



HAL
open science

Interféromètre à somme de fréquences dédié à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie en bande L

Ludovic Szemendera

► **To cite this version:**

Ludovic Szemendera. Interféromètre à somme de fréquences dédié à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie en bande L. Optique / photonique. Université de Limoges, 2017. Français. NNT : 2017LIMO0020 . tel-01576695

HAL Id: tel-01576695

<https://theses.hal.science/tel-01576695v1>

Submitted on 23 Aug 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.

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale ED n° 521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information, Mathématiques
Faculté des Sciences et Techniques
Institut de Recherche XLIM-UMR 7252

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par

Ludovic Szemendera

le 16 mai 2017

**Interféromètre à somme de fréquences dédié à l'imagerie
haute résolution pour l'astronomie en bande L**

Directeur de thèse : François REYNAUD

Composition du jury

Président :

Vincent KERMENE Chargé de recherche, laboratoire Xlim, Limoges

Rapporteurs :

Lucas LABADIE Professeur, Université de Cologne

Mathieu CHAUVET Professeur, Université de Franche Comté, FEMTO-ST, Besançon

Examineur :

Frédéric FABRE Directeur service Optique, Airbus-EADS

Directeur de thèse :

François REYNAUD Professeur, laboratoire Xlim, Limoges

Co-Encadrant de thèse :

Ludovic GROSSARD Maître de conférences, laboratoire Xlim, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Table des matières

Table des figures	VII
-------------------	-----

Liste des tableaux	XIII
--------------------	------

Introduction générale

Première partie	
Contexte et Notions théoriques	5

Chapitre 1

Problématique des systèmes à synthèse d'ouverture dédiés à l'imagerie moyen infrarouge

1.1 Instruments à haute résolution angulaire : utilisation de la technique de synthèse d'ouverture	7
1.2 Intérêt de l'observation du moyen infrarouge en astronomie	17
1.3 Principales difficultés liées à l'observation dans le domaine du moyen infrarouge	19
1.4 Proposition du projet ALOHA@3.39	31

Chapitre 2

Notions théoriques relatives à l'interférométrie et au processus non linéaire de somme de fréquences

2.1	Analyse de la cohérence mutuelle d'un rayonnement lumineux par une méthode interférométrique	36
2.1.1	Quelques bases d'interférométrie	36
2.1.2	Étude d'une source ponctuelle émettant une large bande spectrale	38
2.1.3	Méthode d'évaluation du contraste des franges	41
2.1.4	Évaluation du contraste des franges d'interférence en régime de comptage de photons	46
2.2	Principe de l'effet non linéaire de somme de fréquences	50
2.2.1	Principe général de la génération de somme de fréquences	50
2.2.2	Conditions expérimentales nécessaires à la création d'un processus de conversion efficace	52
2.2.3	Courbe d'efficacité de conversion	57
2.3	Compatibilité de l'optique non linéaire et de l'analyse de cohérence	61

Deuxième partie

Mise en place du banc expérimental et analyses photométriques 67

Chapitre 3

Présentation du banc expérimental ALOHA@3.39

3.1	Héritage du banc expérimental ALOHA à 1550 nm	69
3.2	Mise en place du banc ALOHA@3.39	71
3.2.1	Étage infrarouge à 3.39 μm	73
3.2.2	Description de l'étage de conversion de fréquence	76

3.2.3	Étage de recombinaison du signal converti à 810 nm	80
3.3	Conclusion	90

<p>Chapitre 4 Caractérisation des rendements et des sources de bruit des étages de conversion</p>
--

4.1	Caractérisation des rendements en régime de fort flux	94
4.2	Caractérisation des sources de bruit en régime de comptage de photons . . .	110
4.3	Conclusion	118

Troisième partie

Mesure expérimentale du contraste de franges d'interférence avec le banc ALOHA@3.39 **121**

<p>Chapitre 5 Mesure du contraste instrumental en régime de fort flux</p>
--

5.1	Procédure de mesure du contraste et des niveaux photométriques	125
5.2	Méthode de correction photométrique	130
5.2.1	Présentation des différentes méthodes de correction du déséquilibre photométrique	131
5.2.2	Étude numérique	135
5.3	Mesure expérimentale du contraste en fort flux avec correction photométrique	136
5.4	Conclusion	138

<p>Chapitre 6 Interférences et limite de sensibilité en régime de comptage de photons</p>
--

6.1	Observation de franges d'interférence à partir d'une source laser atténuée . .	146
6.1.1	Montage expérimental	146

6.1.2	Analyse des résultats expérimentaux et limite de sensibilité	148
6.1.3	Analyse des paramètres d'influence	153
6.1.4	Influence de l'évaluation du dark count électro-optique sur la mesure du contraste	155
6.2	Répétabilité des mesures en régime de comptage de photons	158
6.3	Conclusion et perspectives	163

Chapitre 7

Observation de franges d'interférence avec ALOHA@3.39 à partir d'une source thermique

7.1	Fonction de visibilité obtenue avec une source MIR large bande et une pompe monochromatique	172
7.1.1	Aspects théoriques	172
7.1.2	Simulation et méthode de mesure	174
7.2	Caractérisation des réponses spectrales des cristaux	176
7.3	Étude photométrique à partir d'une source thermique asservie en température	183
7.4	Utilisation du banc ALOHA@3.39 et une source moyen infrarouge à large bande spectrale	186
7.4.1	Paramètres expérimentaux	186
7.4.2	Résultats de mesure du contraste avec une source thermique	187
7.4.3	Bilan	188
7.5	Conclusion	191

Chapitre 8

Conclusion générale et perspectives

8.1	Bilan du travail effectué dans le cadre du projet ALOHA@3.39	193
8.2	Perspectives du projet ALOHA@3.39	197
8.2.1	Utilisation de PPLN munis de guide de type ridge	197
8.2.2	Optimisation de la configuration expérimentale du traitement du signal pour l'interféromètre ALOHA	199
8.2.3	Mise en place du banc ALOHA@3.39 sur un site d'observation	200

8.2.4	Estimation des magnitudes limites	202
8.2.5	Vers un interféromètre à base kilométrique.	204

ANNEXES	207
----------------	------------

Annexe A Listes des publications et communications

Bibliographie	211
----------------------	------------

Table des figures

1.1	Description rapide d'une architecture de télescope de type Cassegrain	8
1.2	Description d'un réseau de télescopes	10
1.3	Type de méthodes de corrélation de signaux	11
1.4	Courbe de la luminance spectrique d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde d'émission.	20
1.5	Tracé de la magnitude absolue en fonction de la luminance.	22
1.6	Schéma de principe de l'émission de rayonnement infrarouge au sein d'un train de miroirs.	24
1.7	Schéma de principe de l'émission spontanée de rayonnement infrarouge au sein d'un train de miroirs.	24
1.8	Liste des instruments à synthèse d'ouverture	26
1.9	Principe de l'instrument MIDI	28
1.10	Schéma de principe de l'instrument MATISSE.	29
1.11	Principe du projet ALOHA	32
2.1	Schéma général d'un interféromètre à deux voies.	36
2.2	Densité spectrale de puissance normalisée d'une source large bande rectangulaire.	38
2.3	Simulation de l'effet de la cohérence temporelle d'une source polychromatique.	40
2.4	Schéma d'un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder.	41
2.5	Principe de la génération temporelle des franges.	42
2.6	Méthode d'évaluation de la fonction de visibilité.	43
2.7	Schéma de principe de calcul du contraste par la mesure de I_{min} et I_{max} dans le cas d'un signal idéal et dans le cas d'un signal bruité.	44
2.8	Principe de calcul du contraste à partir du relevé expérimental de l'interféromètre.	44
2.9	Trame temporelle du signal interférométrique et des signaux parasites en régime de comptage de photons.	46
2.10	Méthode de calcul du contraste en régime de comptage de photons.	48

2.11	Schéma de la somme des densités spectrales de puissance (DSP) du signal interférométrique en régime de comptage de photons.	49
2.12	Principe de conservation de l'énergie. L'ensemble de l'énergie apportée par le photon signal et le photon de pompe est transmise au photon converti.	52
2.13	Courbe d'évolution de l'indice extraordinaire du Niobate de Lithium en fonction de la longueur d'onde (<i>à gauche</i>) et en fonction de la température (<i>à droite</i>). . .	53
2.14	Schéma représentatif des axes x , y et z associés au cristal de Niobate de Lithium.	54
2.15	Principes d'accord de phase et de quasi accord de phase au sein d'un cristal non linéaire.	55
2.16	Courbe d'efficacité de conversion autour de $3.39 \mu\text{m}$	59
2.17	Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences.	62
2.18	Illustration de l'effet de filtrage spectral lié au processus de somme de fréquences.	62
2.19	Schéma de principe du fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en large bande.	64
3.1	Schéma expérimental de l'interféromètre à conversion de fréquence ALOHA à 1550 nm	70
3.2	Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences ALOHA@ $3.39 \mu\text{m}$. .	71
3.3	Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences dédié à la longueur d'onde de $3.39 \mu\text{m}$	72
3.4	Schéma de l'étage infrarouge du banc ALOHA@ $3.39 \mu\text{m}$	73
3.5	Schéma de mise en place de la source thermique.	74
3.6	Schéma de mise en place du système afocal utilisé pour adapter la taille du faisceau	75
3.7	Schéma de mise en place de l'étage à $3.39 \mu\text{m}$	75
3.8	Description des PPLN utilisés pour le banc expérimental à $3.39 \mu\text{m}$	77
3.9	Schéma du four servant à l'asservissement en température de chacun des cristaux de PPLN.	79
3.10	Schéma de mise en place de l'étage non linéaire de conversion de fréquence. . . .	80
3.11	Schéma de mise en place de l'étage à 810 nm	81
3.12	Module incluant la ligne à retard fibrée et le modulateur de chemin optique. . . .	83
3.13	Courbes caractéristiques des lignes à retard fibrées dédiées au faisceau converti à 810 nm	84
3.14	Simulation de l'impact de la non linéarité de la céramique piézoélectrique sur l'estimation du contraste des franges.	85
3.15	Tracé expérimental de la courbe d'efficacité de conversion normalisée pour chacun des deux cristaux utilisés sur notre banc de mesures (janvier 2016).	88
4.1	Montage permettant de mesurer la transmission de l'étage infrarouge	94

4.2	Mesure du rendement global pour chacun des bras de l'interféromètre.	96
4.3	Caractéristiques des lames dichroïques utilisées.	100
4.4	Caractéristiques des filtres interférentiels passe-bande à 810 nm utilisés (données du fabricant).	100
4.5	Mesure du rendement de transmission et de conversion incluant la paire de colimateurs optiques et les filtres associés	101
4.6	Mesure de la stabilité au cours du temps de la puissance de pompe à 1064 nm . .	103
4.7	Mesure de la stabilité au cours du temps du signal MIR	104
4.8	Caractérisation de la stabilité au cours du temps du signal converti à l'échelle d'une trame d'acquisition.	104
4.9	Caractérisation de la stabilité au cours du temps du signal converti.	105
4.10	Mesures simultanées des puissances normalisées pour la pompe, le signal et le convertie.	107
4.11	Tracé de l'évolution du contraste en fonction du facteur photométrique f_{ph}	109
4.12	Tracé de l'évolution du facteur photométrique f_{ph} et du contraste photométrique C_{phot} au cours du temps à partir des relevés expérimentaux.	109
4.13	Schéma représentatif de l'arborescence des différentes sources de bruit.	112
4.14	Schéma de principe de la génération de photons parasites à 810 nm via le phénomène de somme de fréquences appliqué au rayonnement thermique présent. . . .	113
4.15	Schéma de principe de la génération de photons parasites à 810 nm par l'effet de fluorescence paramétrique.	114
4.16	Relevés expérimentaux de la variation du Dark Count Optique en fonction de la puissance de pompe I_p exprimée en milliwatt (février 2016).	115
5.1	Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences	123
5.2	Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences dédié à la longueur d'onde de 3.39 μm	125
5.3	Tracé temporel des franges d'interférence relevées en régime de fort flux (sans correction photométrique).	126
5.4	Relevés photométriques à l'échelle d'une trame d'acquisition de 100 ms en régime de fort flux.	128
5.5	Relevés photométriques à l'échelle de 1 min 24 s.	129
5.6	Évolution du contraste photométrique en fonction du facteur photométrique . . .	130
5.7	Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique en temps réel.	132
5.8	Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique trame par trame.	133

5.9	Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique à partir des photométries moyennes.	134
5.10	Étude numérique des différentes méthode de correction photométriques.	136
5.11	Histogramme de l'ensemble des mesures de contraste en fort flux avec une source monochromatique polarisée.	137
6.1	Schéma du montage expérimental en régime de comptage de photons.	146
6.2	Courbes expérimentales de la DSP intégré sur l'ensemble des trames et du RSB en fonction du nombre de trames pour des puissances signal MIR allant de 2.6 pW à 100 fW sur chacun des bras de l'interféromètre.	151
6.3	Courbes d'évolution du RSB, <i>en vert</i> : ajustement par la fonction racine carré.	152
6.4	Courbes expérimentales de la DSP normalisée intégrée sur l'ensemble des trames et de l'estimateur de C^2 pour des puissances signal MIR allant de 2.6 pW à 100 fW sur chacun des bras de l'interféromètre.	152
6.5	Histogramme des contrastes mesurés et des RSB mesurés en régime de comptage de photons.	153
6.6	Courbes expérimentales de l'évolution de la valeur du contraste.	154
6.7	Histogramme des relevés de DCEO en régime de comptage de photons effectués pour réaliser les mesures de contraste.	156
6.8	Tracés de l'évolution du contraste au cours de l'intégration en fonction du DCEO.	158
6.9	Tracés de l'évolution du niveau photométrique corrigé du DCEO au cours de la journée pour chacune des voies interférométrique.	160
6.10	Tracés de l'évolution du dark count électro-optique au cours de la journée pour l'ensemble de nos données expérimentales.	161
6.11	Tracés de l'évolution du contraste au cours de la journée pour une configuration expérimentale donnée.	161
6.12	Tracés de l'évolution du contraste en fonction du nombre de trame pour les dix mesures consécutives réalisées.	162
6.13	Tracés de l'évolution du rapport signal à bruit en fonction du nombre de trame pour les dix mesures consécutives réalisées.	162
7.1	Évolution du contraste en fonction de la différence de marche dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique.	173
7.2	Simulation de l'évolution du contraste en fonction de la différence de marche dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique alimentant le banc ALOHA@3.39.	174
7.3	Mesure du module de la fonction de visibilité dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique.	175
7.4	Principe du montage pour la caractérisation des cristaux par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier.	177

7.5	Schéma de mise en place de la source thermique.	179
7.6	Schéma de mise place de la technique de spectroscopie par transformée de Fourier en régime de comptage de photons.	179
7.7	Caractérisation du PPLN des bras 1 et 2 par la méthode de la spectroscopie par transformée de Fourier.	181
7.8	Schéma du montage mis en place pour les relevés photométriques avec une source thermique chauffée à 400 °C.	184
7.9	Relevés photométriques pour une source thermique chauffée à 400 °C.	185
7.10	Mesures du contraste et du RSB associé pour chaque valeur de différence de marche optique dans le cas de la source thermique.	188
7.11	Illustration de la génération de signaux convertis parasites dus à des accords de phase parasites.	190
7.12	Mise en place d'un monochromateur.	191
8.1	Analyse des modes à 3.39 μm , 1064 nm, 810 nm dans guide ridge carré de 8 μm de large sur un substrat en silice.	198
8.2	Schéma d'un PPLN de type ridge.	199
8.3	Schéma de principe de la détection à deux voies.	200
8.4	Schéma de proposition de mise en place du bancALOHA@3.39 pour réaliser des observations sur ciel.	201

Liste des tableaux

1.1	Table des résolutions spatiale des instruments à synthèse d'ouverture	13
1.2	Table des bandes spectrales astronomiques du moyen infrarouge.	18
1.3	Table des éléments typiques émettant dans le moyen infrarouge	18
1.4	Grandeurs physiques mises en jeu dans la loi de Planck et valeurs des termes constants.	19
1.5	Spécifications techniques de l'instrument MIDI [ESO 16c].	27
1.6	Spécifications techniques de l'instrument MATISSE [Lagarde 12].	28
1.7	Estimations actuelles des magnitudes limites accessibles avec MATISSE	30
2.1	Tableau récapitulatif des caractéristiques principales du Niobate de Lithium. . . .	53
3.1	Principales caractéristiques des PPLN utilisés.	78
4.1	Bilan de transmission de l'étage infrarouge	95
4.2	Tableau comparatif des rendements obtenus avec une fibre collectrice unimodale et multimodale.	97
4.3	Tableau comparatif des résultats obtenus directement à la sortie de la fibre collectrice unimodale ou en incluant le coupleur fibré et le système de filtrage spectral.	102
4.4	Bilan de la caractérisation de la stabilité des puissances signal, pompe et convertie.	105
5.1	Tableau récapitulant les résultats de simulation obtenus en calculant les contrastes via les DSP et en appliquant les différentes méthodes de correction photométrique	135
6.1	Tableau récapitulatif des résultats de mesures du rendement en fort flux avant le passage en régime de comptage de photons.	148
6.2	Tableau récapitulatif des paramètres d'acquisition pour la mesure du contraste en régime de comptage de photons.	149
6.3	Tableau récapitulatif des résultats de mesures du contraste en régime de comptage de photons.	149
6.4	Relevés de DCEO en régime de comptage de photons	155

6.5	Influence du DCEO sur le calcul du contraste, durée des trames : 400 ms.	158
6.6	Tableau récapitulatif de la configuration utilisée pour la réalisation des mesures de répétabilité du contraste en régime de comptage de photons.	159
6.7	Présentation des magnitudes accessibles en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope.	164
7.1	Paramètres expérimentaux pour lesquels ont été relevées les courbes caractéristiques des PPLN via la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. . .	181
7.2	Paramètres expérimentaux pour les relevés photométriques à partir d'une source thermique.	184
7.3	Tableau récapitulatif des résultats de mesures N_C^{mes} et des résultats donnés par la loi de Planck en considérant un corps noir idéal N_C^{th}	185
7.4	Paramètres expérimentaux utilisés pour les mesures des contrastes à partir de la source thermique.	187
7.5	Tableau récapitulatif des résultats de mesures photométriques en régime de comptage de photons	187
8.1	Présentation des magnitudes accessibles en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope.	204

Introduction générale

Le pouvoir de résolution angulaire ε d'un télescope est fixé par le diamètre D du miroir principal. Toutefois, à l'heure actuelle, les plus grands télescopes en fonctionnement disposent de miroirs primaires dont le diamètre n'excède pas 10 m. La technique de synthèse d'ouverture a permis de dépasser cette limitation technologique liée à la réalisation de grands miroirs en combinant de façon cohérente les flux lumineux captés par différents télescopes. Les dispositifs à synthèse d'ouverture sont basés sur les principes de l'interférométrie. L'observateur ne dispose alors plus d'une image mais de franges d'interférence pour chaque couple de télescopes caractérisé par sa ligne de base B . La détermination de la fonction de visibilité des franges donnent accès au spectre de la distribution angulaire d'intensité de l'objet observé [Rogstad 68]. Il est alors possible de réaliser une reconstruction de l'image de cet objet [Skillings 84]. Le pouvoir de résolution angulaire est inversement proportionnelle à la plus grande base accessible. Pour l'observation dans le visible, tandis qu'un télescope avec un miroir de 10 m de diamètre donnera accès à une résolution permettant de distinguer sur la Lune des objets avec une dimension de l'ordre de la vingtaine de mètres, un interféromètre muni d'une base de 300 m permettra de résoudre des objets de 70 cm.

Cette technique est facilement réalisable dans les domaines des longueurs d'onde visibles et proche infrarouges, notamment grâce à l'utilisation de composants d'optique guidée. Toutefois, il s'avère actuellement très compliqué d'étendre l'utilisation de ces instruments vers le moyen et le lointain infrarouge. En effet, pour des longueurs d'ondes optiques supérieures à $2.5 \mu\text{m}$, les composants performants restent peu nombreux. Pourtant, la production d'images dans le domaine du moyen infrarouge, typiquement pour des longueurs d'onde allant de $3 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$, permet-

trait l'étude des exoplanètes, des naines brunes et de leurs mécanismes de formation [Alvarez 98, Geißler 09, Kraus 14]. L'interférométrie infrarouge adresse une réponse idéale pour étudier ces phénomènes avec de hautes résolutions angulaires [Malbet 07, Monnier 14, Ireland 16]. Depuis une vingtaine d'années, des projets tels que MIDI ou MATISSE ont vu le jour dans le but de réaliser un instrument pour l'observation dans les bandes L, M et N [Perrin 02, Elswijka 10, Janssen 10].

Pour ce type d'interféromètre, la lumière collectée par les différents télescopes est amenée jusqu'à la station de recombinaison via un train de miroirs placés dans des tubes sous vide. Le transport de signaux moyen infrarouge sur des distances hectométriques, impose des diamètres de faisceaux importants, afin de restreindre leur divergence. De plus, cette architecture nécessite l'usage d'un nombre considérable de miroirs. Or, pour ces gammes de longueurs d'ondes, les éléments optiques émettent eux-mêmes des rayonnements thermiques [Leinert 03a]. Les mesures sont donc fortement limitées en terme de sensibilité par la présence d'un fond thermique important. Pour le moment, la seule réponse à ce problème consiste à utiliser des systèmes complexes de cryogénie pour placer le détecteur et ces éléments optiques dans des environnements à très basse température.

Une autre technique d'interférométrie appelée interféromètre à détection hétérodyne a été proposée par Townes. Celle-ci consiste à mélanger le signal optique collecté par chacun des télescopes à un faisceau laser à une longueur d'onde proche de celles des champs collectés [Johnson 74]. Les différents signaux lasers agissent sur chacune des voies comme un oscillateur local. Les battements basse fréquence résultant du mélange peuvent alors être détectés. La corrélation est obtenue en couplant ces signaux électriques. L'interféromètre stellaire ISI (Infrared Spatial Interferometer), mis en place aux États-Unis sur le mont Wilson, se base sur cette technique hétérodyne [Hale 00]. Toutefois, cette méthode qui vise à transposer le signal scientifique à des fréquences plus basses génère intrinsèquement du bruit. De plus, la bande spectrale détectée est limitée par la bande spectrale du détecteur. Dans le cas de ISI, la limite de sensibilité était la magnitude 0 à 10 μm .

C'est dans ce contexte instrumental qu'au sein de l'équipe PHOCAL du laboratoire XLIM, notre groupe de recherche développe un nouveau système d'interféromètre à conversion de fréquence appelé ALOHA : Astronomical Light Optical Hybrid Analysis. L'objectif est de réaliser

un interféromètre fibré permettant l'analyse de sources dans le moyen et le lointain infrarouge. Nous souhaitons transposer ces longueurs d'onde dans le domaine visible ou proche infrarouge afin de pouvoir les traiter à l'aide d'une chaîne de détection mature et efficace. Contrairement aux systèmes hétérodynes, ce nouveau type d'interféromètre utilise le processus non linéaire de somme de fréquences optiques. Ce processus est sans bruit intrinsèque [Louisell 61].

Les premières études en laboratoire au sein de notre équipe ont permis de montrer les propriétés de conservation de la cohérence temporelle lors du processus de conversion de fréquences, ainsi que la conservation de la cohérence spatiale [Del Rio 08, Brustlein 08]. Au sein de notre laboratoire, nous disposons, pour le moment, d'un interféromètre à deux voies intégrant sur chacun de ses bras un étage de conversion de fréquence, adapté pour l'analyse d'un signal à 1550 nm. Celui-ci a permis l'obtention d'interférogrammes, notamment en régime de comptage de photons. Des franges ont pu être détectées à partir d'une source thermique émettant moins d'un photon par mode spatio-temporel.

Des expériences sur différents sites d'observations ont déjà permis d'obtenir les premiers résultats sur ciel, en bande H. Une mission en collaboration avec le CFHT, menée au mont Mauna Kea à Hawaï en 2012, a permis de réaliser des expériences de conversion de fréquence à 1550 nm à partir de sources stellaires [Ceus 12]. Au début de l'année 2013, une nouvelle mission a été menée sur l'instrument CHARA à l'observatoire du mont Wilson, aux États-Unis. Des relevés photométriques préliminaires sur Antarès ont ainsi pu être effectués directement à 1.55 μm (sans conversion de fréquence) [Gomes 14c]. Une deuxième mission au mont Wilson en 2014 a permis d'effectuer de nouveaux relevés photométriques, en incluant les modules de conversion de fréquence [Baudoin 16]. Enfin, la mission de 2015 a permis de réaliser les premières franges sur ciel avec le banc ALOHA [Darré 16].

Nos travaux s'orientent donc désormais vers la mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à la bande spectrale L. Nous bénéficions de l'ensemble du savoir-faire acquis par l'équipe au cours de ces vingt-cinq dernières années. Notre objectif est, à long terme, de pouvoir utiliser cette technique pour l'analyse du lointain infrarouge, notamment les émissions à 10 μm .

La première partie de ce manuscrit place le contexte général dans lequel se situent ces tra-

vaux. Les notions théoriques nécessaires seront également rappelés. Dans un premier temps nous aborderons les principes liés à l'interférométrie. Dans un deuxième temps, nous aborderons les éléments relatifs aux effets non linéaires, et plus particulièrement au processus de somme de fréquences opéré dans un cristal de Niobate de Lithium.

Dans la deuxième partie, nous traiterons de la mise en place du banc expérimental ALOHA dédié à la longueur d'onde $3.39 \mu\text{m}$, nommé ALOHA@3.39. Nous réaliserons également la caractérisation de l'interféromètre à somme de fréquences développé au cours de ce travail de thèse. Cette étude consistera en bilan photométrique et une mesure du rendement global du banc de mesures en régime de fort flux. Cette étude sera complétée par la caractérisation des sources de bruit en régime de comptage de photons.

Enfin, la troisième partie de ce rapport sera dédiée à la mesure du contraste de franges d'interférence avec l'interféromètre ALOHA@3.39. Nous débuterons par la mesure du contraste instrumental en régime de fort flux afin de pouvoir étudier les défauts instrumentaux avec une source à $3.39 \mu\text{m}$ monochromatique et polarisée. Puis, en nous plaçant en régime de comptage de photons, nous chercherons la limite de sensibilité accessible avec le dispositif actuellement mis en place. Finalement, nous réaliserons une première étude du comportement de ce banc de mesures en observant une source thermique.

L'ensemble de ces investigations a pour but de montrer la faisabilité et la pertinence d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à la bande astronomique L. Au cours du chapitre 8, nous ferons le bilan des améliorations et perspectives sur lesquelles devons porter les futures recherches. Nous analyserons également les limitations actuelles liées à la technologie des cristaux utilisés pour le prototype ALOHA@3.39, et proposerons l'utilisation de nouveaux composants.

Première partie
Contexte et Notions théoriques

Problématique des systèmes à synthèse d'ouverture dédiés à l'imagerie moyen infrarouge

1.1 Instruments à haute résolution angulaire : utilisation de la technique de synthèse d'ouverture

La limite de résolution angulaire d'un télescope monolithique est directement liée au diamètre de son miroir primaire. Pour qualifier cette résolution observons l'image d'un point objet qui sera une tache de diffraction de diamètre inversement proportionnel à celui du miroir. Ainsi, deux points de l'objet ne seront discernables que s'ils donnent des images séparées d'une distance supérieure à la largeur de la tache de diffraction. Le critère de Rayleigh est pour cela le plus souvent utilisé. Il stipule que le pouvoir de résolution angulaire ε d'un télescope dont l'ouverture est circulaire est fonction du diamètre D de son miroir primaire :

$$\varepsilon = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

La figure 1.1 schématise le miroir primaire et le miroir secondaire d'un télescope de type Cas-

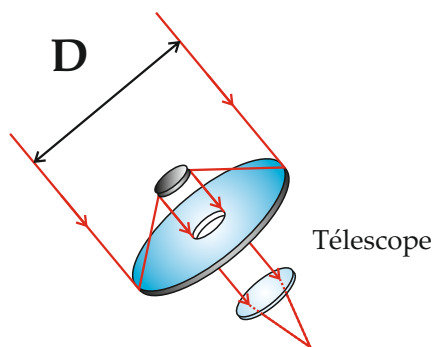


FIGURE 1.1 – Schéma du miroir primaire et du miroir secondaire d'une architecture de télescope de type Cassegrain.

segrain. Actuellement, les plus grands télescopes monolithiques (d'un seul "bloc") opérationnels sont :

- les quatre télescopes du VLTI (UT) : mis en place au Chili à partir de 1998 avec chacun un miroir primaire de 8.2 m de diamètre [Chiozzi 00, Flebus 03] ;
- le télescope Subaru : mis en place en 1998 sur le site du Mauna Kea (Hawaï) avec un miroir de 8.2 m [Iye 00] ;
- les deux télescopes GEMINI mis en place sur les sites du Mauna Kea (Hawaï) en 1999 et au Chili (mont Cerro Pachón) en 2000 avec chacun un miroir primaire de 8.1 m de diamètre [Gemini 16, Hodapp 00].

Ce type de système permet de réaliser l'image d'un objet observé, avec une résolution limitée par la diffraction. Il s'agit d'une technique d'imagerie directe. Cependant il est très compliqué techniquement de réaliser des miroirs d'aussi grand diamètre. Les défauts de surface des miroirs engendrent une détérioration de la tache de diffraction, limitant davantage la résolution angulaire du système.

Le gain en résolution angulaire lié à l'utilisation de grands instruments est très souvent limité par la turbulence atmosphérique. Au cours de la traversée de l'atmosphère, le front d'onde de la lumière émise par l'objet observé se déforme avant d'être collecté par le télescope. Cette déformation limite les performances des systèmes imageurs utilisés. L'optique adaptative permet d'atténuer les effets de limitation de la résolution spatiale en déformant l'une des optiques du train de miroirs de manière à compenser ces perturbations en temps réel. Il devient alors possible d'imaginer la réalisation de télescopes disposant de miroir primaire plus grand.

Afin de palier aux difficultés techniques liées à la réalisation de miroirs monolithiques de grand diamètre, les miroirs primaires des plus grands télescopes peuvent être constitués de plusieurs miroirs hexagonaux. Ces éléments, appelés segments, permettent de constituer des miroirs de grands diamètres par assemblage. Les télescopes Keck, mis en place par CARA (California Association for Research in Astronomy) en 1993 (Keck I) et en 1996 (Keck II) à Hawaï, possèdent des miroirs primaires composés chacun de 36 segments hexagonaux, pour un diamètre de 10 m [Nelson 90, Keck 16]. Avec de tels télescopes, la limite de résolution angulaire à la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ est de $\varepsilon = 1.2 \times 10^{-7}$ rad.

L'utilisation de miroirs segmentés et d'optiques adaptatives ont également permis à l'ESO de lancer le projet du télescope E-ELT (European Extremely Large Telescope) au Chili. L'E-ELT est un projet de mise en place d'un télescope de 39 m de diamètre [ESO 16a]. Le miroir primaire de ce télescope sera composé de 799 segments hexagonaux, d'une largeur de 1.40 m chacun. Les travaux de mise en place sur site ont débuté en 2014. Dans le cas du projet de l'E-ELT, des miroirs adaptatifs seront incorporés à l'optique du télescope pour compenser en temps réel le flou des images stellaires provoqué par les turbulences atmosphériques. La quatrième optique du train de miroirs reposera sur plus de 6 000 actionneurs qui peuvent la faire changer de forme 1 000 fois par seconde. À la longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$, un tel instrument offrira un pouvoir de résolution angulaire $\varepsilon = 3.1 \times 10^{-8}$ rad.

Des instruments aussi imposants par leurs dimensions restent très difficiles à mettre en place et coûteux. La fabrication en série de l'ensemble des segments, les supports mécaniques et les systèmes d'asservissement en position sont autant de défis technologiques.

Afin d'augmenter le pouvoir de résolution angulaire des instruments utilisés en astronomie, Hippolyte FIZEAU proposa en 1868 le principe de l'interférométrie stellaire. Cette méthode, appelée synthèse d'ouverture, consiste à combiner les champs lumineux captés par différents télescopes afin d'obtenir des franges d'interférence, comme le montre la figure 1.2. Ceci permet d'accéder à une résolution angulaire inversement proportionnelle à la distance entre deux télescopes B , appelée base :

$$\varepsilon \propto \frac{\lambda}{B} \quad (1.2)$$

Cette technique a permis à Albert MICHELSON de mesurer les diamètres des quatre satellites de Jupiter en 1891 [Michelson 91]. Cette expérience a été menée avec un télescope de 30 cm de diamètre, masqué par deux fentes séparées d'une distance variable autour de 10.2 cm. En 1974, la mesure du diamètre de l'étoile Véga a été réalisée par Antoine LABEYRIE [Labeyrie 75]. Cette mesure a été effectuée à partir de deux télescopes de 25 cm de diamètre, formant une base de 12 m.

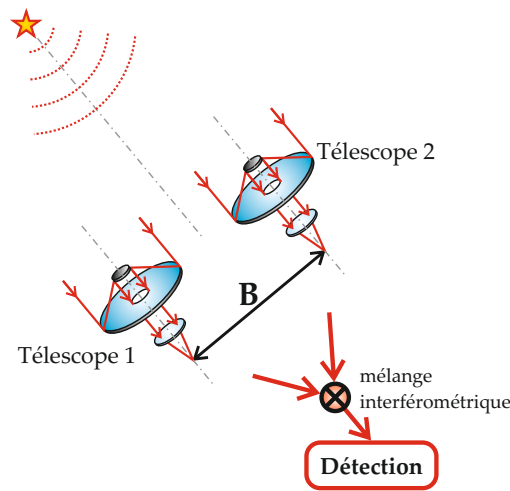


FIGURE 1.2 – Description d'un réseau de deux télescopes séparés d'une distance B . Les flux collectés sont mélangés pour générer les franges d'interférences.

Dans le cas de l'imagerie à synthèse d'ouverture, le signal détecté est un interférogramme dont nous mesurons la fonction de visibilité complexe :

$$\underline{V} = C \cdot e^{j\phi} \quad (1.3)$$

D'après le théorème de Zernike Van Cittert, la visibilité complexe des franges d'interférence est égale à la transformée de Fourier normalisée de l'objet à la fréquence spatiale B/λ échantillonnée par le couple de miroirs d'un réseau de télescopes [Born 99]. La mesure de la variation du contraste $C = |\underline{V}|$ et de la phase $\phi = \arg(\underline{V})$ en fonction de la base du réseau de télescopes nous donne accès au spectre de la distribution angulaire d'intensité de l'objet observé. Cette méthode est qualifiée de méthode d'imagerie indirecte, car elle nécessite une reconstruction pour obtenir une image reconstituée via des algorithmes de reconstruction.

