estimer quantitativement le bruit, nous nous sommes placés dans la bande du CO_2 (cf. les pointillés

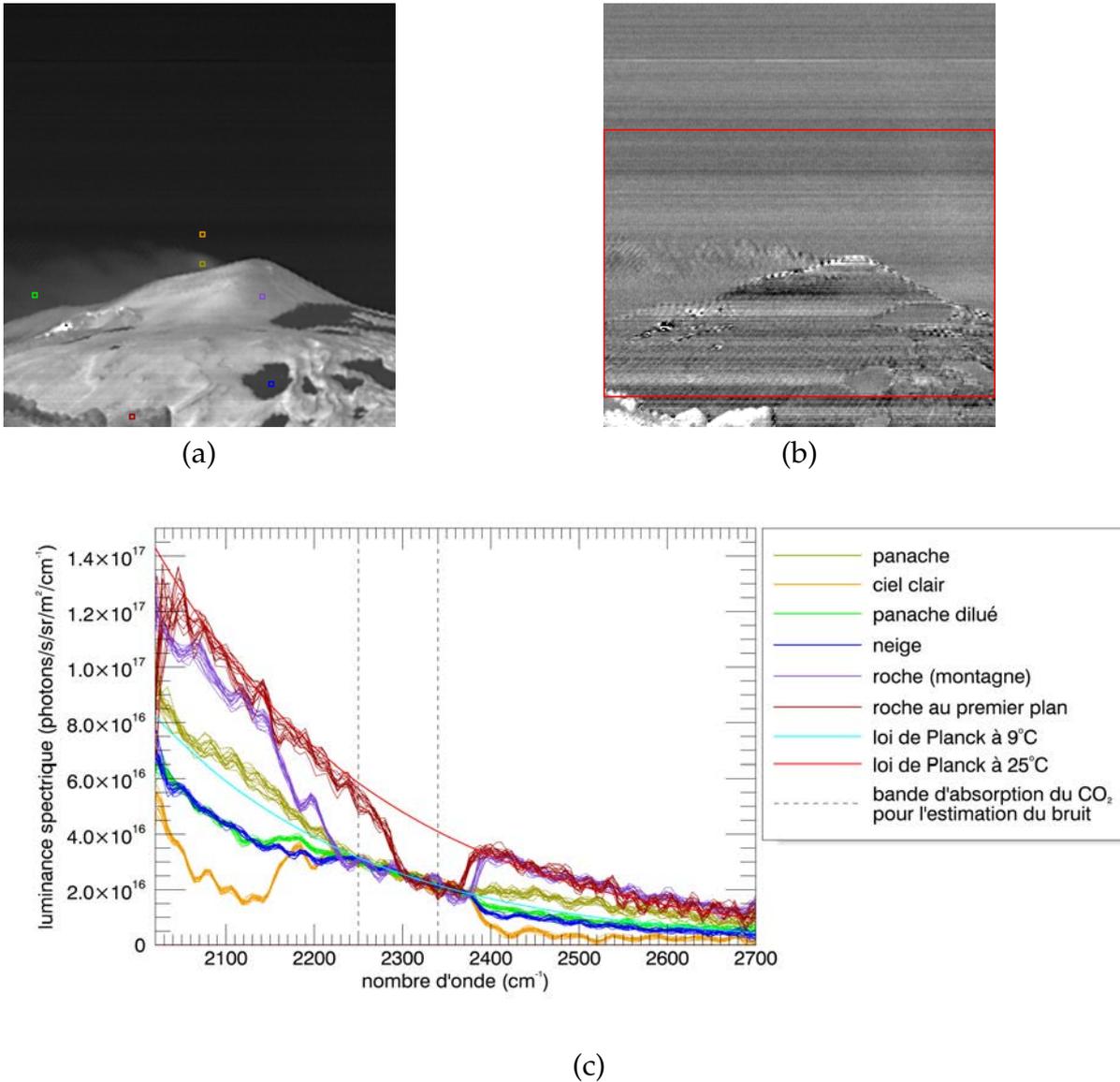


FIGURE 2.10: Exemple d'image monochromatique : (a) 2063 cm^{-1} ($\lambda = 4,85 \text{ }\mu\text{m}$) (b) 2279 cm^{-1} ($\lambda = 4,39 \text{ }\mu\text{m}$) et (c) les spectres étalonnés obtenus, les points associés sont indiqués dans la scène par les carrés de couleurs.

dans l'image 2.10.c) et pour chacune de ces longueurs d'onde nous avons pris l'écart-type spatial dans la sous-image encadrée en rouge sur la figure 2.10.b, d'une part pour enlever les rochers au premier plan qui sont trop près, et d'autre part pour prendre vraiment en compte les effets perturbateurs dus à la texture de la scène qui seraient minimisés par une portion trop importante du ciel dans l'image. La moyenne (spectrale) de ces écarts-types donne un NESR de $11 \text{ nW/sr/cm}^2/\text{cm}^{-1}$, qui est converti en NETD de 800 mK à 2100 cm^{-1} ($4,76 \text{ }\mu\text{m}$), pour un CN à 20°C . Nous avons ainsi une estimation du NESR dans les conditions réelles d'emploi, qui prend en compte toutes les sources de bruit, en particulier toutes les imperfections de traitement (NUC, ré-échantillonnage, calcul du spectre). Le rapport signal sur bruit (RSB) obtenu n'est certes pas très élevé mais son niveau reste correct puisque nous avons un RSB de 30 à 2100 cm^{-1} , pour un corps noir à 20°C . Par ailleurs, sur l'image en figure 2.10.b on

constate que le bruit sur une ligne du ciel est beaucoup plus faible qu'ailleurs à cause des artéfacts de reconstruction. On pourrait donc améliorer le NESR en améliorant la qualité des traitements que nous avons appliqués.

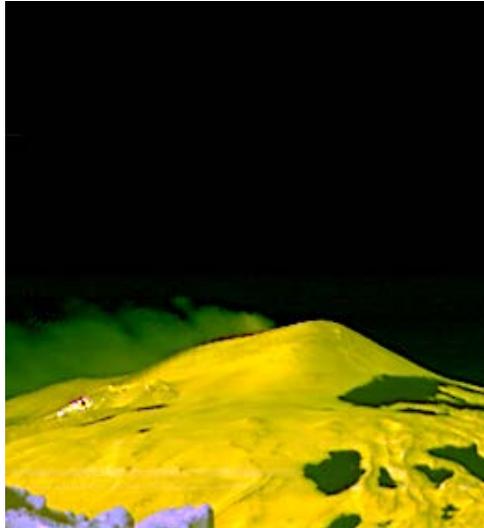


FIGURE 2.11: Image hyperspectrale du volcan Etna, Sicile.

La figure 2.11 présente à titre illustratif l'image hyperspectrale obtenue avec la caméra SIBI. Il s'agit d'une image en fausses couleurs du sommet du volcan ainsi que du panache qui s'en échappe.

Afin de vérifier la qualité des résultats que nous avons obtenus, nous nous sommes appuyés sur les compétences existantes à l'ONERA en matière de simulation de transfert radiatif. À l'aide des données météorologiques et atmosphériques du jour de la campagne de mesure, il nous a été simulé en utilisant MATISSE⁵ les spectres que l'on obtiendrait en entrée pupille pour des points situés dans la neige et dans une zone claire du ciel et nous les avons comparés au spectre moyen des zones de 4 x 4 pixels entourant le point considéré. Les résultats sont présentés en figure 2.12. On retrouve également le bon niveau radiométrique pour les spectres mais on observe cependant une dilatation spectrale entre les spectres simulés et mesurés du ciel clair. Concernant les spectres simulés des points sur la neige, nous les présentons juste à titre indicatif car il nous manque les données concernant les propriétés (température, émissivité) du point observé que nous avons considéré comme de la neige. Nous soupçonnons la dilatation du cristal biréfringent d'être à l'origine du décalage spectral. En effet, la carte des différences de marche de la caméra que nous utilisons pour nos traitements avait été mesurée à Palaiseau avant notre départ, or, pendant les mesures l'environnement de la caméra avait changé, notamment en température, ce qui a pu causer un désalignement de l'interféromètre.

2.1.4 Bilan de la campagne ImagEtna

Cette première campagne de mesures sur le terrain a été très enrichissante à plusieurs niveaux.

5. Code de transfert radiatif développé à l'ONERA

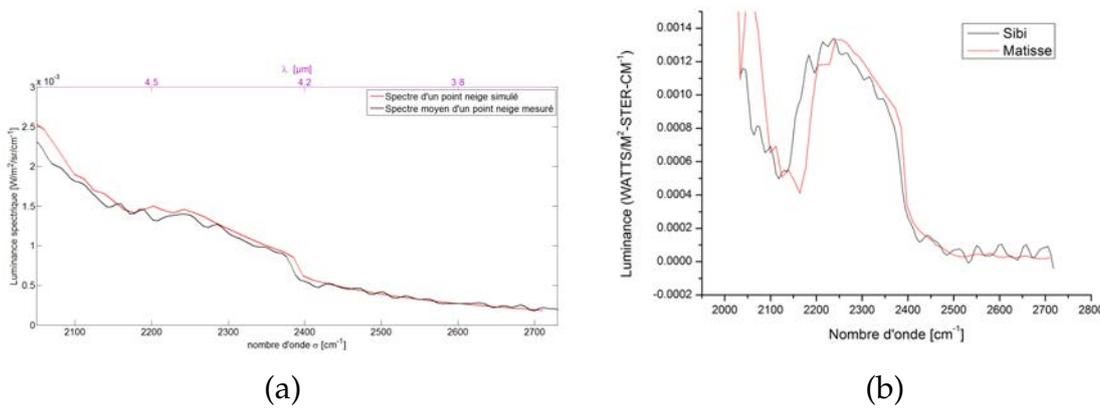


FIGURE 2.12: Comparaison entre les spectres simulés avec MATISSE et les spectres mesurés. (a) Point situé sur la neige et (b) point situé en zone clair dans le ciel.

Le premier concerne les améliorations à apporter à l'instrument. En effet, il semble que le cristal nécessite d'être contrôlé en température afin d'éviter les modifications de la carte des différences de marche. À défaut de contrôler la température, il faudra réaliser dans les conditions de mesure opérationnelles un étalonnage interférométrique en acquérant une image en éclairage monochromatique étendu. La campagne a aussi révélé l'impact des franges parasites sur la qualité des spectres fournis par la caméra, à savoir l'introduction d'oscillations. La solution que nous proposons à ce problème a été décrite au chapitre précédent.

Le second point concerne le traitement des données de campagne. Il en ressort que les niveaux radiométriques des spectres sont cohérents avec la réalité mais que les performances en terme de bruit sont perfectibles. Cette opération passe par l'amélioration des traitements d'images que nous avons appliqués afin de réduire les artéfacts de reconstruction.

Le troisième point, plus général, concerne l'utilisation de l'appareil sur le terrain. Sur ce plan, SIBI a donné une grande satisfaction : sa mise en œuvre est simple et nécessite moins de ressources humaines et matérielles que d'autres systèmes, et durant toute la campagne SIBI a fonctionné sans problème. Il ne nous a manqué qu'un outil utile pour valider la qualité des acquisitions et des réglages, tels que le temps d'intégration, la vitesse de rotation de la tourelle ou son amplitude de balayage.

2.2 Campagne aéroportée

Une deuxième campagne terrain est prévue pour la fin de novembre 2016. Cette nouvelle campagne a surtout un but démonstratif afin de valider le fait que l'instrument est suffisamment compact pour être embarqué sur un drone professionnel. C'est aussi l'occasion d'améliorer la version de la caméra qui a participé à la campagne Im-gEtna. Nous avons donc changé la nature de l'analyseur en remplaçant un polariseur à grille par un polariseur absorbant afin de supprimer le système de franges parasites qu'on a observé dans la première version. En ce qui concerne le système électronique et l'intégration mécanique, nous avons profité de la collaboration avec la société Noxant

(NOXANT, 2016) pour utiliser une carte électronique d'acquisition plus compacte pour la caméra développée dans le cadre d'un autre contrat ainsi qu'un nouveau boîtier en ABS fabriqué par imprimante 3D qui allège la caméra et rend son utilisation plus ergonomique sur le terrain. De même que sur la première version, l'interféromètre est assemblé à la caméra de la même manière qu'un objectif à monture vissée. Cette nouvelle version de la caméra est présentée en figure 2.13. Les caractéristiques spectrales et spatiales restent inchangées et les principales améliorations portent sur la compacité, le poids et la consommation électrique. Cette nouvelle version fait une masse de 1,7 kg avec le boîtier en ABS et de 2,5 kg avec le boîtier en aluminium, et consomme une puissance électrique inférieure à 15 Watts. Ses dimensions sont de 10 x 14 x 18,5 cm³, système de commande inclus.

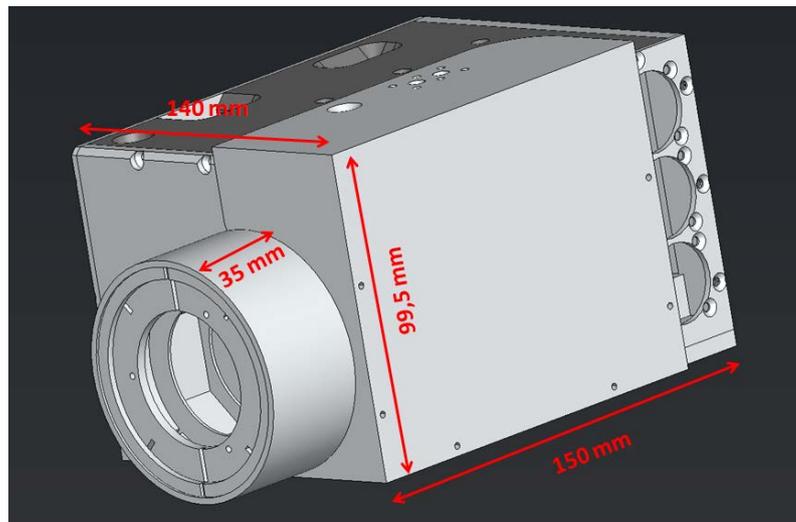


FIGURE 2.13: Nouvelle version de la caméra pour les applications d'imagerie hyperspectrale aéroportée, SIBI 2.0

Nous prévoyons de survoler en visée nadir des plaques constituées de divers matériaux à une altitude de 100 à 150 mètres. Le site de campagne est actuellement en cours de définition.

2.3 Conclusion

Nous avons eu la possibilité de tester les performances de la caméra SIBI dans le cadre de la campagne de mesure ImagEtna qui a eu lieu en Sicile en juin 2015. Pour le jeune instrument SIBI, le but était de démontrer sa capacité à être facilement mis en œuvre sur le terrain et à identifier les points à améliorer dans le cadre d'une détection de gaz. Au cours de cette campagne qui a duré 5 jours, nous avons acquis plusieurs séquences de 1500 images chacune et à différents temps d'intégration. Nous avons ensuite procédé au traitement d'une séquence ce qui nous a permis de développer différents outils de traitement d'images. Nous avons obtenu des résultats intéressants qui sont cependant perfectibles. Une partie des points à améliorer a été prise en compte dans la réalisation d'une nouvelle version de la caméra qui sera testée dans le cadre d'une campagne aéroportée sur drone.

Conclusion

Nous avons présenté une nouvelle caméra hyperspectrale infrarouge à transformée de Fourier statique, SIBI, partiellement refroidie. Celle-ci est composée d'un interféromètre biréfringent de type Savart asymétrique en TeO_2 positionné à l'extérieur du cryostat et d'une optique imageante à l'intérieur du cryostat. Une première version de cette caméra a été assemblée et caractérisée en laboratoire. Ces mesures nous ont permis d'établir un modèle de correction de la distorsion de l'imageur, d'estimer la carte des différences de marche nécessaire au traitement des interférogrammes et d'observer les réponses spectrales des différents composants afin de nous assurer de leur conformité avec la demande formulée auprès des fournisseurs. Nous avons également mis en évidence l'existence d'un système de franges parasites se superposant aux franges nominales et qui sont susceptibles d'altérer les spectres fournis par l'instrument. Nous avons proposé trois solutions possibles concernant la conception de la caméra pour y remédier.

Nous avons ensuite présenté la première campagne de mesure de la caméra dont le but était de démontrer la capacité de l'instrument à être facilement mis en œuvre sur le terrain et à identifier les points à améliorer. Les différentes étapes de traitement des données de campagne ainsi que les premiers résultats obtenus ont été également présentés. Nous avons conclu qu'ils étaient encourageants, que des points doivent être améliorés, et qu'il faudra refaire des campagnes de mesures afin de tirer profit des conclusions de cette première campagne. De ce fait, nous préparons une nouvelle campagne aéroportée dont le but sera de démontrer l'embarquabilité de SIBI sur drone et de valider les solutions d'amélioration du prototype proposées.

Conclusions générales et perspectives

Conclusions générales et perspectives

L'imagerie hyperspectrale est l'un des domaines de l'imagerie optique en rapide expansion à la fois dans les applications militaires et civiles. Cette expansion est liée aux avancées technologiques qu'on observe dans le développement des plateformes d'instrumentation légères (drones, nano-satellites) qui réduisent les coûts de mise en œuvre terrain mais surtout aux principaux avantages de la technique de mesure, à savoir non invasive, non destructive et utilisable en télédétection. Bien que l'imagerie hyperspectrale existe depuis bien des années, elle est aujourd'hui mise en avant pour sa capacité à aider à la compréhension et à la résolution de problématiques environnementales, agricoles et sécuritaires. C'est dans l'optique d'apporter une contribution aussi petite soit-elle à un domaine en plein essor que ce travail de thèse a été réalisé. Nous avons à cœur de développer une caméra hyperspectrale infrarouge alliant compacité et bonne performances. Ainsi, ce travail a démarré par l'analyse des techniques d'acquisition des informations spectrales et spatiales. Nous avons observé qu'elles sont nombreuses mais qu'on peut distinguer deux catégories selon le type de données de sortie : les caméras hyperspectrales à sortie directe et à sortie multiplexée. Nous avons ensuite procédé à une présentation de caméras ou de concepts de caméras réalisés à ce jour. Leur nombre étant très élevé nous nous sommes restreints au cadre des caméras d'encombrement et de poids respectivement inférieurs à 5 litres et 5 kg d'autant plus que ces systèmes se rapprochaient du sujet de notre étude. Plusieurs caméras compactes ont été présentées avec des performances variées. Nous avons remarqué que la majorité des caméras compactes que nous avons recensées dataient de moins de 5 ans, preuve que la thématique des caméras hyperspectrales compactes est récente. De cette première partie, nous avons conclu que le choix d'une méthode d'acquisition doit se faire selon les critères de domaine spectral, de résolution spatiale et spectrale, de champ de vue, d'encombrement et de poids ainsi que d'autres paramètres tels que le rapport signal à bruit, la fréquence d'acquisition, la quantité de lumière parasite ou la puissance électrique consommée.

De ce fait, nous avons analysé les différentes techniques d'acquisition afin de trouver laquelle était applicable à notre besoin et avons conclu que la spectro-imagerie par transformée de Fourier statique utilisant un interféromètre biréfringent serait la plus adaptée. En effet, celle-ci nous permet d'avoir des étendues géométriques plus grandes et d'optimiser la collection et l'utilisation du flux de la scène observée. De plus, l'absence d'élément mobile au sein de la chaîne optique nous permet d'obtenir une meilleure robustesse que d'autres techniques d'acquisition. Ce type de caméra pouvant être décomposé en deux sous-systèmes à savoir bloc interférométrique et optique imageante, nous avons recherché les axes de miniaturisation pour chaque sous-système. En ce qui concerne le bloc interférométrique, nous avons montré que l'interféromètre biréfringent était moins encombrant qu'un interféromètre à miroirs. Puis nous avons procédé à la recherche des géométries optimales d'interféromètres biréfringents que nous avons classés en deux catégories : les interféromètres biréfringents à empilement de lames à faces parallèles et les interféromètres biréfringents à prismes

compensés. Afin d'atteindre notre but, nous nous sommes appuyés sur les calculs effectués par Françon et Mallick en 1971 ainsi que sur le programme de simulation de la propagation des ondes au sein des milieux anisotropes développés à l'Institut d'Optique. Nous avons ainsi mis en évidence l'existence de géométries optimales en combinant les lames biréfringentes. Concernant la miniaturisation de l'imageur, nous nous sommes appuyés sur le savoir faire de l'ONERA en matière d'imageur entièrement refroidi dont les optiques sont intégrées au cryostat. Nous avons pu utiliser le concept de caméra SOIE constituée d'une lentille en silicium dans une configuration de type "landscape lens". Ensuite, nous avons procédé au dimensionnement de deux prototypes dans le moyen infrarouge utilisant des matériaux classiques, l'un partiellement refroidi et l'autre entièrement intégré au cryostat ainsi que celui d'un prototype dans le lointain infrarouge utilisant un matériau plus prospectif qui est actuellement en cours de développement. Nous avons choisi de réaliser le prototype partiellement refroidi, nommé SIBI, afin de valider le concept. Il a été choisi pour des raisons de coûts moins élevés et de rapidité de fabrication. L'étape suivante a consisté en la caractérisation en laboratoire et sur le terrain du prototype SIBI. Ainsi, nous avons mis en œuvre plusieurs bancs de tests pour observer et quantifier la qualité des images ainsi que les performances interférométriques. Nous avons également eu l'opportunité d'observer les performances du système dans des conditions réelles d'utilisation lors de la campagne ImagEtna organisée par le LPC2E. Les résultats obtenus sont encourageants, tant du point de vue de l'utilisation du système que de la qualité des images hyperspectrales, mais cette campagne a aussi mis en évidence quelques limites et points à améliorer sur la conception ce prototype (notamment la gestion de la lumière parasite dans le système et la régulation thermique du cristal), ainsi que sur le traitement des images. Malgré ces limites actuelles, la principale conclusion de notre travail est que la conception d'une caméra hyperspectrale infrarouge miniature à transformée de Fourier statique d'une résolution spectrale de 10 cm^{-1} dans le moyen infrarouge et de 5 cm^{-1} dans le lointain infrarouge est possible. L'ensemble de la production scientifique de ce travail est présenté en annexe C.