Différents types d'instruments à synthèse d'ouverture dédiés à l'astronomie

La technique de synthèse d'ouverture permet une analyse de la cohérence mutuelle des rayonnements issus de l'objet observé, collectés par chaque télescope. Diverses méthodes ont été mises au point afin de réaliser l'analyse de la cohérence spatiale. Les différentes catégories d'instruments peuvent être classées comme le montre la figure 1.3.

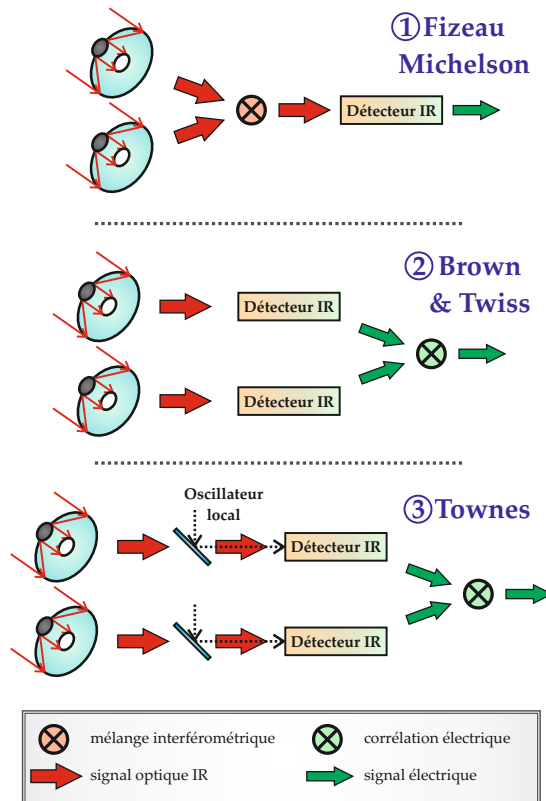


FIGURE 1.3 – Différentes méthodes de corrélation de signaux dédiées à l'imagerie haute résolution.

1. Les interféromètres de **Fizeau** ou **Michelson** réalisent directement le mélange des flux optiques collectés par chacun des télescopes. Nous effectuons dans ce cas la corrélation des champs optiques. Le système de franges généré est ensuite détecté et analysé. Cette méthode a permis à MICHELSON et PEASE en 1891 de mesurer le diamètre des satellites de Jupiter, puis en 1920 de mesurer le diamètre apparent de l'étoile Bételgeuse.
2. L'interféromètre de **Brown et Twiss** est un interféromètre d'intensité [Brown 56a]. Les flux issus de chacun des télescopes sont détectés de manière indépendante. La corrélation des signaux est ensuite réalisée à partir des signaux électriques. Cette technique de cor-

relation d'intensité, employée en 1974 pour la mesure du diamètre de trente-deux étoiles [Brown 74], ne permet pas de conserver la phase du signal optique. L'utilisation de cette méthode est donc restreinte à la mesure de diamètre d'objets [Brown 56b].

3. Enfin, la technique proposée par **Townes** a permis en 1974 d'effectuer les premières mesures à la longueur d'onde de $10\ \mu\text{m}$ en pointant la planète Mercure [Johnson 74]. Cette méthode consiste à mélanger le signal optique collecté par chacun des télescopes à un faisceau laser à une longueur d'onde proche de celles des champs collectés. Les différents signaux lasers agissent sur chacune des voies comme un oscillateur local. Les battements basse fréquence résultant du mélange peuvent alors être détectés. Il s'agit d'une méthode de corrélation d'intensité hétérodyne. De la même façon que pour l'interféromètre de Brown et Twiss, la phase des champs optiques collectés par les télescopes n'est pas accessible et cette technique se limite encore une fois à la mesure de diamètres d'objets stellaires.

Quelle que soit la technique utilisée, la mesure est basée sur la corrélation des signaux, en champ ou en intensité. La corrélation des signaux nécessite de disposer de lignes à retard permettant d'égaliser les temps de propagation des signaux afin de conserver leur cohérence mutuelle.

À l'heure actuelle, les principaux sites permettant d'effectuer des mesures sur ciel utilisent une méthode interférométrique de type optique :

- NPOI (Navy Precision Optical Interferometer) : en Arizona (USA) qui a réalisé ses premières franges en 1994 ;
- VLTI (Very Large Telescope Interferometer) : mis en place par l'ESO (European Southern Observatory) au Chili qui a obtenu ses premières franges en 2001 ;
- CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) : à l'observatoire du Mont Wilson en Californie (USA) qui a réalisé ses premières franges en novembre 1999 ;
- LBTO (Large Binocular Telescope Observatory) : mis en place par un consortium dirigé par l'Université d'Arizona (USA) en 2007.

Remarquons que le LBTO est un instrument binoculaire, il s'agit du seul cas au monde où les deux télescopes de grand diamètre sont disposés sur une seule et même monture [Rothberg 16].

Cette particularité permet de maintenir les deux télescopes sur un même plan toujours orthogonal à la direction de l'objet observé lors du suivi d'une étoile. Par conséquent, l'utilisation de grandes lignes à retard n'est pas nécessaire, le nombre d'optiques utilisées est limité. Ceci permet également de réaliser des images en interférométrie grand champ.

Réseau de télescopes	Plus grande base disponible (m)	Résolution maximale du réseau de télescope à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ (rad)
CHARA	330	3.7×10^{-9}
NPOI	300	4.0×10^{-9}
VLTI	200	6.1×10^{-9}
LBTO	23	5.3×10^{-8}

Tableau 1.1 – Résolution spatiale maximale possible pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ pour les quatre instruments à synthèse d'ouverture travaillant sur ciel à l'heure actuelle.

Le tableau 1.1 répertorie les résolutions spatiales maximales qu'il est possible d'obtenir à une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ à partir de ces instruments à synthèse d'ouverture travaillant sur ciel à l'heure actuelle. Bien que les interféromètres stellaires ne permettent pas d'obtenir une image directe de l'objet observé, ils permettent d'obtenir les meilleures résolutions angulaires accessibles à ce jour. Comme nous l'avons déjà évoqué, le projet E-ELT donne accès à une résolution angulaire maximale de 3.1×10^{-8} rad, soit dix fois moins que le réseau de télescopes CHARA. Toutefois, la sensibilité limite accessible offerte par un grand télescope tel que l'E-ELT est plus importante et permet donc l'étude de davantage de cibles.

Utilisation de composants d'optique guidée en interférométrie stellaire

Depuis une vingtaine d'années, les fibres optiques ont été intégrées dans la conception des interféromètres stellaires. Ces composants sont utilisés pour le transport et la recombinaison des faisceaux dans les domaines du visible et du proche infrarouge [Coudé du Foresto 94]. L'utilisation de l'optique guidée pour la recombinaison interférométrique a été initialement proposée par Claude Froehly [Froehly 81] et Pierre Connes [Connes 87].

Dans le cadre de l'interférométrie stellaire, la visibilité des franges dépend du recouvrement spatial des faisceaux lumineux mélangés. La turbulence atmosphérique est un facteur fortement limitant quant à la recombinaison cohérente des faisceaux issus des différents télescopes. Celle-ci

engendre des aberrations optiques aléatoires sur le front d'onde. Cet effet dégrade le contraste instrumental. L'utilisation de fibres optiques unimodales permet d'imposer le même mode de propagation des flux lumineux sur chacun des bras de l'interféromètre. Elles permettent le transport et la recombinaison cohérente des signaux optiques. De plus, l'utilisation des fibres optiques en interférométrie stellaire offre une flexibilité de mise en œuvre par rapport à des systèmes en espace libre.

Un guide d'onde unimodal se comporte comme un filtre spatial. Le profil du mode transmis dépend des caractéristiques optiques et géométriques du guide. L'utilisation de composants guidés nous permet de transporter les faisceaux issus des différents télescopes sur un mode unique de propagation. Ainsi nous pouvons assurer un recouvrement spatial optimal lors de la recombinaison cohérente des faisceaux [Coudé du Foresto 97a]. L'amplitude complexe de cette onde est déterminée par la projection du signal injecté sur le mode fondamental. Par conséquent, les défauts de phase du front d'onde prélevé par la pupille d'entrée se traduisent après injection par des fluctuations de la puissance du signal et une phase aléatoire appelée piston.

Les premiers développements instrumentaux majeurs ont été réalisés dans le domaine visible en utilisant des fibres en silice [Shaklan 88, Shaklan 87, Alleman 95]. Notre équipe, en particulier, a développé différents dispositifs tels que des lignes à retard [Simohamed 96] et des modulateurs de chemin optique fibrés [Reynaud 93] qui ont été utilisés lors de la conception de bancs de mesure tels que OAST [Delage 00, Longueteau 03], MAFL [Olivier 07], ou l'hypertélescope temporel [Bouyeron 12, Bouyeron 13, Bouyeron 14]. Le projet ISTROG a été réalisé dans le cadre de la thèse de Guillaume Huss. Ce démonstrateur avait pour but de réaliser un instrument réalisant à l'aide de composants fibrés des fonctions telles que la modulation de chemin optique et la recombinaison cohérente des signaux issus de chacun des bras de l'interféromètre. Cet acronyme signifie Interféromètre Stellaire à Transport et Recombinaison en Optique Guidée [Huss 01]. Le projet OAST2 a été conçu dans le but de montrer la possibilité de réaliser des images d'objets stellaires avec une haute résolution angulaire. Ce projet consistait en un interféromètre à trois voies reliées à la station de recombinaison via des fibres optiques en silice [Longueteau 02]. D'autres études ont été menées dans le proche infrarouge en utilisant des fibres en verre fluoré opérant à 2.2 μm dans le cadre du projet FLUOR [Coudé du Foresto 92, Coudé du Foresto 97b].

De même, l'instrument AMBER, situé au VLTI, permet de combiner les faisceaux issus de trois télescopes. Il inclut sur chacune des voies des fibres unimodales afin de réaliser un filtrage spatial efficace. AMBER opère dans le proche infrarouge, entre $1.0\ \mu\text{m}$ et $2.4\ \mu\text{m}$ [Rantakyrö 05]. Il est utilisé conjointement avec le suiveur de franges FINITO (instrument de suivi des franges de NICE et TORINO). Alors que les systèmes d'optiques adaptatives compensent la turbulence atmosphérique, FINITO permet de conserver la condition d'égalité de temps de groupe au cours de la mesure du contraste des franges d'interférence en asservissant le positionnement des lignes à retard [Tatulli 07]. Le site de CHARA dispose de l'instrument MIRC (Michigan InfraRed Combinator). Ce dispositif est un combinateur plan image qui utilise des fibres monomodes [Pedretti 09]. Les sensibilités les plus élevées obtenues ont été une magnitude¹ de 4.5 en bande H et une magnitude de 3.5 en bande K, avec une résolution spectrale $R = 40$ [Monnier 06]. L'utilisation de fibres unimodales augmente la précision de la mesure d'amplitude de visibilité à condition que la fluctuation photométrique provoquée par le couplage à travers les fibres soit surveillée. Toutefois, le combinateur MIRC ne dispose pas actuellement de voies photométriques [Monnier 04, Monnier 08].

Plus récemment, l'optique intégrée planaire a été proposée pour la recombinaison des faisceaux en bande H [Haguenauer 97, Haguenauer 01]. Cette technique regroupe une multitude de guides d'ondes optiques unimodaux au sein d'une même puce, permettant de réaliser tout un ensemble de fonctions optiques élémentaires, comme des coupleurs directionnels opérant en bande H. L'instrument PIONIER (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment) a réalisé la recombinaison des faisceaux issus de quatre télescopes pour la première fois en octobre 2010, au VLTI [Absil 11, Le Bouquin 11, Lazareff 12]. PIONIER opère sur les bandes spectrales H et K, c'est-à-dire de $1.45\ \mu\text{m}$ à $2.5\ \mu\text{m}$ [Le Bouquin 12]. Cet instrument utilise des fibres optiques unimodales et à maintien de polarisation pour réaliser le filtrage spatial. Le mélange interférométrique des différents faisceaux est obtenu via un recombineur d'optique intégrée à base de silice. Cet élément possède quatre voies d'entrée et vingt-quatre voies de sortie. En bande H, la transmission globale de PIONIER est de l'ordre de 65% [Benisty 09].

Cependant, les systèmes d'optique guidée ont une bande spectrale de transmission limitée

1. La magnitude qualifie l'éclairement émis par une étoile suivant une loi logarithmique (voir définition page 21)

par le type de matériau utilisé [Sanghera 98]. Les fibres optiques à base de silice, développées initialement pour les transmissions télécoms, ne sont pas capables de transmettre les longueurs d'onde supérieures à $2\ \mu\text{m}$, l'absorption de la silice devenant trop importante. De nouveaux types de fibre à base de verres fluorés permettent de réaliser des fibres adaptées aux longueurs d'onde du moyen infrarouge. Les composants disponibles à l'heure actuelle dans le commerce permettent de travailler jusqu'à $5.3\ \mu\text{m}$ dans le cas du verre fluoré dopé à l'Indium (InF_3). Les verres fluorés présentent des coefficients de transmission élevés [Mitachi 80]. L'absorption mesurée pour une fibre ZBLAN(P) est de $0.45\ \text{dB/km}$ à la longueur d'onde de $2.3\ \mu\text{m}$ [Szebesta 93]. Toutefois, ces fibres sont réalisées à partir de matériaux hygroscopiques et sont particulièrement sensibles à l'humidité ainsi qu'aux contraintes mécaniques. Par conséquent, leur durée de vie est limitée. De plus, les fibres à base de verres fluorés ne sont pas des dispositifs à maintien de polarisation.

En outre, les fibres optiques sont des milieux de propagation dispersifs. Ceci entraîne des effets de dispersion chromatique au cours de la propagation de la lumière au sein des guides. Ce phénomène résulte de la différence de vitesse de propagation des ondes au sein du matériau en fonction de leur longueur d'onde. Dans le cadre de la réalisation d'un interféromètre, pour des effets de dispersion chromatique identiques sur chacun des bras de l'interféromètre, le degré de ressemblance des flux ne sera pas dégradé. Des différences de température, de géométrie du guide ou de contraintes entre les bras de l'interféromètre peuvent entraîner des effets de dispersion chromatique différentielle et dégrader la cohérence mutuelle des signaux [Vergnole 05].

D'autre part, l'optique guidée reste très intéressante dans le cadre de l'interférométrie stellaire pour effectuer les opérations de recombinaison cohérente des flux optiques [Huss 01]. De nouveaux composants sont aujourd'hui à l'étude afin de pouvoir réaliser les étapes de filtrage spatial et de recombinaison cohérente via des systèmes d'optique intégrée adaptés au moyen infrarouge. La fenêtre spectrale comprise entre $2.5\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$ a été identifiée comme optimale pour la détection d'exoplanètes car elle possède des signatures spectrales caractéristiques [Labadie 07]. Le design simple et compact de ces composants offre une facilité de mise en œuvre. De plus, ce sont des composants stables puisqu'ils sont peu sujets aux contraintes mécaniques et aux changements de température [Martin 15]. Ces technologies sont tout à fait adaptées pour mettre en œuvre la méthode de nulling, et développées dans ce sens [Labadie 09]. Différents matériaux permettent

des applications en bande N, autour d'une longueur d'onde de $10\ \mu\text{m}$. À l'heure actuelle, les chalcogénures sont une famille intéressante pour le développement de guides d'ondes unimodaux à deux ou trois dimensions [Labadie 11]. Des dispositifs d'optique intégrée pour la recombinaison ont été développés pour l'observation des bandes L, M et N. Le taux de pertes linéiques peu élevé de ces matériaux, de l'ordre de $0.2\ \text{dB/cm}$ à la longueur d'onde de $4\ \mu\text{m}$, ouvre un large champ d'applications. Afin de pouvoir étudier la composition atmosphérique des exoplanètes par spectroscopie, des coupleurs unimodaux à base de chalcogénures ont été réalisés et testés autour de la longueur d'onde de $4\ \mu\text{m}$ [Goldsmith 16]. L'étude de ces nouveaux matériaux ouvre de nombreuses perspectives à l'optique guidée dans le domaine de l'astronomie [Zhukova 12].

1.2 Intérêt de l'observation du moyen infrarouge en astronomie

Dans le domaine de l'astronomie, l'observation des rayonnements situés dans le moyen infrarouge présente un intérêt tout particulier [Kraus 14]. La possibilité de réaliser des observations dans les bandes astronomiques correspondant à des rayonnements compris entre $2.5\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$ permettrait, entre autre, la compréhension des mécanismes de formation des exoplanètes [Malbet 07]. Malheureusement, l'observation de ces bandes spectrales soulève de nombreuses difficultés technologiques en termes de transport, de filtrage spatial et principalement de détection. Le tableau 1.2 récapitule les bandes spectrales du proche et moyen infrarouge et des températures correspondant à l'émission de corps noirs ayant leur émissivité maximale à la longueur d'onde centrale de la bande. Ces gammes de longueurs d'onde sont définies suivant les bandes de transparence de l'atmosphère terrestre. L'étude des bandes L et N est intéressante pour l'analyse des poussières contenant du carbone et/ou de l'oxygène. L'observation dans ces gammes spectrales vise notamment l'étude des phénomènes et des objets suivants [Robbe-Dubois 14, Geißler 09] :

- les exoplanètes et leur formation ;
- la formation des étoiles ;
- l'évolution des disques autour des étoiles ;
- l'activité des noyaux galactiques ;
- les poussières et vents issus des étoiles évoluées.

Afin de s'affranchir de l'absorption et de la turbulence liées à l'atmosphère, l'observation de ces cibles peut être envisagée via des systèmes situés dans l'espace.

Bande spectrale	Longueur d'onde minimale λ_m (μm)	Longueur d'onde maximale λ_M (μm)	Température du corps noir (en K) correspondant à la longueur d'onde centrale
K	1.99	2.39	1323
L	3.21	3.69	840
M	4.52	4.98	610
N	8.20	12.20	284

Tableau 1.2 – Tableau récapitulatif des bandes spectrales du proche et moyen infrarouge. Il donne également les températures correspondant à l'émission de corps noirs dont l'émissivité maximale est centrée sur la longueur d'onde centrale de la bande notée λ_{moyen} . Le calcul est effectué grâce à la loi du déplacement de Wien : $T \cdot \lambda_{moyen} = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ (voir page 20).

Le tableau 1.3 présente une liste non exhaustive d'éléments pour lesquels les raies d'émission se situent dans les bandes astronomiques L, M et N. Ces émissions correspondent à des transitions fondamentales.

Bande spectrale	Éléments	Longueurs d'onde d'émission (μm)
L	H ₂ O (glace)	3.14
	H ₂ O (vapeur)	2.8 — 4.0
	PAHs (Hydrocarbures aromatiques polycycliques)	3.3 — 3.4
	Nano diamants	3.52
M	CO (transition fondamentale)	4.6 — 4.78
	CO (glace)	4.6 — 4.7
N	CO ₂	10

Tableau 1.3 – Table des éléments typiques pour lesquels les raies d'émission se situent dans les bandes astronomiques L, M et N.

Sous forme de vapeur ou de glace, l'eau se trouve principalement dans les nuages protoplanétaires situés autour d'étoiles jeunes, dans les enveloppes d'étoiles en fin de vie, et dans certains nuages de gaz du milieu interstellaire. Les molécules les plus abondantes dans l'atmosphère des naines brunes dont la température est inférieure à 1500 K sont H₂O, H₂ et CO [Luhman 05].

Comme nous pouvons le constater, les domaines d'études possibles sont très vastes. Les bandes spectrales L, M et N regroupent de nombreuses cibles intéressantes pour l'étude des exoplanètes, naines brunes, etc.

1.3 Principales difficultés liées à l'observation dans le domaine du moyen infrarouge

Rappels sur l'émission d'un corps noir

Le corps noir est un corps idéal dont le coefficient d'absorption est de 1 pour tous les rayonnements électromagnétiques, quels que soient leur fréquence et leur état de polarisation. D'après la loi du rayonnement de Kirchoff, la luminance spectrique $L_{T,\lambda}$ d'un corps quelconque à la température T et pour une longueur d'onde λ , est égale au produit du coefficient d'émissivité spectrale de ce corps, pour les mêmes valeurs de T et λ , par la luminance spectrique $L_{T,\lambda}^{cn}$ du corps noir à ces températures et longueurs d'onde. Or un corps noir est à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas de figure, le coefficient d'émissivité est égal au coefficient d'absorption. La loi de Planck permet de déterminer la luminance spectrique du corps noir. Celle-ci s'exprime en $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{nm}$. Il s'agit de l'intensité spectrique émise par unité de surface du corps noir. La loi de Planck s'écrit :

$$L_{T,\lambda}^{cn} = \frac{2h \cdot c^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda \cdot k_B \cdot T}} - 1} \quad (1.4)$$

Les différents facteurs de cette équation sont reportés dans le tableau 1.4.

Notations	Grandeurs	Unités
h	constante de Planck	$6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
c	célérité de la lumière	$3.00 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
λ	longueur d'onde	nm
k_B	constante de Boltzmann	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
T	température	K

Tableau 1.4 – Grandeurs physiques mises en jeu dans la loi de Planck et valeurs des termes constants.

La figure 1.4 représente la luminance spectrique d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde λ pour trois températures différentes. À l'observation de ces trois courbes, nous pouvons formuler deux remarques :

- la longueur d'onde pour laquelle l'émission est maximale, notée λ_{max} , varie en fonction

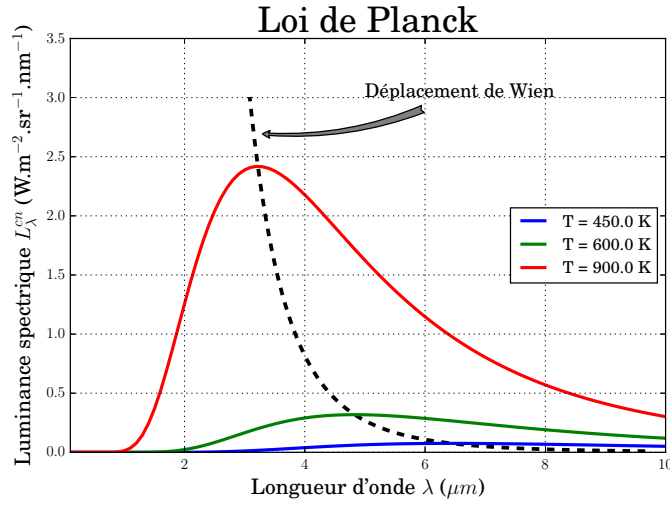


FIGURE 1.4 – Courbe de la luminance spectrique d’un corps noir en fonction de la longueur d’onde d’émission, pour trois températures de corps noir distinctes. La courbe en pointillés correspond à la loi du déplacement de Wien. Elle marque la longueur d’onde pour laquelle la luminance spectrique est maximale en fonction de la température.

de la température, il s’agit de la loi de déplacement de Wien selon laquelle :

$$T \times \lambda_{max} = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (1.5)$$

- l’intégration de la luminance spectrique sur l’ensemble du spectre donne accès à la puissance totale rayonnée par unité de surface et par unité d’angle solide : $L_T^0 = \int_0^{+\infty} L_{T,\lambda}^{cn} \cdot d\lambda$. Selon la loi de Stefan-Boltzmann le flux énergétique total Φ_{tot} émis dans tout l’espace par une surface d’aire A est proportionnel à la température T élevée à la puissance 4, soit donc :

$$\Phi_{tot} = \sigma_{SB} \times A \times T^4 \quad (1.6)$$

où $\sigma_{SB} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ représente la constante de Stephan-Boltzmann. La puissance totale rayonnée par un corps noir de surface A ne dépend que de sa température. De plus, quelle que soit la longueur d’onde considérée, plus la température du corps noir est élevée, plus la luminance spectrique sera importante. Par conséquent les différents éléments d’une chaîne instrumentale optique peuvent rayonner d’eux-même. Comme nous le verrons par la suite, ceci impose de refroidir les systèmes de détection dédiés au MIR.

Dans le cas de nos observations, nous utiliserons des systèmes d'optique guidée unimodaux, nous ne considérons donc qu'un seul mode spatial. Le nombre de modes spatiaux N observés s'exprime de la manière suivante [Froehly 81] :

$$N = \frac{\Delta\Omega \cdot \Delta S}{\lambda^2} = 1 \quad (1.7)$$

$\Delta\Omega$ représente l'angle solide et ΔS la surface émettrice. Le produit $\Delta\Omega \cdot \Delta S$ représente l'étendue géométrique. Dans le cas du rayonnement d'un corps noir, la puissance spectrique pour un mode spatial est donc donnée par :

$$P_{th} = L_{T,\lambda}^{cn} \times \Delta\Omega \times \Delta S \quad (1.8)$$

$$\implies P_{th} = L_{T,\lambda}^{cn} \times \lambda^2 \quad (1.9)$$

Dans le cas d'observation sur ciel, le fond thermique collecté au sein de la tache d'Airy du faisceau cohérent est indépendante de la taille du télescope et proportionnel à l'étendue géométrique λ^2 , soit le flux d'un seul mode spatial.

Les étoiles se comportent elles aussi comme des corps noirs. Elles sont classées en fonction de leur éclairement spectrique F_e observable depuis la Terre. Nous définissons pour cela leur magnitude absolue M de la manière suivante :

$$M = -2.5 \log \left(\frac{F_e}{F_0} \right) \quad (1.10)$$

F_0 est l'éclairement spectrique de référence, ici donné par l'étoile Véga, permettant de définir la magnitude 0. Cette constante dépend de la bande spectrale observée. En bande L, l'éclairement spectrique de référence vaut $F_0 = 8.1 \cdot 10^{-14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$. La figure 1.5 montre la correspondance entre la magnitude absolue d'une étoile et sa luminance spectrique. Le tableau présenté permet de donner quelques ordres de grandeur numérique.

Magnitude	Éclairement spectrique ($\text{W}/\text{m}^2/\text{nm}$)
-2	$5.11 \cdot 10^{-13}$
0	$8.10 \cdot 10^{-14}$
2	$1.28 \cdot 10^{-14}$
4	$2.03 \cdot 10^{-15}$
6	$3.22 \cdot 10^{-16}$
8	$5.11 \cdot 10^{-17}$

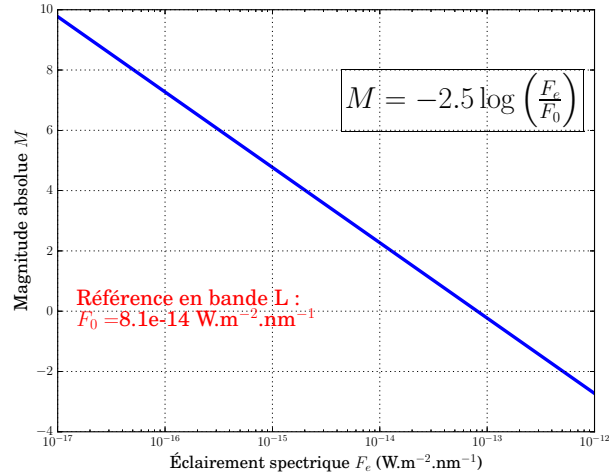


FIGURE 1.5 – Tracé de la magnitude absolue en fonction de la luminance. Le tableau de gauche donne des exemples numériques pour la correspondance entre la magnitude d’une étoile et sa luminance sur Terre.

Émission de rayonnement infrarouge thermique au sein d’un train de miroirs

L’une des principales difficultés instrumentales pour l’observation dans le domaine du moyen infrarouge réside dans la génération de rayonnement infrarouge à température ambiante de l’ensemble de l’instrument, notamment au sein des optiques nécessaires au transport du signal. Ce signal parasite additionnel génère un bruit qui limite fortement les observations dans le moyen et le lointain infrarouge. Il est d’autant plus important que le nombre d’éléments optiques utilisés est grand. Or la technique de synthèse d’ouverture nécessite la mise en place de lignes à retard impliquant un grand nombre de miroirs au sein de la chaîne optique. Sur chacun des bras de l’interféromètre, le train de miroirs peut contenir plus d’une vingtaine d’éléments.

À température ambiante, chacun de ces miroirs se comporte comme une source lumineuse dans le moyen infrarouge dont le pic d’émission se situe autour de $10 \mu\text{m}$. Si nous considérons le flux lumineux incident Φ_0 émis par l’objet que nous souhaitons observer, celui-ci est successivement réfléchi par les miroirs ayant chacun un coefficient de réflexion R à la longueur d’onde considérée. Dans le même temps, chacun de ces miroirs rayonne une luminance spectrique $L_{T,\lambda}^M$ liée à sa température. D’après la loi de Kirchhoff, nous avons alors :

$$L_{T,\lambda}^M = (1 - R) \times L_{T,\lambda}^{cn} \quad (1.11)$$

De plus, ces émissions sont uniformément réparties sur tous les modes spatiaux. Le nombre de modes spatiaux émis N peut être estimé via l'étendue géométrique de la manière suivante :

$$N = \frac{\Delta S \cdot \Delta \Omega}{\lambda^2} \quad (1.12)$$

Dans notre cas de figure, nous effectuerons le filtrage spatial via des optiques guidées unimodales. Nous ne considérons donc qu'un seul mode spatial. Finalement, la puissance spectrique P_{th} issue du rayonnement thermique d'un miroir correspondant à un seul mode spatial s'écrit :

$$P_{th} = L_{T,\lambda}^M \times \Delta S \times \Delta \Omega \implies P_{th} = (1 - R) \times L_{T,\lambda}^{cn} \times \lambda^2 \quad (1.13)$$

Comme nous le voyons sur la figure 1.6, les émissions thermiques de chacun des miroirs se somment de manière incohérente avec le signal utile. En considérant Φ_n , la puissance spectrique totale sur un mode spatial issue du $n^{\text{ième}}$ miroir, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= R \cdot \Phi_0 + (1 - R) L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda^2 \\ \Phi_2 &= R \cdot \Phi_1 + (1 - R) L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda^2 \\ &\vdots \\ \Phi_{n+1} &= R \cdot \Phi_n + (1 - R) L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda^2 \end{aligned}$$

Nous pouvons montrer par récurrence que :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \Phi_n = R^n \cdot \Phi_0 + L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda^2 \cdot (1 - R^n) \quad (1.14)$$

La figure 1.7 représente la valeur théorique de la puissance spectrique générée par un train de miroirs. Ces simulations ont été effectuées en considérant l'observation d'une étoile de magnitude 5 dans la bande L, pour une longueur d'onde de $3.4 \mu\text{m}$, une surface collectrice de 1 m^2 (surface du miroir primaire du télescope). La figure 1.5 montre la correspondance entre la magnitude absolue d'une étoile et sa luminance spectrique. Le tableau présenté permet de donner quelques ordres

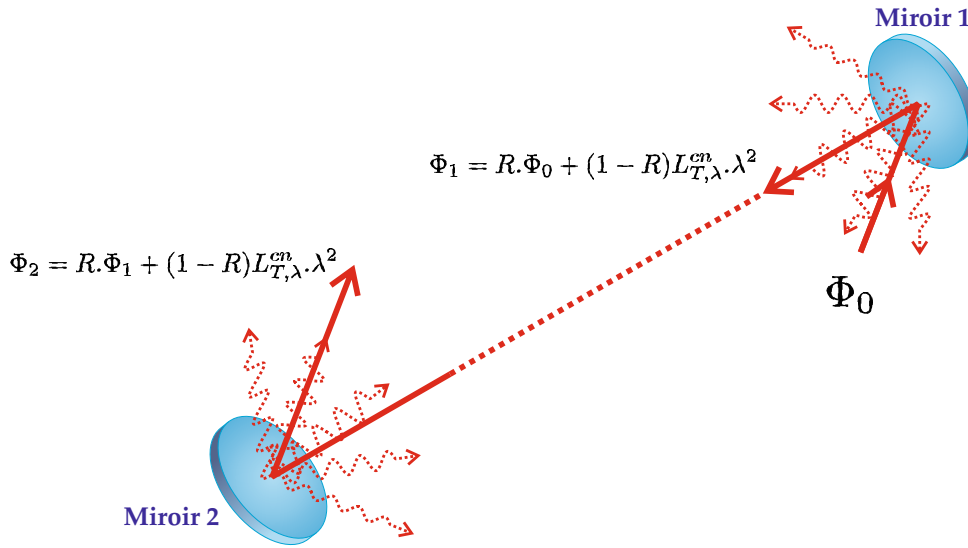


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de l'émission de rayonnement infrarouge au sein d'un train de miroirs. Φ_n représente la puissance spectrique totale sur un mode spatial issue du $n^{\text{ième}}$ miroir et Φ_0 représente la puissance spectrique collectée par le télescope. R correspond au coefficient de réflexion des miroirs, et λ la longueur d'onde considérée.

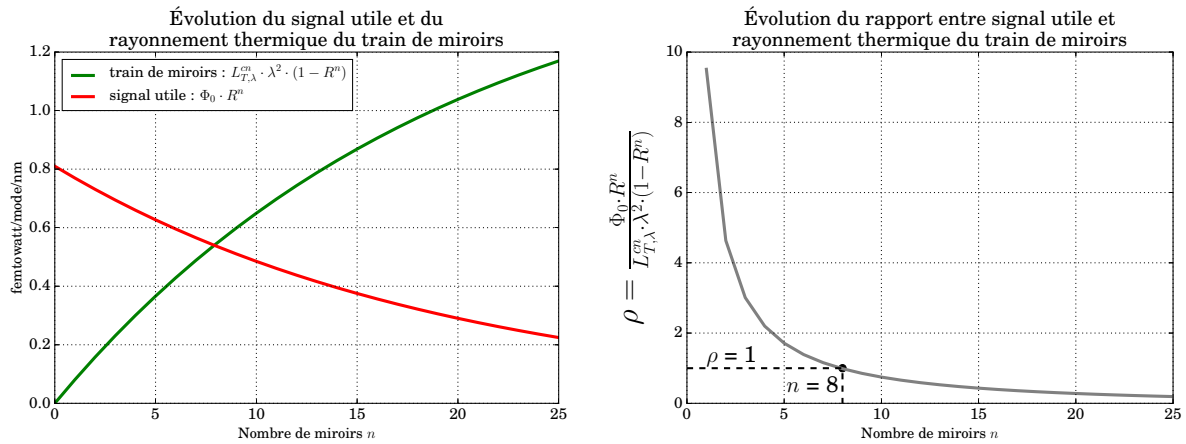


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de l'émission spontanée de rayonnement infrarouge au sein d'un train de miroirs. *En rouge* : courbe d'évolution du signal utile en fonction du nombre de miroirs, nous observons la diminution du signal dû aux multiples réflexions sur les miroirs dont le coefficient de réflexion est $R = 0.95$. *En vert* : courbe d'évolution de la puissance parasite générée par le train de miroirs en fonction du nombre de miroirs, pour un seul mode spatial à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$. *En gris* : courbe d'évolution du rapport entre le signal utile et le signal parasite ρ . Nous observons que ce rapport est inférieur à un après huit miroirs.

de grandeur numérique. En bande L, la luminance spectrique de référence (magnitude 0) vaut $L_0 = 8.1 \cdot 10^{-14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. Nous considérons que les miroirs sont à la température de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et ont un coefficient de réflexion $R = 95\%$. Ce coefficient de réflexion peut être considéré

comme faible. Toutefois, dans le cas présent, nous ne prenons pas en compte les différents défauts de phase que peuvent générer les miroirs. Or ceux-ci peuvent entraîner une baisse de la puissance après filtrage spatial par une fibre optique unimodale. La première courbe (*en rouge*) montre l'évolution du signal utile en fonction du nombre de miroirs. Nous remarquons que le nombre de photons utiles est diminué d'un facteur ~ 3.6 après vingt-cinq miroirs du fait des réflexions successives. La seconde courbe (*en vert*) montre l'évolution de la puissance parasite générée par le train de miroir en fonction du nombre de miroirs. Nous remarquons qu'après vingt-cinq miroirs, l'émission thermique propre au train de miroirs atteint environ 1.2 fW par mode spatial pour une largeur spectrale de 1 nm, tandis que la puissance du signal scientifique ne s'élève plus qu'à environ 0.2 fW par mode spatial pour la même largeur spectrale. Nous pouvons définir le rapport entre le signal utile et le signal parasite ρ de la manière suivante :

$$\rho = \frac{R^n \cdot \Phi_0}{(1 - R^n) \cdot L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda^2} \quad (1.15)$$

Le graphique de droite (*courbe grise*) montre l'évolution du rapport entre le signal utile et le signal parasite ρ pour une bande spectrale de 1 nm en fonction du nombre de miroirs. Nous observons que ce rapport est inférieur à un après huit miroirs. Il existe cependant des méthodes telles que la détection synchrone qui permet de différencier le signal collecté par le télescope de son émission propre.