Si les travaux sur le sujet devaient être poursuivis, nous proposerions trois axes d'étude, avec des perspectives à court, moyen et long terme. Le premier consiste à améliorer le prototype SIBI et à valider son apport dans certains domaines applicatifs. Cela passe tout d'abord par la poursuite du travail commencé sur la gestion de la lumière parasite dans le système. Les solutions d'utiliser un polariseur absorbant ou un cube séparateur pourront être explorées rapidement et, si elles s'avéraient non concluantes, alors la solution de la caractérisation pixel par pixel pourrait être mise en œuvre. Il faudra aussi résoudre le problème de la stabilité des différences de marche, probablement par une régulation thermique du cristal ou à défaut, un étalonnage de la caméra à chaque changement des conditions d'emploi. Le traitement des données est aussi à perfectionner, principalement du point de vue des corrections de non uniformités et du recalage (et ré-échantillonnage) des images, le but étant au moins de rapprocher la qualité des spectres dans les zones texturées de celle des spectres dans les zones homogènes. Concernant la réflexion sur l'utilité de SIBI, elle pourra se nourrir tout d'abord des échanges avec les spécialistes de l'exploitation des images hyperspectrales, échanges déjà initiés lors de cette thèse, que ce soit en interne à l'Onera ou avec le Latmos ou le LPC2E, et qui nous ont offert cette très belle possibilité de tester SIBI lors de la campagne ImagEtna. Les mesures terrain sont d'ailleurs la deuxième source de

données qui permettra de mieux cerner les applications potentielles de SIBI, en fournissant des images dont la qualité est représentative de celle que l'on pourra obtenir lors d'une mission opérationnelle. Enfin, si l'on veut mieux identifier les champs applicatifs de SIBI, il faudra s'intéresser au caractère polarisant de cet instrument : dans son état actuel, en effet, il ne mesure qu'un seul état de polarisation. Cela peut être gênant, particulièrement aux courtes longueurs d'onde du moyen infrarouge, à la frontière entre le domaine réfléchissant et le domaine émissif et encore plus dans le cadre d'une campagne aéroportée, où le même point de la scène sera vu sous des angles différents lors de son survol.

Le deuxième axe de travail que nous proposons est la conception et la réalisation des deux autres prototypes dont nous avons parlé, à savoir celui dans le moyen infrarouge et celui fonctionnant dans le lointain infrarouge à base de capteurs microbolométriques, qui nécessitent une étude plus approfondie que l'esquisse que nous avons tracée dans ces pages, aussi bien au niveau de la conception optique de l'objectif d'imagerie, de la conception optomécanique, ou de la réalisation, pour laquelle il sera nécessaire d'établir de nouvelles collaborations. A cette tâche de conception et de réalisation nous pourrions aussi joindre une réflexion sur l'influence des aberrations optiques, notamment le chromatisme, sur les performances d'une caméra hyperspectrale utilisant un interféromètre statique : comme nous l'avons indiqué, l'idéal serait l'absence totale d'aberrations de champ, mais si cette contrainte ne peut être respectée, quelles aberrations de champ peuvent être tolérées ?

La troisième étude, que nous suggérons porte sur l'apport de la nanostructuration pour la miniaturisation des composants biréfringents infrarouges. En effet, grâce aux longueurs d'ondes élevées du domaine infrarouge, la réalisation des composants sub-longueur d'onde est facilitée. Ainsi, en 1999, Nordin et Deguzman (NORDIN et DEGUZMAN, 1999) présentaient une lame quart d'onde en silicium opérant dans le moyen infrarouge ($[3,5 - 5] \mu\text{m}$). Ils ont ainsi montré qu'en structurant le substrat de silicium avec une période de $1 \mu\text{m}$ et un facteur de remplissage de 66 % et une profondeur de $1,25 \mu\text{m}$, ils étaient en mesure d'obtenir la biréfringence de 0,84 nécessaire pour en faire une lame quart d'onde. Plus récemment (2013), les japonais Yamada et Yamashita ont présenté une lame à retard de phase de 30° dans le lointain infrarouge ($[8,5 - 10,5] \mu\text{m}$) utilisant un substrat de chalcogénure (YAMADA et al., 2013).

Par ailleurs, en 2005, Haidar et Vincent ont proposé une utilisation des composants nanostructurés pour réaliser un réseau séparateur de polarisation qui jouerait le rôle d'un prisme de Wollaston (HAÏDAR et al., 2005). Ces travaux montrent la possibilité d'utiliser la biréfringence de forme à des fins d'amélioration de composants de polarisation usuels. Cependant les lames à retard de phase présentées ici sont généralement utilisées en faisceaux collimatés ou à faible incidence, il faut donc ajouter à ces travaux une étude d'acceptance angulaire de ces composants nano-structurés pour une utilisation en spectro-imagerie. Enfin, comme les différences de marche nécessaires à la spectro-imagerie infrarouge sont de plusieurs centaines de micromètres ou même au-delà du millimètre, si on veut éviter de réaliser des composants trop épais, ou si on veut mettre à profit les effets dispersifs du réseau proposé, des architectures originales seront sans doute à imaginer.

Annexe A

Compléments de calcul sur la théorie de propagation des ondes planes dans un milieu anisotrope non absorbant et non actif

A.1 Equation de Fresnel

Reprenons l'équation générale de Fresnel :

$$n_1^2 \frac{n_x^2}{n^2 - n_1^2} + n_2^2 \frac{n_y^2}{n^2 - n_2^2} + n_3^2 \frac{n_z^2}{n^2 - n_3^2} = 0 \quad (\text{A.1})$$

avec $n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$, l'indice du milieu dans la direction de propagation et telle que $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda_0} [n_x, n_y, n_z]$

Elle peut également s'écrire :

$$\frac{n_x^2}{\frac{n^2}{n_1^2} - 1} + \frac{n_y^2}{\frac{n^2}{n_2^2} - 1} + \frac{n_z^2}{\frac{n^2}{n_3^2} - 1} = 0 \quad (\text{A.2})$$

En réduisant l'expression de gauche au même dénominateur, cette équation est équivalente à :

$$n_x^2 \left(\frac{n^2}{n_2^2} - 1 \right) \left(\frac{n^2}{n_3^2} - 1 \right) + n_y^2 \left(\frac{n^2}{n_1^2} - 1 \right) \left(\frac{n^2}{n_3^2} - 1 \right) + n_z^2 \left(\frac{n^2}{n_1^2} - 1 \right) \left(\frac{n^2}{n_2^2} - 1 \right) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Dans le cas d'un milieu uniaxe dont l'axe optique est orienté selon Oz, nous avons $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$ et l'équation A.3 devient :

$$\left(\frac{n^2}{n_o^2} - 1 \right) \cdot \left[n_x^2 \left(\frac{n^2}{n_e^2} - 1 \right) + n_y^2 \left(\frac{n^2}{n_e^2} - 1 \right) + n_z^2 \left(\frac{n^2}{n_o^2} - 1 \right) \right] = 0 \quad (\text{A.4})$$

ou encore :

$$\left(\frac{n^2}{n_o^2} - 1\right) \cdot \left[\frac{n_x^2}{n_e^2}n^2 + \frac{n_y^2}{n_e^2}n^2 + \frac{n_z^2}{n_o^2}n^2 - n_x^2 - n_y^2 - n_z^2\right] = 0 \quad (\text{A.5})$$

Or $n^2 = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2$; On obtient donc que l'équation de Fresnel se met sous la forme de produit de formes quadratiques :

$$n^2 \cdot \left(\frac{n^2}{n_o^2} - 1\right) \cdot \left[\frac{n_x^2}{n_e^2} + \frac{n_y^2}{n_e^2} + \frac{n_z^2}{n_o^2} - 1\right] = 0 \quad (\text{A.6})$$

A.2 Ellipsoïde des indices

Reprenons les équations de Maxwell pour des solutions de type ondes planes :

$$\begin{cases} \vec{k} \cdot \vec{D} = 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{k} \times \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \\ \vec{k} \times \vec{H} = -i\omega\vec{D} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

avec " \times ", le produit vectoriel et ".", le produit scalaire.

Ainsi que les relations constitutives :

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu_0\vec{H} \\ \vec{D} = \epsilon_0[\epsilon_r]\vec{E} = [\epsilon]\vec{E} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Avec,

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

L'équation de propagation s'obtient en appliquant un rotationnel à la troisième équation :

$$\begin{aligned} \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) &= i\omega\mu_0 (\vec{k} \times \vec{H}) \\ &= -\mu_0\omega^2\vec{D} \\ &= -\mu_0\omega^2[\epsilon]\vec{E} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\text{Or, } \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) - k^2\vec{E}.$$

On obtient alors :

$$k^2\vec{E} - \mu_0\omega^2[\epsilon]\vec{E} = \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) \quad (\text{A.11})$$

En projetant la relation A.11 dans le repère des axes propres du tenseur $[\epsilon]$, nous pouvons écrire :

$$\frac{k^2 - \mu_0 \omega \epsilon_j}{\epsilon_j} D_j = k_j (\vec{k} \cdot \vec{E}) \quad (\text{A.12})$$

avec $j \in \{x, y, z\}$ et $\epsilon_j \in \{\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3\}$ les valeurs propres du tenseur $[\epsilon]$

Calculons les composantes du produit scalaire $\vec{k} \cdot \vec{D}$.

$$k_j D_j = D_j^2 \frac{k^2 - \mu_0 \omega \epsilon_j}{\epsilon_j (\vec{k} \cdot \vec{E})} \quad (\text{A.13})$$

Puisque $\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 = k_0^2$, $k^2 = k_0^2 n^2$ et que $\epsilon_j = \epsilon_0 n_j^2$, nous pouvons encore écrire la relation A.14 sous la forme :

$$k_j D_j = \frac{k_0^2}{\epsilon_0 (\vec{k} \cdot \vec{E})} \frac{n^2 - n_j^2}{n_j^2} D_j^2 = \frac{k_0^2}{\epsilon_0 (\vec{k} \cdot \vec{E})} \left[\frac{D_j^2}{n_j^2} n^2 - D_j^2 \right] \quad (\text{A.14})$$

Posons :

$$\vec{D} = \frac{1}{\sqrt{D_x^2 + D_y^2 + D_z^2}} [D_x, D_y, D_z],$$

les coordonnées du vecteur déplacement de norme unitaire dans le repère des axes propres du tenseur diélectrique.

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \vec{k} \cdot \vec{D} &= 0 \\ \sum_j k_j D_j &= 0 \\ \frac{k_0^2}{\epsilon_0 (\vec{k} \cdot \vec{E})} \sum_j \left[\frac{D_j^2}{n_j^2} n^2 - D_j^2 \right] &= 0 \\ \frac{k_0^2}{\epsilon_0 (\vec{k} \cdot \vec{E})} \sum_j \frac{D_j^2}{n_j^2} n^2 - \sum_j D_j^2 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Or, $\sum_j D_j^2 = 1$, donc,

$$\sum_j \frac{D_j^2}{n_j^2} n^2 - 1 = 0 \quad (\text{A.16})$$

Soit,

$$\frac{D_x^2}{n_1^2} + \frac{D_y^2}{n_2^2} + \frac{D_z^2}{n_3^2} = \frac{1}{n^2 (\vec{k})} \quad (\text{A.17})$$

A.3 Orthogonalité du champ électrique à l'ellipsoïde des indices

Restons dans la base des vecteurs propres du tenseur diélectrique. Si on différencie l'expression A.17, on obtient :

$$2\frac{D_x}{n_1^2}dD_x + 2\frac{D_y}{n_2^2}dD_y + 2\frac{D_z}{n_3^2}dD_z = 0 \quad (\text{A.18})$$

Or, $\frac{D_x}{n_1^2} = \epsilon_0 E_x$, $\frac{D_y}{n_2^2} = \epsilon_0 E_y$ et $\frac{D_z}{n_3^2} = \epsilon_0 E_z$. Il vient que :

$$E_x dD_x + E_y dD_y + E_z dD_z = 0 \quad (\text{A.19})$$

Soit

$$\vec{E} \cdot d\vec{D} = 0$$

Le champ électrique est orthogonal à l'ellipsoïde des indices.