Comme nous pouvons le constater, les émissions thermiques liées aux éléments optiques sont très problématiques. Conformément à la loi de Planck, pour une même longueur d'onde, elles sont d'autant plus importantes que la température est élevée, et pour une même température, elles sont d'autant plus importantes que la longueur d'onde est élevée.

De plus, les rayonnements thermiques de l'atmosphère génèrent une luminance spectrique de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ W/m²/sr/nm autour de la longueur d'onde de 3.4 μ m [Itakura 74]. Nous avons donc, pour un seul mode spatial, une puissance spectrique de $3.5 \cdot 10^{-15}$ W/nm, soit quatre fois plus que ce qui est rayonné par l'étoile dans notre simulation. Ce fond incohérent supplémentaire est une source de bruit non négligeable pour la détection en bande L.

Instruments d'observation astronomique à synthèse d'ouverture dédiés au moyen infrarouge

La figure 1.8 montre trois des instruments disponibles pour chacun des trois sites permettant d'effectuer des mesures sur ciel par une méthode interférométrique. Nous remarquons que la quasi totalité de ceux-ci se limite aux domaines du visible et du proche infrarouge. Seul le projet MIDI, pour le moment, a réalisé des mesures interférométriques dans la bande N. Le nouveau projet proposé par l'ESO pour l'imagerie haute résolution dans le moyen infrarouge est MATISSE. Ce projet constitue la prochaine génération d'instruments à synthèse d'ouverture dédiés à l'étude des bandes L, M et N [Lagarde 08, Hofmann 08, Robbe-Dubois 14]. Cette figure ne fait pas état des télescopes KECK, situés sur le mont Mauna Kēa à Hawaï, et qui ont permis d'obtenir des résultats en 2012 dans le proche infrarouge, entre $0.9 \mu\text{m}$ et $2.4 \mu\text{m}$ [McLean 12].

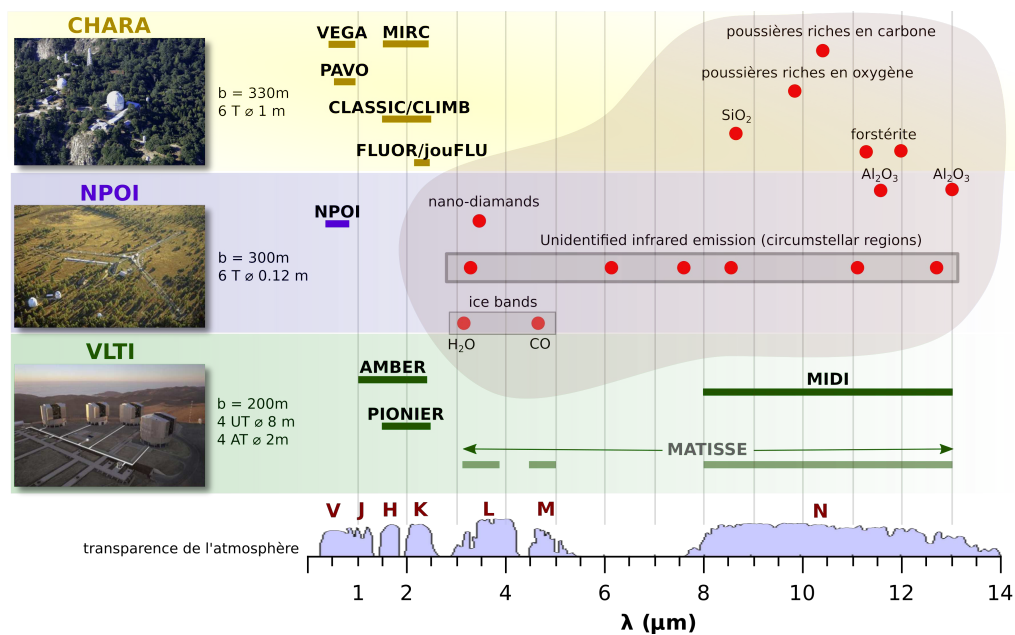


FIGURE 1.8 – Principaux réseaux de télescopes actuellement en exploitation. Cette figure présente conjointement les cibles observables dans les différentes bandes spectrales ainsi que les instruments permettant d'effectuer les observations.

Ces systèmes sont prévus pour fonctionner avec deux télescopes pour MIDI et jusqu'à quatre télescopes pour MATISSE. Toutefois ces instruments doivent faire face au problème du bruit thermique généré par la chaîne de détection [Leinert 03a].

L'instrument MIDI

L'instrument MIDI est un interféromètre dédié à l'analyse de la bande N située dans le moyen infrarouge. Mis en place au Chili en 2002, cet instrument n'est aujourd'hui plus en service. Toutefois, il a permis d'obtenir l'image la plus détaillée à ce jour de la poussière qui entoure un vaste trou noir situé au centre d'une galaxie active [ESO 13]. L'utilisation de MIDI a également permis de proposer une nouvelle méthode de mesure des diamètres d'astéroïdes par une méthode interférométrique [Delbo 09]. Les principales caractéristiques techniques de MIDI sont présentées dans le tableau 1.5.

Spécifications techniques de MIDI	
Site	Paranal
Réseau de télescopes	VLT
Nombre de télescopes	2
Type	interféromètre spectrographe
Longueurs d'ondes	8 – 13 μm
Résolution spectrale	avec prisme : $R = 30$ avec grisme : $R = 230$

Tableau 1.5 – Spécifications techniques de l'instrument MIDI [ESO 16c].

MIDI a été limité à un interféromètre à deux voies [Perrin 02]. Ceci permet de limiter le nombre de lignes à retard nécessaires, et donc de limiter les rayonnements thermiques parasites liés aux trains de miroirs. Comme le montre la figure 1.9 [Leinert 03b], une séparatrice, disposée sur chacun des bras de l'interféromètre, permet de réaliser un contrôle de la photométrie en temps réel. Afin de limiter les émissions thermiques de la chaîne instrumentale, les éléments optiques de MIDI situés après les lignes à retard sont refroidis à 40 K. La caméra associée à MIDI est quant à elle refroidie à une température de 5 K. Le fond thermique ambiant génère au niveau du détecteur une puissance de l'ordre de 3 nW, soit l'équivalent sur ciel d'une étoile de magnitude -2.7 . Cette puissance parasite provoque la présence d'un fort niveau de bruit et limite la dynamique des détecteurs. Elle peut même entraîner la saturation des détecteurs [Leinert 03a]. Sur l'ensemble de ce montage, les faisceaux collectés par les télescopes se propagent en espace libre. Comme ce projet n'utilise pas de système d'optique intégrée, des diaphragmes sont utilisées afin d'effectuer le filtrage spatial nécessaire à l'obtention de hauts contrastes.

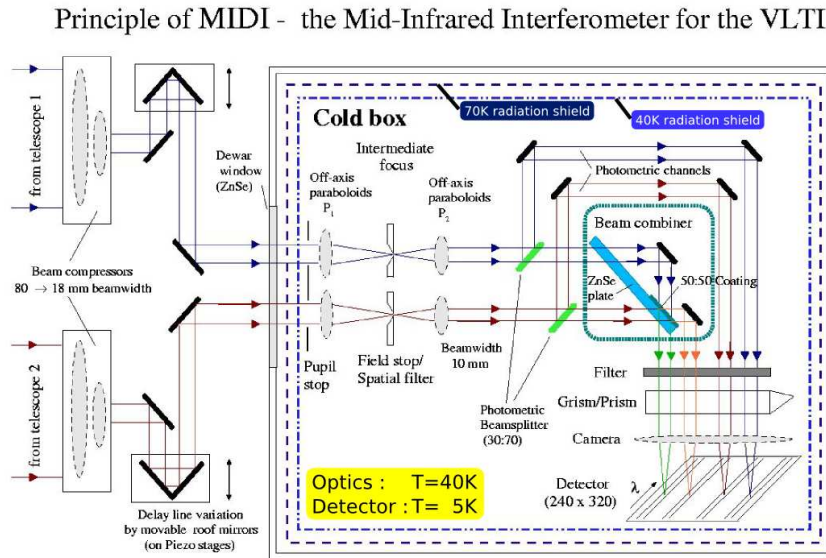


FIGURE 1.9 – Principe de l'instrument MIDI mis en place en 2002 au VLTI (Chili) [Leinert 03b]. La caméra refroidie à 5 K permet de relever simultanément les interférogrammes et les photométries des deux voies. L'ensemble des éléments optiques placés après les lignes à retard sont cryogénisées à une température de 40 K.

Le projet MATISSE

Le projet MATISSE constitue la nouvelle génération d'interféromètres dédiés à l'analyse du moyen infrarouge. Il s'inscrit dans la continuité du projet MIDI. MATISSE est un interféromètre à quatre voies dédié à l'analyse des bandes L, M et N [ESO 16b]. Les principales spécifications techniques de MATISSE sont résumées dans le tableau 1.6.

Spécifications techniques de MATISSE	
Site	Paranal
Réseau de télescopes	VLTI
Nombre de télescopes	de 2 à 4
Type	interféromètre spectrographe
Bandes spectrales	L, M et N
Résolution spectrale ($R = \lambda/\Delta\lambda$)	en bande L : $20 < R < 1000$ en bande M : $20 < R < 550$ en bande N : $20 < R < 250$

Tableau 1.6 – Spécifications techniques de l'instrument MATISSE [Lagarde 12].

De la même manière que pour MIDI, les faisceaux collectés par les télescopes se propagent

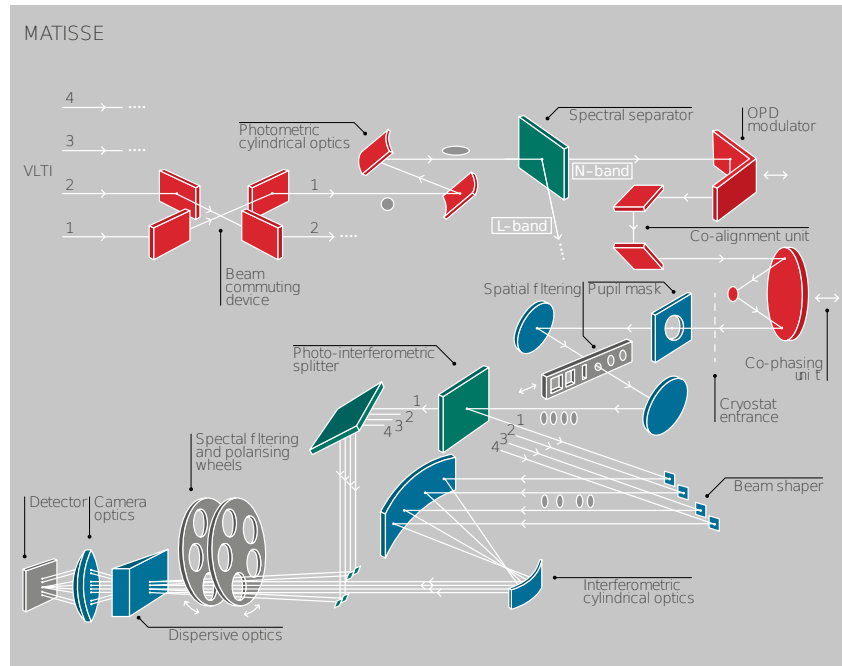


FIGURE 1.10 – Principe de l’instrument MATISSE [Lopez 14]. Les éléments en rouge correspondent aux optiques à température ambiante, dites « chaudes », les éléments en bleu correspondent aux optiques refroidies à une température de 40 K. La caméra AQUARIUS est refroidie à une température de 8 K.

en espace libre. Afin de pouvoir parvenir à de hauts contrastes, une série de diaphragmes réalise le filtrage spatial [Lopez 08]. L’émission du signal additionnel thermique provenant de la chaîne instrumentale est limitée par l’utilisation de cryostats permettant de refroidir les optiques à partir des pupilles utilisées pour le filtrage spatial à une température de 40 K [Lopez 14].

MATISSE donne également la possibilité d’effectuer des relevés photométriques au cours de l’acquisition des franges d’interférences. Toutefois, les relevés photométriques ne sont pas effectués pour les mesures à haute sensibilité, c’est-à-dire pour l’observation des étoiles de magnitudes élevées. Dans cette configuration, l’ensemble de la lumière collectée est envoyé sur la voie scientifique afin d’augmenter la sensibilité et le rapport signal à bruit. Afin de distinguer le signal scientifique du rayonnement thermique parasite, il est également possible d’utiliser une méthode de modulation d’intensité, cette technique consiste à moduler temporellement le signal capté par le télescope.

La caméra prévue pour le projet MATISSE est la caméra AQUARIUS [Ives 14]. Cette caméra est à base de silicium dopé à l’Arsenic. AQUARIUS est composé de 1024×1024 pixels de $30 \mu\text{m}^2$

chacun. Son temps de réponse est de 1 ms. Cette caméra permet à MATISSE d'enregistrer simultanément l'interférogramme et les photométries correspondant à chacun des quatre télescopes.

Les objectifs de performances de Matisse sont récapitulés dans le tableau 1.7. Ces valeurs ont été estimées par simulation pour un interféromètre à quatre voies [Matter 16]. Les performances prévues pourront être encore améliorées avec l'utilisation d'un suiveur de franges.

Télescope	AT ($\varnothing 1.8$ m)		UT ($\varnothing 8$ m)	
Résolution spectrale	R=30	R=500	R=30	R=500
Magnitude limite en bande L	5	2.35	7.6	4.95
Magnitude limite en bande M	3.45	1.2	6.25	4.05
Résolution spectrale	R=30	R=220	R=30	R=220
bande N	1	1	4	4

Tableau 1.7 – Estimations actuelles des magnitudes limites accessibles avec MATISSE [Matter 16].

Bilan

L'observation dans le domaine du moyen infrarouge est fortement limitée par la génération de rayonnements thermiques au sein des trains de miroirs et par le fond thermique du ciel. Les dispositifs existants nécessitent la mise en place de dispositifs complexes et coûteux de cryogénie. Les fibres optiques qui permettent le transport des signaux sur de longues distances, de l'ordre de plusieurs centaines de mètres, ne sont disponibles que dans les domaines visibles et proche infrarouge. De plus, des projets tels que OHANA ont montrés le potentiel des composants fibrés, permettant la mise en place d'interféromètre à base hectométrique [Huss 01, Vergnole 05] En outre, les détecteurs adaptés au moyen infrarouge utilisent des matériaux à faible gap. Ils sont donc également sujet aux bruits thermiques et nécessitent l'utilisation de systèmes cryogéniques très basse température.

Afin de bénéficier des technologies matures et efficaces pour le transport cohérent et la détection de faibles flux lumineux, la technique de détection dite « hybride » semble proposer une alternative intéressante au développement de nouveaux composants dédiés au MIR. Cette technique fait appel à des processus d'optique non linéaire afin de transposer la longueur d'onde du signal que nous cherchons à détecter vers les domaines du visible ou du proche infrarouge. La détection des franges d'interférence est alors effectuée dans le domaine optique, nous pouvons

réaliser la corrélation des champs. Cette proposition a été faite par notre équipe sous le nom de projet ALOHA : Astronomical Light Optical Hybrid Analysis.

1.4 Proposition du projet ALOHA@3.39

Présentation générale du projet ALOHA

Les activités de notre groupe au sein de l'équipe PHOCAL du laboratoire XLIM visent à proposer un système d'imagerie haute résolution angulaire dédié au moyen infrarouge pour l'astronomie. La plupart des instruments d'observation actuels utilisant la synthèse d'ouverture bénéficient des solutions technologiques matures dans le domaine du proche infrarouge. Ces éléments ont été essentiellement développés pour les systèmes de télécommunications optiques autour de $1.5 \mu\text{m}$. De plus, à ces gammes de longueurs d'onde, les caméras et détecteurs présentent des sensibilités et des rapports signal à bruit très élevés permettant notamment d'accéder au régime de comptage de photons.

Le principe du projet ALOHA est présenté en figure 1.11. Cet instrument effectue la transposition en fréquence des rayonnements issus du moyen infrarouge dans le domaine visible ou proche infrarouge afin de pouvoir les traiter à l'aide d'une chaîne de détection mature et efficace [Gurski 74]. L'utilisation d'éléments guidés permet le transport cohérent des signaux avec un filtrage spatial unimodal efficace et à la possibilité de réaliser la recombinaison cohérente des signaux.

Cet instrument, qualifié d'hybride, effectue la transposition de fréquence optique via le processus non linéaire de somme de fréquences optiques. Dans un premier temps, le projet ALOHA a été développé pour l'analyse de rayonnements situés autour de $1.55 \mu\text{m}$ et transposé à 630 nm via un faisceau laser de pompe à 1064 nm . Cette première étape, baptisée ALOHA@1.55, nous a permis de bénéficier de l'ensemble des technologies déjà développées pour le domaine des télécommunications [Tanzilli 05] : sources, détecteurs, etc. De plus, dans le cas de la mise en place du système ALOHA sur un site tel que CHARA, la transposition en fréquence permet de s'affranchir des problèmes de transmission liés aux hublots fermant les tubes sous vide utilisés pour

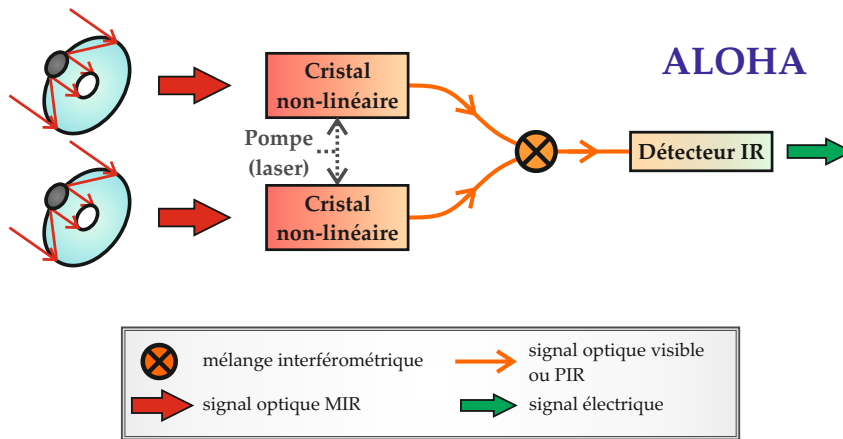


FIGURE 1.11 – Schéma de l'interféromètre hybride proposé dans le cadre du projet ALOHA

le transport des rayonnements collectés.

Afin de minimiser l'ajout d'un signal parasite lié à l'émission thermique propre de la chaîne de détection, la transposition du rayonnement moyen infrarouge vers le domaine du visible ou du proche infrarouge doit être effectuée le plus tôt possible dans notre chaîne instrumentale. Pour cela, le processus non linéaire doit être réalisé sur chacun des bras de l'interféromètre, et, dans un cas idéal, au foyer de chacun des télescopes. Les propriétés de conservation de la cohérence temporelle lors du processus non linéaire que nous utilisons ainsi que la conservation de la cohérence spatiale ont déjà été démontrées au sein de notre équipe dans le cas d'une source émettant autour de $1.55 \mu\text{m}$ [Del Rio 08, Brustlein 08]. Cette nouvelle méthode proposée permet, comme les interféromètres de type Fizeau-Michelson, de réaliser la corrélation des signaux dans le domaine optique.

Objectifs de cette thèse

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit proposent la mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à la bande spectrale L : ALOHA@3.39. Le but de ces travaux a été de mettre en place et d'étudier le comportement d'un interféromètre à somme de fréquences adapté à la longueur d'onde de $3.39 \mu\text{m}$.

Le choix de cette longueur d'onde particulière résulte de notre collaboration avec l'Université de Paderborn en Allemagne. En effet, nos collaborateurs ont développé, il y a moins d'une dizaine

d'années, des cristaux d'optique non linéaire opérant à cette longueur d'onde [Büchter 10a] qu'ils nous ont prêtés. De plus, il existe des sources laser Hélium-Néon (HeNe) émettant à $3.39 \mu\text{m}$, nous permettant ainsi de réaliser nos premières investigations en régime de fort flux. L'objectif de ces travaux est de montrer la possibilité de mise en place d'un système d'imagerie hybride dédié au moyen infrarouge. Pour cela nous commencerons par la mise en place du banc expérimental ALOHA@3.39. Nous réaliserons ensuite le bilan photométrique du banc ainsi que la caractérisation de son degré de stabilité. Ensuite nous pourrons passer à l'étude interférométrique. Nos premières investigations seront réalisées en régime de fort flux afin de pouvoir caractériser la visibilité instrumentale de ce banc. Puis nous pourrons réaliser nos premières expériences en régime de comptage de photons afin de déterminer quelles sont les sources de bruit et quelle est la sensibilité maximale à laquelle nous avons accès en mode interférométrique. Enfin, nous réaliserons nos premières études à partir d'une source thermique afin de réaliser l'analyse de la cohérence temporelle d'un corps noir à travers le filtrage spectral réalisé par le processus non-linéaire de conversion de fréquence.

2

Notions théoriques relatives à l'interférométrie et au processus non linéaire de somme de fréquences

Le projet ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) a pour objet l'étude et la réalisation d'un nouveau type d'interféromètre à somme de fréquences. Pour cela nous allons associer les deux domaines disjoints de la technique de synthèse d'ouverture pour l'astronomie et de l'optique non linéaire. En transposant le signal astronomique émis à $3.39 \mu\text{m}$ vers la longueur d'onde de 810 nm via une source de pompe à 1064 nm , s'ouvre alors la possibilité de détecter et d'analyser des signaux émis dans le domaine du moyen infrarouge avec de hautes résolutions angulaires, tout en bénéficiant des technologies de détecteurs et d'optique guidée matures à la longueur d'onde convertie.

Le but de ce chapitre est d'introduire les notions théoriques nécessaires à la bonne compréhension du projet ALOHA. Dans un premier temps, les principes de base de l'interférométrie seront rappelés. Dans un deuxième temps, seront abordées les premières notions nécessaires à la compréhension des phénomènes non linéaires mis en jeu.

2.1 Analyse de la cohérence mutuelle d'un rayonnement lumineux par une méthode interférométrique

2.1.1 Quelques bases d'interférométrie

Interféromètre à deux bras dans le cas d'une source ponctuelle monochromatique

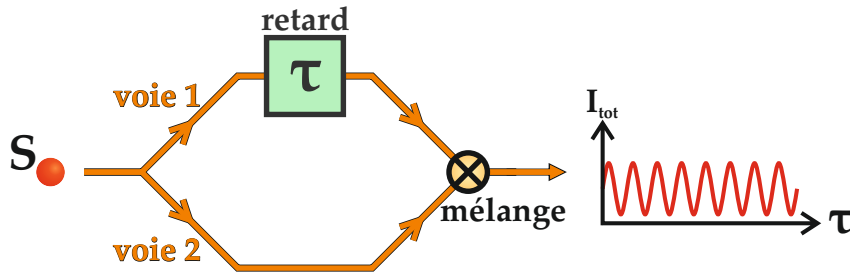


FIGURE 2.1 – Schéma général d'un interféromètre à deux voies.

Considérons un interféromètre à deux voies comme présenté en figure 2.1. Soit une source observée S ponctuelle et monochromatique à la fréquence ν_0 , de puissance optique I_0 . La lumière émise par S est divisée en deux parties qui se propagent sur chacune des voies du montage. Nous générons un retard τ sur l'une des voies en appliquant une différence de marche optique ΔL :

$$\tau = \frac{\Delta L}{c}$$

c représente la vitesse de la lumière dans le vide. Les amplitudes complexes des champs électriques se propageant sur chacune des voies de l'interféromètre sont de la forme :

$$\begin{cases} \underline{E}_1 = E_1 \cdot e^{j(\varphi_1 + 2\pi\nu_0\tau)} \\ \underline{E}_2 = E_2 \cdot e^{j\varphi_2} \end{cases}$$

φ_1 et φ_2 représentent respectivement les phases à l'origine des champs électriques E_1 et E_2 . Un interféromètre permet de réaliser la corrélation des champs \underline{E}_1 et \underline{E}_2 issus de chacune des voies du montage. La puissance totale I_{tot} que nous observons sur l'écran est donnée par :

$$I_{tot} = |\underline{E}_1|^2 + |\underline{E}_2|^2 + 2 \cdot \underline{E}_1 \otimes \underline{E}_2 \quad (2.1)$$

Finalement, cette puissance s'exprime de la manière suivante :

$$I_{tot}(\tau) = I_0 \cdot [1 + C \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau + \varphi)] \quad (2.2)$$

$$\text{où } \varphi = \varphi_1 - \varphi_2$$

Le déphasage φ entre les signaux issus de chacun des bras de l'interféromètre est dû au retard τ que nous appliquons sur l'un des bras. D'après l'expression 2.2, le terme cosinusoïdal montre que la puissance observée à la sortie de l'interféromètre est modulée : nous observons des franges d'interférence. Le taux de modulation des franges d'interférence est appelé contraste et noté C . Il est relié à la valeur maximale I_{max} et à la valeur minimale I_{min} de la puissance totale I_{tot} détectée. Localement, C s'exprime de la manière suivante :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.3)$$

La mesure du contraste des franges d'interférence est soumise à plusieurs facteurs d'influence.

1. En cas de déséquilibre photométrique entre les deux voies ($I_1 \neq I_2$), nous observons une chute du contraste mesuré. Le contraste photométrique se définit de la manière suivante :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (2.4)$$

2. Les états de polarisation des champs issus de chacune des voies du montage doivent être identiques. Dans le cas extrême où les polarisations sont croisées, les champs peuvent ne pas interférer et nous observons la superposition incohérente des signaux issus de chacune des voies. L'impact de l'état de polarisation sera la principale limitation de notre instrument et sera estimé expérimentalement. Nous définissons pour cela le contraste instrumental C_{inst} . Celui-ci caractérisera, de manière générale, l'ensemble des défauts instrumentaux.
3. Le contraste que nous mesurons dépend également, dans un cas général, du degré de cohérence spatiale de la source observée que nous noterons C_{obj} .

Dans le cas d'une source monochromatique, le contraste mesuré C peut s'exprimer comme le

produit des différents contrastes :

$$C = C_{obj} \times C_{phot} \times C_{inst} \quad (2.5)$$

À terme, le but de nos mesures sera d'évaluer C_{obj} . Par conséquent, nous devons nous attacher à déterminer l'ensemble des différents facteurs pouvant biaiser nos mesures de contraste.

2.1.2 Étude d'une source ponctuelle émettant une large bande spectrale

Superposition incohérente des contributions spectrales

Plaçons nous dans le cas particulier d'une source ponctuelle ($C_{obj} = 1$) dont la densité spectrale de puissance est rectangulaire, centrée en $\nu_0 = 88.4$ THz ($\lambda_0 = 3.39 \mu\text{m}$) et d'une largeur spectrale $\Delta\nu = 13$ THz ($\Delta\lambda = 500$ nm). L'illustration du spectre d'émission d'une telle source est donnée en figure 2.2. Sur le graphique de droite, la courbe noire représente la superposition incohérente de toutes les contributions des éléments du spectre. Nous observons une modulation du contraste des franges. Les courbes de couleur représentent les contributions liées au éléments du spectre.

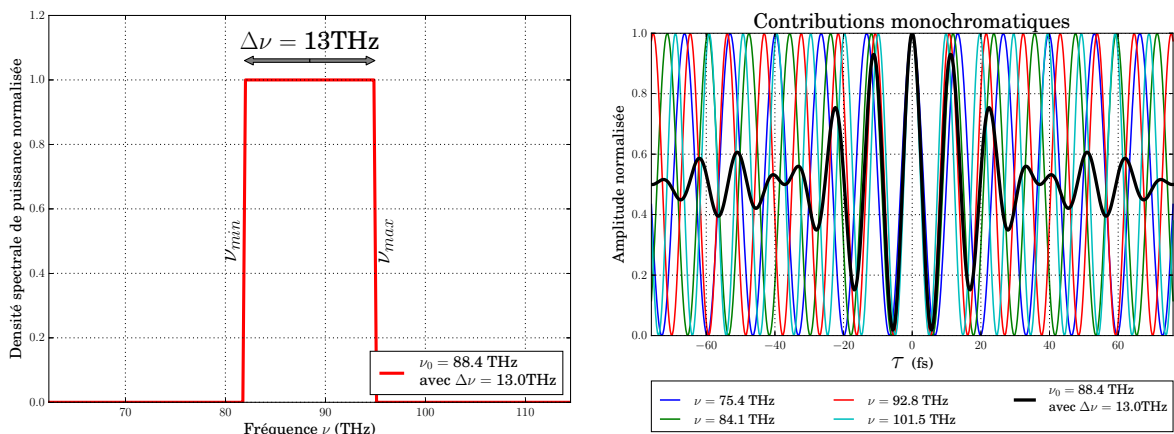


FIGURE 2.2 – À gauche : densité spectrale de puissance normalisée d'une source large bande rectangulaire centrée en $\nu_0 = 88.4$ THz, de largeur spectrale $\Delta\nu = 13$ THz. À droite : superposition incohérente des systèmes de franges générés par chacune des composantes spectrales.

Théorème de Wiener Khintchine

Nous allons maintenant présenter le théorème de Wiener-Khintchine dans le cas général d'une source ponctuelle émettant sur une large bande spectrale. La démonstration complète de ce théorème est disponible dans la référence [Born 99]. Nous appliquerons ensuite le théorème de Wiener-Khintchine au cas de la source dont le spectre d'émission est rectangulaire, centré en $\nu_0 = 88.4$ THz et de largeur spectrale $\Delta\nu = 13$ THz présenté précédemment.

$I_0 = \int B(\nu)d\nu$ représente la puissance totale rayonnée par la source. Nous supposons ici que les niveaux photométriques disponibles sur chacun des deux bras de l'interféromètre sont parfaitement identiques. La puissance totale observée en sortie de l'interféromètre I_{tot} s'écrit comme la somme de l'ensemble des contributions des éléments de largeur $d\nu$ du spectre en fréquence de la source :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= \int B(\nu)[1 + \cos(2\pi\nu\tau)]d\nu \\ &= I_0 \left[1 + \int \frac{B(\nu)}{I_0} \cos(2\pi\nu\tau)d\nu \right] \\ \frac{I_{tot}}{I_0} &= 1 + \Re \left[\int \frac{B(\nu)}{I_0} e^{j2\pi\nu\tau} d\nu \right] \\ &= 1 + \Re [\text{TF}^{-1}[B_n(\nu)]] \end{aligned}$$

TF^{-1} représente l'opérateur transformée de Fourier inverse. $B_n(\nu) = \frac{B(\nu)}{I_0}$ représente la densité spectrale de puissance normalisée de la source. Finalement nous obtenons :

$$I_{tot} = I_0 \cdot \left[1 + |\text{TF}^{-1}[B_n(\nu)]| \cdot \cos(2\pi\nu_0\tau + \arg(\tilde{B}_n(\tau))) \right] \quad (2.6)$$

Le terme en cosinus de l'expression (2.6) correspond au terme de franges. Le terme d'enveloppe correspond au module de la fonction de visibilité complexe, soit donc :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= I_0 \cdot \left[1 + |V(\tau)| \cdot \cos \left(2\pi\nu_0\tau + \arg \left[\tilde{B}_n(\tau) \right] \right) \right] \\ &\text{avec la fonction de visibilité : } V(\tau) = \text{TF}^{-1}[B_n(\nu)] \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'argument de la fonction de visibilité correspond à la position relative des franges sous l'enveloppe. La relation de Wiener-Khintchine montre que la fonction de visibilité est la transformée de

Fourier de la densité spectrale de puissance de la source. Le module de cette fonction complexe correspond au contraste du système de franges. Nous pouvons l'exprimer :

$$C_B(\tau) = |V(\tau)| = |\text{TF}[B_n(\nu)]| \quad (2.8)$$

La mesure expérimentale du contraste correspond à la mesure de la modulation de la puissance à la sortie de l'interféromètre en fonction du retard τ appliqué. Dans le cas de la source que nous avons déjà présentée, l'enveloppe des franges est la transformée de Fourier d'une fonction rectangle, soit donc la fonction sinus cardinal, comme nous pouvons le constater sur la figure 2.3.

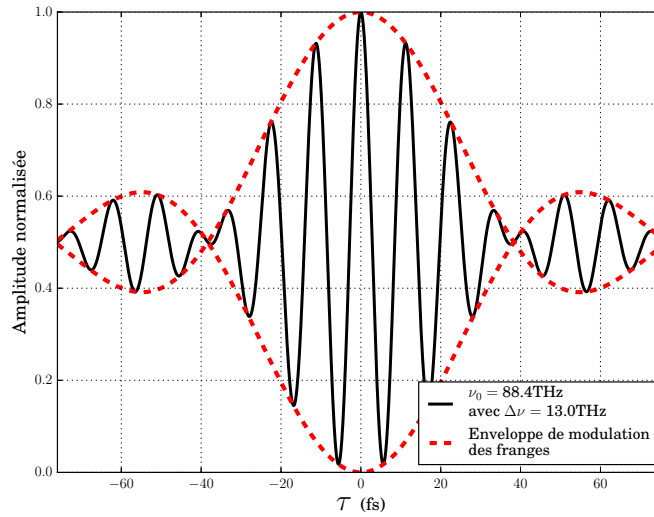


FIGURE 2.3 – Effet de la cohérence temporelle d'une source polychromatique (courbe simulée avec Python). La source considérée a une fréquence centrale $\nu_0 = 88.4$ THz et une largeur spectrale $\Delta\nu = 13$ THz .

Au voisinage de la condition d'égalité de temps de groupe $\tau \simeq 0$, le contraste des franges doit être maximum $C_B = 1$. Cela implique que les densités spectrales de puissance $B(\nu)$ des signaux optiques se propageant sur chacun des bras de l'interféromètre sont identiques, et qu'il n'existe pas de dispersion chromatique introduisant une phase spectrale différentielle. Les effets de phase différentielle peuvent introduire un étalement du paquet de franges ou une dissymétrie de l'interférogramme [Vergnole 05].

Les effets de phases spectrales différentielles potentiellement présentes au cours de la propagation des faisceaux sur chacune des voies provoquent une perte de contraste. Ces effets seront

également pris en compte dans l'estimation du terme de contraste instrumental C_{inst} . Toutefois, dans le cadre expérimental du projet ALOHA@3.39, les largeurs spectrales des signaux analysés sont limitées, évitant ainsi ce type de problèmes.

2.1.3 Méthode d'évaluation du contraste des franges

L'interféromètre hybride développé dans le cadre du projet ALOHA permet de traiter des signaux issus du moyen infrarouge transposés dans le domaine du proche infrarouge. De cette manière, nous avons accès, entre autres, à l'ensemble des technologies fibrées matures. Par conséquent, les techniques de génération des franges et de mesure du contraste sont les mêmes que dans le cas d'un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder.

Comme le montre la figure 2.4, ce type de montage a pour principe de séparer la lumière entre les deux bras de l'interféromètre par un premier coupleur, puis de les recombinaison en sortie via un deuxième coupleur. Afin d'éviter une influence des paramètres spatiaux, nous utilisons des fibres unimodales. Nous avons donc un éclairement maximum lorsque nous nous plaçons au contact optique. De plus, comme nous devons maîtriser la polarisation, nous utiliserons donc des fibres à maintien de polarisation.

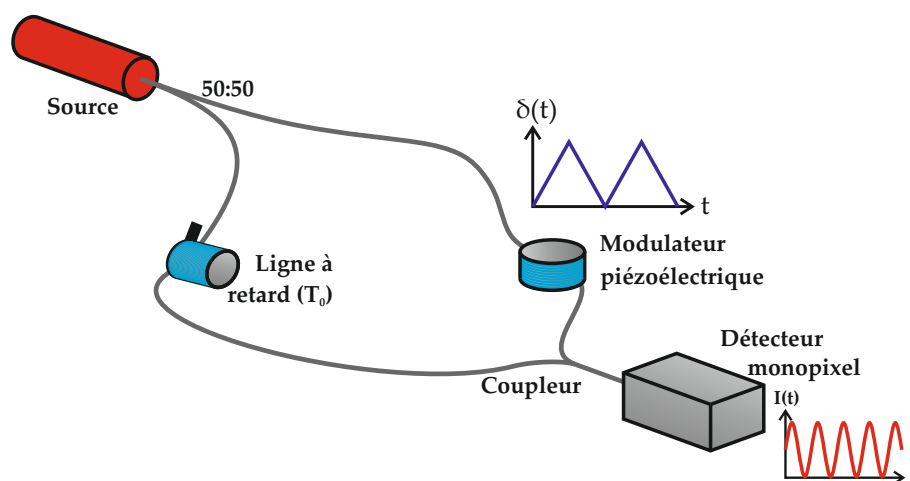


FIGURE 2.4 – Schéma d'un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder.

Sur l'un des bras nous disposons une ligne à retard qui permet d'obtenir un retard statique T_0 . Nous créons ainsi un déphasage $\varphi_{Sta} = 2\pi\nu_0 T_0$.

Nous disposons également sur ce bras d'une céramique piézoélectrique qui permet de faire varier temporellement, et de manière périodique, le retard $\delta(t)$ en tirant mécaniquement sur la fibre. Nous générons ainsi un terme de phase supplémentaire $\varphi_{dyn} = 2\pi\nu_0\delta(t)$. La puissance $I(\tau)$ détectée à la sortie du montage s'exprime donc de la manière suivante :

$$I(\tau) = I_0 [1 + C \cdot \cos(2\pi\nu_0[T_0 + \delta(t)])] \quad (2.9)$$

La modulation temporelle du retard permet de générer un nombre limité de franges que nous appellerons trame. La durée de trame correspond à la durée d'acquisition des franges situées autour de la position correspondant à un retard T_0 fixé par la ligne à retard. Les courbes présentées en figure 2.5 représentent l'évolution temporelle du retard τ induit sur l'un des bras ainsi que l'interférogramme correspondant détecté à la sortie du montage. Au cours d'une trame le retard varie linéairement. Les franges d'interférence sont générées à la fréquence ν_f .

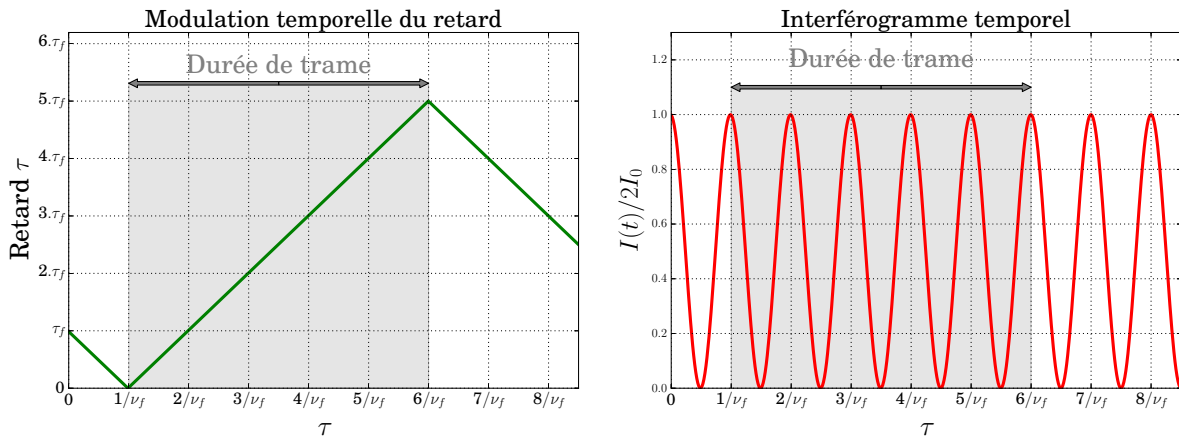


FIGURE 2.5 – Principe de la génération temporelle des franges.

Chaque trame correspond à un interférogramme avec un nombre limité de franges que nous pourrions paramétrer. Si le contraste des franges peut être considéré constant à l'échelle d'une trame, alors nous pouvons déterminer localement le module de la fonction de visibilité de la source observée.

La figure 2.6 montre l'enveloppe des franges pour une source optique présentant un spectre rectangulaire de fréquence centrale $\nu_0 = 88.4$ THz, et de largeur $\Delta\nu = 1.3$ THz. La partie grisée

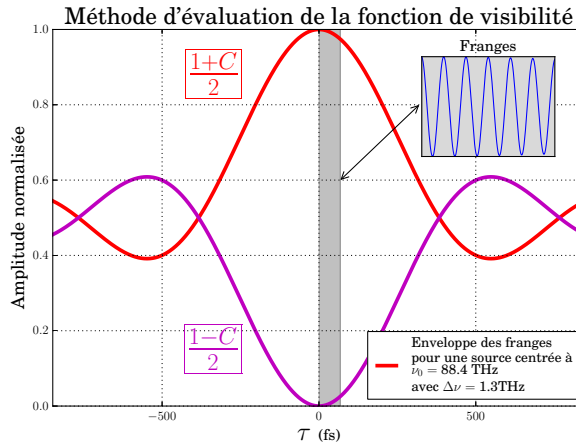


FIGURE 2.6 – Méthode d'évaluation de la fonction de visibilité.

correspond à la zone analysée grâce à la variation de $\delta(t)$. Localement, nous observons un nombre limité de franges d'interférence et déterminons leur contraste. En modifiant le retard créé par la ligne à retard, il est alors possible de déterminer le contraste en fonction du retard τ .

Mesure du contraste via les valeurs minimales et maximales de la puissance

La mesure expérimentale du contraste du système des franges d'interférences correspond à la mesure du taux de modulation de l'éclairement à la sortie de l'interféromètre. Le relevé des franges permet une estimation du contraste de manière directe suivant la formule :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Les termes I_{max} et I_{min} représentent respectivement les valeurs maximale et minimale de la puissance relevée à la sortie de l'interféromètre. La figure 2.7 montre l'interférogramme attendu dans le cas où $I_1 = I_2 = I_0/2$, et $C_{inst} = 1$. La courbe de gauche montre l'interférogramme dans un cas idéal, celle de droite montre le même signal bruité. Nous remarquons que la méthode de calcul du contraste à partir des valeurs I_{max} et I_{min} est mise en défaut lorsque du bruit est significatif. En effet, les fluctuations aléatoires du signal relevé ne permettent plus de définir de manière précise les valeurs des extrema.

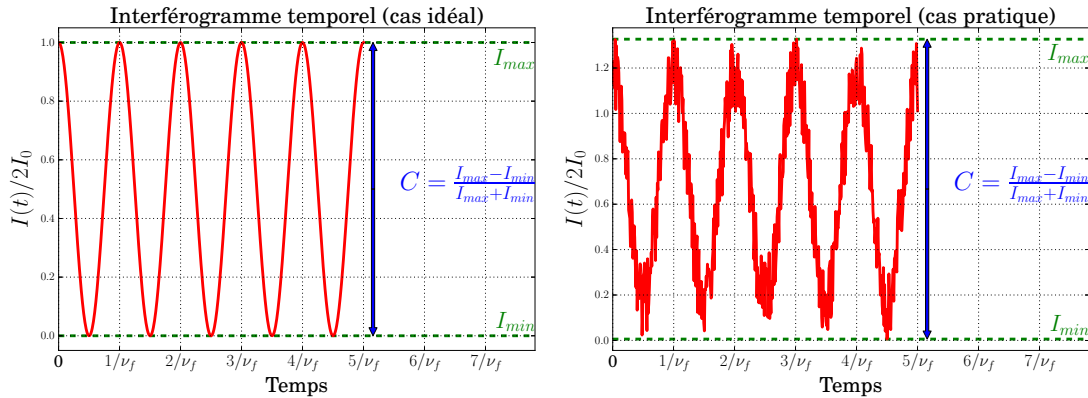


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de calcul du contraste par la mesure de I_{min} et I_{max} dans le cas d'un signal idéal (figure de gauche) et dans le cas d'un signal bruité (figure de droite). La présence du bruit conduit à sur-évaluer la valeur du contraste.

Mesure du contraste via la densité spectrale de puissance

Puisque le bruit empêche de mesurer rigoureusement les valeurs minimale et maximale de la puissance en sortie de l'interféromètre dans le domaine temporel, nous nous plaçons désormais dans le domaine spectral. Comme le montre la figure 2.8, le module au carré de la transformée de Fourier des franges mesurées au cours d'une trame nous permet de déterminer la densité spectrale de puissance $|\tilde{I}|^2(\nu)$ du signal détecté. Le bruit, supposé blanc, étant reporté sur l'ensemble des canaux spectraux, son impact est plus faible sur la mesure effectuée sur un seul canal spectral.

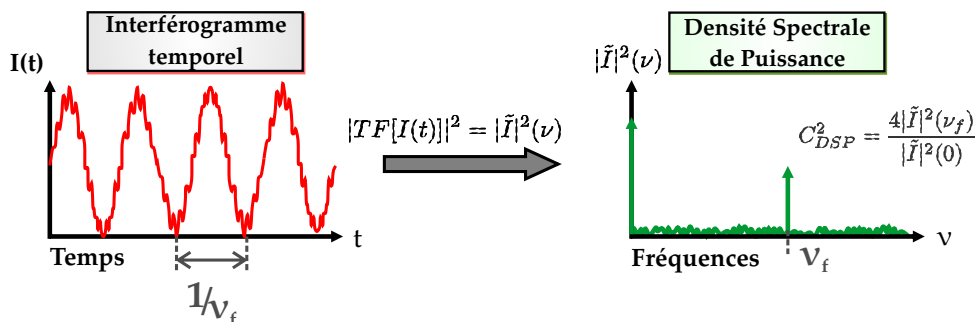


FIGURE 2.8 – Principe de calcul du contraste à partir du relevé expérimental de l'interféromètre.

Le contraste déterminé via la densité spectrale de puissance (notée DSP), noté C_{DSP} s'exprimera en fonction de la densité spectrale de puissance à la fréquence de modulation des franges

$|\tilde{I}|^2(\nu_f)$ et de la densité spectrale de puissance à la fréquence nulle $|\tilde{I}|^2(0)$ de la manière suivante :

$$C_{DSP}^2 = \frac{4 \cdot |\tilde{I}|^2(\nu_f)}{|\tilde{I}|^2(0)} \quad (2.10)$$

L'équation 2.10 fait intervenir un facteur 4 au numérateur. En effet, l'utilisation d'une transformée de Fourier répartie l'énergie détectée temporellement sur les différents canaux spectraux de manière symétrique par rapport à la fréquence nulle. L'énergie correspondant au terme en cosinus à la fréquence ν_f est partagée équitablement entre les canaux correspondant aux fréquences ν_f et $-\nu_f$. Comme nous ne considérerons que le pic à la fréquence ν_f , nous devons faire apparaître numériquement ce facteur 2.

Pour éviter les diminutions du contraste dues aux fluctuations de la phase des franges d'interférence ou à une légère non-linéarité de l'élément mécanique de la fibre, il est possible de sommer les densités spectrales de puissance. En effet, ces perturbations peuvent engendrer un étalement du pic franges sur plusieurs canaux spectraux. Par conséquent, nous déterminerons expérimentalement le contraste de la manière suivante :

$$C_{DSP}^2 = \frac{4 \cdot \sum_{i=k}^n |\tilde{I}|^2(\nu_i)}{|\tilde{I}|^2(0)} \quad (2.11)$$

Nous considérons les canaux correspondant aux fréquences ν_i , pour $i \in \llbracket k; n \rrbracket$, symétriquement répartie autour de ν_f . C'est pourquoi nous considérerons toujours un nombre impair de canaux. Dans la pratique, nous estimerons notre contraste en considérant que le pic franges se répartit entre 3 et 5 canaux.

Remarquons que dans notre cas de figure expérimental, la principale cause de variation du contraste au cours de la mesure en régime de fort flux est le déséquilibre photométrique. Par conséquent, il sera nécessaire de mesurer les niveaux photométriques disponibles sur chacune des voies de l'interféromètre afin de pouvoir corriger la valeur mesurée du contraste du facteur C_{phot} .

2.1.4 Évaluation du contraste des franges d'interférence en régime de comptage de photons

Les mesures que nous désirons effectuer dans un contexte astronomique sont réalisées à partir de sources de faible flux. Les puissances infrarouges mises en jeu à l'entrée de chacun des bras peuvent être inférieure au picowatt. Dans ces conditions, les mesures doivent être effectuées à l'aide d'un module à comptage de photons. Le signal électrique qu'il délivre se présente sous la forme d'impulsions associées à des photo-événements, également appelés "coups". Au cours d'une trame, nous détecterons un "1" lorsqu'un coup sera détecté.

La figure 2.9 montre l'allure typique d'une trame d'acquisition. L'ensemble des coups enregistrés est lié soit au signal scientifique S_{sc} de probabilité p_{sc} que nous cherchons à détecter, soit à différentes sources de bruits S_b de probabilité p_b . À la différence d'une mesure en régime de fort flux, la principale cause d'erreur dans la mesure du contraste sera désormais liée à l'estimation des coups parasites.

Ces coups parasites peuvent être évalués car ils sont les seuls détectés en absence de signal, ils seront appelés dark count et notés $DCEO$. Une partie du dark count est due au bruit électronique du détecteur, il sera appelé dark count électronique. Une autre contribution provient de photons parasites qui viennent se mêler au signal scientifique. Nous nommerons ces derniers dark count optique.

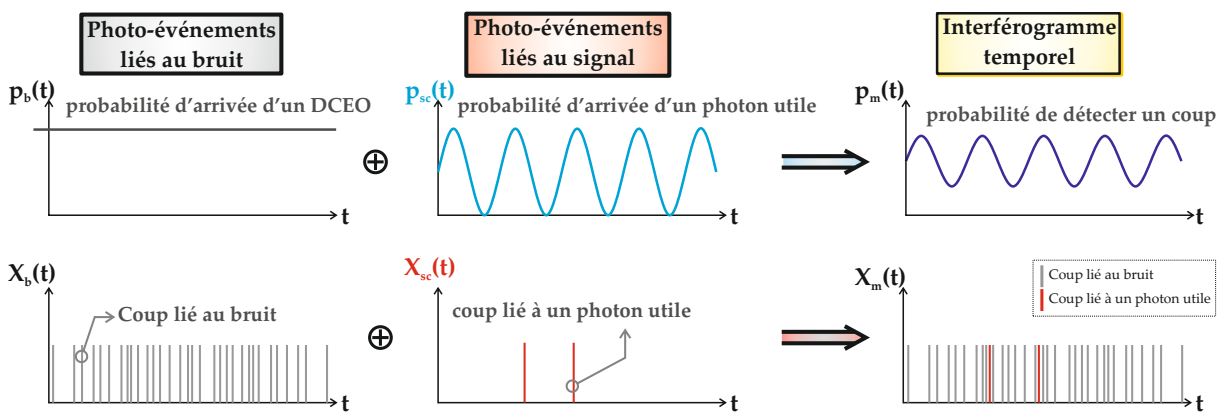


FIGURE 2.9 – Trame temporelle du signal interférométrique et des signaux parasites en régime de comptage de photons. À faible flux et à faible niveau de dark count, la probabilité de détecter un coup est la somme des probabilités de détecter un coup lié au DCEO et de la probabilité de détecter un coup lié au signal utile.

Durant l'acquisition d'une trame à faible flux, la détection d'un coup suit la loi de probabilité : $p_m = p_{sc} + p_b$. Dans le cas d'une mesure en fort flux, nous observons directement en sortie de l'interféromètre la puissance $I(t)$ tel que :

$$I(t) = I_0(1 + C \cdot \cos[\Phi(t)]) \equiv p_{sc}$$

avec : $\Phi(t) = 2\pi\nu_f t + \phi_0(t)$

C est le contraste que nous cherchons à déterminer par la mesure. Il correspond au taux de modulation des franges. ν_f correspond à la fréquence de génération des franges d'interférence. Le terme $\phi_0(t)$ est un terme de phase variant aléatoirement au cours du temps ayant pour origine les différentes perturbations extérieures telles que les instabilités mécaniques ou les effets de turbulence.

Dans le cas d'une observation à faible flux, le nombre restreint de photons disponibles nous impose de réaliser une étude statistique afin de pouvoir caractériser cette fonction de probabilité. Pour pouvoir détecter un nombre suffisant de photons, nous effectuons l'intégration des données sur un grand nombre de trames noté N_T .

La figure 2.10 schématise la démarche suivie pour obtenir une mesure de contraste en régime de comptage de photons :

1. acquisition d'une série de trames de mesures temporelles grâce au module de comptage de photons ;
2. calcul du module au carré de la transformée de Fourier de chacune de ces trames (calcul de la DSP) ;
3. intégration de l'ensemble des DSP acquises.

De cette manière, nous pouvons effectuer l'intégration des pics autour de la fréquence de modulation ν_f et à la fréquence nulle. Nous noterons $DSP(\nu)$ la fonction représentant la somme des densités spectrales de puissance. Le rapport signal à bruit (RSB) est défini comme le rapport entre $C^2 \cdot \langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}^2$ la hauteur du pic à la fréquence de modulation due à la contribution de la source scientifique et $\sigma[DSP(\nu)]$ l'écart-type du bruit blanc réparti sur l'ensemble des canaux spectraux évalué hors de la fréquence nulle et de la fréquence de modulation des franges. Cette

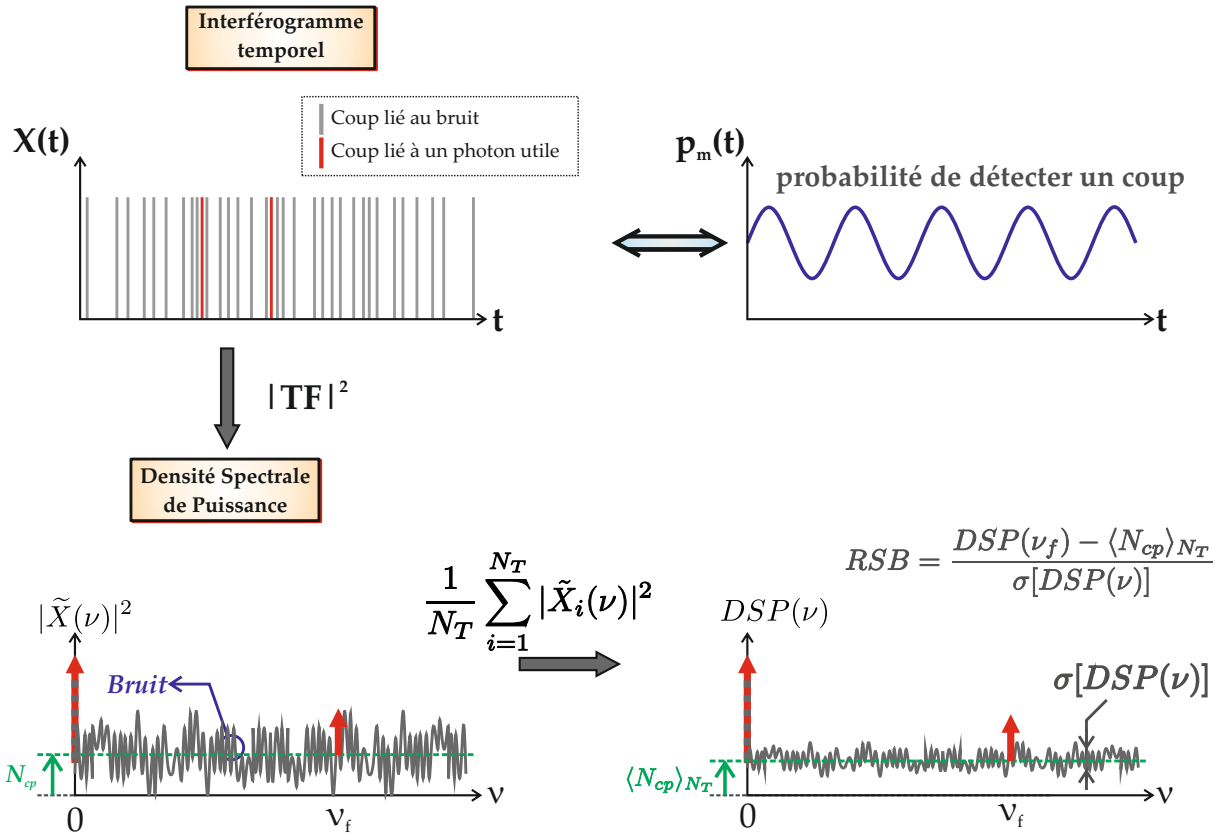


FIGURE 2.10 – Méthode de calcul du contraste en régime de comptage de photons.

méthode d'intégration a pour objet d'augmenter notre rapport signal à bruit.

La figure 2.11 montre l'allure de la DSP que nous obtenons après sommation. La somme des DSP de chacune des N_T trames fait apparaître le terme $\langle N_{cp} \rangle_{N_T}$ qui correspond au nombre moyen de coups total par trame d'acquisition, soit donc :

$$\langle N_{cp} \rangle_{N_T} = \langle N_{h\nu} \rangle_{N_T} + \langle DCEO \rangle_{N_T} \quad (2.12)$$

Ce terme est indépendant de la fréquence. Le pic à la fréquence nulle est proportionnel au carré de la somme du nombre de photons utiles moyen par trame $\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}$ et du nombre de coups liés au dark count électro-optique DCEO. Finalement, à la fréquence nulle et à la fréquence de modulation, nous mesurons :

$$\begin{cases} DSP(0) = \langle |\tilde{X}|^2(0) \rangle_{N_T} = [\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T} + \langle DCEO \rangle_{N_T}]^2 + \langle N_{cp} \rangle_{N_T} \\ DSP(\nu_f) = \langle |\tilde{X}|^2(\nu_f) \rangle_{N_T} = \frac{1}{4} \cdot C^2 \cdot \langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}^2 + \langle N_{cp} \rangle_{N_T} \end{cases}$$

Le contraste et le rapport signal à bruit peuvent être calculés en corrigeant nos mesures du dark count électro-optique et du bruit :

$$\begin{cases} C = \frac{2 \cdot \sqrt{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}}{\sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T} - \langle DCEO \rangle_{N_T}}} \\ RSB = \frac{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}{\sigma[DSP(\nu)]} \end{cases}$$

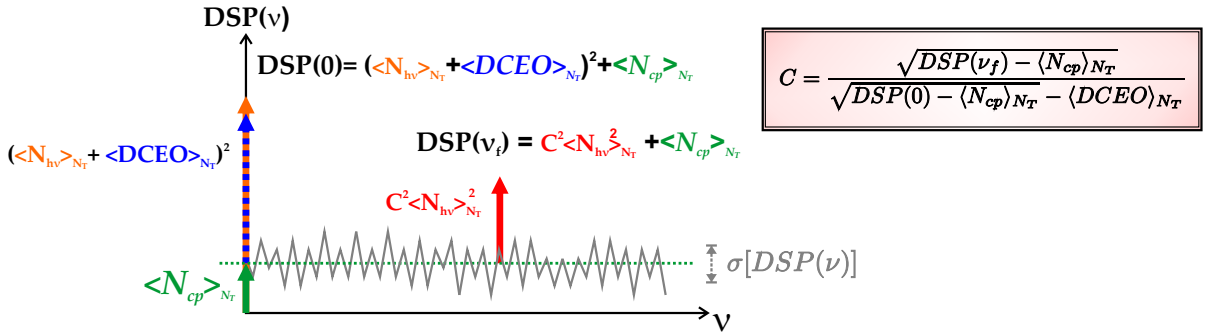


FIGURE 2.11 – Schéma de la somme des densités spectrales de puissance (DSP) du signal interférométrique en régime de comptage de photons. Les termes liés au dark count électro-optique (DCEO) et au nombre de photons issus du signal utile ($N_{h\nu}$) sont présents sur canal spectral lié à la fréquence nulle. Le terme lié au bruit (N_{cp}) est présent sur l'ensemble des canaux spectraux.

Expérimentalement, nous mesurons les valeurs de $DSP(\nu_f)$, $DSP(0)$ et $\langle N_{cp} \rangle_{N_T}$. De plus nous pouvons mesurer $\langle DCEO \rangle_{N_T}$ en relevant le nombre de photons détectés sans signal à l'entrée de l'interféromètre,. Remarquons que cette mesure est réalisée de manière différée.

De la même façon que pour une mesure en fort flux, nous devons corriger la valeur du contraste du terme de déséquilibre photométrique. Nous devons donc estimer le niveau photométrique I_i pour chacun des bras i de l'interféromètre à chaque mesure. Nous calculons ensuite le terme correctif :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$$

Le contraste corrigé du déséquilibre photométrique s'écrit : $C_{corr} = \frac{C}{C_{phot}}$.

2.2 Principe de l'effet non linéaire de somme de fréquences

La possibilité de non linéarités dans l'interaction entre le champ électromagnétique et la matière a été envisagée théoriquement dès la fin des années 1920, notamment par Paul Dirac. Cependant les interactions lumière matière n'ont formé un domaine d'étude nouveau qu'à partir de l'invention de laser en 1960. L'optique non linéaire est l'ensemble des phénomènes qui résultent de la non-linéarité de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique du domaine optique. Il est alors possible de générer des champs à de nouvelles fréquences, comme par exemple dans le cas du doublage de fréquence.

Cette section a pour but d'aborder certains éléments théoriques concernant le processus de génération de somme de fréquences. Ne seront traitées ici que les notions utiles dans le cadre de la mise en place d'un interféromètre à somme de fréquences. Les compléments théoriques sont détaillés dans la référence [Boyd 03].

2.2.1 Principe général de la génération de somme de fréquences

La propagation d'une onde optique peut être traitée comme comme la propagation du champ électrique \vec{E} qui lui est associé et qui obéit aux équations de Maxwell. La propagation du champ électrique au sein d'un milieu diélectrique génère une densité de polarisation \vec{P} . De manière générale, cette densité de polarisation est définie comme suit :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \underline{\chi} \vec{E} \quad (2.13)$$

ε_0 représente la permittivité du vide, $\underline{\chi}$ est le tenseur de susceptibilité du milieu de propagation. Les effets non linéaires sont perceptibles dans des milieux diélectriques lorsque le champ \vec{E} associé à l'onde qui s'y propage est très intense. Dans le cas d'une propagation au sein d'un milieu non linéaire, l'expression 2.13 peut être développée sous forme d'une série de Taylor tensorielle :

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(i)} \vec{E}^i = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (2.14)$$

$\underline{\chi}^{(i)}$ représente le tenseur d'ordre i de susceptibilité. Remarquons que lorsque $i = 1$, il s'agit des effets linéaires, et pour $i \geq 2$, il s'agit d'effets non linéaires. Le champ électrique associé à l'onde lumineuse se propageant au sein du cristal génère localement une déformation du nuage électronique, impliquant de fait une réponse non linéaire du milieu. Les effets non linéaires pouvant être générés dans un milieu diélectrique dépendent des propriétés de symétrie de celui-ci. D'après l'équation 2.14, nous pouvons écrire le vecteur de polarisation comme la somme des effets linéaires et non linéaires :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \vec{E} + \vec{P}_{NL} \quad (2.15)$$

Dans le cadre du projet ALOHA, nous nous intéressons au processus de génération de somme de fréquences, noté SFG (Sum Frequency Generation), qui est un phénomène non linéaire du deuxième ordre. La génération de somme de fréquences consiste à faire interagir un champ \vec{E}_s à la fréquence ν_s , que nous appellerons «signal», avec un champ \vec{E}_p à la fréquence ν_p , que nous appellerons «pompe». Nous cherchons ainsi à générer un champ \vec{E}_c à la fréquence $\nu_s + \nu_p$, que nous appellerons «converti». Le vecteur de polarisation non linéaire peut alors s'écrire :

$$\vec{P}_{NL}(\nu_s + \nu_p) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \vec{E}_s \vec{E}_p \quad (2.16)$$

Par la suite, nous utiliserons systématiquement les indices c , s et p afin de désigner les grandeurs respectivement associées au converti, au signal et à la pompe.

Le processus de somme de fréquences est un processus instantané. Le choix de notre équipe de mettre en place un processus de somme de fréquences a été motivé par le fait que celui-ci ne génère aucun bruit intrinsèque. En effet, la conversion de fréquence ne peut se faire qu'en présence de l'onde signal [Louisell 61]. De plus, ce processus n'est soumis à aucun effet de seuil. Comme le montre l'équation 2.16, il apparaît dès qu'un champ E_s et un champ E_p sont mis en présence dans le milieu non linéaire, quelle que soit la puissance du signal. Ceci nous assure la possibilité de l'utiliser avec de très faibles flux. Nous sommes typiquement capables de réaliser des mesures en régime de comptage de photons.

Dans le contexte de ces travaux de thèse, le signal correspond au champ émis par une source stellaire émettant à la longueur d'onde voisine de $3.39 \mu\text{m}$. La pompe est une onde optique

de forte puissance délivrée par un laser émettant à une longueur d'onde accordable autour de 1064 nm. Grâce à l'apport d'énergie délivré par la pompe, le processus de somme de fréquences permet de transposer le signal issu du moyen infrarouge vers le proche infrarouge à une longueur d'onde proche de 810 nm. La condition de conservation de l'énergie implique que la totalité de l'énergie apportée par chacun des deux photons incidents sera transmise au nouveau photon. Comme le montre le schéma de la figure 2.12, les quantités d'énergie sont conservées. En notant respectivement \mathcal{E}_c , \mathcal{E}_s et \mathcal{E}_p les énergies correspondant à un photon converti, un photon signal et un photon de pompe, la condition de conservation de l'énergie s'exprime de la manière suivante :

$$\mathcal{E}_c = \mathcal{E}_p + \mathcal{E}_s \iff \nu_c = \nu_p + \nu_s \quad (2.17)$$

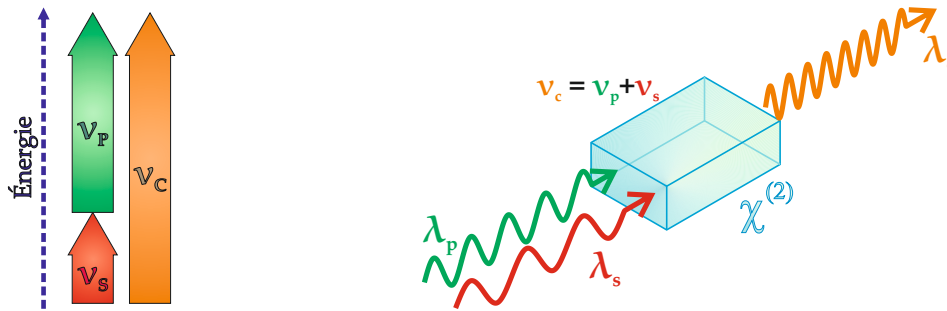


FIGURE 2.12 – Principe de conservation de l'énergie. L'ensemble de l'énergie apportée par le photon signal et le photon de pompe est transmise au photon converti.

Au cours du processus, l'onde convertie est produite progressivement tout au long du cristal, ce qui signifie qu'elle résulte de la superposition des ondelettes créées localement. En sortie du cristal, l'onde résultante est la superposition cohérente de toutes ces ondelettes. Soient $k_{\{c,s,p\}}$ les vecteurs d'ondes associés à ces trois champs, nous pouvons écrire le désaccord en phase des trois ondes :

$$\Delta k = k_p + k_s - k_c \quad (2.18)$$

2.2.2 Conditions expérimentales nécessaires à la création d'un processus de conversion efficace

Le matériau que nous avons choisi dans le cadre du projet ALOHA est le Niobate de Lithium. Ses principales caractéristiques sont reportées dans le tableau 2.1. Ce matériau est à la fois trans-

parent aux trois longueurs d'onde : converti, signal et pompe. De plus sa bande de transparence

Formule chimique	LiNbO ₃
Transparence (nm)	350 - 4500
Coefficient non linéaire (pm/V)	$d_{33} = 25.2$
Absorption (dB · m ⁻¹)	1.7

Tableau 2.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques principales du Niobate de Lithium. Toutes les valeurs sont données pour la longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm et la température $T = 293$ K [Nikogosyan 05].

est large, ceci permet d'obtenir des différences de longueurs d'onde importantes entre la pompe, le signal et le signal converti. Ceci facilite ainsi le filtrage spectral pour séparer le signal utile des signaux parasites tels que les résidus de pompe et de signal en sortie de cristal.