A.4 Nature des ondes qui se propagent dans un milieu anisotrope associées à un vecteur d'onde donné

Reprenons l'équation A.11 et projetons les vecteurs dans la base des vecteurs des propres de $[\epsilon]$:

$$\begin{cases} E_x = \frac{n_x(\vec{k} \cdot \vec{E})}{k_0(n^2 - n_1^2)} \\ E_y = \frac{n_y(\vec{k} \cdot \vec{E})}{k_0^2(n^2 - n_2^2)} \\ E_z = \frac{n_z(\vec{k} \cdot \vec{E})}{k_0^2(n^2 - n_3^2)} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

Or, il a été démontré que les coordonnées n_x, n_y, n_z sont les solutions de l'équation de Fresnel et sont réelles. Les amplitudes du champ électrique sont donc tous réelles, c'est qui implique que la polarisation du champ est linéaire. Il en est de même pour \vec{D} puisque $\vec{D} = [\epsilon]\vec{E}$.

Annexe B

Évaluation du contraste des franges

B.1 Expression du contraste

La réponse spectrale d'un pixel (x, y) de la caméra SIBI au nombre d'onde σ s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_{mes}(x, y, \sigma) &= \mathcal{I}_{scène}(x', y', \sigma) \underbrace{*}_{x', y'} PSF(x', y', \sigma) \\ &= \iint \eta(\sigma) \frac{1+c(\sigma)\cdot\cos(2\pi\delta_{sibi}(x-x', y-y')\sigma)}{2} \cdot PSF(x', y', \sigma) dx' dy' \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Avec $\eta(\sigma)$, la sensibilité de l'instrument hors franges, $c(\sigma)$, le contraste des franges d'interférences propre à l'interféromètre, δ_{sibi} , la différence de marche de l'interféromètre et $PSF(x', y', \sigma)$, la réponse impulsionnelle du système d'imagerie situé en aval.

Localement, nous pouvons écrire la différence de marche introduite par l'interféromètre comme :

$$\delta_{sibi}(x, y) = ax + by + c \quad (\text{B.2})$$

Ce qui fait que l'expression [B.1](#) devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_{mes}(x, y, \sigma) &= \eta(\sigma) \left[\frac{1}{2} \iint PSF + \frac{c(\sigma)}{2} \iint \cos(-2\pi(ax' + by')\sigma + 2\pi(ax + by + c)\sigma) \times \right. \\ &\quad \left. PSF(x', y', \sigma) dx' dy' \right] \\ &= \eta(\sigma) \left[\frac{1}{2} + \frac{c(\sigma)}{2} \left(\frac{1}{2} FTO(a\sigma, b\sigma, \sigma) \cdot e^{2i\pi(ax+by+c)\sigma} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{1}{2} FTO(-a\sigma, -b\sigma, \sigma) \cdot e^{-2i\pi(ax+by+c)\sigma} \right) \right] \\ &= \eta(\sigma) \left[\frac{1}{2} + \frac{c(\sigma)}{2} |FTO(a\sigma, b\sigma, \sigma)| \cos(2\pi(ax + by + c)\sigma + \phi_{FTO}(a\sigma, b\sigma, \sigma)) \right] \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

car la FTO du système est une fonction paire.

Finalement,

$$\mathcal{I}_{mes}(x, y, \sigma) = \eta(\sigma) \frac{1 + |FTO(a\sigma, b\sigma, \sigma)|c(\sigma)\cos(2\pi\delta_{sibi}(x, y)\sigma + \phi_{FTM}(a\sigma, b\sigma, \sigma))}{2} \quad (\text{B.4})$$

Le contraste des franges s'écrit donc :

$$\mathcal{C} = |FTO(a\sigma, b\sigma, \sigma)|c(\sigma) = FTM(a\sigma, b\sigma, \sigma) \cdot c(\sigma) \quad (\text{B.5})$$

B.2 Application numérique

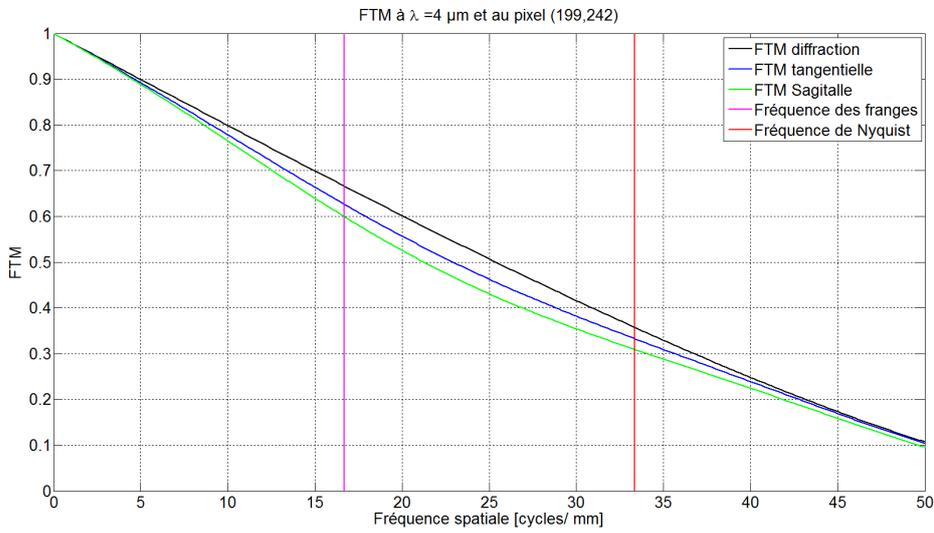


FIGURE B.1: FTM de la caméra à $4 \mu\text{m}$ et au pixel de coordonnées $(199,242) = (11,16^\circ, 1,3^\circ)$

La FTM de notre système s'écrit :

$$\begin{aligned} FTM(a\sigma, b\sigma, \sigma) &= FTM_{optique}(a\sigma, b\sigma, \sigma) \times FTM_{pixel}(a\sigma, b\sigma, \sigma) \\ &= FTM_{optique}(a\sigma, b\sigma, \sigma) \times \text{sinc}(a\sigma a_{pix}) \times \text{sinc}(b\sigma a_{pix}) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

avec a_{pix} , le pas pixel.

En supposant les polariseurs parfaitement polarisants et bien orientés, on a $c(\sigma) = 1$.

On peut donc estimer le contraste à $\sigma = 2500 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 4 \mu\text{m}$).

L'expression ajustée de la différence de marche autour du pixel de coordonnées $(199,242)$ a pour coefficients : $a = -8,83e - 4$, $b = 0,0616$ et $c = 120,6$.

La FTM_{pixel} vaut donc $0,9145$.

La $FTM_{optique}$ est déterminée en utilisant Zemax. Celle-ci est présentée en figure B.1. À la fréquence spatiale des franges, à savoir $\frac{1}{4 \cdot a_{pix}}$, elle vaut 0,66. On donc un contraste des franges C égal à $0,66 \times 0,9145$. Soit 60,3 %.

Annexe C

Publications

C.1 Articles dans un journal à comité de lecture

- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, N. Roux, O. D’Almeida, N. Guérineau et H. Sauer, “*Miniature and cooled hyperspectral camera for outdoor surveillance applications in the mid-infrared*”, *Opt. Lett.* vol. 41, no 9, p. 1901-1904 (2016).
- H. Sauer, A. Pola Fossi, Y. Ferrec, N. Guérineau, J. Minet, J. Taboury et P. Chavel, “*Numerical modelling of wave propagation in birefringent interferometers : application to stray waves in Fourier transform spectrometers*”, *Applied Optics*, (En cours de rédaction)

C.2 Communications dans un congrès avec actes

- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, R. Domel, C. Coudrain, N. Guérineau, N. Roux, O. D’Almeida, M. Bousquet, E. Kling et H. Sauer “*SIBI : A compact hyperspectral camera in the mid-infrared*”, *SPIE Security and Defence*, Vol. 9649, p. 96490U-96490U-8 (Toulouse, 2015).
- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, N. Roux, R. Domel, C. Coudrain, E. Kling, N. Guérineau “*Realization of a compact static Fourier transform imaging spectrometer in the infrared spectral range*”, *OPTRO* (Paris, 2016)
- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, C. Coudrain, N. Roux, E. Kling, N. Guérineau. “*Compact hyperspectral camera in the mid-infrared for small UAVs*”, *SPIE Defense and Security*, Vol. 9840, p. 98401T-98401T-9 (Baltimore, 2016)
- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, N. Guérineau, N. Roux, E. Kling et H. Sauer “*Design of infrared imaging birefringent interferometers for small-UAVs and handheld scanning systems*” *SPIE Defense and Security*, Édimbourg, 2016, papier invité.

C.3 Communications dans un congrès sans actes

- A. Pola Fossi, Y. Ferrec, N. Guérineau et H. Sauer "*Miniaturisation d'un spectro-imageur infrarouge*", Journées d'imagerie non conventionnelle, Paris, 2015.

Table des figures

1	Transmission atmosphérique dans le domaine spectral infrarouge	4
1.1	Chaîne d'imagerie hyperspectrale	11
1.2	Principe du QCL	13
1.3	QCL à cavité externe	13
1.4	Schéma de principe d'un OPO	15
1.5	Exemples de cavités d'OPO de OPOTEK et M Squared Lasers	17
1.6	Formes temporelle et spectrale du signal issu d'un laser femtoseconde	18
1.7	Banc et résultats d'imagerie hyperspectrale Raman avec des peignes de fréquences	18
1.8	Montages de Dyson et d'Offner	20
1.9	Instrument Hyper Pixel Array (Bodkin Design and Engineering)	21
1.10	Spectro-imageur intégrale de champ	21
1.11	Exemples de filtres communément utilisés en spectro-imagerie	22
1.12	Exemple de microscope hyperspectral à base d'AOTF	23
1.13	Warlock, caméra hyperspectrale à base d'optique diffractive	25
1.14	Exemples de concepts de caméras hyperspectrales à codage d'ouverture	26
1.15	FAst Reconfigurable Optical Sensor (FAROS).	26
1.16	Exemples de spectro-tomographes imageurs.	27
1.17	Exemples d'interféromètres utilisés en spectro-imagerie	29
1.18	Interféromètre de la caméra SHIMMER, caméra hyperspectrale à hétérodynage spatial	30
2.1	Brimrose, caméra hyperspectral à AOTF	32
2.2	Exemples de filtres et caméra hyperspectrale à cristaux liquides	33
2.3	Exemples de filtres interférentiels	35
2.4	Imec, filtres interférentiels à cavité de Fabry-Perot	36
2.5	Exemples de caméras utilisant la technologie Imec	37
2.6	Filtres de Fabry-Perot accordables à actionneurs piézoélectriques	38
2.7	VTT, caméra hyperspectrale à filtre de Fabry-Perot pour drones léger	38
2.8	Techniques de fabrication des MOEMS	39
2.9	Etapes de fabrication d'un micro-filtre de Fabry-Perot accordable.	40
2.10	Exemple de micro-filtre de Fabry-Perot accordable.	40