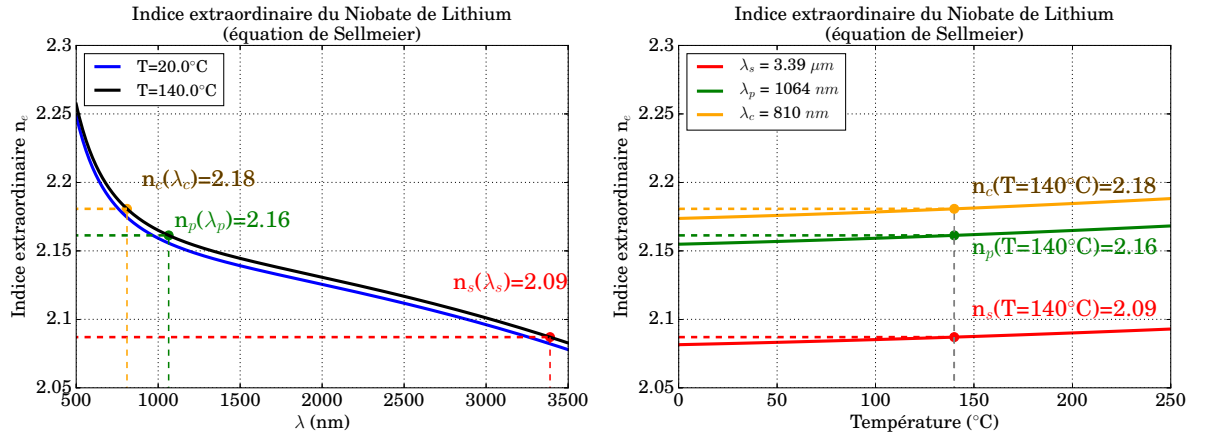


FIGURE 2.13 – Courbe d'évolution de l'indice extraordinaire du Niobate de Lithium en fonction de la longueur d'onde (à gauche) et en fonction de la température (à droite). Notation : Les indices c , s et p désignent respectivement le converti, le signal et la pompe.

La figure 2.13 montre les courbes d'évolution de l'indice extraordinaire du Niobate de Lithium en fonction de la longueur d'onde, et en fonction de la température. Ces courbes sont obtenues à partir des équations de Sellmeier [Jundt 97]. Celles-ci sont valables pour les longueurs d'onde comprises entre $0.4 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$, pour des températures comprises entre 20°C et 250°C . L'influence de la température sur l'indice de réfraction montre la nécessité de contrôler la température du cristal.

Le tenseur de susceptibilité $\chi^{(2)}$ peut être réduit à une matrice 3×6 du fait de la présence de symétries. En écrivant l'équation 2.16 sous la forme matricielle, nous obtenons l'expression

suivante :

$$\begin{pmatrix} P_x(\nu_c) \\ P_y(\nu_c) \\ P_z(\nu_c) \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \cdot \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \underline{E}_x(\nu_s) \cdot \underline{E}_x(\nu_p) \\ \underline{E}_y(\nu_s) \cdot \underline{E}_y(\nu_p) \\ \underline{E}_z(\nu_s) \cdot \underline{E}_z(\nu_p) \\ \underline{E}_y(\nu_s) \cdot \underline{E}_z(\nu_p) + \underline{E}_z(\nu_s) \cdot \underline{E}_y(\nu_p) \\ \underline{E}_x(\nu_s) \cdot \underline{E}_z(\nu_p) + \underline{E}_z(\nu_s) \cdot \underline{E}_x(\nu_p) \\ \underline{E}_x(\nu_s) \cdot \underline{E}_y(\nu_p) + \underline{E}_y(\nu_s) \cdot \underline{E}_x(\nu_p) \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

x , y et z correspondent aux axes cristallographiques, comme le montre la figure 2.14.

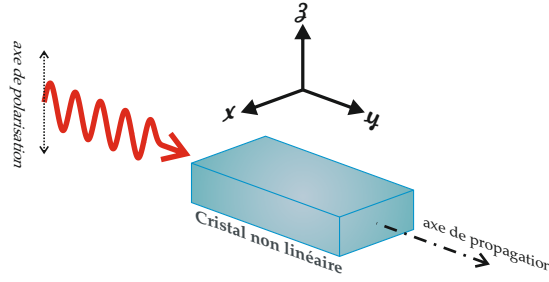


FIGURE 2.14 – Schéma représentatif des axes x , y et z associés au cristal de Niobate de Lithium.

Si nous utilisons au cours de nos travaux une pompe polarisée suivant l'axe z du cristal. L'équation 2.19 se réduit alors à :

$$\begin{cases} P_x(\nu_c) = 4\varepsilon_0 \cdot d_{15} \cdot \underline{E}_x(\nu_s) \cdot \underline{E}_z(\nu_p) \\ P_y(\nu_c) = 0 \\ P_z(\nu_c) = 4\varepsilon_0 \cdot d_{33} \cdot \underline{E}_z(\nu_s) \cdot \underline{E}_z(\nu_p) \end{cases}$$

Le coefficient non linéaire du tenseur de susceptibilité $\chi^{(2)}$ le plus important dans le cas du Niobate de Lithium est le d_{33} . Le coefficient non linéaire d_{15} lui est inférieur d'un facteur 5, soit donc un facteur 25 sur les intensité pouvant être générées [Dmitriev 97]. Dans ces conditions, nous pouvons considérer que le signal converti sera également polarisé suivant l'axe z du cristal.

La propagation des ondes lumineuses au sein du Niobate de Lithium est conditionnée par :

- **le caractère dispersif du matériau** : celui-ci indique que l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde du matériau. Cette caractéristique impose les vitesses de phase pour chacune des ondes dans le cristal ;

- **le caractère biréfringent du matériau** : celui-ci indique que l'indice de réfraction du matériau dépend de la direction de polarisation de l'onde qui s'y propage.

L'ensemble de ces caractéristiques contraint fortement la possibilité d'obtenir la condition d'accord de phase.

La figure 2.15 illustre la différence entre la propagation des ondes pompe et signal dans un cristal de Niobate de Lithium avec ou sans accord de phase.

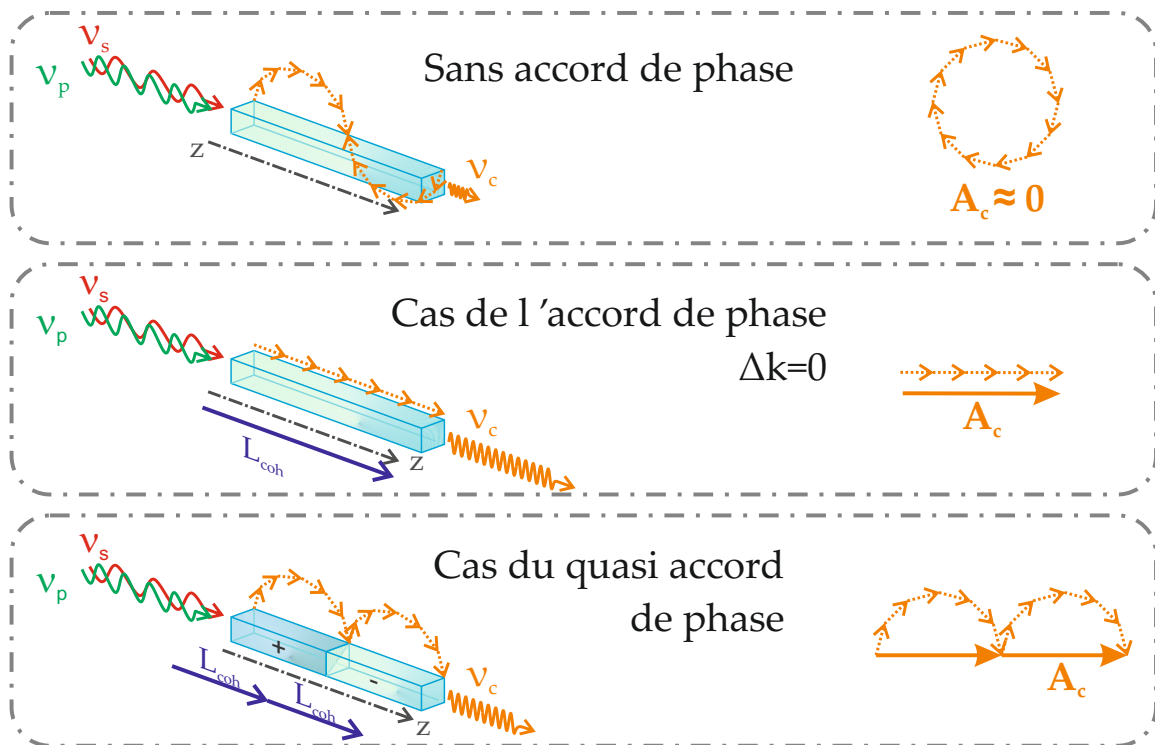


FIGURE 2.15 – Principes d'accord de phase et de quasi accord de phase au sein d'un cristal non linéaire.

L'évolution de l'amplitude A_c du champ électrique associé au signal converti est représentée sur cette figure via des vecteurs de Fresnel associés. La première illustration montre le cas sans accord de phase ($\Delta k \neq 0$). Les vecteurs résultants des différentes contributions locales dans le cristal non linéaire au cours de la propagation des ondes vont s'additionner de manière constructive tant que la distance de propagation n'excède pas la longueur de cohérence du cristal L_{coh} . Au-delà de cette longueur, les contributions des vecteurs deviennent destructives. Dans ces conditions, le processus de conversion ne peut pas être efficace. Le deuxième cas présenté correspond au cas idéal pour lequel les ondes pompe, signal et converti respectent la condition d'accord

de phase ($\Delta k = 0$). Les champs convertis localement générés se somment de façon constructive tout au long de leur propagation au sein du cristal. L'onde convertie résultante a une grande amplitude. Cependant, les caractères anisotropique et biréfringent du Niobate de Lithium ne permettent d'obtenir la condition d'accord de phase parfait pour un alignement des polarisations rectilignes des ondes signal et pompe incidentes sur le cristal [Büchter 10b].

Afin de palier ce problème, nous pouvons utiliser un cas intermédiaire appelé quasi-accord de phase [Hum 07]. Ce cas correspond au dernier cas présenté en figure 2.15. Celui-ci permet de générer un processus de somme de fréquences tout en bénéficiant du coefficient d_{33} . Dans le cas du quasi accord de phase, l'expression de Δk devient :

$$\Delta k = \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + \frac{2\pi n_s}{\lambda_s} - \frac{2\pi n_c}{\lambda_c} + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (2.20)$$

Λ correspond à la période d'inversion de domaine, également appelé période de poling. Les cristaux de Niobate de Lithium bénéficiant d'un poling sont appelés PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Ce type de cristal a subi une modification de sa structure en introduisant une inversion périodique de ses domaines ferroélectriques avec une période $\Lambda = 2 \cdot L_{coh}$. Pour chaque inversion de domaine, le changement de signe du coefficient $\chi^{(2)}$ induit un déphasage supplémentaire de π entre les ondes générées localement dans le cristal, permettant de compenser le phénomène de glissement de phase entre ces ondes. Les ondes signal et pompe présenteront des polarisations rectilignes alignées suivant un même axe. L'ensemble des contributions locales du signal converti s'additionnent alors de façon constructive mais non optimale tout au long de leur propagation au sein du cristal.

Enfin, lorsque nous réalisons un processus de somme de fréquences via un quasi accord de phase, le coefficient non linéaire que nous sollicitons correspond au premier ordre de la décomposition en série de Fourier de l'inversion des domaines ferroélectriques sur le cristal. Nous avons donc :

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} \cdot d_{33} \quad (2.21)$$

Finalement, nous sommes capables d'obtenir une relation de phase entre les ondes pompe, signal et converti permettant à l'onde convertie de croître de façon constructive au cours de

la propagation à l'intérieur du PPLN. La condition de quasi accord de phase nous permet de réaliser le processus de somme de fréquences en sollicitant le coefficient le plus élevé du tenseur de susceptibilité non linéaire.

Les cristaux dont nous disposons ont été fournis par l'équipe de Wolfgang Sohler de l'Université de Paderborn en Allemagne, dans le cadre d'une collaboration [Büchter 10b]. Ces cristaux de PPLN disposent de guides d'ondes unimodaux inscrits à leur surface. Ces guides sont obtenus par diffusion de titane, d'où leur dénomination de Ti :PPLN. Idéalement, la présence de guides d'ondes inscrits au sein du PPLN permet d'obtenir :

- une longueur d'interaction égale à la longueur du guide ;
- un confinement plus important des champs électriques sur une surface réduite ;
- un recouvrement modal optimisé par la propagation des champs permettant une interaction accrue.

Cependant, les guides obtenus par diffusion de titane sont des éléments à guidage faible. La différence d'indice entre le niobate de lithium et la partie où le titane se diffuse est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ à 1064 nm. Par conséquent, les largeurs de modes spatiaux seront très différentes à 3.39 μm et à 1064 nm. Cet aspect limite donc le recouvrement des modes spatiaux de la pompe et du signal, et donc l'efficacité de conversion.

2.2.3 Courbe d'efficacité de conversion

Considérons A_p , A_s et A_c les amplitudes complexes des champs électriques des ondes pompe, signal et converti. Les champs électriques associés sont respectivement notés E_p , E_s et E_c , et sont définis par $E_i = A_i \cdot e^{j \cdot k_i \cdot z}$, où k_i est la norme du vecteur d'onde associé au champ E_i . Nous pouvons décrire l'évolution de l'amplitude de ces champs au cours de leur propagation dans le milieu non linéaire suivant l'axe z par un système d'équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{dA_p}{dz} = j \cdot \frac{2 \cdot d_{eff} \cdot \omega_p^2}{k_p \cdot c^2} \cdot A_c \cdot A_s^* \cdot e^{-j \Delta k \cdot z} \\ \frac{dA_s}{dz} = j \cdot \frac{2 \cdot d_{eff} \cdot \omega_s^2}{k_s \cdot c^2} \cdot A_c \cdot A_p^* \cdot e^{-j \Delta k \cdot z} \\ \frac{dA_c}{dz} = j \cdot \frac{2 \cdot d_{eff} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} \cdot A_p \cdot A_s \cdot e^{j \Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (2.22)$$

ω_i représente la pulsation de l'onde définie telle que $\omega_i = 2\pi\nu_i$. $\Delta k = k_p + k_s - k_c - \frac{2\pi}{\Lambda}$ représente le désaccord en phase. En considérant les hypothèses suivantes :

- l'enveloppe de ces ondes est lentement variable au cours de leur propagation dans le cristal non linéaire ;
- il s'agit d'un régime de faible conversion : les amplitudes A_p et A_s des champs électriques des ondes pompe et signal sont constantes entre l'entrée et la sortie du milieu, c'est-à-dire qu'il n'y a ni déplétion de la pompe ni déplétion du signal.

Les équations couplées régissant la propagation des trois ondes mises en jeu s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{dA_p}{dz} = 0 \\ \frac{dA_s}{dz} = 0 \\ \frac{dA_c}{dz} = j \cdot \frac{2 \cdot d_{eff} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} \cdot A_p \cdot A_s^* \cdot e^{j\Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (2.23)$$

Lorsque $\Delta k = 0$ la condition d'accord de phase est satisfaite. L'amplitude du champ électrique de l'onde convertie A_c croît alors de manière linéaire suivant l'axe z au sein du cristal. Toute les ondelettes générées localement se superposent de manière quasi-cohérente. Par conséquent, la puissance du signal convertie augmente de manière quadratique au cours de cette propagation. La puissance convertie disponible à la sortie d'un cristal de longueur L est calculée de la manière suivante :

$$I_c = 2n_c \cdot \varepsilon_0 \cdot c \cdot \left| \int_0^L dA_c \right|^2 \quad (2.24)$$

Nous pouvons en déduire l'expression du rendement en puissance η de ce processus en fonction des puissances convertie (I_c) et signal (I_s) :

$$\eta(\nu_s, \nu_p) = \frac{I_c}{I_s} = \frac{8d_{eff}^2 \omega_c^2 I_p}{n_c n_s n_p \varepsilon_0 c^2} \cdot L^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (2.25)$$

Le rendement de conversion en puissance est exprimé en fonction de la puissance de pompe I_p auquel il est directement proportionnel. Le rendement en puissance est également proportionnel

à la longueur d'interaction L élevée au carré. Il s'exprime le plus souvent de manière normalisée :

$$\eta_{norm}(\nu_s, \nu_p) = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (2.26)$$

Le meilleur rendement de conversion est obtenu lorsque $\Delta k = 0$. La largeur à mi-hauteur du lobe principal de cette fonction s'appelle l'acceptance spectrale. Elle diminue lorsque la longueur L augmente. Le premier zéro de cette fonction est obtenue lorsque :

$$\frac{\Delta k L}{2} = \pi \iff \Delta k = \frac{2\pi}{L} \quad (2.27)$$

Cela signifie que si le signal possède un spectre large, le processus devient plus sélectif spectralement si L augmente.

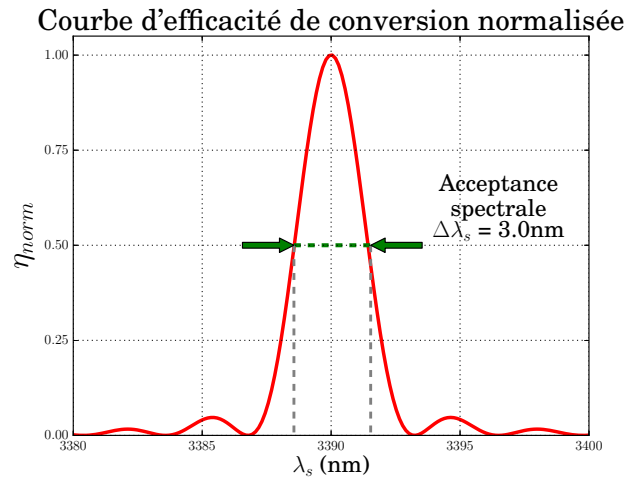


FIGURE 2.16 – Courbe simulée à partir de l'équation 2.26 de l'acceptance spectrale à $3.39 \mu\text{m}$ pour une température de $140 \text{ }^\circ\text{C}$, une longueur d'onde de pompe de 1064 nm , une longueur de cristal de 90 mm et un poling de $21.8 \mu\text{m}$, conformément aux caractéristiques fournies par l'équipe de Wolfgang Sohler. La largeur de l'acceptance spectrale vaut ici $\Delta\lambda_s = 3.0 \text{ nm}$.

La figure 2.16 présente la courbe d'efficacité de conversion normalisée simulée. Cette simulation a été effectuée à partir des valeurs caractéristiques des cristaux que nous utilisons, présentés dans les sections suivantes. Nous pouvons observer que le processus de somme de fréquences a un effet de filtrage sur le spectre d'entrée. La conversion n'a lieu que pour une bande spectrale réduite du signal infrarouge incident.

Aperçu des différentes technologies de réalisation de guide au sein des cristaux

Cette section a pour but de donner un aperçu de différentes technologies utilisées pour la réalisation de guide inscrits dans des cristaux non linéaires. Ceci s'appuie en grande partie sur le travail de thèse de Romain Baudoin [Baudoin 14].

Dans le cas du projet ALOHA, l'utilisation de PPLN munis de guides d'ondes permet d'améliorer les performances des processus non linéaires, tant en terme d'efficacité de conversion qu'en terme de filtrage spatial. De plus, nous obtenons une longueur d'interaction égale à la longueur du cristal. Les guides sont généralement rectangulaires² et dimensionnés de manière à être unimodaux spatialement. Dans le cas d'un travail à la longueur d'onde de $3.39 \mu\text{m}$, leur largeur est de l'ordre de $20 \mu\text{m}$.

Les cristaux de PPLN utilisés au laboratoire au cours de ce travail de thèse disposent de guides obtenus par diffusion de titane. Le principe de la diffusion du titane dans le Niobate de Lithium (Ti :LN) repose sur plusieurs étapes [Schmidt 74, Büchter 09] :

1. Une empreinte des guides est réalisée grâce à un masque de résine photo-résistante.
2. Le composant est recouvert d'une fine couche de titane obtenue par évaporation.
3. Le composant est placé dans un four à $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ afin de diffuser le titane dans le Niobate de Lithium.

La différence d'indice entre le Niobate de Lithium et le Ti :LN permet le guidage de la lumière pour des modes de polarisation TE et TM. Cette technologie est couramment désignée par l'acronyme Ti :PPLN.

Dans le cadre du développement du projet ALOHA à 1550 nm , une autre technologie de guide a été testée. Il s'agit de guides mécaniques appelés «ridge guide», ou par déformation «PPLN ridge». Ces guides tirent leur nom de leur forme qui permet d'utiliser la différence d'indice entre l'air et le composant pour guider les champs.

Plusieurs méthodes existent pour ce type de guides. Celle utilisée par un de nos fournisseurs de PPLN consiste à utiliser deux wafers de LN [Nishida 03a]. Le premier, non dopé sert de guide PPLN, le second dopé MgO est utilisé en tant que substrat. Une fois la période de poling A

2. selon la technologie de fabrication

inscrite dans le wafer non dopé, les deux wafers sont soudés l'un à l'autre à une température de 500 °C. La partie PPLN est polie jusqu'à une épaisseur de 9 μm , puis des sillons sont sciés pour laisser apparaître les guides en forme de crête. Ceux-ci ont une hauteur et une largeur de quelques micromètres.

Ce type de technologie permet de guider des modes TM et TE. Dans les conditions de guidage fort, les largeurs des modes spatiaux aux différentes longueurs d'onde sont quasiment identiques. De plus, ces guides s'avèrent être moins sensibles aux effets photoréfractifs à température ambiante. Les effets photoréfractifs ont pour conséquence de modifier localement l'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage la lumière. Par conséquent, les conditions de quasi accord de phase sont modifiées, ceci se traduit par une dégradation de la courbe d'efficacité de conversion.

2.3 Compatibilité de l'optique non linéaire et de l'analyse de cohérence

L'interféromètre à somme de fréquences combine la technique de l'interférométrie avec l'optique non linéaire. Il a pour objectif de faire l'analyse de la cohérence mutuelle dans le domaine infrarouge en analysant le signal converti. Dans ce cas de figure, le signal moyen infrarouge à analyser est couplé à un laser de pompe afin de générer un signal converti via le processus non linéaire de somme de fréquences. Pour cela, nous injecterons dans chacun des deux bras du montage le signal source que nous souhaitons analyser et un signal de pompe monochromatique. Le processus de somme de fréquences sera réalisé de manière indépendante et simultanée sur chacun des bras.

La corrélation des champs sera ensuite effectuée au niveau des signaux convertis. Par conséquent, les deux processus de somme de fréquences devront être identiques sur chacun des deux bras pour ne pas entacher leur degré de corrélation. Nous devons donc utiliser le même signal de pompe, et obtenir la même courbe d'efficacité de conversion pour chacun des processus. Le recouvrement de ces deux courbes devra être optimisé en jouant sur les températures des différents cristaux. La figure 2.17 montre le schéma de principe de ce montage que nous proposons

de mettre en place.

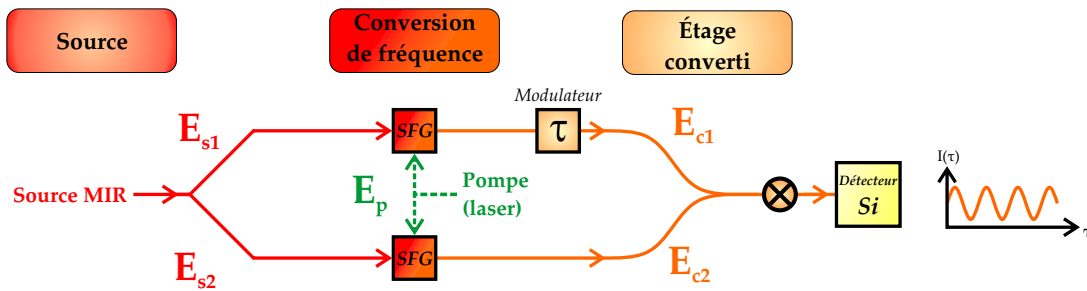


FIGURE 2.17 – Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences. La source moyen infrarouge est séparée vers les deux voies de l'interféromètre. Les champs correspondant E_{s1} et E_{s2} se propagent respectivement sur les bras 1 et 2. Ils sont convertis de manière indépendante, à partir de la même source de pompe. Les champs E_{c1} et E_{c2} générés sur chacun des bras du montage sont ensuite mélangés. La détection des franges d'interférence en fin de montage est réalisée dans le domaine du proche infrarouge, à 810 nm.

Pourquoi les propriétés de cohérence sont-elles conservées ?

Nous allons montrer sur un exemple pourquoi il est possible d'obtenir la conservation de la cohérence mutuelle dans un interféromètre à somme de fréquences. Lors du processus de somme de fréquences, une partie du spectre large bande du signal moyen infrarouge est sélectionné, comme le montre la figure 2.18. Prenons le cas d'un champ d'entrée noté E_s dont la densité

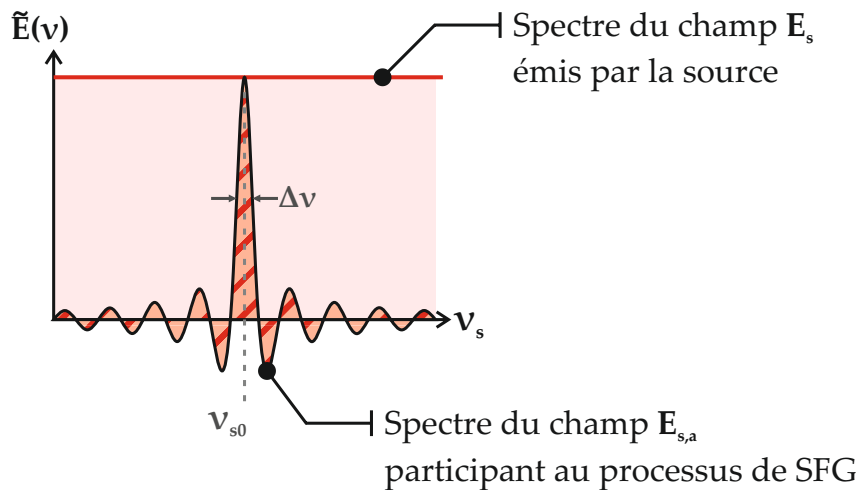


FIGURE 2.18 – Illustration de l'effet de filtrage spectral lié au processus de somme de fréquences.

spectrale de puissance est constante sur une largeur spectrale très grande devant la largeur de l'acceptance spectrale de nos PPLN. L'ensemble des champs que nous traiterons au cours de cette

section seront normalisés. En considérant une pompe monochromatique, le champ élémentaire converti dE_c peut s'exprimer en fonction du champ électrique E_p associé à la pompe, du champ électrique associé au signal dE_s et de l'efficacité de conversion normalisée $\eta_{norm}(\nu_s)$ exprimée en fonction de la fréquence signal ν_s .

$$d\underline{E}_c = \eta_{norm}(\nu_s) \cdot d\underline{E}_s \cdot \underline{E}_p \cdot d\nu_c \quad (2.28)$$

Puisque nous considérons une pompe monochromatique de fréquence ν_p , d'après la loi de conservation de l'énergie nous avons :

$$\nu_c = \nu_p + \nu_s \xrightarrow{\nu_p = \text{cte}} d\nu_c = d\nu_s \quad (2.29)$$

Comme nous considérons une source naturelle incohérente, chaque composante spectrale du signal est convertie de manière indépendante. Le champ converti normalisé peut donc s'exprimer de la manière suivante :

$$\underline{E}_c(t) = \int d\underline{E}_c = \int \text{sinc} \left(\frac{\pi \cdot (\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) \cdot e^{j\varphi_s(\nu_s)} \cdot e^{j2\pi(\nu_s + \nu_p)t} \cdot d\nu_s \quad (2.30)$$

$$\underline{E}_c(t) = e^{j2\pi\nu_p t} \cdot \int \text{sinc} \left(\frac{\pi \cdot (\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) \cdot e^{j\varphi_s(\nu_s)} \cdot e^{j2\pi\nu_s t} \cdot d\nu_s \quad (2.31)$$

Le terme $\varphi_s(\nu_s)$ représente la phase de la composante élémentaire dE_s du champ signal à la fréquence ν_s . Remarquons que dans le cas général d'un champ émis par une source naturelle, de type corps noir, la phase $\varphi_s(\nu_s)$ sera aléatoire. Nous noterons $E_{s,a}$ le signal infrarouge sélectionné par le processus de somme de fréquences, c'est-à-dire le signal infrarouge utile. Celui-ci s'exprime de la manière suivante :

$$d\underline{E}_{s,a} = \eta_{norm}(\nu_s) \cdot d\underline{E}_s \cdot d\nu_s$$

$$\underline{E}_{s,a}(t) = \int \text{sinc} \left(\frac{\pi \cdot (\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) \cdot e^{j\varphi_s(\nu_s)} \cdot e^{j2\pi\nu_s t} \cdot d\nu_s$$

Le terme $\text{sinc} \left(\frac{\pi \cdot (\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right)$ provient du filtrage spectral lié au processus de somme de fréquences, comme l'illustre la figure 2.19. Le champ électrique associé au signal converti peut s'exprimer,

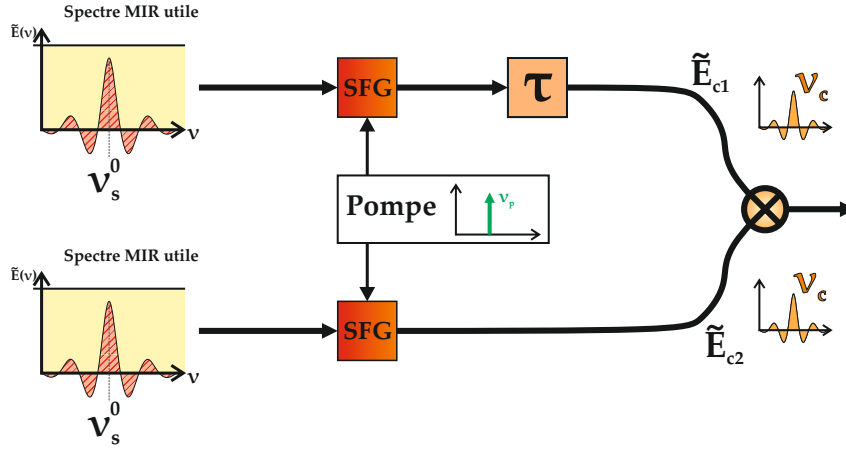


FIGURE 2.19 – Schéma de principe du fonctionnement de l'interféromètre à somme de fréquences en large bande.

dans ce cas, comme le produit des champs associés à la pompe et au signal moyen infrarouge utile : $\underline{E}_c(t) = \underline{E}_{s,a}(t) \cdot \underline{E}_p$. Dans le cas de l'interféromètre à somme de fréquences ALOHA, nous observons la corrélation des champs convertis issus de chacun des bras de l'interféromètre, comme le montre la figure 2.19. Nous avons donc par définition :

$$\underline{E}_{c1} \otimes \underline{E}_{c2} \stackrel{\text{déf.}}{=} \int \underline{E}_{c1}(t) \cdot \underline{E}_{c2}^*(t - \tau) \cdot dt \quad (2.32)$$

En combinant les équations (2.32) et (2.31), nous pouvons exprimer la corrélation des champs convertis de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \underline{E}_{c1} \otimes \underline{E}_{c2} = & \int \left[e^{j2\pi\nu_p t} \int \text{sinc} \left(\frac{\pi(\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) e^{j\varphi_s(\nu_s)} e^{j2\pi\nu_s t} d\nu_s \right. \\ & \left. \cdot e^{-j2\pi\nu_p(t-\tau)} \int \text{sinc} \left(\frac{\pi(\nu'_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) e^{-j\varphi_s(\nu'_s)} e^{-j2\pi\nu'_s(t-\tau)} d\nu'_s \right] dt \end{aligned} \quad (2.33)$$

Au sein de l'équation (2.33), nous pouvons identifier les deux expressions suivantes :

$$\underline{E}_{s1,a}(t) = \int \text{sinc} \left(\frac{\pi(\nu_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) e^{j\varphi_s(\nu_s)} e^{j2\pi\nu_s t} d\nu_s \quad (2.34)$$

$$\underline{E}_{s2,a}^*(t - \tau) = \int \text{sinc} \left(\frac{\pi(\nu'_s - \nu_{s0})}{\Delta\nu} \right) e^{-j\varphi_s(\nu'_s)} e^{-j2\pi\nu'_s(t-\tau)} d\nu'_s \quad (2.35)$$

Nous obtenons donc l'égalité :

$$\underline{E}_{c1} \otimes \underline{E}_{c2} = e^{j2\pi\nu_p\tau} \cdot \int \underline{E}_{s1,a}(t) \cdot \underline{E}_{s2,a}^*(t - \tau) \cdot dt \quad (2.36)$$

Nous pouvons en déduire l'expression suivante :

$$\underline{E}_{c1} \otimes \underline{E}_{c2} = e^{j2\pi\nu_p\tau} \cdot \underline{E}_{s1,a} \otimes \underline{E}_{s2,a} \quad (2.37)$$

Finalement, d'après l'équation (2.37), la corrélation des champs convertis correspond à la corrélation des champs issus de la source moyen infrarouge que nous cherchons à analyser. La pompe nécessaire au processus de somme de fréquences génère un terme de phase supplémentaire constant au cours du temps. Celui-ci dépend du retard τ . Ceci ne détériore pas la fonction de visibilité de l'objet observé. Nous pouvons donc nous attendre à observer la conservation de la cohérence temporelle dans le cas où la source de pompe est considérée comme monochromatique, c'est-à-dire n'émettant qu'une seule longueur d'onde.

Premières démarches expérimentales dans le cadre du projet ALOHA

Dans le cadre du projet ALOHA, les premiers travaux menés par notre équipe de recherche ont visé à démontrer expérimentalement la possibilité de réaliser un dispositif à synthèse d'ouverture intégrant des processus non linéaires de somme de fréquences. Dans un premier temps, les études ont été menées pour l'analyse de signaux en bande H, autour de 1550 nm. Le choix particulier de cette bande spectrale a permis de bénéficier de l'ensemble des technologies déjà développées pour le domaine des télécommunications optiques. Les études précédentes ont donc permis de montrer expérimentalement :

- la conservation de la cohérence temporelle d'un signal infrarouge monochromatique à 1550 nm analysé via un interféromètre à somme de fréquences [Del Rio 08] ;
- la conservation de la cohérence spatiale d'un signal infrarouge monochromatique à 1550 nm analysé via un interféromètre à somme de fréquences en régime de fort flux et en régime de comptage de photons [Brustlein 08] ;
- la possibilité d'utiliser la technique de clôture de phase avec un interféromètre à somme

de fréquences à trois voies à partir d'une source monochromatique en régime de comptage de photons [Ceus 11].

Ces travaux ont été réalisés à partir de sources monochromatiques. Les travaux suivants réalisés par Jean-Thomas GOMES [Gomes 13] et Pascaline DARRÉ [Darré 16] ont eu pour objet d'effectuer les études de d'analyse de la conservation de la cohérence temporelle et de la cohérence spatiale à travers un interféromètre à somme de fréquences à partir d'une source large bande centrée autour de 1550 nm.

Conclusion

Les notions théoriques abordées au cours de ce chapitre ont permis de donner les éléments clefs de la mise en place du banc expérimental ALOHA@3.39.

L'étape de transposition de fréquence au sein de notre montage est obtenu via des processus de somme de fréquences qui ne génèrent aucun bruit intrinsèque. Les composants les plus adaptés à un tel montage sont des cristaux à base de Niobate de Lithium car ils présentent un fort coefficient non linéaire. Ceci doit nous permettre d'obtenir de meilleures efficacités de conversion.

Ces composants sont périodiquement polarisés, ce qui permet d'atteindre la condition de quasi accord de phase. Les processus non linéaires de somme de fréquences seront générés de manière constructive tout au long des cristaux. L'utilisation de PPLN guidés permettra d'obtenir pour les champs pompe et signal :

- un meilleur confinement au sein du cristal ;
- une propagation unimodale permettant d'obtenir un recouvrement spatial optimal.

Le contrôle de la température de chacun des cristaux permettra de générer des processus de somme de fréquences identiques sur chacun des bras de l'interféromètre.

Enfin, la transposition en fréquence du signal moyen infrarouge vers le proche infrarouge permet de bénéficier de fibres optiques unimodales et à maintien de polarisation. Ainsi, le transport et la recombinaison des signaux issus de chacun des bras de l'interféromètre sont réalisés de manière cohérente et permettent d'obtenir de hauts contrastes.

Deuxième partie

Mise en place du banc expérimental et
analyses photométriques

Présentation du banc expérimental

ALOHA@3.39

Au cours de ce chapitre, nous allons décrire la mise en place du banc ALOHA@3.39 au sein du laboratoire. Le travail expérimental réalisé au cours de cette thèse constitue un prolongement vers le domaine du moyen infrarouge, à 3.39 μm , des travaux de thèse menés par Jean-Thomas GOMES et Pascaline DARRÉ dans le proche infrarouge, à 1.55 μm [Gomes 13, Darré 16].

3.1 Héritage du banc expérimental ALOHA à 1550 nm

Le projet ALOHA@1.55 traite des signaux infrarouges à 1550 nm couplés à une pompe à 1064 nm au sein d'un cristal de PPLN afin de générer des signaux convertis à 630 nm. Comme le montre la figure 3.1, l'étage infrarouge dispose d'une ligne à retard fibrée sur chacune des voies interférométriques afin d'obtenir l'égalisation des temps de groupe. Il est donc possible de compenser des différences de trajets optiques liées à certaines dissymétries de l'interféromètre grâce à ces éléments. La source infrarouge et la source de pompe sont mélangées et injectées sur chacun des deux bras du montage via des multiplexeurs fibrés. Le mécanisme de somme de fréquences est alors accompli par les cristaux de PPLN. En sortie, le signal converti est injecté dans une fibre à maintien de polarisation, unimodale à 630 nm. Nous pouvons ainsi réaliser un

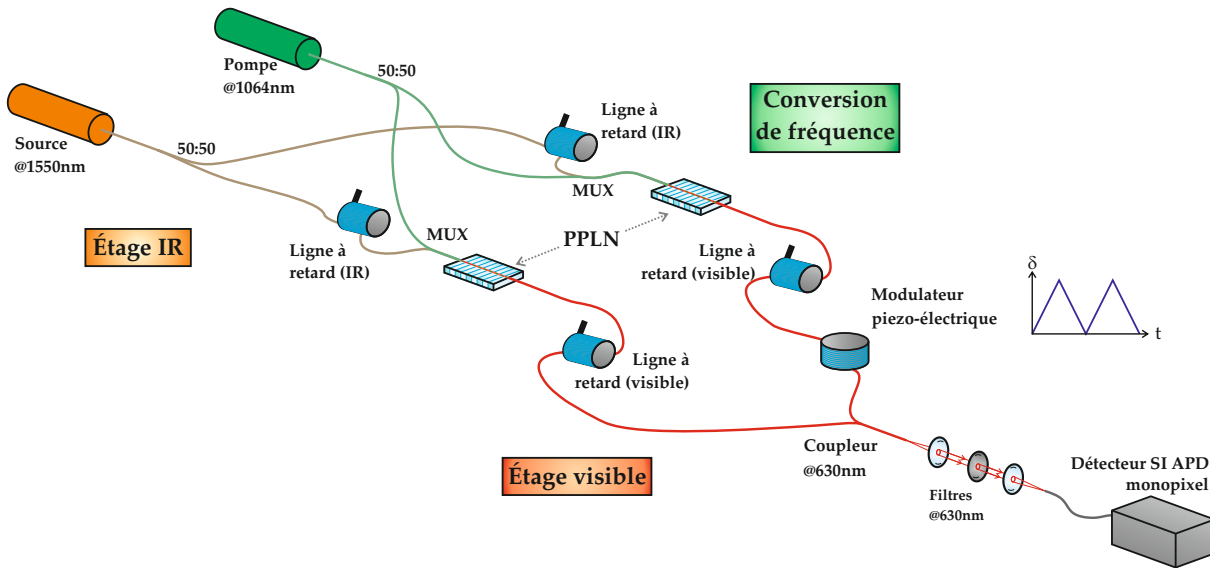


FIGURE 3.1 – Schéma expérimental de l'interféromètre à conversion de fréquence ALOHA à 1550 nm.

filtrage spatial du faisceau converti, afin de ne conserver que le mode fondamental. Une ligne à retard est également placée sur cet étage visible du montage. Les flux des deux bras sont alors recombinaés via un coupleur afin de procéder à l'opération de corrélation. Un étage de filtrage spectral permet, à l'aide de filtres passe-bande centré à 630 nm, d'éliminer les résidus de signal infrarouge à 1550 nm et de signal de pompe à 1064 nm. Enfin nous procédons à la mesure de la puissance lumineuse en sortie du montage à l'aide d'un détecteur silicium sensible aux longueurs d'onde visibles.

Comme le montre le schéma 3.2, l'architecture du banc ALOHA@3.39 sera identique à celle mise en place pour l'analyse de signaux autour de $1.55 \mu\text{m}$. Nous disposons d'une source à $3.39 \mu\text{m}$ dont le faisceau est divisé en amplitude afin d'alimenter chacun des bras de l'interféromètre. Chacune des voies dispose d'un étage non linéaire pour réaliser l'étape de transposition de fréquence. Ces deux étages sont alimentés par le même laser de pompe dont la puissance est équirépartie entre les deux bras de l'interféromètre. La transmission des signaux convertis est assurée par des fibres unimodales et à maintien de polarisation. La recombinaison cohérente des deux faisceaux est réalisée via un coupleur fibré, unimodal et à maintien de polarisation. Les franges d'interférence sont générées temporellement en utilisant un modulateur de chemin optique fibré. Cet élément est également unimodal et à maintien de polarisation. Enfin la détection

est assurée par une photodiode à avalanche silicium monopixel.

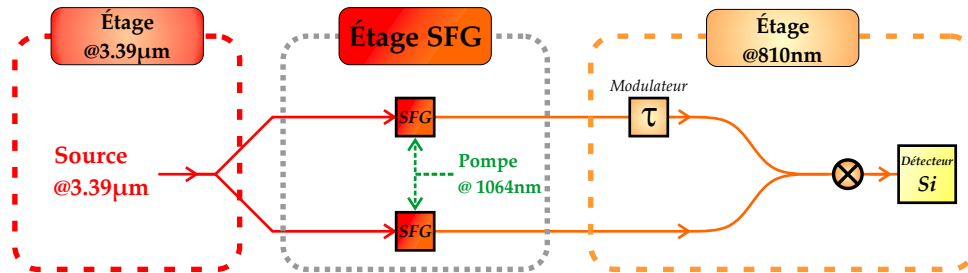


FIGURE 3.2 – Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences ALOHA@3.39

Bien que l'architecture du banc ALOHA@3.39 soit identique à celle d'ALOHA@1.55, les différences technologiques sont importantes :

- nous ne disposons d'aucune source accordable autour de la longueur d'onde de $3.39\ \mu\text{m}$ pour caractériser l'efficacité de conversion de nos cristaux en fonction de λ_s ;
- nous ne disposons d'aucun élément fibré pour le transport du signal moyen infrarouge avant conversion ;
- les convertisseurs optiques sont munis de guides obtenus par diffusion de titane (guidage faible). Ils nécessitent par conséquent la mise en place de taper qui imposent l'injection de la pompe de manière contra-propagative.

Les objectifs principaux de ces travaux de thèse seront :

- d'étudier la possibilité d'observer des franges avec un fort contraste ;
- d'étudier la possibilité de mesurer des contrastes de franges en régime de comptage de photons ;
- d'analyser les sources de bruits liées à l'observation en bande L.

3.2 Mise en place du banc ALOHA@3.39

En s'appuyant sur l'expérience accumulée lors de la mise en place des premiers bancs développés pour l'analyse de sources émettant autour de $1.55\ \mu\text{m}$, nous décrirons dans cette section la mise en place d'un banc adapté à l'analyse de sources émettant en bande L.

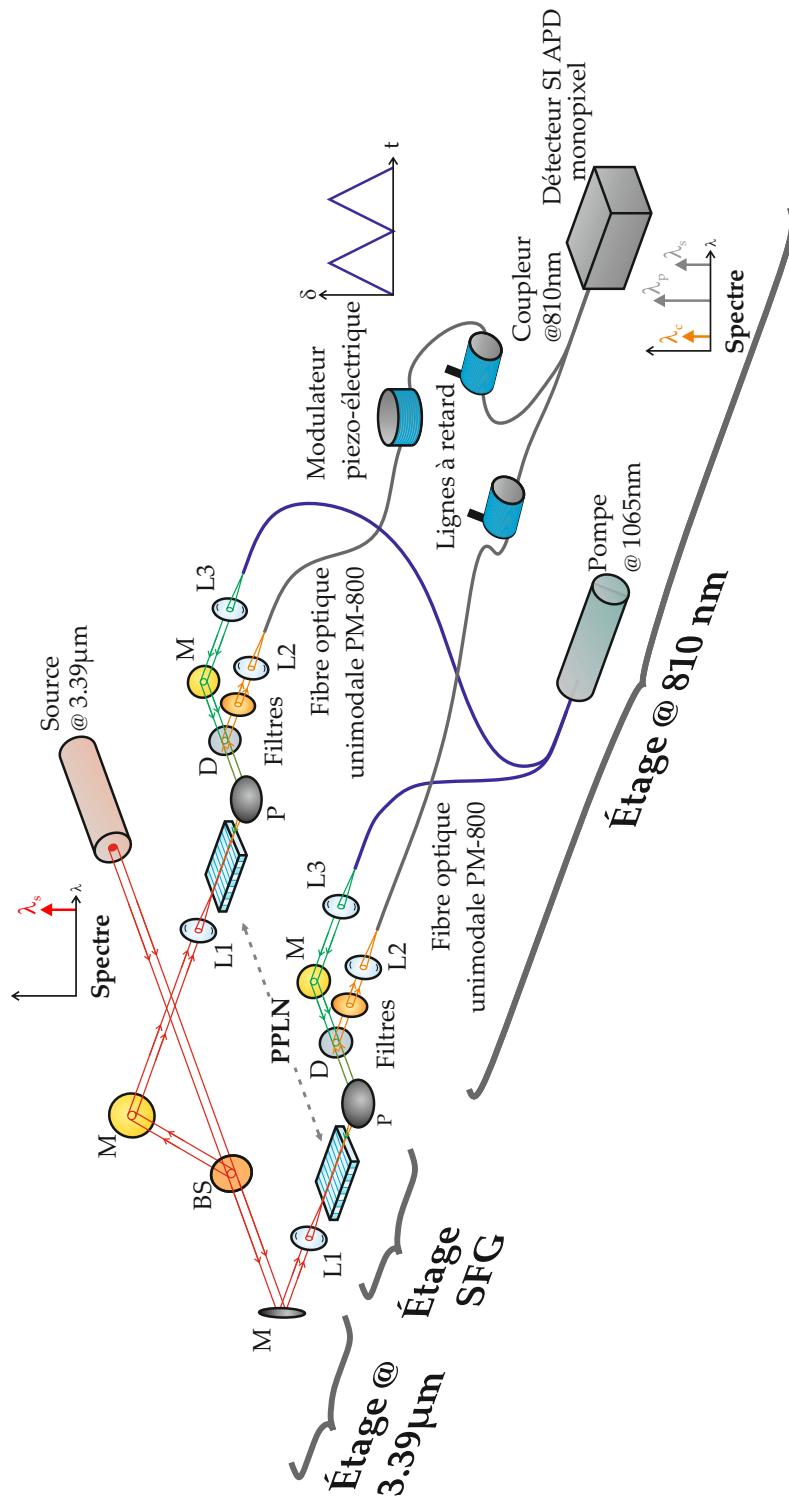


FIGURE 3.3 – Schéma de l’interféromètre à somme de fréquences dédié à la longueur d’onde de 3.39 μm. **M** : miroirs de renvoi (or); **BS** : séparatrice de coefficient de partage de 50/50 à 3.39 μm; **L1** : objectif de focalisation adapté à la longueur d’onde 3.39 μm; **P** : parabole pour collimater le signal converti à la sortie du cristal et focaliser le signal de pompe (pour l’injection); **D** : miroir dichroïque pour séparer pompe et signal converti; **L2** : objectif de focalisation pour l’injection du signal converti dans la fibre PM-800; **L3** : objectif de focalisation pour collimater le signal de pompe.

3.2.1 Étage infrarouge à 3.39 μm

Sources moyen infrarouge

Afin de pouvoir réaliser une caractérisation complète de notre montage, et notamment de pouvoir évaluer le contraste instrumental, la source que nous utiliserons dans un premier temps est un laser Hélium Néon (HeNe) émettant à 3.39 μm qui présente plusieurs avantages puisqu'elle est :

- unimodale spatiale ;
- quasi monochromatique, sa longueur de cohérence étant de 300 m ;
- polarisée de manière rectiligne ;
- suffisamment puissante ($P_S = 3 \text{ mW}$) pour permettre d'utiliser des détecteurs silicium standards après conversion lors des premières expériences.

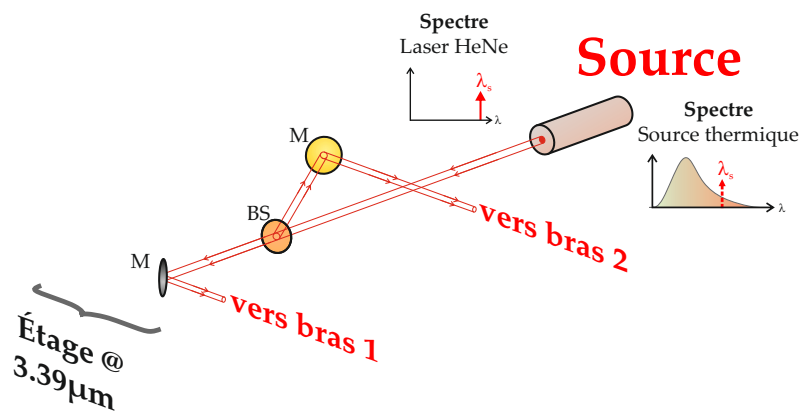


FIGURE 3.4 – Schéma de l'étage infrarouge du banc ALOHA@3.39

Afin d'obtenir l'égalité de temps de groupe entre les deux bras de l'interféromètre, la différence de marche optique doit être inférieure à la longueur de cohérence de la source moyen infrarouge : l'utilisation d'une source quasi-monochromatique permet, dans un premier temps, de relâcher considérablement cette contrainte, la longueur de cohérence étant supérieure à la centaine de mètres.

Cette même source nous permettra également de travailler en régime de comptage de photons en atténuant ce laser grâce à un jeu de densités optiques. De cette manière, nous avons pu réaliser des expériences avec une puissance signal disponible de quelques picowatt par bras disponibles

à l'entrée de chacun de nos PPLN. Ce travail sera présenté au chapitre 6, page 145.

Nos travaux en régime de comptage de photons nous ont également permis de travailler en utilisant une source thermique. Cette étude fait l'objet du chapitre 7. Cette source est assimilable à un corps noir. À la différence de la source laser que nous avons évoquée, une telle source émet un spectre large sur de nombreux modes spatiaux. Comme le montre la figure 3.5, nous utilisons une fibre unimodale en verre fluoré afin de réaliser un filtrage spatial du signal moyen infrarouge qu'elle émet. Cette source n'est pas polarisée. Cependant, les propriétés du processus de somme

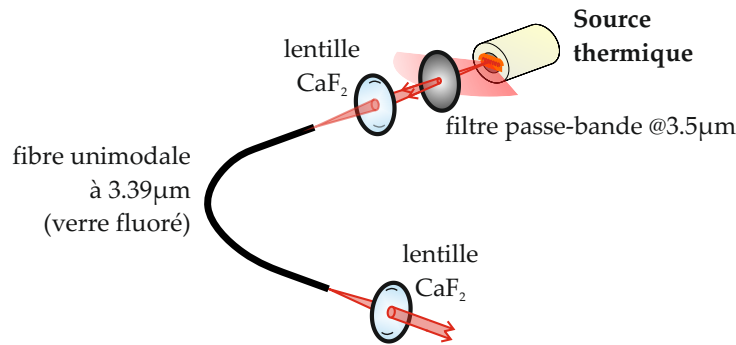


FIGURE 3.5 – Schéma de mise en place de la source thermique. La fibre unimodale en verre fluoré permet la réalisation du filtrage spatial du signal MIR.

de fréquences permettent de ne réaliser la conversion de fréquence que pour une seule direction de polarisation.

Quelle que soit la source utilisée lors de nos études, celle-ci est injectée et traitée de la même manière par la suite. Conformément au chapitre 2, seul le détecteur et le mode de traitement du signal changent selon les conditions de travail : régime de fort flux ou régime de comptage de photons.

Méthode d'alignement et adaptation du diamètre du faisceau

Afin de pouvoir réaliser les alignements des différents éléments de notre montage, nous ne disposons d'aucun système d'observation directe du faisceau à 3.39 μm , telles que les cartes révélatrices disponibles pour le proche infrarouge. En pratique, nous utilisons un laser HeNe émettant dans le domaine visible, à 632.8 nm. Le trajet du faisceau visible est superposé au trajet du faisceau à 3.39 μm . Pour cela nous suivons le trajet du faisceau moyen infrarouge et

plaçons des trous d'alignement pour marquer sa trajectoire. Un miroir escamotable permet de substituer le faisceau visible au faisceau moyen infrarouge. Cette source ainsi que le jeu de miroirs qui lui est associé n'apparaîtront pas sur les schémas de mise en place du banc de mesure afin d'en faciliter la lecture.

Ce protocole nous a notamment permis de mettre en place un système afocal constitué de deux paraboles hors-axes. Comme le montre la figure 3.6, ce système afocal a pour but d'augmenter la taille du faisceau signal et de limiter sa divergence au cours de sa propagation en espace libre. Nos relevés expérimentaux montrent que la longueur de Fresnel de ce laser est de l'ordre de 0.1 m. Ce système afocal a ainsi permis d'optimiser les rendements de conversion des cristaux en limitant la perte de puissance signal disponible à l'entrée de chacun de nos cristaux.

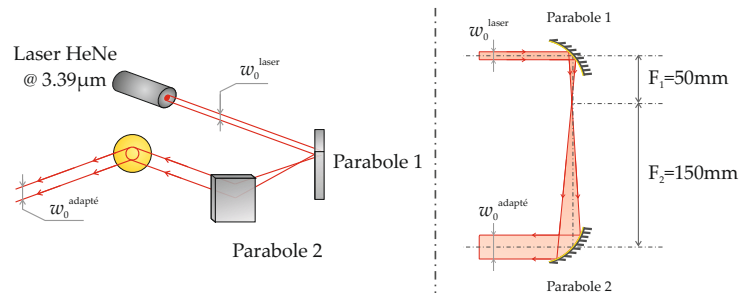


FIGURE 3.6 – Schéma de mise en place du système afocal utilisé pour adapter la taille du faisceau. L'utilisation de miroirs parabolique permet d'obtenir un système achromatique efficace dans le cas de l'utilisation d'une source moyen infrarouge à large bande spectrale.

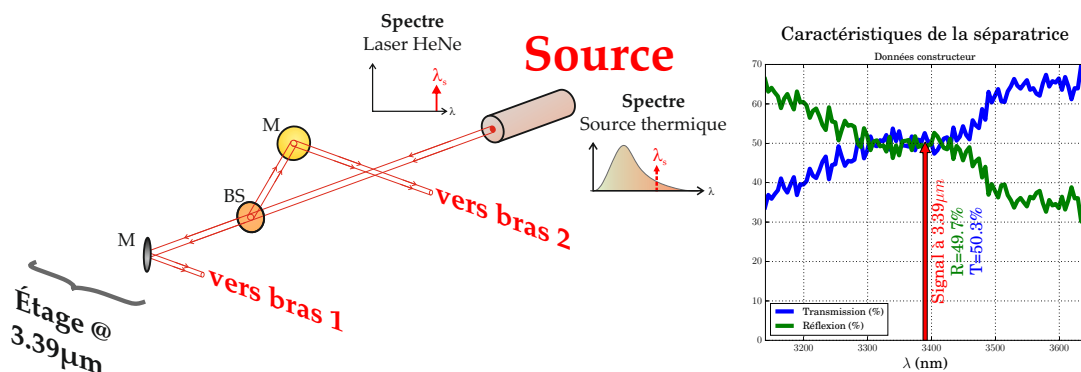


FIGURE 3.7 – Schéma de mise en place de l'étage à 3.39 μm . Le graphique de droite représente les caractéristiques de transmission et de réflexion de la séparatrice autour de la longueur d'onde de 3.39 μm

Le faisceau est envoyé sur les deux bras de l'interféromètre grâce à une lame séparatrice, comme le montre la figure 3.7. D'après les données du fabricant, cette séparatrice présente un

coefficient de partage proche de 50/50 à 3.39 μm . Chacun des deux faisceaux est injecté dans un guide d'un cristal non linéaire via un jeu de miroirs et un objectif de microscope adapté à la longueur d'onde de travail de 3.39 μm . Le processus de somme de fréquences peut alors être réalisé de manière indépendante et simultanée sur chacun des bras.

3.2.2 Description de l'étage de conversion de fréquence

Dans le cadre du projet ALOHA@3.39, la conversion de fréquence est assurée par des cristaux de PPLN. Nous disposons d'un cristal par voie interférométrique. Ces composants nous ont été fournis par l'équipe de Wolfgang Söhler de l'Université de Paderborn en Allemagne, dans le cadre d'une collaboration.

Description des cristaux non linéaires utilisés

La conversion de fréquence est réalisée par les cristaux guidés de type Ti :PPLN. Leur schéma de principe est donné en figure 3.8. Le signal infrarouge à 3.39 μm est transposé à 810 nm grâce à une pompe à 1064 nm. Afin de maximiser l'efficacité du processus non linéaire, le recouvrement spatial du signal et de la pompe doit être maximisé. Dans ces conditions de guidage faible, le guide doit avoir une largeur de l'ordre de 20 μm pour être unimodal à la longueur d'onde de 3.39 μm , et une largeur de l'ordre 4 μm pour être unimodal à la longueur d'onde de 1064 nm. De cette manière, les fréquences spatiales normalisées V associée aux différentes ondes respectent la condition : $V \leq 2.404$.³ Afin de pouvoir injecter simultanément au sein du même guide la pompe et le signal de manière unimodale, celui-ci dispose d'un «taper» [Büchter 11]. Cette transition adiabatique consiste en une réduction progressive, sur une longueur de 4 mm, de la largeur du guide passant progressivement de 20 μm à 4 μm . Le signal est donc injecté à l'entrée du cristal dans un guide de 20 μm de large. Le faisceau de pompe est injecté de manière contra-propagative au sein du guide du cristal présentant une largeur de 4 μm , la taille du guide est adaptée pour une propagation unimodale de la pompe. Toutefois, le signal et la pompe doivent avoir le même sens de propagation pour pouvoir interagir et générer le processus non linéaire de somme de fréquence. La face d'entrée de ces PPLN est donc traitée afin de réfléchir la pompe à 1064 nm

3. La valeur 2.404 correspond au premier zéro de la fonction de Bessel J_0 .

tout en laissant passer le signal moyen infrarouge.

À la sortie du cristal, nous devons donc simultanément focaliser le faisceau de pompe incident et collimater le faisceau converti émergent. Nous choisissons pour cela d'utiliser une parabole hors-axe qui est intrinsèquement achromatique.

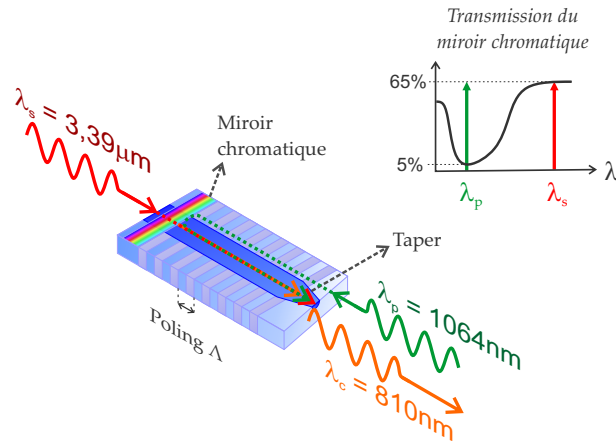


FIGURE 3.8 – Description des PPLN utilisés pour le banc expérimental à $3.39 \mu\text{m}$. Le faisceau de pompe à 1064 nm est injecté de manière contra-propagative, du côté où le guide du cristal dispose du taper. Le faisceau de pompe est réfléchi par le miroir chromatique afin qu'il puisse participer au processus non linéaire de somme de fréquences.

Afin de pouvoir réaliser des interférences avec un fort contraste de franges en limitant la présence de fond incohérent à 810 nm , il est nécessaire de réaliser un filtrage modal efficace. Cette étape sera réalisée au sein de l'étage de recombinaison du signal converti.

Les faces de sortie de nos cristaux sont taillées en angle (slantées), afin d'éviter de créer une cavité résonnante de type Fabry-Pérot dans ce type de guide. Pour une interface sans traitement entre le Niobate de Lithium et l'air, le coefficient de réflexion de Fresnel en puissance est de l'ordre de 13.5% pour les trois longueurs d'ondes mises en jeu.

Les principales caractéristiques des deux cristaux utilisés sont reportées dans le tableau 3.1. Ces deux composants étaient initialement identiques, ils ont été réalisés avec les mêmes masques et dans des conditions similaires. Malheureusement, un choc au cours de la livraison ayant endommagé la face de sortie d'un cristal, celui-ci a dû être scié à nouveau. Subséquemment, ce PPLN plus court ne bénéficie plus de taper. La présence du miroir chromatique impose l'injection de la pompe de manière contra-propagative dans un guide de largeur uniforme de $20 \mu\text{m}$.

Nous aurons, par la force des choses, l'occasion de pouvoir réaliser une étude comparative et d'apprécier l'intérêt du taper quant à l'aspect modal du signal converti, l'efficacité de conversion, et la stabilité en puissance du signal converti.

Les deux cristaux disposent de six groupes comportant chacun six guides. Nous devons donc choisir un guide parmi trente-six. Les guides formant un même groupe sont caractérisés par un même poling. Au sein de chacun des groupes nous disposons de guides de trois largeurs différentes : $W = 18 \mu\text{m}$, $W = 20 \mu\text{m}$ et $W = 22 \mu\text{m}$.

PARAMÈTRES	BRAS 1	BRAS 2
Longueur (mm)	92 mm	74 mm
Nombre de groupes	6	
Nombre de guides	36	
Taper	oui	non
Poling (μm)	$19.7 \leq \Lambda \leq 20.7$	
Face de sortie	slantée	

Tableau 3.1 – Tableau des principales caractéristiques des PPLN fournis par l'université de Paderborn pour le banc de mesures ALOHA@3.39.

Dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit, nous choisissons de nous placer, pour chacun des PPLN, dans le guide n°2 du groupe 6. Après une étude systématique de l'ensemble des guides (non rapportée ici), ceux-ci ont été sélectionnés d'après leurs rendements plus élevés. Ils ont une largeur de $20 \mu\text{m}$. L'injection du signal à $3.39 \mu\text{m}$ est assurée par un objectif de microscope adapté à la bande L . Cette optique a un diamètre de 4 mm et une focale de 12 mm.

Asservissement en température du cristal de PPLN

Pour obtenir la condition de quasi accord de phase pour les couples de longueur d'onde choisis, les cristaux de PPLN que nous utilisons doivent être portés à une température comprise entre $110 \text{ }^\circ\text{C}$ et $130 \text{ }^\circ\text{C}$. Les dispositifs d'asservissement en température disponibles dans le commerce n'ayant pas donné satisfaction en terme de stabilité au cours des thèses précédentes, nous avons mis en place notre propre système de fours afin de réaliser cette régulation en température. En effet, la stabilité en température du cristal utilisé a un impact direct sur la stabilité du rendement de conversion de notre étage non linéaire. Expérimentalement, nous observons que les variations de température ne doivent pas excéder le dixième de degrés Celsius afin de préserver

un rendement de conversion suffisamment stable.

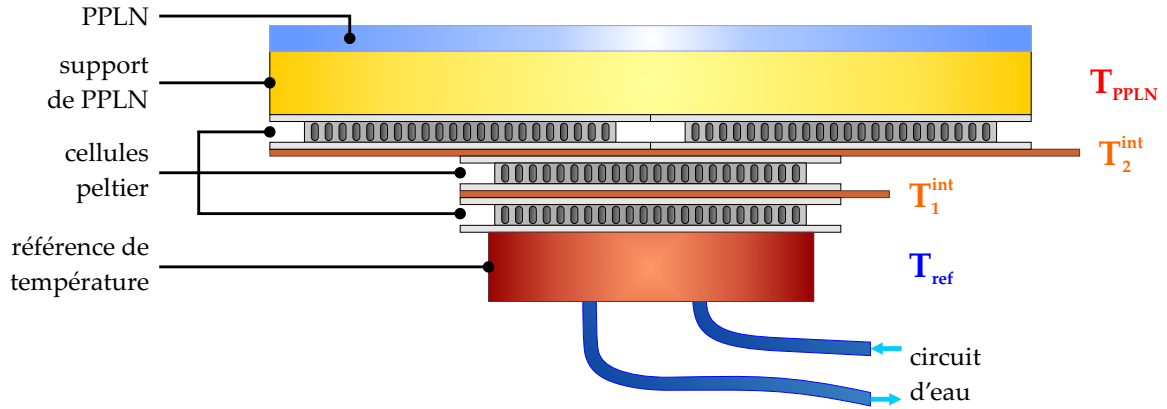


FIGURE 3.9 – Schéma du four servant à l'asservissement en température de chacun des cristaux de PPLN.

La figure 3.9 montre l'architecture du système que nous avons réalisé. Celui-ci est constitué de trois étages de cellules à effet Peltier. Cette technologie a été privilégiée aux résistances chauffantes afin d'obtenir une meilleure précision et stabilité du système d'asservissement. Un circuit fermé d'eau permet d'assurer une référence de température en stabilisant la température via un échangeur thermique avec l'air ambiant de la pièce. Afin de pouvoir chauffer le plus uniformément possible le cristal de PPLN, l'étage supérieur présente deux cellules Peltier. La principale difficulté lors de la mise en place d'un tel système est d'adapter les commandes de chacune de ces cellules afin de ne pas générer de gradient de température pouvant entraîner une chute de l'efficacité de conversion du cristal, ou la génération d'accords de phase parasites. Afin de limiter ces effets, le support du cristal est monolithique. Le matériau choisi est le laiton afin de conduire au mieux la chaleur.

Toutefois ce four est sujet aux perturbations externes. Une solution déjà mise en place au cours des travaux de thèse de Damien CEUS et de Jean-Thomas GOMES consiste à isoler le cristal et son four dans une enceinte placée dans un vide primaire afin de limiter au maximum les effets de convection thermique. Malheureusement, faute de temps, nous n'avons pas pu mettre cette solution en place au cours de ces travaux. Nous avons pris toutefois les précautions nécessaires afin de limiter les courants d'air ou tout autre facteur de perturbation externe.

Mise en place des cristaux de PPLN au sein du banc de mesures

La figure 3.10 présente l'étage de conversion de fréquence constitué des deux cristaux de PPLN guidés et de la source de pompe qui les alimente. Le signal à $3.39 \mu\text{m}$ est injecté dans un guide unimodal de largeur $20 \mu\text{m}$. Afin de pouvoir également injecter la pompe de manière unimodale au sein de ce même guide, nous l'injectons de manière contra-propagative. De cette manière, grâce au taper, la pompe est injectée dans un guide de largeur $4 \mu\text{m}$.

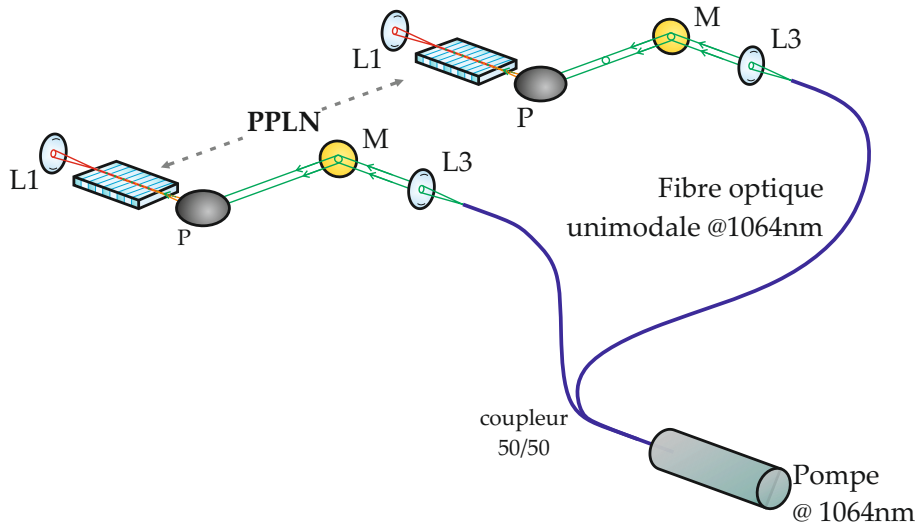


FIGURE 3.10 – Schéma de mise en place de l'étage non linéaire de conversion de fréquence.