2.11 VTT, caméras hyperspectrales à base de filtre de Fabry-Perot accordables MOEMs.	41
2.12 Cercle de Rowland	42
2.13 Exemples de caméras compactes à réseaux	43
2.14 Exemple de disperseurs-imageurs	44
2.15 Endoscope hyperspectral à intégrale de champ	46
2.16 Cahyd, caméra hyperspectrale par TF statique utilisant un interféromètre de Michelson à dièdres	47
2.17 Caméra hyperspectrale à TF statique utilisant un interféromètre de Michelson à micro-miroirs	47
2.18 Caméra hyperspectrale à TF utilisant un interféromètre à division de front d'onde	48
2.19 Caméra hyperspectrale confocale à TF statique.	49
2.20 Caméra hyperspectrale à TF temporelle utilisant un interféromètre de Fabry-Perot.	50
2.21 Caméra hyperspectrale à TF temporelle à cristaux liquides	51
2.22 Exemples d'interféromètres biréfringents	51
2.23 SHIFT, caméra hyperspectrale TF à acquisition "snapshot"	52
2.24 Exemples de caméras hyperspectrales biréfringentes à TF temporelles	53
2.25 Concept de caméra hyperspectrale biréfringente à résolution spectrale variable	54
2.26 Exemple de concept de caméra hyperspectrale birefringente à TF statique utilisant un milieu anisotrope comme polariseur	54
2.27 Exemple de concept de caméra hyperspectrale birefringente à hétérodynage spatial	55
2.28 Exemple de concepts de caméras hyperspectrales biréfringentes à TF statique	56
2.29 Caméra hyperspectrale compacte à lentille diffractive	57
2.30 Caméras hyperspectrales tomographiques	58
1.1 Principe d'une caméra hyperspectrale à TF à interféromètre statique.	67
1.2 (a) Séparatrice en ZnSe de l'instrument Sieleters développé à l'ONERA. On y voit aussi un des deux dièdres (COUDRAIN et al., 2015). (b) Illustration du phénomène de double réfraction dans les milieux biréfringents (UNIVERSITÉ DU MAINE, 2016).	68
1.3 Positions de la pupille dans le cas de l'interféromètre de Michelson à dièdres	70
1.4 Schéma déplié de l'interféromètre de Michelson à dièdres.	70

1.5	Longueur de la séparatrice en fonction de l'angle de champ et de l'inclinaison des dièdres	71
1.6	Schéma plié et déplié d'un interféromètre de Michelson à dièdres	72
1.7	Schéma déplié d'un interféromètre de Michelson à dièdres, s =longueur de la séparatrice, m_1 =longueur du miroir 1, m_2 = longueur du miroir 2, α = angle de champ, σ , μ = respectivement angle d'inclinaison de la séparatrice et des dièdres par rapport à l'axe optique.	72
1.8	Variation du dénominateur de la longueur du miroir M2 (a) et de la longueur de la séparatrice avec l'angle du champ et l'inclinaison des dièdres.	73
1.9	Schéma de l'interféromètre de Michelson à dièdres optimal pour un champ de 30° et une pupille immatérielle	74
1.10	(a) Schéma de l'enceinte du cryostat d'un détecteur refroidi. (b) Exemple de détecteur refroidi (SOFRADIR, 2016). (c) Lockheed Martin, caméra infrarouge bi-bande MWIR et LWIR (AMON, 2002). (d) Caméra infrarouge à optiques intégrées, SCD (SINGER et OSTER, 2010)	75
1.11	Caméra SOIE : schémas optiques et mécanique, prototype réalisé (DRUART et al., 2011).	76
1.12	Caméras non refroidies compactes "grand public" entièrement intégrée dans un smartphone, CAT/FLIR (CAT, 2016) (a) ou sous forme d'élément amovible à ajouter au téléphone Seek Thermal (SEEK THERMAL, 2016) en (b). Caméras pour professionnels (c) DRS Infrared, 640 x 480 pixels, $17 \mu\text{m}$ de pas pixel, $f/1.4$, $f'=9 \text{ mm}$, FOV($70^\circ \times 52^\circ$), NETD < 50 mK à $f/1$, (d) Flir Boson, 640 x 512 pixels, $12 \mu\text{m}$ de pas pixel, NETD < 40 mK (DRS TECHNOLOGIES, 2016a; FLIR, 2016a)	77
2.1	Structure des champs dans un milieu anisotrope.	80
2.2	Surfaces caractéristiques d'un milieu uniaxe	82
2.3	Surfaces caractéristiques d'un milieu uniaxe, ellipsoïde des indices	83
2.4	Exemples d'interféromètres biréfringents à décalage latéral	84
2.5	définition des paramètres	85
2.6	Description des paramètres utilisés pour le calcul de l'angle de réfraction du front d'onde extraordinaire d'après FRANÇON et MALLICK (1971)	88
3.1	Définition des paramètres utilisés	92
3.2	Vue 3D de l'interféromètre de Savart	95
3.3	Cartes des différences de marches dans l'interféromètre de Savart	96
3.4	Écart entre les cartes de différences de marches théorique et simulée	97

3.5	Cartes des coefficients de Fresnel généralisés des ondes parasites dans l'interféromètre de Savart	97
3.6	Propagation des rayons dans le double Wollaston	98
3.7	Banc de caractérisation en intensité des ondes simplement parasites	99
3.8	Intensité des ondes simplement parasites dans le double Wollaston	99
3.9	Banc d'interférométrie	100
3.10	Franges d'interférence du double Wollaston	101
3.11	Caractérisation des franges parasites du double Wollaston	101
1.1	SIBI, caméra hyperspectrale dans le moyen infrarouge	112
1.2	Mesure de la distorsion	113
1.3	Validation du modèle de distorsion	113
1.4	Validation du modèle de distorsion : en vert grille distordue et en magenta grille après correction.	114
1.5	SIBI, franges d'interférence	114
1.6	Carte des différences de marche expérimentale et théorique	115
1.7	transmission spectrale de l'interféromètre et des polariseurs	116
1.8	Banc de caractérisation de la réponse spectrale de la caméra	117
1.9	Réponse spectrale de quelques pixels de la caméra SIBI	117
1.10	Réponse spectrale d'un pixel proche de la différence de marche nulle des franges nominales	118
1.11	SIBI, franges d'interférence parasites	120
2.1	Installation pour la campagne de mesure Etna	124
2.2	Caméra SIBI installée sur tourelle.	124
2.3	Exemple d'image acquise pendant la campagne ImagEtna	126
2.4	Exemples d'images avant et après correction de la distorsion	126
2.5	Projection sur un cylindre	128
2.6	Paramètres du recalage des images	129
2.7	Exemples d'interférogrammes	131
2.8	Exemple de phase d'interférogramme	131
2.9	Correction des franges parasites	133
2.10	Exemple d'image monochromatique à 2063 cm^{-1} et des spectres étalonnés	134
2.11	Image hyperspectrale du volcan Etna, Sicile	135
2.12	Comparaison entre les spectres simulés avec MATISSE et les spectres mesurés	136
2.13	Nouvelle version de la caméra pour les applications d'imagerie hyperspectrale aéroportée, SIBI 2.0	137

B.1 FTM de la caméra SOIE à $4\ \mu\text{m}$ 152

Liste des tableaux

- 1.1 Spécifications théoriques de la caméra hyperspectrale, les paramètres en italiques étant déduits des autres. 69

Bibliographie

- 3D-ONE (2015). *Hyperview, Multi sensor hyperspectral sensing platform*. <http://3d-one.com/wp-content/uploads/2014/10/HYPERVERview-leaflet-09-web.pdf>.
- ABDULHALIM, I (1999). « Analytic propagation matrix method for linear optics of arbitrary biaxial layered media ». In : *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* 1.5, p. 646.
- AHARON, Ofir et I ABDULHALIM (2009). « Liquid crystal Lyot tunable filter with extended free spectral range ». In : *Optics Express* 17.14, p. 11426–11433.
- AMON, M. (2002). *Dual infrared band objective lens*. US Patent 6,423,969. URL : <https://www.google.com/patents/US6423969>.
- BARETH, Georg et al. (2015). « Low-weight and UAV-based hyperspectral full-frame cameras for monitoring crops : Spectral comparison with portable spectroradiometer measurements ». In : *Photogrammetrie-Fernerkundung-Geoinformation* 2015.1, p. 69–79.
- BAYSPEC (2014). *OCI-UAV-1000 hyperspectral imager*. <http://www.bayspec.com/news/bayspec-introduces-ultra-miniaturized-hyperspectral-imager/>.
- BERGSTROM, D et al. (2010). « Noise properties of a corner-cube Michelson interferometer LWIR hyperspectral imager ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 76602F–76602F.
- BERNACKI, Bruce E et Mark C PHILLIPS (2010). « Standoff hyperspectral imaging of explosives residues using broadly tunable external cavity quantum cascade laser illumination ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 76650I–76650I.
- BERNHARDT, Birgitta et al. (2010). « Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy ». In : *Nature Photonics* 4.1, p. 55–57.
- BERTIN, Hervé (2013). « Etude de matrices de filtres Fabry Péroต์ accordables en technologie MOEMS intégré 3D : Application à l'imagerie multispectrale ». Thèse de doct. Paris 11.
- BLAIS-OUELLETTE, Sébastien, Olivier DAIGLE et Keith TAYLOR (2006). « The imaging Bragg tunable filter : a new path to integral field spectroscopy and narrow band

- imaging ». In : *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*. International Society for Optics et Photonics, 62695H–62695H.
- BLAIS-OUELLETTE, Sebastien et al. (2004). « Double Bragg grating tunable filter ». In : *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*. International Society for Optics et Photonics, p. 779–786.
- BLANCHE, Pierre-Alexandre (2014). *Field Guide to Holography*. SPIE Press.
- BODKIN, Andrew et al. (2009). « Snapshot hyperspectral imaging : the hyperpixel array camera ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 73340H–73340H.
- BODKIN, Andrew et al. (2012). « Video-rate chemical identification and visualization with snapshot hyperspectral imaging ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 83740C–83740C.
- BORN, Max et Emil WOLF (1999). *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light, chapter 1, Sec. 1.1.3*. Cambridge university press.
- (2000). *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. CUP Archive.
- BOSTICK, Randall L et Glen P PERRAM (2012). « Spatial and spectral performance of a chromotomosynthetic hyperspectral imaging system ». In : *Review of Scientific Instruments* 83.3, p. 033110.
- BRAGEOT, E et al. (2012). « THERMAP : a mid-infrared spectro-imager based on an uncooled micro-bolometer for space missions to small bodies of the solar system ». In : *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*. International Society for Optics et Photonics, 84424O–84424O.
- BRIMROSE (2016). *Acousto-Optic Tunable Filter SWIR, IS510 Hyperspectral Imagers*. http://www.brimrose.com/pdfandwordfiles/IS510_SWIR_Imager.pdf.
- CABIB, Dario et al. (2005). « New airborne pushbroom spectral imager for the 3-5 and 7-12 μ wavelength ranges ». In : *Conference Proceedings of the XXXI Symposium of the Optical Society of India, ICOL-2005, Dehradun, India*.
- CAT (2016). *S60-Smartphone*. <http://www.catphones.com/fr-fr/phones/s60-smartphone>.
- CHANG, IC et P KATZKA (1982). « Enhancement of acousto-optic filter resolution using birefringence dispersion in CdS ». In : *Optics letters* 7.11, p. 535–536.
- CHEN, Tong et al. (2014). « Detection of psychological stress using a hyperspectral imaging technique ». In : *IEEE Transactions on Affective Computing* 5.4, p. 391–405.
- COFFEY, Valerie C (2015). « Hyperspectral Imaging for Safety and Security ». In : *Optics and Photonics News* 26.10, p. 26–33.

- COUDRAIN, Christophe et al. (2015). « SIELETTERS, an airborne infrared dual-band spectro-imaging system for measurement of scene spectral signatures ». In : *Optics express* 23.12, p. 16164–16176.
- CRAVEN, Julia et al. (2010). « Compact infrared hyperspectral imaging polarimeter ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 769509–769509.
- CRAVEN-JONES, Julia et al. (2011). « Infrared hyperspectral imaging polarimeter using birefringent prisms ». In : *Applied optics* 50.8, p. 1170–1185.
- CRITES, ST et al. (2013). « SUCHI : The Space Ultra-Compact Hyperspectral Imager for small satellites ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 873902–873902.
- CU-NGUYEN, Phuong-Ha et al. (2013). « Tunable hyperchromatic lens system for confocal hyperspectral sensing ». In : *Optics express* 21.23, p. 27611–27621.
- CU-NGUYEN, Phuong-Ha et al. (2016). « An imaging spectrometer employing tunable hyperchromatic microlenses ». In : *Light : Science & Applications* 5.4, e16058.
- DE PONTIEU, Bart et al. (2014). « The interface region imaging spectrograph (IRIS) ». In : *Solar Physics* 289.7, p. 2733–2779.
- DELTA (2016). *Linear Variable Bandpass filter for hyperspectral imaging*. <http://www.deltaopticalthinfilm.com/wp-content/uploads/data-sheets/linear-variable-filters/LF103245.pdf>.
- DERENIAK, Eustace L (2013). « Novel imaging spectrometers and polarimeters ». In : *Eleventh International Conference on Correlation Optics*. International Society for Optics et Photonics, p. 90660I–90660I.
- DESCOUR, Michael R et Eustace L DERENIAK (1995). « Nonscanning no-moving-parts imaging spectrometer ». In : *SPIE's 1995 Symposium on OE/Aerospace Sensing and Dual Use Photonics*. International Society for Optics et Photonics, p. 48–64.
- DESCOUR, Michael R et al. (1997). « Demonstration of a computed-tomography imaging spectrometer using a computer-generated hologram disperser ». In : *Applied Optics* 36.16, p. 3694–3698.
- DIDDAMS, Scott A (2010). « The evolving optical frequency comb [Invited] ». In : *JOSA B* 27.11, B51–B62.
- DRS TECHNOLOGIES (2016a). *Product datasheet*. http://www.drsinfrared.com/portals/0/docs/TamariskFamily_Datasheet_MR-2013-01-654_Rev10.pdf.
- (2016b). *Thermal detectors*. <http://www.drsinfrared.com/Products/ThermalDetectors.aspx>.
- DRUART, Guillaume (2009). « Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.

- DRUART, Guillaume et al. (2011). « Towards infrared DDCA with an imaging function ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 801228–801228.
- DYSON, J (1959). « Unit magnification optical system without Seidel aberrations ». In : *J. Opt. Soc. Am* 49.7, p. 713–716.
- EADY, M et B PARK (2015). « Classification of Salmonella enterica serotypes with selective bands using visible/NIR hyperspectral microscope images ». In : *Journal of microscopy*.
- EISMANN, Michael Theodore (2012). *Hyperspectral remote sensing*.
- ENGLERT, Christoph R et al. (2015). « Spatial heterodyne spectroscopy at the Naval Research Laboratory ». In : *Applied optics* 54.31, F158–F163.
- EVANS, John W (1949). « The birefringent filter ». In : *JOSA* 39.3, p. 229–242.
- FAIST, Jerome et al. (1994). « Quantum cascade laser ». In : *Science* 264.5158, p. 553–556.
- FALK, Joel (1971). « Instabilities in the doubly resonant parametric oscillator : a theoretical analysis ». In : *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 7.6, p. 230–235.
- FERREC, Yann (2008). « Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.
- FERREC, Yann et al. (2006). « Optimal geometry for Sagnac and Michelson interferometers used as spectral imagers ». In : *Optical engineering* 45.11, p. 115601–115601.
- FERREC, Yann et al. (2011). « Experimental results from an airborne static Fourier transform imaging spectrometer ». In : *Applied optics* 50.30, p. 5894–5904.
- FÉRY, Ch (1911). « A prism with curved faces, for spectrograph or spectroscope ». In : *The Astrophysical Journal* 34, p. 79.
- FISCHLER, Martin A et Robert C BOLLES (1981). « Random sample consensus : a paradigm for model fitting with applications to image analysis and automated cartography ». In : *Communications of the ACM* 24.6, p. 381–395.
- FLIR (2016a). *Flir Boson*. <http://www.flir.com/cores/content/?id=74595>.
- (2016b). *Flir One*. <http://www.flir.fr/flirone/ios-android/>.
- FRANÇAIS, Olivier et Hélène HORSIN MOLINARO (2014). *MEMS : contexte et application*. <http://eduscol.education.fr/sti/sites/eduscol.education.fr.sti/files/ressources/pedagogiques/5616/5616-mems-contexte-et-applications-ens.pdf>.
- FRANÇON, Maurice, Shamlal MALLICK et al. (1971). *Polarization interferometers*. Wiley-interscience.

- FUCHS, Frank et al. (2010). « Imaging standoff detection of explosives using widely tunable midinfrared quantum cascade lasers ». In : *Optical Engineering* 49.11, p. 111127–111127.
- FUJIWARA, Masaru et al. (2015). « Spectroscopic imaging of blood vessels only near the skin surface for non-invasive blood glucose measurement ». In : *European Conferences on Biomedical Optics*. International Society for Optics et Photonics, p. 953714–953714.
- GAGNON, Marc-André et al. (2014). « Airborne midwave and longwave Infrared hyperspectral imaging of gases ». In : *SPIE Remote Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 92420O–92420O.
- GAO, Liang, Robert T KESTER et Tomasz S TKACZYK (2009). « Compact Image Slicing Spectrometer (ISS) for hyperspectral fluorescence microscopy ». In : *Optics express* 17.15, p. 12293–12308.
- GAO, Liang et al. (2010). « Snapshot image mapping spectrometer (IMS) with high sampling density for hyperspectral microscopy ». In : *Optics express* 18.14, p. 14330–14344.
- GAO, Zhan et al. (2011). « Imaging polarization spectrometer based on the Wollaston prisms ». In : *Optical Engineering* 50.4, p. 043602–043602.
- GEHM, Michael E et al. (2006). « Static two-dimensional aperture coding for multimodal, multiplex spectroscopy ». In : *Applied optics* 45.13, p. 2965–2974.
- GIORDMAINE, JA et Robert C MILLER (1965). « Tunable Coherent Parametric Oscillation in LiNb O 3 at Optical Frequencies ». In : *Physical Review Letters* 14.24, p. 973.
- GMBH, Cubert (2015). *UHD 185 Firefly imaging spectrometer*. <http://cubert-gmbh.de/uhd-185-firefly/>.
- GOLDSTEIN, Dennis H (2016). *Polarized light*. CRC Press.
- GONZALEZ, Pilar et al. (2016). « A novel CMOS-compatible, monolithically integrated line-scan hyperspectral imager covering the VIS-NIR range ». In : *SPIE Commercial+ Scientific Sensing and Imaging*. International Society for Optics et Photonics, 98550N–98550N.
- GUPTA, Neelam (2005). « Acousto-optic tunable filters for infrared imaging ». In : *Congress on Optics and Optoelectronics*. International Society for Optics et Photonics, 59530O–59530O.
- (2008). « Hyperspectral imager development at Army research laboratory ». In : *SPIE Defense and Security Symposium*. International Society for Optics et Photonics, 69401P–69401P.
- (2009). « LWIR hyperspectral imager based on a diffractive optics lens ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 730314–730314.

- GUPTA, Neelam et Vitaly VOLOSHINOV (2005). « Hyperspectral imaging performance of a TeO₂ acousto-optic tunable filter in the ultraviolet region ». In : *Optics letters* 30.9, p. 985–987.
- HAGEN, Nathan et Michael W KUDENOV (2013). « Review of snapshot spectral imaging technologies ». In : *Optical Engineering* 52.9, p. 090901–090901.
- HAÏDAR, Riad et al. (2005). « Wollaston prism-like devices based on blazed dielectric subwavelength gratings ». In : *Optics express* 13.25, p. 9941–9953.
- HÄNSCH, Theodor W et Nathalie PICQUÉ (2010). « Peignes de fréquences femtosecondes : aux limites de la spectroscopie ». In : *Images de la physique*, p. 31–38.
- HARLANDER, John M et al. (2003). « Robust monolithic ultraviolet interferometer for the SHIMMER instrument on STPSat-1 ». In : *Applied optics* 42.15, p. 2829–2834.
- HARVEY, Andrew et David FLETCHER-HOLMES (2004). « Birefringent Fourier-transform imaging spectrometer ». In : *Optics Express* 12.22, p. 5368–5374.
- HEADWALL, Photonics (2016a). *Diffraction optics*. <http://www.headwallphotonics.com/diffractive-optics>.
- (2016b). *Nano-hyperspec*. <http://www.headwallphotonics.com/spectral-imaging/hyperspectral/nano-hyperspec>.
- HEGYI, Alex et Joerg MARTINI (2015a). « Hyperspectral imaging with a liquid crystal polarization interferometer ». In : *Optics express* 23.22, p. 28742–28754.
- HEGYI, Alex N et Joerg MARTINI (2015b). « Compact hyperspectral image sensor based on a novel hyperspectral encoder ». In : *SPIE Sensing Technology+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, p. 948214–948214.
- HÉNAULT, François et al. (2003). « MUSE : a second-generation integral-field spectrograph for the VLT ». In : *Astronomical Telescopes and Instrumentation*. International Society for Optics et Photonics, p. 1096–1107.
- HILL, Samuel L et Peter CLEMENS (2015). « Miniaturization of high spectral spatial resolution hyperspectral imagers on unmanned aerial systems ». In : *SPIE Sensing Technology+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, 94821E–94821E.
- HOWARD, James W et Irving R ABEL (1985). *Optical detection system having a detector lens comprising a rear landscape lens*. US Patent 4,507,551.
- HUARD, Serge (1994). *Polarisation de la lumière*. Masson.
- HUGI, Andreas et al. (2009). « External cavity quantum cascade laser tunable from 7.6 to 11.4 μm ». In : *Applied Physics Letters* 95.6, p. 061103.
- IDEGUCHI, Takuro et al. (2013). « Coherent Raman spectro-imaging with laser frequency combs ». In : *Nature* 502.7471, p. 355–358.
- ISHIMARU, Ichiro, Natsumi KAWASHIMA et Satsuki HOSONO (2016). « Built-in hyperspectral camera for smartphone in visible, near infrared and middle infrared lights