Le processus non linéaire est réalisé en utilisant une pompe à 1064 nm et un signal à $3.39 \mu\text{m}$ tous deux polarisés verticalement. Du fait de l'orientation de l'axe \mathcal{O}_3 des cristaux suivant cette même direction, le signal converti est généré suivant la même polarisation rectiligne verticale (voir chapitre 2, page 54). À la sortie de chacun des cristaux, le signal converti est injecté dans une fibre unimodale à 810 nm et à maintien de polarisation.

3.2.3 Étage de recombinaison du signal converti à 810 nm

Description générale de l'étage de recombinaison du signal converti

L'étage de recombinaison du signal converti à 810 nm a pour but de réaliser le mélange interférométrique des champs issus des deux bras de l'interféromètre. Afin de pouvoir obtenir de forts contrastes, nous devons limiter la présence d'un fond incohérent lié notamment à la

présence de signaux parasites tels que le signal de pompe et le signal à 532 nm issu du doublage de fréquence de la pompe au sein du PPLN. Par conséquent, il est nécessaire de filtrer spectralement et spatialement les signaux issus des PPLN. À la sortie de chacun des cristaux, la pompe est transmise par une lame dichroïque. Le signal converti à 810 nm est quant à lui réfléchi par cette lame dichroïque afin d'être injecté dans une fibre unimodale à la longueur d'onde de travail et à maintien de polarisation. Pour chacune des voies, nous disposons d'un filtre passe-bande centré à la longueur d'onde de 810 nm pour pouvoir éliminer les signaux parasites résiduels. Ce filtre possède une densité optique de 6 à 1064 nm.

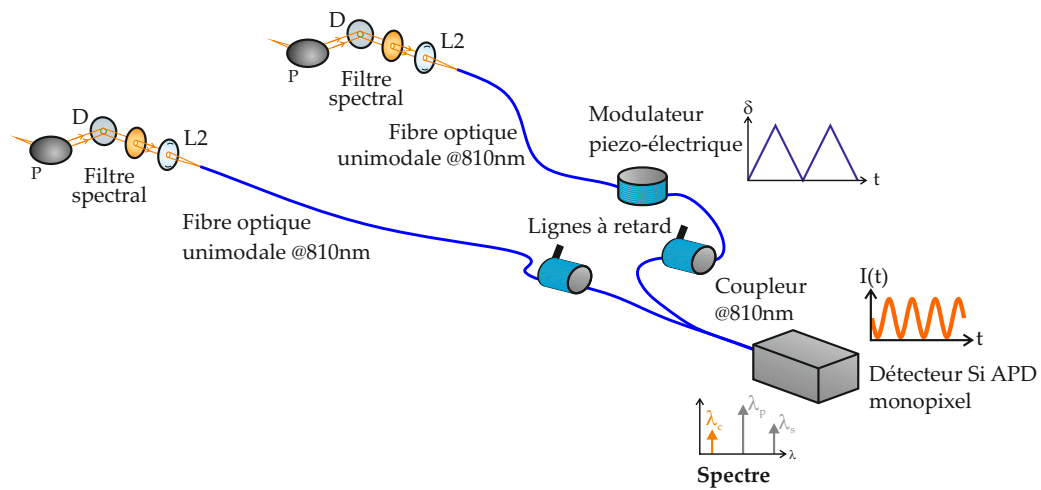


FIGURE 3.11 – Schéma de mise en place de l'étage à 810 nm. Celui-ci inclut pour chacun des bras la lame dichroïque, les filtres passe-bande centrés à 810 nm, les 4 m de fibre optique unimodale, la ligne à retard et le modulateur piézoélectrique. Enfin, le coupleur fibré permet la recombinaison cohérente et le détecteur monopixel Si-APD permet la visualisation des franges.

Une ligne à retard et un modulateur de chemin optique sont placés sur chacun des bras de l'interféromètre, comme le montre la figure 3.11. L'ensemble de ces éléments fibrés sont unimodaux et à maintien de polarisation. L'emploi de quatre mètres de fibre unimodale à 810 nm sur chacune des voies permet un filtrage spatial performant. Le mélange interférométrique est réalisé par un coupleur fibré qui permet un bon recouvrement spatial des différents faisceaux à 810 nm. La détection est assurée par une photodiode à avalanche (APD) silicium.

Il est à noter que ce montage n'inclut aucun système de contrôle des niveaux photométriques. Nous ne pourrions donc pas effectuer de corrections photométriques en temps réel sur la mesure du contraste au cours de l'acquisition de nos franges d'interférence. Ce problème sera abordé

plus en détail au cours des chapitres 4 et 5.

Présentation de la méthode de filtrage spectral

Les signaux disponibles à la sortie de chaque cristal de PPLN sont répartis de la manière suivante :

- signal converti à 810 nm de l'ordre de grandeur de la centaine de nanowatts ;
- signal de pompe à 1064 nm de l'ordre de 65 mW ;
- signal à 532 nm issu du doublage de la pompe.

Le signal de pompe ne subit pas de déplétion significative au cours du processus de somme de fréquences. Il se retrouve donc mêlé au signal converti à la sortie du cristal. De surcroît, nous observons le phénomène de doublage de fréquence de la pompe à 532 nm. Nous devons être capables d'éliminer ces signaux parasites afin de :

- ne pas faire saturer nos détecteurs ;
- mesurer précisément la puissance du flux converti avec un détecteur Si-APD ;
- pouvoir effectuer une détection en régime de comptage de photons sans signal parasite additionnel lié au signal à 532 nm dû au doublage de fréquence de la pompe ou à la pompe elle-même.

Expérimentalement, une étude comparative avec plusieurs types de filtres nous a permis de savoir qu'un seul filtre passe-bande à 810 nm avec une OD6 à 1064 nm permet d'observer notre signal converti correctement dans une configuration fort flux. Toutefois, nous en utiliserons deux supplémentaires dans le cas de mesures en régime de comptage de photons (voir chapitre 6).

Présentation de la méthode de filtrage spatial

Afin de pouvoir réaliser des franges d'interférence avec de forts contrastes, nous devons obtenir un recouvrement spatial optimum entre les faisceaux issus de chacun des bras de l'interféromètre. Comme l'ont montré les études sur les projets FLUOR [Coudé du Foresto 94] et OHANA [Woillez 01], les fibres unimodales permettent d'apporter une réponse efficace au problème du filtrage spatial. La transposition en fréquence des signaux issus du moyen infrarouge vers le proche infrarouge montre alors tout son intérêt. En effet, alors qu'aucune fibre optique à maintien de

polarisation n'est disponible pour le moment dans la gamme de longueurs d'ondes situées autour de $3.39 \mu\text{m}$, le passage à 810 nm nous donne la possibilité d'utiliser des fibres unimodales adaptées et performantes. En disposant de quatre mètres de fibre optique unimodale à 810 nm et à maintien de polarisation sur chacun des bras de l'interféromètre, nous assurons le transport des faisceaux afin de réaliser par la suite leur recombinaison cohérente [Huss 05].

Génération des franges temporelles

Afin de pouvoir observer des franges d'interférence à la sortie de l'interféromètre nous devons être capables :

- d'obtenir la condition d'égalité de temps de groupe entre les deux bras de l'interféromètre avec une résolution supérieure la longueur de cohérence des signaux convertis,
- d'effectuer une modulation du chemin optique en imposant une loi de phase linéaire.

Du fait de l'utilisation des fibres optiques, notre choix s'est porté sur une modulation temporelle de la différence de marche optique.

La condition d'égalité de temps de groupe entre les deux voies de l'interféromètre sera obtenue grâce à des lignes à retard (LAR) fibrées placées sur chacun des bras du montage. La figure 3.12 montre la photographie d'un module incluant la ligne à retard fibrée et le modulateur de chemin optique. Ces éléments sont placés après l'étage de conversion de fréquence, de cette manière nous pouvons utiliser des fibres unimodales à 810 nm .



FIGURE 3.12 – Module incluant la ligne à retard fibrée et le modulateur de chemin optique. Cet élément comporte 4 m de fibre unimodale à 810 nm et à maintien de polarisation.

Les caractéristiques de ces lignes à retard sont présentées en figure 3.13. La vis micrométrique permet d'étirer mécaniquement la fibre sur chacune des lignes à retard sur une plage de chemin optique de 30 mm en équivalent de chemin d'air. Nous traçons la différence de chemin optique en équivalent chemin d'air en fonction de la graduation lue sur la LAR. Deux remarques importantes

sont à retirer de ces caractéristiques :

- ces lignes à retard offrent une bonne linéarité entre le réglage de la vis et la différence de chemin optique générée ;
- les deux modules à notre disposition ont des caractéristiques très similaires, nous permettant ainsi un ajustement plus précis des chemins optiques sur chacun des bras du montage.

Chacun des bras de l'interféromètre dispose de l'un de ces modules. De cette manière, il existe un degrés de liberté supplémentaire pour pouvoir obtenir la condition d'égalité de temps de groupe.

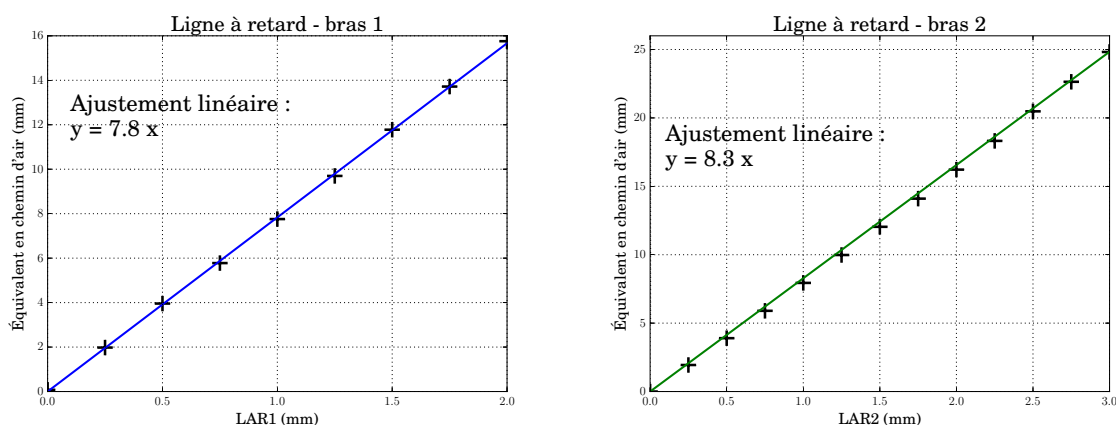


FIGURE 3.13 – Courbes caractéristiques des lignes à retard fibrées dédiées au faisceau converti à 810 nm. Pour les deux modules, la course disponible permet de générer la différence de chemin optique, soit 16 mm pour le bras 1 et 25 mm pour le bras 2 en équivalent de chemin d'air.

Ces modules sont également pourvus d'actionneurs piézoélectriques permettant une modulation temporelle du chemin optique. Autour de ces céramiques, une portion de fibre est enroulée. La variation d'épaisseur de la céramique commandée en tension permet, par étirement mécanique, de faire varier la longueur de la fibre et, par conséquent, le chemin optique. La tension de polarisation du modulateur est de forme triangulaire. Nous obtenons de cette manière un étirement quasi-linéaire de la fibre pour chaque front montant ou descendant du signal. Cette tension est délivrée par un amplificateur haute tension, piloté via un ordinateur et un programme LabView©. Ainsi, nous sommes capables de générer un étirement de la fibre optique de l'ordre de 20 μm , permettant d'observer 25 franges à 810 nm.

Nous devons toutefois être vigilants quant à la non linéarité de la réponse de la céramique piézoélectrique entre les valeurs extrêmes de la tension appliquée. Lorsque nous analysons la densité spectrale de puissance (DSP) du signal interférométrique pour déterminer le contraste des franges, la non-linéarité du modulateur piézoélectrique se traduit par un étalement spectral du pic frange, pouvant aller jusqu'à une chute de la valeur mesurée du contraste de quelques pourcents. Cet effet sera pris en compte dans notre méthode de traitement du signal interférométrique.

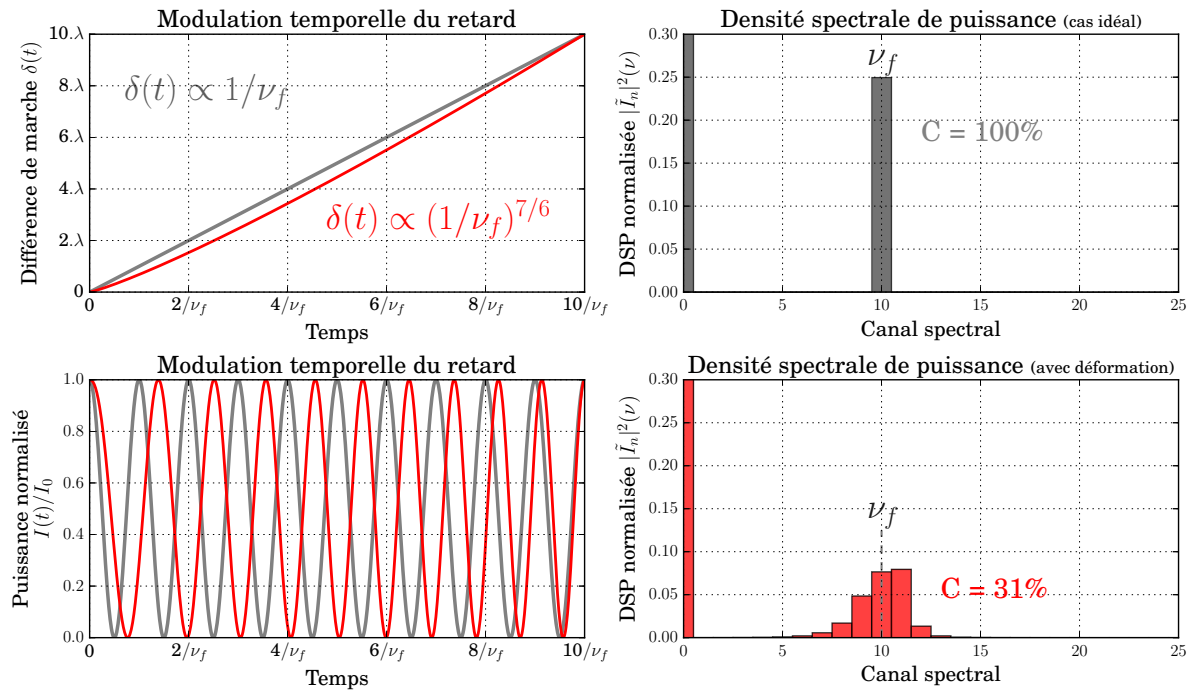


FIGURE 3.14 – Simulation de l'impact de la non linéarité de la céramique piézoélectrique sur l'estimation du contraste des franges.

Les résultats de simulations présentés en figure 3.14 illustrent l'impact d'une variation non linéaire de la modulation temporelle du retard. Sur chacun des graphiques, les courbes grises représentent le cas idéal pour lequel la modulation temporelle du retard est linéaire. Nous observons dix franges. La densité spectrale de puissance correspondante (DSP) est composée d'un pic en zéro et d'un pic à la fréquence $\nu_f = 10$. Le contraste calculé vaut 100 %. Dans cet exemple, les courbes en rouge correspondent à une évolution non linéaire de la modulation temporelle du chemin optique. Bien que le même nombre de franges soit généré, la puissance modulée se

répartit sur plusieurs canaux spectraux. En conséquence, le contraste chute :

$$C = \frac{4 \cdot |\tilde{I}|^2(\nu_f)}{|\tilde{I}|^2(0)} = 31 \%$$

Dans ce cas de figure, il est possible de déterminer un contraste de 100 % en intégrant le pic frange sur 11 canaux spectraux.

Détecteur à 810 nm

Lorsque les mesures sont réalisées en régime de fort flux, la détection du signal en sortie du montage est assuré par une photodiode à avalanche en silicium. Il s'agit d'un module APD C5460 de chez HAMAMATSU©. Ce capteur dispose d'un seul pixel d'une surface active de 7 mm². Il a une sensibilité de -1.5×10^8 V/W à 800 nm.

Lorsque nous travaillons en régime de comptage de photons, la détection de signal à 810 nm est assurée par un module à comptage de photons. Les détecteurs à comptage de photons sont caractérisés par plusieurs paramètres fondamentaux. Les plus importants à retenir dans notre cas de figure sont :

- **l'efficacité quantique** : cette quantité est définie comme la probabilité de détecter un photon incident. Pour l'utilisateur, cette valeur tient compte de l'efficacité quantique intrinsèque de la technologie utilisée, mais également des éventuelles pertes optiques et des pertes liées au traitement électronique du signal.
- **Le dark count** désigne le nombre de coups délivrés par le détecteur en l'absence de flux incident. Ces coups proviennent de processus parasites d'origine électrique ou thermique.

Les modules de détection que nous utilisons sont fabriqués par LASER COMPONENTS© sous la dénomination COUNT-50C-FC. Ils ont une efficacité quantique de 50% à 810 nm. Expérimentalement, nous avons observé un dark count de 20 cp/s.

Caractérisation spectrale des cristaux de PPLN

Afin de pouvoir mener par la suite une étude interférométrique, nous devons générer des processus de conversion de fréquence ayant des caractéristiques spectrales similaires sur chacun des bras de l'interféromètre. La génération de franges d'interférence ne sera possible en large bande que si nous obtenons un recouvrement maximal entre les deux courbes d'efficacité de conversion. Rappelons que le même laser de pompe doit être utilisé pour alimenter simultanément les deux processus non linéaires afin de conserver la cohérence mutuelle des signaux convertis. Notre seul degré de liberté pour déterminer le point de fonctionnement de chacun des composants est donc la température des cristaux permettant de maximiser le recouvrement des courbes d'efficacité de conversion des deux cristaux. Dans un premier temps, nous nous plaçons à la température pour laquelle la puissance convertie à partir du laser HeNe à 3.39 μm est maximale.

Pour déterminer ces température de fonctionnement, les cristaux ont été chauffés à une température de 150 °C. Après réglage de l'injection de la pompe et du signal au sein du même guide du PPLN, les fours sont éteints. L'observation de l'évolution de la puissance convertie en fonction de la température a alors permis de déterminer les paramètres expérimentaux optimaux. Cette procédure présente deux inconvénients majeurs car la variation de température :

1. modifie les conditions d'injection de la pompe et du signal ;
2. peut engendrer des gradients de température au sein du cristal.

Afin de limiter ces effets, cette procédure a été répétée en diminuant au fur et à mesure la plage de variation de la température. Nous avons par la suite ajusté les commandes de température des deux cellules Peltier de l'étage supérieur l'une par rapport à l'autre afin d'optimiser le rendement. Finalement, nous avons déterminé que pour une longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1063.7 \text{ nm}$ les température de fonctionnement optimales sont :

- pour le bras 1 : $T = 130.0 \text{ °C}$
- pour le bras 2 : $T = 111.0 \text{ °C}$

Au cours de ces investigations, deux points de fonctionnement ont été observés sur chacun des cristaux. Nous avons donc pu relever deux températures donnant lieu à un rendement de conversion significatif. Afin de fixer les paramètres expérimentaux, la température donnant accès

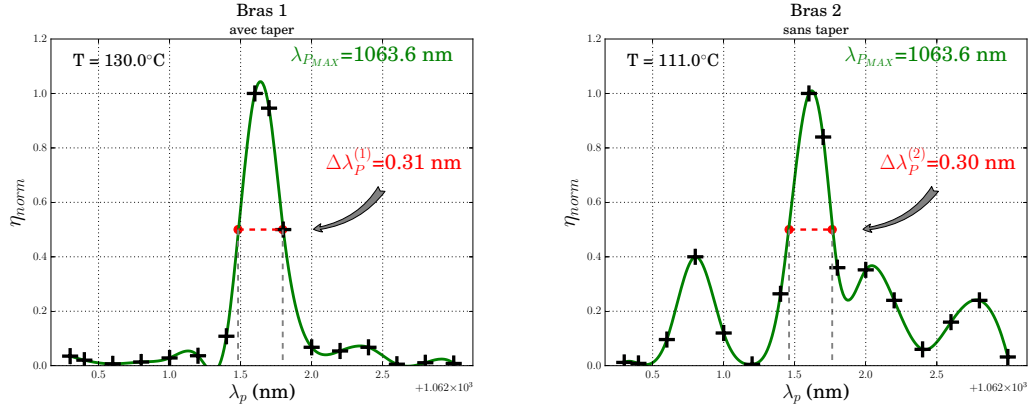


FIGURE 3.15 – Tracé expérimental de la courbe d’efficacité de conversion normalisée pour chacun des deux cristaux utilisés sur notre banc de mesures (janvier 2016).

à la meilleure efficacité de conversion a été choisie.

Afin de pouvoir relever la courbe d’efficacité de conversion, nous utilisons une source de pompe accordable en longueur d’onde. Toutefois, la plage d’accordabilité de ce laser reste limitée à une très faible bande spectrale, de l’ordre de 3 nm autour de 1063.6 nm. Les courbes expérimentales correspondantes sont présentées à la figure 3.15. Le graphique de gauche correspond à la voie interférométrique que nous appelons « bras 1 ». Celle-ci dispose du PPLN muni d’un taper. La courbe que nous obtenons par la mesure présente, conformément à la théorie, l’allure de la fonction sinus cardinal au carré. Cette courbe présente une légère dissymétrie qui a été observée pour chaque relevé. Cette dissymétrie est également présente sur les courbes relevées par Kai-Daniel Büchter [Büchter 10b] pour des PPLN similaires. La largeur à mi-hauteur du lobe central, c’est à dire la largeur de l’acceptance spectrale, relevée ici vaut :

$$\Delta\lambda_p^{(1)} = 0.31 \text{ nm} \quad (3.1)$$

Le graphique de droite correspond à la réponse spectrale du cristal positionné sur le « bras 2 » de notre montage (PPLN sans taper). La courbe mesurée présente une allure plus chaotique et une forte dissymétrie. Autour du pic central sont présents trois pics de hauteurs non négligeables. Au cours des différentes investigations visant à ajuster les commandes de température des deux cellules Peltier de l’étage supérieur l’une par rapport à l’autre, nous ne sommes pas parvenus à éliminer ces lobes latéraux. La comparaison de cette courbe avec celle obtenue pour le premier

PPLN permet de mettre en évidence l'impact du taper. En effet, l'aspect chaotique de la courbe d'efficacité de conversion du PPLN sans taper montre l'influence de l'injection non maîtrisée de la pompe directement dans un guide multimode à 1064 nm. Finalement, la réponse spectrale du PPLN sans taper est beaucoup plus éloignée du modèle théorique. La largeur à mi-hauteur du lobe central correspond à l'acceptance spectrale, nous avons relevé pour ce cristal :

$$\Delta\lambda_p^{(2)} = 0.30 \text{ nm} \quad (3.2)$$

Conformément à la théorie, nous avons pu observer que la longueur d'onde de pompe donnant accès à la condition de quasi accord de phase varie avec la température du cristal. Nous avons constaté expérimentalement qu'une augmentation de la température $\Delta T = 1 \text{ }^\circ\text{C}$ provoque une augmentation de la longueur d'onde de pompe pour laquelle le rendement est maximal $\Delta\lambda_{p_{max}} = 0.2 \text{ nm}$. D'autre part, d'après la condition de conservation de l'énergie nous avons :

$$\nu_c = \nu_p + \nu_s \quad (3.3)$$

Ces relevés expérimentaux ont été effectués à ν_s constant, par conséquent nous obtenons :

$$d\nu_c = d\nu_p \quad (3.4)$$

Nous en déduisons donc :

$$\Delta\nu_p = \Delta\nu_c \implies \Delta\lambda_p = \frac{\lambda_p^2}{\lambda_c^2} \cdot \Delta\lambda_c \quad (3.5)$$

$$\text{Numériquement, nous calculons les valeurs suivantes : } \begin{cases} \Delta\lambda_c^{(1)} = 0.18 \text{ nm} \\ \Delta\lambda_c^{(2)} = 0.17 \text{ nm} \end{cases}$$

Nous avons ainsi pu déterminer les paramètres nécessaires afin de simuler la courbe d'efficacité de conversion de la courbe dans le cas d'une pompe monochromatique et d'une source de signal à large bande spectrale :

- la longueur d'onde de pompe : $\lambda_p = 1063.6 \text{ nm}$;
- les températures des cristaux : $T^{(1)} = 130.0 \text{ }^\circ\text{C}$ et $T^{(2)} = 111.0 \text{ }^\circ\text{C}$;

— le pas du poling : $\Lambda = 21.84 \mu\text{m}$.

La valeur du poling ne correspond pas aux valeurs donnée par le fabricant. En effet, nos simulation ne tiennent pas comptent des équations de propagation des différents faisceaux au sein du guide du PPLN. La valeur du poling sert donc de variable d’ajustement. De cette manière nous avons pu estimer par simulation la largeur de l’acceptance spectrale du point du vue du signal moyen infrarouge pour une longueur d’onde de pompe constante :

- pour le bras 1 : $\Delta\lambda_s^{(1)} = 3.1 \text{ nm}$;
- pour le bras 2 : $\Delta\lambda_s^{(2)} = 2.9 \text{ nm}$.

Cette caractérisation nous permet de mettre en avant la fonction de transfert de chacun de nos cristaux de PPLN. Les largeurs des acceptances spectrales des PPLN que nous utilisons étant de $\Delta\lambda_s^{(1)} = 3.1 \text{ nm}$ pour le bras 1 et de $\Delta\lambda_s^{(2)} = 2.9 \text{ nm}$ pour le bras 2, la technique de détection hybride va nous donner accès à un pouvoir de résolution spectrale élevé : $\lambda_s/\Delta\lambda_s = 1170$ lorsque nous utiliserons des sources à large bande spectrale.

De plus, à partir de ces résultats, nous sommes en mesure de faire une estimation de la longueur de cohérence L_C à laquelle nous aurons accès dans le cas de mesures interférométriques à partir d’une source moyen infrarouge à large bande spectrale, nous avons donc :

$$L_C = \frac{\lambda_s^2}{\Delta\lambda_s} = \frac{(3.39 \mu\text{m})^2}{3.1 \text{ nm}} \simeq 3.7 \text{ mm} \quad (3.6)$$

3.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé la mise en place expérimentale de notre banc de mesures. L’étage à $3.39 \mu\text{m}$ permet de maîtriser la propagation du faisceau issu de la source scientifique, tout particulièrement quant à la mise en forme spatiale du faisceau. Le bon fonctionnement d’ALOHA passe par la maîtrise du niveau de la puissance convertie sur chacun des bras de l’interféromètre. Pour cela, nous avons dû optimiser les processus de somme de fréquences en maîtrisant les injections des faisceaux signal et pompe.

Dans un deuxième temps, les étages non linéaires de somme de fréquences, placés sur chacun des bras, doivent générer des signaux convertis mutuellement cohérents. Pour cela nous avons

ajusté les températures de fonctionnement de nos cristaux afin optimiser le recouvrement spectral des courbes d'efficacité de conversion des deux processus de somme de fréquences. De plus, l'ensemble de nos éléments guidés sont unimodaux et à maintien de polarisation. Nous assurons ainsi une bonne symétrie des signaux issus de chacun des bras de notre interféromètre.

Dans un troisième temps, l'étage à 810 nm permet d'assurer de manière efficace les étapes de filtrage spatial et spectral. La modulation temporelle des trajets optiques et la recombinaison cohérente des faisceaux issus de chacun des bras de l'interféromètre permet d'observer les franges d'interférence temporellement.

Nous devons désormais effectuer la caractérisation du rendement et l'étude de la stabilité de notre montage, ces travaux font l'objet du chapitre 4.

4

Caractérisation des rendements et des sources de bruit des étages de conversion

Afin de caractériser notre banc de mesures présenté au chapitre 3, et de connaître son degré de stabilité, nous réaliserons au cours de ce chapitre l'étude photométrique ainsi que la caractérisation des sources de bruit.

Dans un premier temps, nous établirons le bilan de la transmission en fort flux sur chacune des deux voies interférométriques ainsi que la mesure du rendement de conversion. Nous évaluerons ensuite le degré de stabilité au cours du temps des niveaux de flux des sources de pompe, du signal, ainsi que du signal converti. De cette manière, nous pourrions évaluer expérimentalement l'influence des facteurs externes, tels que la stabilité en température des cristaux de PPLN ou la stabilité mécanique du montage, sur la mesure future du contraste des franges d'interférence.

Dans un second temps, nous nous placerons en régime de comptage de photons afin d'étudier les différentes sources de bruit. Rappelons qu'en régime de comptage de photons le calcul du contraste nécessite de corriger les différents biais causés par les sources de bruit :

- électroniques associées au détecteur ;
- optiques liées aux émissions de rayonnements thermiques dans l'environnement du conver-

tisseur de fréquence et à l'effet de fluorescence paramétrique.

4.1 Caractérisation des rendements en régime de fort flux

Bilan de transmission de l'étage moyen infrarouge

Dans cette section, nous allons effectuer le bilan de transmission de l'étage moyen infrarouge. Sur chacun des bras de l'interféromètre, nous utilisons sept miroirs traités or avec un coefficient de réflexion $R_m \simeq 97\%$. Une membrane fine permet de répartir la puissance issue du laser HeNe de manière équitable sur chacun des bras de l'interféromètre, avec un coefficient de réflexion $R_s = 50\%$ à $3.39 \mu\text{m}$. La figure 4.1 montre un schéma de l'étage infrarouge du montage. Les points répertoriés en bleu correspondent aux points expérimentaux de mesures de puissance. La

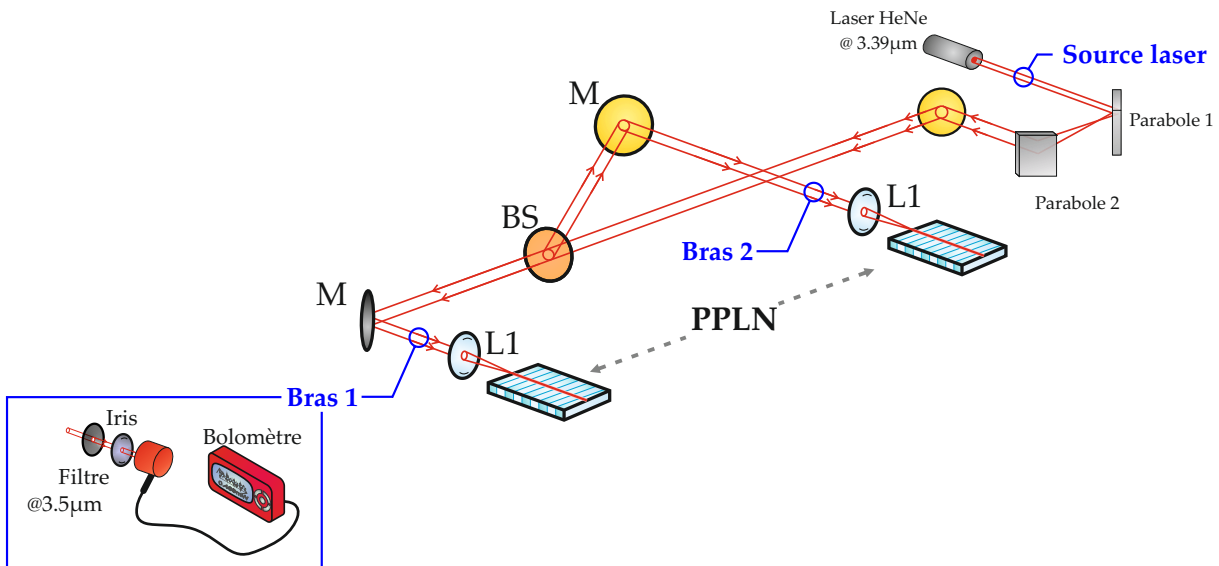


FIGURE 4.1 – Montage permettant de mesurer la transmission de l'étage infrarouge. Les puissances à $3.39 \mu\text{m}$ sont mesurées en utilisant un bolomètre placé à la sortie du laser et juste avant l'injection dans les guides des PPLN. Un iris est placé devant le bolomètre afin de ne mesurer que la puissance réellement utile au processus de somme de fréquences. Un filtre passe-bande centré à $3.5 \mu\text{m}$ et de 500 nm de bande passante permet de limiter l'impact du rayonnement ambiant.

mesure de la puissance signal I_s est effectuée avec un bolomètre associé à un filtre passe-bande centré à $3.5 \mu\text{m}$ de 500 nm de bande passante afin de limiter l'impact des rayonnements ambiants qui pourraient être détectés. Un iris est également placé avant le détecteur afin de ne mesurer que la puissance signal participant au processus de somme de fréquences. Expérimentalement,

l'iris est refermée jusqu'à observer une chute de la puissance convertie de l'ordre de 10%. Ceci correspond à un diamètre de faisceau de 4 mm. De plus, l'iris permet de centrer le détecteur sur le trajet du faisceau.

Point de mesure	Puissance moyenne (mW)	Écart-type (mW)	Nombre de mesures
Source laser	3.00	0.03	78
Bras 1	0.43	0.04	33
Bras 2	0.52	0.07	45

Tableau 4.1 – Tableau du bilan de transmission de l'étage infrarouge. Les points de mesure sont repérés par des cercles bleus sur la figure 4.1. Les puissances relevées ont été mesurées à l'aide d'un bolomètre placé derrière un iris afin de ne mesurer que la puissance réellement utile au processus de somme de fréquences.

Le tableau 4.1 récapitule les moyennes et écart-types des différentes mesures que nous avons effectuées. Ces mesures ont été réalisées de manière systématique à chaque utilisation du banc ALOHA, permettant ainsi de disposer d'un grand nombre de relevés à des jours différents. Nous observons que les pertes totales s'élèvent à 8.4 dB pour le bras 1 et à 7.6 dB pour le bras 2.

Au cours de ces relevés, nous avons systématiquement mesuré les valeurs de puissance en ouvrant l'iris. Nous avons observé que pour chacun des deux bras, l'iris diminue la puissance mesurée du signal à 3.39 μm de 20%, soit 1 dB de perte. Toutefois, des investigations plus complètes à propos de la transmission de l'étage infrarouge nous ont permis d'observer que le système afocal engendre 1.55 dB de pertes. De plus, l'ensemble des miroirs présents génère, d'après ces mesures, 2.2 dB de pertes. En ajoutant les 3 dB de pertes intrinsèques à la membrane séparatrice, nous retrouvons le taux de pertes totales cohérent avec les mesures réalisées pour chacun des bras du montage.