- region (first report) : trial products of beans-size Fourier-spectroscopic line-imager and feasibility experimental results of middle infrared spectroscopic imaging ». In : *SPIE Commercial+ Scientific Sensing and Imaging*. International Society for Optics et Photonics, p. 985504–985504.
- JOHNSON, William R et Simon J HOOK (2016). « Mid and thermal infrared remote sensing at the Jet Propulsion Laboratory ». In : *SPIE Defense+ Security*. International Society for Optics et Photonics, 98190H–98190H.
- JOHNSON, William R, Simon J HOOK et Steven M SHOEN (2012). « Microbolometer imaging spectrometer ». In : *Optics letters* 37.5, p. 803–805.
- KAMANN, Sebastian (2015). *Introduction to integral-field spectroscopy*. http://www.eso.org/sci/meetings/2015/EriceSchool2015/kamann_introduction_to_ifs.pdf.
- KESTER, Robert T et al. (2010). « Real-time hyperspectral endoscope for early cancer diagnostics ». In : *BiOS*. International Society for Optics et Photonics, 75550A–75550A.
- KESTER, Robert T et al. (2011). « Real-time snapshot hyperspectral imaging endoscope ». In : *Journal of biomedical optics* 16.5, p. 056005–056005.
- KIM, Joo-Soo et al. (2007). « Development of mercurous halide crystals for acousto-optic devices ». In : *Photonic Devices+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, 66610B–66610B.
- KOMISAREK, Dan et al. (2004). « High-performance non-scanning Fourier-transform spectrometer that uses a Wollaston prism array ». In : *Applied optics* 43.20, p. 3983–3988.
- KUDENOV, Michael W et Eustace L DERENIAK (2011). « Compact snapshot real-time imaging spectrometer ». In : *SPIE Security+ Defence*. International Society for Optics et Photonics, 81860W–81860W.
- (2012). « Compact real-time birefringent imaging spectrometer ». In : *Optics express* 20.16, p. 17973–17986.
- KUDENOV, Michael W et al. (2012a). « Faceted grating prism for a computed tomographic imaging spectrometer ». In : *Optical Engineering* 51.4, p. 044002–1.
- KUDENOV, Michael W et al. (2012b). « Spatial heterodyne interferometry with polarization gratings ». In : *Optics letters* 37.21, p. 4413–4415.
- LANDAU, Lev Davidovich et EM LIFSHITZ (1960). *Course of Theoretical Physics. Vol. 8 : Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, Oxford.
- LI, Jie et al. (2013). « Compact static imaging spectrometer combining spectral zooming capability with a birefringent interferometer ». In : *Optics express* 21.8, p. 10182–10187.

- LITTMAN, Michael G et Harold J METCALF (1978). « Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander ». In : *Applied optics* 17.14, p. 2224–2227.
- LOWE, David G (1999). « Object recognition from local scale-invariant features ». In : *Computer vision, 1999. The proceedings of the seventh IEEE international conference on*. T. 2. Ieee, p. 1150–1157.
- LUCEY, Paul G et Jason AKAGI (2011). « A Fabry-Perot interferometer with a spatially variable resonance gap employed as a Fourier transform spectrometer ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 80480K–80480K.
- LUCEY, Paul G, Keith A HORTON et Tim WILLIAMS (2008). « Performance of a long-wave infrared hyperspectral imager using a Sagnac interferometer and an uncooled microbolometer array ». In : *Applied optics* 47.28, F107–F113.
- LUCEY, Paul G, Tim WILLIAMS et Michael WINTER (2004). « Recent results from AHI : a LWIR hyperspectral imager ». In : *Optical Science and Technology, SPIE's 48th Annual Meeting*. International Society for Optics et Photonics, p. 361–369.
- LUCEY, PG et al. (2013). « A long-wave infrared hyperspectral sensor for Shadow class UAVs ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 87130D–87130D.
- LUCIEER, Arko et al. (2014). « HyperUAS—Imaging spectroscopy from a multicopter unmanned aircraft system ». In : *Journal of Field Robotics* 31.4, p. 571–590.
- MAIONE, Bryan et al. (2016). « Narrowband emission line imaging spectrometry using Savart plates ». In : *SPIE Commercial+ Scientific Sensing and Imaging*. International Society for Optics et Photonics, p. 985308–985308.
- MALINEN, Jouko et al. (2014). « Advances in miniature spectrometer and sensor development ». In : *SPIE Sensing Technology+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, p. 91010C–91010C.
- MANDON, Julien, Guy GUELACHVILI et Nathalie PICQUÉ (2009). « Fourier transform spectroscopy with a laser frequency comb ». In : *Nature Photonics* 3.2, p. 99–102.
- MARGALITH, Eli (1994). *Ring cavity optical parametric apparatus*. US Patent 5,276,548.
- MARGALITH, Eli, Lam K NGUYEN et Greg KLUNDER (2010). « Near infrared spectral imaging of explosives using a tunable laser source ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 76800H–76800H.
- MARINELLI, William J et al. (2005). *Development of the AIRIS-WAD multispectral sensor for airborne standoff chemical agent and toxic industrial chemical detection*. Rapp. tech. DTIC Document.
- MARINELLI, William J et al. (2013). « Improved detection and false alarm rejection for chemical vapors using passive hyperspectral imaging ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 871006–871006.

- MATALLAH, Noura (2011). « Imagerie hyperspectrale par transformée de Fourier : limites de détection caractérisation des images et nouveaux concepts d'imagerie ». Thèse de doct. Paris 11.
- MAULINI, Richard et al. (2006). « External cavity quantum-cascade lasers tunable from 8.2 to 10.4 μm using a gain element with a heterogeneous cascade ». In : *Appl. Phys. Lett* 88.20, p. 201113.
- MENDE, SB et al. (1993). « Hadamard spectroscopy with a two-dimensional detecting array ». In : *Applied optics* 32.34, p. 7095–7105.
- MEYZONNETTE, Jean-Louis et Thierry LÉPINE (2001). *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès.
- MILLER, Harold et al. (2012). « Compact, dual band thermal imaging spectrometer for geoscience and remote sensing ». In : *2012 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*. IEEE, p. 2880–2883.
- MINET, Jean (2011). « Imagerie multispectrale, vers une conception adaptée à la détection de cibles ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI.
- MINNETT, Peter J et R Glenn SELLAR (2005). « The High Efficiency Hyperspectral Imager—a new instrument for measurements of the Arctic surface ». In : *Conference on Polar Meteorology and Oceanography*. American Meteorological Society.
- MOISAN, Lionel, Pierre MOULON et Pascal MONASSE (2012). « Automatic homographic registration of a pair of images, with a contrario elimination of outliers ». In : *Image Processing On Line* 2, p. 56–73.
- MOONEY, Jonathan M (1995). « Angularly multiplexed spectral imager ». In : *SPIE's 1995 Symposium on OE/Aerospace Sensing and Dual Use Photonics*. International Society for Optics et Photonics, p. 65–77.
- MU, Tingkui, Chunmin ZHANG et Baochang ZHAO (2009). « Principle and analysis of a polarization imaging spectrometer ». In : *Applied optics* 48.12, p. 2333–2339.
- MU, Tingkui et al. (2012a). « Static hyperspectral imaging polarimeter for full linear Stokes parameters ». In : *Optics express* 20.16, p. 18194–18201.
- MU, Tingkui et al. (2012b). « Static polarization-difference interference imaging spectrometer ». In : *Optics letters* 37.17, p. 3507–3509.
- MURGUIA, James (2001). *Uncooled LWIR hyperspectral imager*. US Patent App. 09/808,961.
- MURPHY, CO'Sullivan J (2012). *Field Guide to Terahertz Sources, Detectors, and Optics*.
- NEITTAANMÄKI-PERTTU, Noora et al. (2013). « Detecting field cancerization using a hyperspectral imaging system ». In : *Lasers in surgery and medicine* 45.7, p. 410–417.
- NEO (2016a). *Hyperspectral imaging*. http://www.hyspex.no/hyperspectral_imaging/.
- (2016b). *Mjolnir 1024*. <http://www.hyspex.no/products/>.

- NEUMANN, Norbert et al. (2008). « Tunable infrared detector with integrated micromachined Fabry-Perot filter ». In : *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 7.2, p. 021004–021004.
- NGUYEN, Lam K et Eli MARGALITH (2009). « Rapid calibrated high-resolution hyperspectral imaging using tunable laser source ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 731905–731905.
- NIE, Yunfeng et al. (2013). « A novel and compact spectral imaging system based on two curved prisms ». In : *SPIE Optical Engineering+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, p. 884215–884215.
- NIST (2016). *Fundamental Physical Constants*. <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>.
- NORDIN, Gregory P et Panfilo C DEGUZMAN (1999). « Broadband form birefringent quarter-wave plate for the mid-infrared wavelength region ». In : *Optics express* 5.8, p. 163–168.
- NOVASOL (2016). *visNIR microHSI*. [http://www.nova-sol.com/products-and-services/Hyperspectral\\$\\$\\$20Sensor\\$\\$\\$20Products/visNIR\\$\\$\\$20microHSI](http://www.nova-sol.com/products-and-services/Hyperspectral$$$20Sensor$$$20Products/visNIR$$$20microHSI).
- NOXANT (2016). *Noxant*. <http://www.noxant.com/index.php/fr/>.
- OFFNER, Abe (1973). *Unit power imaging catoptric anastigmat*. US Patent 3,748,015.
- OH, Chulwoo et Michael J ESCUTI (2008). « Achromatic diffraction from polarization gratings with high efficiency ». In : *Optics letters* 33.20, p. 2287–2289.
- OLSCHEWSKI, F et al. (2013). « The in-flight blackbody calibration system for the GLORIA interferometer on board an airborne research platform ». In : *Atmospheric Measurement Techniques* 6.11, p. 3067–3082.
- OTTEN III, Leonard John, R Glenn SELLAR et Bruce RAFERT (1995). « MightySat II. 1 Fourier-transform hyperspectral imager payload performance ». In : *Satellite Remote Sensing II*. International Society for Optics et Photonics, p. 566–575.
- OTTEN III, Leonard John et al. (1995). « Design of an airborne Fourier transform visible hyperspectral imaging system for light aircraft environmental remote sensing ». In : *SPIE's 1995 Symposium on OE/Aerospace Sensing and Dual Use Photonics*. International Society for Optics et Photonics, p. 418–424.
- PANG, Cheng et al. (2013). « MEMS Fabry-Perot sensor interrogated by optical system-on-a-chip for simultaneous pressure and temperature sensing ». In : *Optics express* 21.19, p. 21829–21839.
- PÉREZ, José-Philippe (2004). *Optique : fondements et applications avec 200 exercices et problèmes résolus*. Dunod.

- PHILLIPS, Mark C et Nicolas HO (2008). « Infrared hyperspectral imaging using a broadly tunable external cavity quantum cascade laser and microbolometer focal plane array ». In : *Optics express* 16.3, p. 1836–1845.
- PHILLIPS, Mark C et al. (2007). « External cavity quantum cascade laser for quartz tuning fork photoacoustic spectroscopy of broad absorption features ». In : *Optics letters* 32.9, p. 1177–1179.
- PHUA, P et B LIM (2011). *Hyperspectral imaging device*.
- PISANI, Marco et Massimo ZUCCO (2009). « Compact imaging spectrometer combining Fourier transform spectroscopy with a Fabry-Perot interferometer ». In : *Optics express* 17.10, p. 8319–8331.
- POTTIER, Pierre et Muthukumaran PACKIRISAMY (2012). « High-efficiency metallic multistratum concave diffraction grating ». In : *Applied optics* 51.18, p. 4073–4077.
- PRAKS, Jaan et al. (2011). « Aalto-1-An experimental nanosatellite for hyperspectral remote sensing. » In : *IGARSS*, p. 4367–4370.
- PREL, Florent et al. (2011). « MRi dual-band MWIR imaging FTS ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 801411–801411.
- PRUNET, Stéphanie, Bernard JOURNET et Gérard FORTUNATO (1999). « Exact calculation of the optical path difference and description of a new birefringent interferometer ». In : *Optical Engineering* 38.6, p. 983–990.
- PUST, Oliver (2016). « Innovative Filter Solutions for Hyperspectral Imaging ». In : *Optik & Photonik*.
- RISSANEN, Anna et al. (2012). « MOEMS miniature spectrometers using tuneable Fabry-Perot interferometers ». In : *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 11.2, p. 023003–1.
- RISSANEN, Anna et al. (2016). « MEMS FPI-based smartphone hyperspectral imager ». In : *SPIE Commercial+ Scientific Sensing and Imaging*. International Society for Optics et Photonics, p. 985507–985507.
- ROMMELUÈRE, Sylvain (2007). « Intégration d'un micro-spectromètre statique par transformée de Fourier sur un plan focal infrarouge ». Thèse de doct. Paris 11.
- ROSI, Francesca et al. (2013). « Mid-infrared hyperspectral imaging of painting materials ». In : *SPIE Optical Metrology 2013*. International Society for Optics et Photonics, 87900Q–87900Q.
- RUXTON, K et al. (2013). « Hazardous material analysis using mid-wave infrared hyperspectral imaging techniques ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 87100L–87100L.
- SAARI, Heikki et al. (2009). « Novel miniaturized hyperspectral sensor for UAV and space applications ». In : *SPIE Europe Remote Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 74741M–74741M.

- SAARI, Heikki et al. (2010). « Novel hyperspectral imager for lightweight UAVs ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, p. 766805–766805.
- SABBAH, Samer et al. (2012). « Remote sensing of gases by hyperspectral imaging : system performance and measurements ». In : *Optical Engineering* 51.11, p. 111717–1.
- SATO, Shun et al. (2013). « Proposal of one-shot-type spectroscopic-tomography for non-invasive medical-measurement ». In : *European Conferences on Biomedical Optics*. International Society for Optics et Photonics, p. 87980I–87980I.
- SATO, Shun et al. (2016). « Ultraminiature one-shot Fourier-spectroscopic tomography ». In : *Optical Engineering* 55.2, p. 025106–025106.
- SCD (2016). *Products*. <http://www.scd.co.il/>.
- SCHLIESSER, Albert, Nathalie PICQUÉ et Theodor W HÄNSCH (2012). « Mid-infrared frequency combs ». In : *Nature Photonics* 6.7, p. 440–449.
- SCHOTT (2016). *Infrared transmission*. http://www.schott.com/advanced_optics/english/products/optical-materials/ir-materials/infrared-chalcogenide-glasses/index.html.
- SEEK THERMAL (2016). *CompactPro*. <http://www.thermal.com/products/compactpro/>.
- SHRIYAN, Sameet K et Adam K FONTECCHIO (2010). « Holographic electro-optic thin film stacks for airborne hyperspectral imaging ». In : *SPIE Optical Engineering+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, 78120S–78120S.
- SHRIYAN, Sameet K et al. (2012). « Electro-optic polymer liquid crystal thin films for hyperspectral imaging ». In : *Journal of Applied Remote Sensing* 6.1, p. 063549–1.
- SIGERNES, Fred (2014). *Airborne Hyperspectral Imaging of the Total Solar Eclipse on Svalbard March 20, 2015*. http://kho.unis.no/Eclipse/index_air.html.
- SINGER, Michael et Dov OSTER (2010). « Design of a cryogenic IR detector with integrated optics ». In : *SPIE Defense, Security, and Sensing*. International Society for Optics et Photonics, 76601Z–76601Z.
- SINGH, NB et al. (2001). « Performance of TAS crystal for AOTF imaging ». In : *Journal of crystal growth* 225.2, p. 124–128.
- SMITH, Daniel G (2013). *Field Guide to Physical Optics*. SPIE Press.
- SOFRADIR (2016). *Products*. <http://www.sofradir.com/products>.
- SPACEWORKS ENTERPRISE, INC (2016). *2014 Nano / Microsatellite Market Assessment*. http://www.sei.aero/eng/papers/uploads/archive/SpaceWorks_Nano_Microsatellite_Market_Assessment_January_2014.pdf.
- SPECAC (2016). *Infrared Polarizers*. <http://www.specac.com/products/infrared-polarizer/image-quality-ir-polarizer/656>.

- SPECIM (2016). *Spectral cameras*. <http://www.specim.fi/hyperspectral-cameras>.
- SPECTRAL-CAMERAS (2016). *Liquid Crystal Tunable Filters*. <http://www.spectralcameras.com/varispec>.
- TACK, Nicolaas et al. (2012). « A compact, high-speed, and low-cost hyperspectral imager ». In : *SPIE OPTO*. International Society for Optics et Photonics, 82660Q–82660Q.
- TELOPS (2016). *Hyper-Cam Series*. <http://www.telops.com/fr/camera-imagerie/hyper-cam>.
- THERM-APP (2016). *Product details*. <http://therm-app.com/therm-app/>.
- THORLABS (2016). *Liquid Crystal Tunable Bandpass Filters*. https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3488.
- TRÄGER, Frank (2007). *Springer handbook of lasers and optics*. Springer Science & Business Media.
- ULIS (2016). *Product catalog*. <https://www.ulis-ir.com/media/catalog/product-catalog.pdf>.
- UNIVERSITÉ DU MAINE (2016). *Dioptré biréfringent*. <http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiphy/biref.html>.
- USENIK, Peter et al. (2012). « Evaluation of cross-polarized near infrared hyperspectral imaging for early detection of dental caries ». In : *SPIE BiOS*. International Society for Optics et Photonics, 82080G–82080G.
- VILA-FRANCÉS, Joan et al. (2010). « Improving the performance of acousto-optic tunable filters in imaging applications ». In : *Journal of Electronic Imaging* 19.4, p. 043022–043022.
- VUJKOVIC-CVIJIN, Pajo et al. (2012). « Infrared transform spectral imager ». In : *SPIE Optical Engineering+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, 85200K–85200K.
- WANG, Jianhua et al. (2008). « A new calibration model of camera lens distortion ». In : *Pattern Recognition* 41.2, p. 607–615.
- WANG, WenCong et al. (2014). « Design of spatio-temporally modulated static infrared imaging Fourier transform spectrometer ». In : *Optics letters* 39.16, p. 4911–4914.
- WARD, J et al. (2010). « An acousto-optic based hyperspectral imaging camera for security and defence applications ». In : *Security+ Defence*. International Society for Optics et Photonics, 78350U–78350U.
- WARREN, Christopher P et al. (2012). « Miniaturized visible near-infrared hyperspectral imager for remote-sensing applications ». In : *Optical Engineering* 51.11, p. 111720–1.

- WARREN, DW et al. (2010). « MAKO : a high-performance, airborne imaging spectrometer for the long-wave infrared ». In : *SPIE Optical Engineering+ Applications*. International Society for Optics et Photonics, 78120N–78120N.
- WIKIPÉDIA (2016). *Cristal liquide*. <https://fr.wikipedia.org/wiki/Cristal%20liquide>.
- WOLTMAN, Scott J, Gregory D JAY et Gregory P CRAWFORD (2007). « Liquid-crystal materials find a new order in biomedical applications ». In : *Nature materials* 6.12, p. 929–938.
- WYSOCKI, Gerard et al. (2005). « Widely tunable mode-hop free external cavity quantum cascade laser for high resolution spectroscopic applications ». In : *Applied Physics B* 81.6, p. 769–777.
- XIMEA (2015). *MQ022HG-IM-LS100-NIR hyperspectral camera*. <https://www.ximea.com/en/products/hyperspectral-cameras-based-on-usb3-xispec/mq022hg-im-ls100-nir>.
- YAMADA, Itsunari et al. (2013). « Design and fabrication of an achromatic infrared wave plate with Sb–Ge–Sn–S system chalcogenide glass ». In : *Applied optics* 52.7, p. 1377–1382.
- YAMADA, M et al. (1993). « First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation ». In : *Applied Physics Letters* 62.5, p. 435–436.
- YANG, Quankui, Frank FUCHS et Joachim WAGNER (2014). « Quantum cascade lasers (QCL) for active hyperspectral imaging ». In : *Advanced Optical Technologies* 3.2, p. 141–150.
- YARIV, Amnon et Pochi YEH (1984). *Optical waves in crystals*. T. 10. Wiley, New York.
- ZHAN, Gao et al. (2002). « Birefringent imaging spectrometer ». In : *Applied optics* 41.4, p. 734–738.
- ZHANG, Chunmin, Xiangli BIN et BaoChang ZHAO (2000). « Static polarization interference imaging spectrometer (SPIIS) ». In : *2000 International Conference on Application of Photonic Technology (ICAPT 2000)*. International Society for Optics et Photonics, p. 957–961.
- ZHANG, Chunmin, Baochang ZHAO et Bin XIANGLI (2004). « Wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer ». In : *Applied Optics* 43.33, p. 6090–6094.
- ZUCCO, Massimo et al. (2014). « A hyperspectral imager based on a Fabry-Perot interferometer with dielectric mirrors ». In : *Optics express* 22.2, p. 1824–1834.

Titre : Miniaturisation d'une caméra hyperspectrale infrarouge

Mots clefs : Caméra hyperspectrale miniature, infrarouge, spectro-imagerie, interféromètre biréfringent, télédétection

Résumé : Les récentes avancées dans le domaine des plates-formes d'instrumentation légères telles que les drones ou les nano-satellites ont fortement augmenté la demande de capteurs compacts, y compris les capteurs d'imagerie hyperspectrale infrarouge qui sont utilisés, de nos jours, dans des nombreuses applications militaires et civiles. Nous proposons une nouvelle caméra hyperspectrale compacte infrarouge dont les performances nous permettront de viser les domaines applicatifs tels que la détection de gaz (panaches volcaniques ou industriels), la détection de véhicules militaires, la surveillance d'ouvrages (barrages, pipelines) ou encore l'agriculture. Pour y arriver, nous avons choisi la spectro-imagerie par transformée de Fourier utilisant un interféromètre biréfringent à décalage latéral. Nous avons ensuite procédé à une modélisation approfondie de tels interféromètres afin de déterminer une configuration optimale associant compacité et résolution spectrale requise. Cette modélisation a été utilisée pour dimensionner trois prototypes avec des spécifications précises : deux prototypes dans le moyen infrarouge, l'un entièrement refroidi et l'autre partiellement refroidi et un prototype dans le lointain infrarouge. Nous avons ensuite réalisé le prototype partiellement refroidi que nous avons caractérisé en laboratoire et que nous avons mis en œuvre sur le terrain. Cette campagne de mesures nous a permis d'obtenir des images hyperspectrales dans des conditions réelles d'utilisation. Par l'analyse de ces images, nous avons évalué les performances opérationnelles de notre système et identifié les points à améliorer.

Title : Miniaturization of an infrared hyperspectral camera

Keywords : Miniature hyperspectral camera, infrared, imaging spectrometry, birefringent interferometer, remote sensing

Abstract : Recent advances in the field of lightweight technical platforms like UAV or nano-satellite have increased the demand for compact sensors including infrared hyperspectral cameras which are used nowadays in number of military and civilian applications. We propose a new compact infrared hyperspectral camera, the performance of which will allow it to be used in applications like gas detection, military vehicle detection, industrial installation surveillance or agriculture. To do so, we have chosen Fourier transform imaging spectrometry using a birefringent lateral shearing interferometer. Thereafter, we have deeply studied wave propagation in such an interferometer to find out optimal geometries, and we have designed three prototypes : two in the mid-infrared, partially and entirely cooled, and the other in the far infrared spectral domain. The partially cooled prototype has been realized, characterized in the laboratory and tested on the field. This field campaign provided hyperspectral images on real operating conditions. Analysis of these images allowed us to estimate the performance of our system and to identify the points to be improved.