En outre, nous remarquons que les rapports entre les écart-types et les valeurs moyennes sont faibles, de l'ordre de 10%. Cela signifie que la puissance signal disponible à l'entrée de chacun des PPLN est identique pour différentes journées de mesures.

Caractérisation de l'étage de conversion

Dans un premier temps, nous mettons en place et nous testons l'efficacité de chacun des bras de l'interféromètre à somme de fréquences de manière indépendante. La configuration du

montage ne nous donne pas accès à une mesure directe de l'efficacité de conversion du PPLN.

Comme le montre la figure 4.2, nous mesurons :

- I_s : la puissance du signal à $3.39 \mu\text{m}$ avant le montage d'injection dans le PPLN ;
- I_c : la puissance du signal converti après l'ensemble des éléments du filtrage spatial par la fibre unimodale, ainsi que des éléments du filtrage spectral par les filtres interférentiels.

Les rendements de conversion sont calculés en faisant le rapport de la mesure de la puissance signal I_s , et convertie I_c :

$$\eta = \frac{I_c}{I_s} \quad (4.1)$$

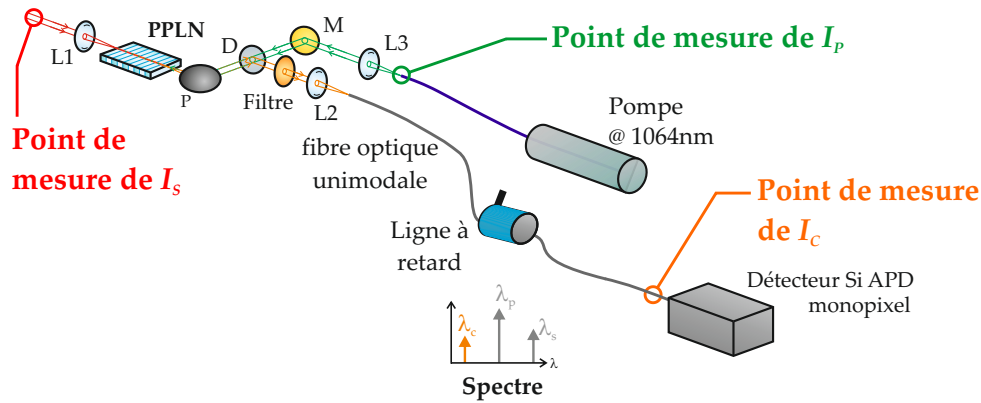


FIGURE 4.2 – Schéma de mesure du rendement global pour chacun des bras de l'interféromètre. Le schéma illustre les endroits où nous plaçons le moyen de détection pour effectuer les mesures des puissances converti (I_c), signal (I_s) et pompe (I_p). I_c est mesurée grâce à un détecteur Si-APD monopixel, I_p via un wattmètre, et I_s grâce à un bolomètre.

L'ensemble de nos mesures a été effectué pour une même puissance de pompe : $I_p = 100 \text{ mW}$.

Comme le montre la figure 4.2, la puissance de pompe est mesurée en amont de la lentille L_3 .

Les rendements que nous mesurons incluent la totalité des pertes dues au montage :

- la perte à l'injection du signal à $3.39 \mu\text{m}$ et de la pompe à 1064 nm dans le cristal de PPLN ;
- les pertes liées au coefficient de transmission du miroir dichroïque à 1064 nm inscrit à l'entrée du PPLN ;
- l'efficacité de conversion du cristal ;
- les pertes liées à la lame dichroïque après le PPLN (en transmission à 1064 nm et en réflexion à 810 nm) ;

- les pertes liées à l'étage de filtrage spectral (filtres passe-bande centrés à 810 nm) ;
- les pertes à l'injection au sein de la fibre collectrice unimodale (filtrage spatial) ;
- la polarisation du laser HeNe.

Les réglages de l'injection du signal infrarouge et de la pompe au sein du PPLN, ainsi que les réglages de l'injection du signal converti dans la fibre collectrice peuvent varier au cours du temps à cause des différentes instabilités mécaniques du montage. Ceci peut induire des mesures de rendement différentes. Pour cette raison, chacune des mesures a été réalisée de manière systématique pour chaque utilisation du banc ALOHA@3.39. Seules les valeurs moyennes et leurs écarts-types sont rapportées ici.

Ces mesures ont été réalisées en utilisant une fibre unimodale à 810 nm et à maintien de polarisation d'une longueur de 4 m. Afin de pouvoir évaluer l'impact du filtrage spatial, nous avons également réalisé des relevés en collectant le signal converti avec une fibre multimode, après l'étage de filtrage spectral. La mesure de I_c est alors effectuée à la sortie de cette fibre. Les résultats obtenus sont récapitulés dans le tableau 4.2.

PARAMÈTRES				RÉSULTATS DE MESURES		
Bras	Taper	Fibre collectrice	Nombre de mesures	Rendement moyen $\bar{\eta}$	Écart-type σ	$\frac{\sigma}{\bar{\eta}}$
1	oui	multimode	7	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$	23.0 %
		unimodale	17	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$	84.6 %
2	non	multimode	9	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	22.2 %
		unimodale	22	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$9.2 \cdot 10^{-6}$	41.8 %

Tableau 4.2 – Tableau comparatif des rendements obtenus avec une fibre collectrice unimodale et multimodale. Le rendement donné est directement le rapport $\frac{I_c}{I_s}$. L'ensemble de ces mesures a été effectuée pour une puissance de pompe $I_p = 100$ mW.

En premier lieu nous observons que les valeurs de rendement obtenues sont très faibles. Ceci ne s'avère pas être en accord avec les résultats précédemment obtenus par Kai-Daniel Büchter [Büchter 10b]. Cependant, dans le cadre des travaux menés à l'université de Paderborn, les puissances pompe et signal mises en jeu étaient de l'ordre de 500 mW chacun [Büchter 09], et les cristaux avaient été pigtaillés. Malgré l'ensemble de nos efforts, nous n'avons pas été en mesure d'améliorer ces performances.

De plus, les écarts-types importants montrent la difficulté à reproduire l'expérience. Nous remarquons également que le PPLN muni d'un taper présente des instabilités très importantes. Au cours de nos investigations nous avons constaté que ces instabilités diminuaient si nous réduisons la température du four de ce cristal.

D'autre part, nous remarquons une différence importante entre les relevés effectués avec une fibre collectrice unimodale et une fibre collectrice multimodale. En effet, numériquement nous avons :

— pour le bras 1 : $\frac{\eta_1^{Multi}}{\eta_1^{uni}} = 7.7$

— pour le bras 2 : $\frac{\eta_2^{Multi}}{\eta_2^{uni}} = 8.2$

Cette observation nous permet de mettre en évidence l'aspect multimodal du faisceau converti. En effet, les guides des PPLN sont optimisés pour la transmission unimodale du faisceau à $3.39 \mu\text{m}$. Leurs dimensions les rendent donc multimodaux aux longueurs d'ondes des signaux de pompe et du converti. Toutefois nous ne notons aucune différence entre les deux composants, malgré la présence ou non du taper. Les températures élevées des fours nécessaires pour réaliser les processus de somme de fréquences peuvent engendrer des phénomènes de convection thermique. De cette manière, les faisceaux convertis émergeant des différents cristaux peuvent être soumis à des phénomènes de turbulence atmosphérique.

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'utilisation de fibres optiques unimodales est requise pour réaliser la recombinaison des faisceaux avec un recouvrement spatial maîtrisé des faisceaux. Ceci nous permettra d'assurer la génération de systèmes de franges avec de hauts contrastes calibrés. Par ailleurs, quel que soit le type de fibre utilisé, les rendements obtenus sur chacun des bras de l'interféromètre sont différents, numériquement nous avons :

— dans le cas d'une fibre collectrice unimodale : $\frac{\eta_1^{uni}}{\eta_2^{uni}} = 1.77$

— dans le cas d'une fibre collectrice multimode : $\frac{\eta_1^{Multi}}{\eta_2^{Multi}} = 1.66$

Nous remarquons que ces deux rapports sont proches et dépendent peu du type de fibre optique utilisé pour la collection du signal converti. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, l'efficacité de conversion est proportionnelle au carré de la longueur d'interaction des ondes mises en jeu. Dans notre cas de figure, les cristaux sont guidés, et le rapport de leurs longueurs au carré nous donne :

$$\left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2 = 1.63 \quad (4.2)$$

La différence de longueur des deux cristaux semble être la principale cause de l'écart entre les rendements de chacune des voies interférométriques au sein du montage.

Caractérisation du coupleur et de l'étage de filtrage spectral

Nous connaissons désormais les rendements globaux de chacune des voies de notre interféromètre. Toutefois nous n'avons pas encore intégré le coupleur permettant la recombinaison cohérente des signaux convertis ainsi que l'ensemble des filtres passe-bande centrés à 810 nm, nécessaires pour la réalisation de mesures en régime de comptage de photons. Nous allons maintenant évaluer leur impact sur transmission de l'étage à 810 nm.

Le coupleur unimodal à 810 nm et à maintien de polarisation est un coupleur deux voies vers une. Les caractéristiques fournies par le fabricant indiquent que l'ensemble des pertes en excès et des pertes intrinsèques s'élève à 4.6 dB sur chacune des voies. De plus cet élément a un taux d'extinction en polarisation de 26 dB.

Afin de pouvoir travailler en régime de comptage de photons, un filtrage spectral efficace des signaux émergeant du PPLN doit être réalisé. En effet, la lame dichroïque disponible sur le montage a les caractéristiques présentées à la figure 4.3 (données du fabricant).

Nous remarquons que le signal parasite à 532 nm est réfléchi à 99.7 % et donc renvoyé vers la fibre collectant le signal à 810 nm. De plus le taux de réflexion à 1064 nm s'élève à 4 %. Cette puissance de pompe résiduelle disponible à l'entrée de la fibre collectrice est alors de l'ordre du milliwatt. Nous devons utiliser des filtres capables d'éliminer ces signaux parasites afin de ne pas saturer ou détériorer les détecteurs.

La figure 4.4 montre la caractéristique des filtres interférentiels passe-bande à 810 nm utilisés.

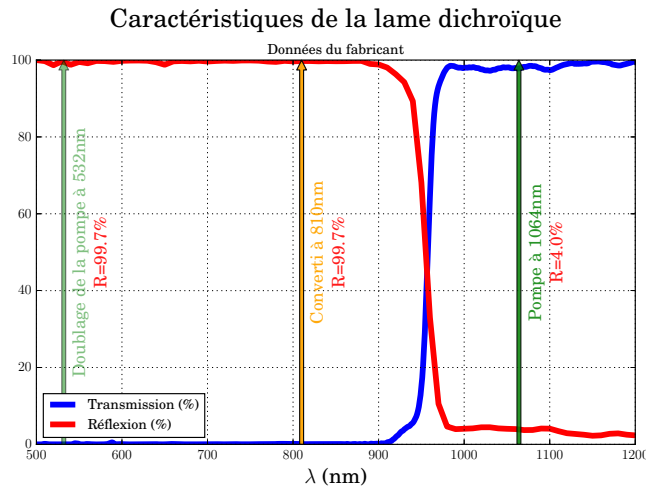


FIGURE 4.3 – Caractéristiques des lames dichroïques utilisées (données du fabricant). La courbe rouge représente la caractéristique en réflexion et la courbe bleue la caractéristique en transmission. Les trois flèches indiquent les longueurs d’ondes du signal converti (810 nm), de la pompe (1064 nm) et du signal généré par doublage de fréquence de la pompe (532 nm).

Ces courbes sont tirées des données du fabricant. Comme nous pouvons le constater il s’agit de filtres passe-bande centrés à 810 nm, avec une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 18$ nm. Ces filtres présentent une atténuation de 60 dB à 1064 ± 10 nm et une atténuation de 50 dB à 532 ± 10 nm. Suite à une étude expérimentale que nous n’avons pas rapportée ici, nous avons choisi de placer deux filtres supplémentaires identiques au précédent à la sortie du coupleur afin de s’assurer de supprimer les signaux parasites à 1064 nm et 532 nm pour effectuer des mesures en régime de comptage de photons.

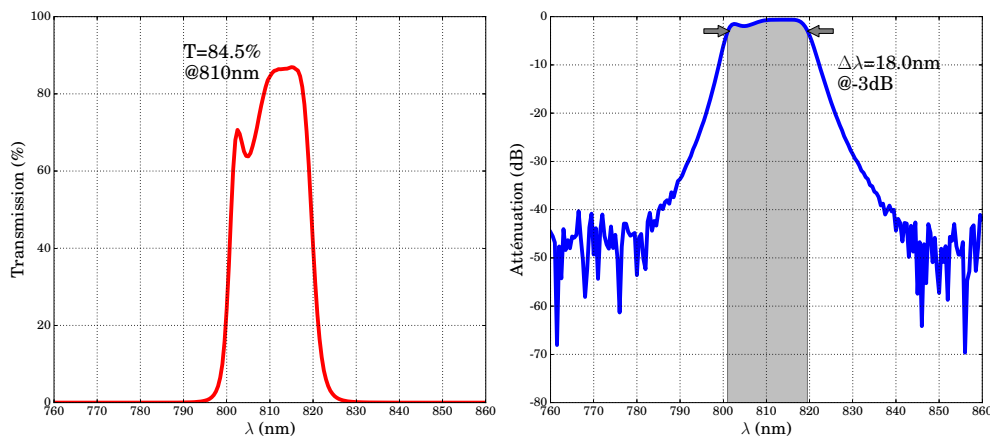


FIGURE 4.4 – Caractéristiques des filtres interférentiels passe-bande à 810 nm utilisés (données du fabricant).

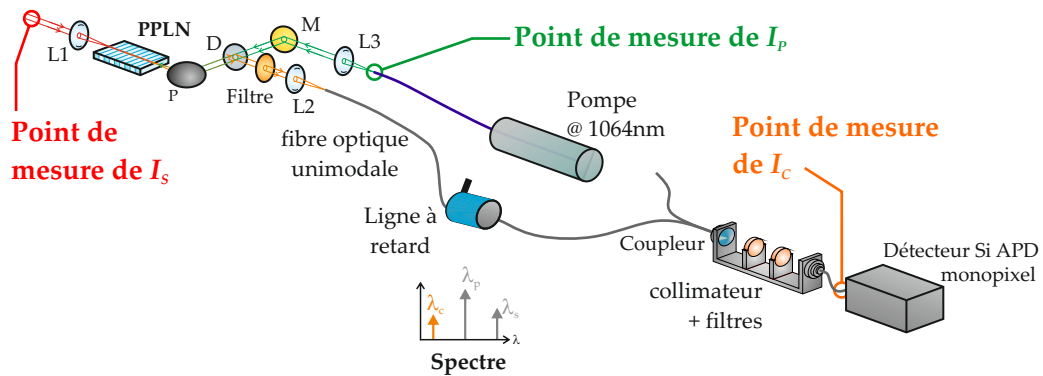


FIGURE 4.5 – Mesure du rendement de transmission et de conversion incluant la paire de collimateurs optiques et les filtres associés

Comme le montre la figure 4.5, deux filtres sont disposés sur un support placé après le coupleur afin d’opérer exactement le même filtrage spectral sur les deux voies interférométriques. Le passage en espace libre est assuré par deux collimateurs optiques en vis à vis placés sur ce support. Ces éléments sont composés d’un triplet de lentilles permettant de collimer le faisceau à sa sortie de la première fibre, puis de le focaliser afin de d’injecter le faisceau filtré dans la deuxième fibre. Puisque la recombinaison cohérente des faisceaux est déjà assurée, une fibre collectrice multimode peut être placée à la sortie de l’étage de filtrage spectral. Cette fibre dispose d’une grande ouverture numérique, limitant ainsi les pertes à l’injection. Expérimentalement, nous mesurons une transmission de $\sim 100\%$ à 810 nm sans les filtres, et une transmission de l’ordre de 75% avec les filtres.

Les mesures de rendements obtenues dans cette configuration sont résumées dans le tableau 4.3. Ce tableau regroupe les résultats obtenus en mesurant la puissance convertie I_c directement à la sortie de la fibre collectrice unimodale et ceux obtenus en ajoutant le coupleur unimodal et le système de filtrage spectral supplémentaire. Nous remarquons que cette étape dégrade fortement les rendements. Le coupleur, la paire de collimateurs optiques et les filtres spectraux induisent globalement 5.9 dB de pertes sur le bras 1 et 5.1 dB de pertes sur le bras 2, le coupleur étant l’élément le plus pénalisant.

Ces pertes correspondent aux caractéristiques des différents éléments. Contrairement à l’étage infrarouge, la mise en place et l’optimisation de la transmission sont simples et rapides du point de vue expérimental. Ceci confirme que l’utilisation des éléments fibrés apporte une grande

Bras	Configuration : coupleur + collimateurs	Nombre de mesures	Rendement moyen $\bar{\eta}$	Écart-type σ
1	non	17	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$
	oui	12	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-6}$
2	non	22	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$9.2 \cdot 10^{-6}$
	oui	10	$0.7 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-6}$

Tableau 4.3 – Tableau comparatif des résultats obtenus directement à la sortie de la fibre collectrice unimodale ou en incluant le coupleur fibré et le système de filtrage spectral. Le rendement donné est directement le rapport $\frac{I_c}{I_s}$. L'ensemble de ces mesures a été effectué pour une puissance de pompe $Pp = 100$ mW.

flexibilité de mise en œuvre. De surcroît, la possibilité de raccorder précisément les fibres entre elles limite les erreurs d'alignement au sein du montage. Ceci conduit à une mise en place plus simple et plus facilement répétable.

Stabilité photométrique de la pompe, du signal et du converti

Nous avons désormais établi un premier bilan de la transmission et du rendement global de chacune de nos voies interférométriques. Les variations des puissances de la pompe et du signal scientifique influencent directement la puissance du signal converti généré et donc du taux de modulation des franges d'interférence. Nous allons à présent effectuer des relevés photométriques de ces trois puissances sur des durées de l'ordre de la dizaine de minutes. Les variations photométriques des signaux convertis ont une influence directe sur la mesure du contraste des franges d'interférences. Nous allons donc, dans cette section, estimer les variations photométriques et analyser leur impact sur le contraste des franges d'interférence.

Dans un premier temps, la stabilité de la puissance de la pompe au cours du temps est caractérisée en plaçant un wattmètre directement à la sortie fibrée de la pompe et en mesurant la puissance sur une durée de 90 min à partir de la mise en route du laser, avec une fréquence d'acquisition de 3.3 Hz. Nous observons de fortes variations de la puissance délivrée par le laser de pompe à l'allumage. Ces fluctuations sont de l'ordre de 10% par rapport à la valeur moyenne. La courbe expérimentale est présentée en figure 4.6. Nous constatons qu'après 20 min de fonctionnement la source de pompe est beaucoup plus stable en puissance. La courbe de gauche montre l'intégralité de la mesure. La courbe de droite correspond à une fenêtre temporelle d'utilisation

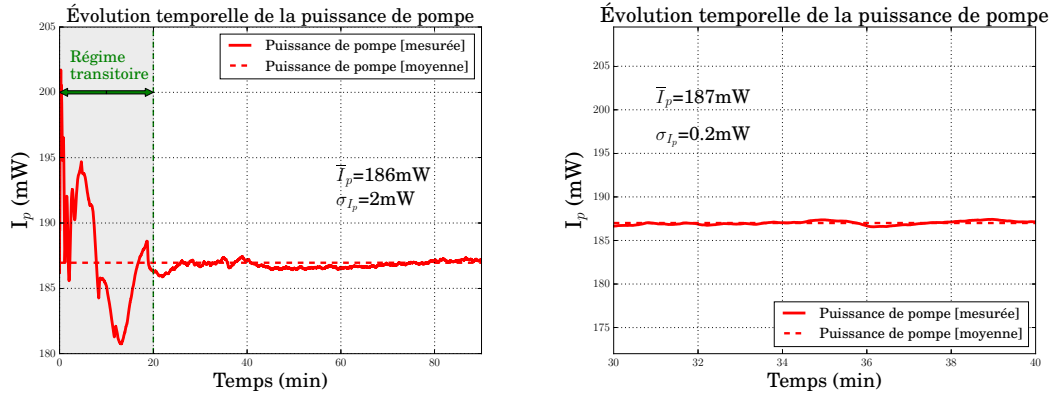


FIGURE 4.6 – Mesure de la stabilité au cours du temps de la puissance délivrée par le laser de pompe à 1064 nm. Le graphique de gauche reporte une mesure réalisée sur une durée de 90 min. Le graphique de droite correspond à une fenêtre d'utilisation de 10 min débutant 30 min après l'allumage de la pompe.

de 10 min débutant 30 min après l'allumage de la pompe. Nous remarquons que sur cette plage temporelle l'écart-type devient faible par rapport à la valeur moyenne : $\frac{\sigma}{\bar{I}_p} = 0.1\%$.

Dans un deuxième temps, nous analysons la stabilité du signal à $3.39 \mu\text{m}$ au cours du temps. Nous utilisons pour cela un bolomètre que nous plaçons sur le trajet optique du faisceau à $3.39 \mu\text{m}$, juste avant l'objectif de microscope qui assure l'injection du signal dans le PPLN, comme le montre le schéma de droite de la figure 4.7. Les courbes expérimentales sont présentées sur la figure 4.7 à gauche. Ces relevés ont été effectués sur une durée de 8 min. Nous remarquons que l'écart-type est à nouveau faible par rapport à la valeur moyenne :

- pour le bras 1 : $\frac{\sigma}{\bar{I}_{s1}} = 0.4\%$,
- pour le bras 2 : $\frac{\sigma}{\bar{I}_{s2}} = 1.2\%$.

La puissance signal disponible à l'entrée de chacun des cristaux de PPLN peut donc être considérée comme stable au cours du temps.

Dans un troisième temps, nous caractérisons la stabilité au cours du temps de la puissance du signal converti. En premier lieu, nous observons l'évolution du signal converti à l'échelle d'une trame de 100 ms. Cette durée correspond au temps d'acquisition d'une trame dans le cas de mesures de contraste. Ces mesures ont été effectuées avec le détecteur Si-APD standard utilisé pour le relevé expérimental des franges d'interférences en régime de fort flux. Les courbes obtenues pour chacun des bras de l'interféromètre sont présentées en figure 4.8. Sur chacun des graphiques

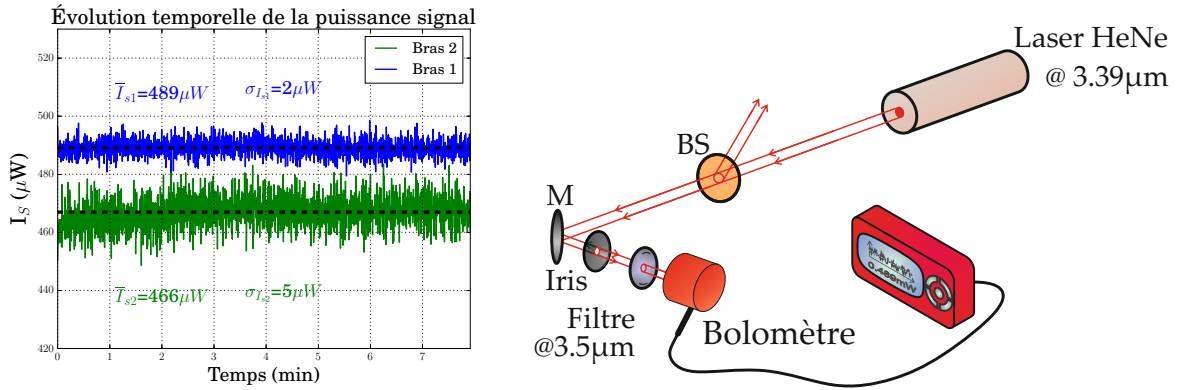


FIGURE 4.7 – Mesure de la stabilité au cours du temps du signal MIR

sont représentés trois trames successives. Avec cette échelle de temps, nous n’observons aucune variation rapide de la puissance convertie. Nous remarquons également que les valeurs moyennes et leur écart-type sont identiques. De plus, nous remarquons que l’écart-type est à nouveau faible par rapport à la valeur moyenne :

- pour le bras 1 : $\frac{\sigma}{\bar{I}_{c1}} = 2.6\%$,
- pour le bras 2 : $\frac{\sigma}{\bar{I}_{c2}} = 2.8\%$.

Puisque nous observons que trois trames successives de 100 ms donnent des valeurs moyennes de puissance et des écarts-types équivalents, la puissance signal disponible à l’entrée de chacun des cristaux de PPLN peut être considérée comme stable sur une durée de l’ordre de 300 ms.

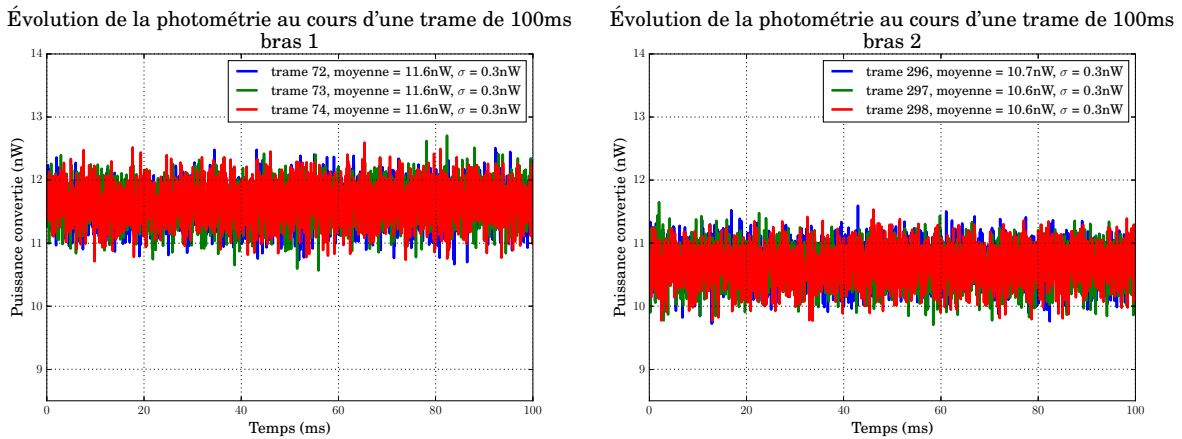


FIGURE 4.8 – Caractérisation de la stabilité au cours du temps du signal converti. La mesure a été effectuée pendant une durée d’une trame d’acquisition de 100 ms, en utilisant une fibre unimodale à la sortie du PPLN.

Nous plaçons alors un mesureur de puissance directement à la sortie de la fibre collectrice,

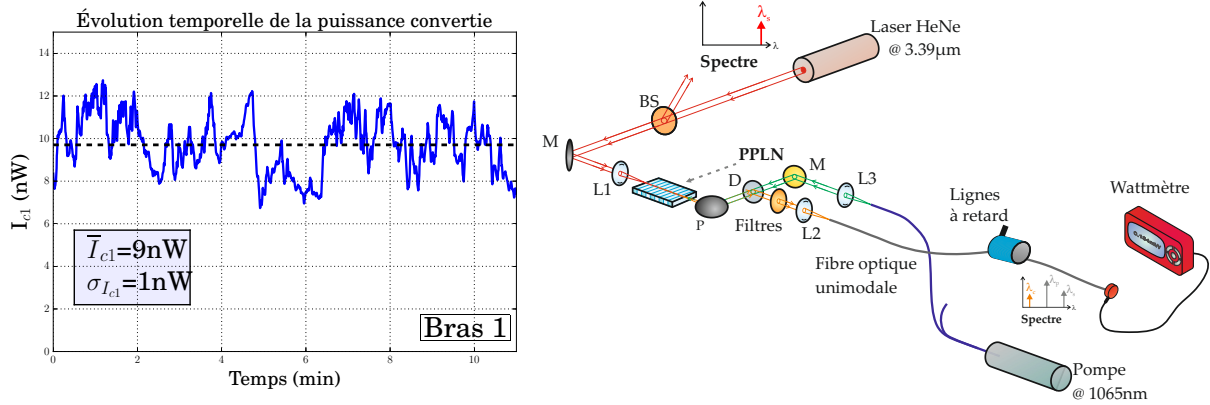


FIGURE 4.9 – Caractérisation de la stabilité au cours du temps du signal converti. La mesure a été effectuée pour une fibre unimodale pendant une durée de 11 min. La courbe présentée a été relevée sur le bras 1.

comme le montre le schéma de la figure 4.9. Les relevés présentés ont été effectués pendant une durée de 11 min. Le temps de réponse de ce détecteur est de 300 ms. Comme nous l'avons vu précédemment, ce temps d'intégration ne doit pas influencer le résultat final. Ces mesures ont été effectuées pour chacun des bras de l'interféromètre et ont donné des courbes d'allures similaires. Nous présentons ici les résultats obtenus sur le bras 1. Nous remarquons que le rapport entre l'écart-type et la valeur moyenne vaut : $\frac{\sigma}{I_c} = 11\%$. À l'échelle d'une dizaine de minutes, le signal converti varie de manière importante. Dans le cas de mesures de franges d'interférences, ce taux de fluctuation pourrait avoir un impact significatif sur la valeur du contraste mesuré.

L'ensemble des résultats obtenus pour les trois puissances convertie, signal et pompe est présenté de manière synthétique dans le tableau 4.4.

Longueur d'onde	Puissance mesurée	\bar{I}	σ	$\frac{\sigma}{\bar{I}}$
Pompe à 1064 nm	I_p	187 mW	0.2 mW	0.1%
Signal à 3.39 μm	I_{s1}	489 μW	2 μW	0.4%
	I_{s2}	466 μW	5 μW	1.1%
Converti à 810 nm	I_{c1}	10 nW	1 nW	10.0%
	I_{c2}	9 nW	1 nW	11.1%

Tableau 4.4 – Bilan de la caractérisation de la stabilité des puissances signal, pompe et convertie.

Toutefois ces mesures ont été effectuées sur des durées limitées dans le temps. De manière expérimentale, de très fortes instabilités ont pu être observées certains jours. En effet les mesures

présentées ont été obtenues à l'issue de plusieurs heures de réglages du montage. Nous avons essentiellement observé de fortes instabilités de la puissance du signal converti sur le bras 1 (PPLN avec taper). La puissance convertie pouvait varier d'un facteur 3 à l'échelle de quelques secondes. La solution a le plus souvent consisté à optimiser les réglages liés à l'injection de la pompe. Nous avons pu observer expérimentalement que la présence d'un faisceau vert intense lié à la génération de signal à 532 nm par doublage de fréquence est un indicateur de ces instabilités. Tandis que nous avons cherché à favoriser la génération de signal à 532 nm pour optimiser les réglages d'injection de la pompe au sein du PPLN, nous avons également cherché à minimiser ce phénomène pour améliorer la stabilité dans le temps du signal converti. À plusieurs reprises, nous avons constaté que les plus hauts rendements qu'il est possible d'obtenir ne sont pas stables.

À partir des résultats de mesure, nous observons que les fluctuations de la puissance autour de la valeur moyenne sont beaucoup plus importantes pour la puissance convertie que pour les puissances de la pompe et du signal. En fixant les paramètres de température du PPLN, la puissance du signal à 3.39 μm ainsi que les longueurs d'onde de la pompe et du signal, nous pouvons exprimer le rendement en fonction de la puissance de pompe de la manière suivante :

$$\eta = \frac{I_c}{I_s} = K' \cdot I_p \quad (4.3)$$

K' est une constante qui dépend des paramètres du cristal et des conditions expérimentales. Cette valeur correspond au rendement exprimé par watt de pompe. À partir de l'équation (4.3), nous pouvons estimer les variations de la puissance convertie en fonction des fluctuations des puissances de la pompe et du signal à 3.39 μm :

$$\frac{\Delta I_c}{I_c} = \frac{\Delta I_p}{I_p} + \frac{\Delta I_s}{I_s} \quad (4.4)$$

Numériquement, d'après nos relevés nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_{c1}}{I_{c1}} &= 0.5 \% \\ \frac{\Delta I_{c2}}{I_{c2}} &= 1.2 \% \end{aligned}$$

Les valeurs théoriques ainsi obtenues sont inférieures d'un facteur 10 et 20 à celles mesurées pour le bras 1 et le bras 2. Afin de vérifier s'il existe une corrélation entre les variations de ces trois puissances, nous décidons d'effectuer à nouveau la mesure des trois puissances, cette fois-ci de façon simultanée. Pour cela notre montage ne permet pas d'effectuer le relevé de l'ensemble des données sur un même bras. Par conséquent, nous mesurerons les puissances pompe et signal sur le bras 2 et la puissance convertie sur le bras 1.

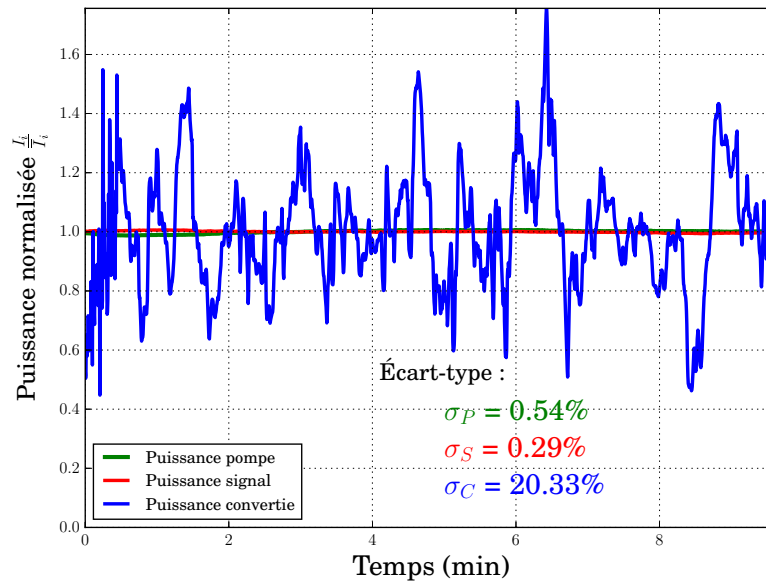


FIGURE 4.10 – Mesure simultanée des puissances normalisées pour la pompe, le signal et le convertie. Nous n'observons aucune corrélation entre les trois signaux. Par conséquent ce sont principalement la stabilité en température du cristal de PPLN, la stabilité mécanique du montage qui influencent la stabilité du signal converti et la turbulence due aux effets de convection thermique.

Les trois puissances mises en jeu ont été mesurées simultanément sur une durée de 9 min. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 4.10. Afin de superposer les trois courbes sur un même graphique et de pouvoir observer si leurs variations sont corrélées, nous avons normalisé chacune d'elles par sa valeur moyenne. Nous n'observons ici aucun lien direct entre les trois signaux. Cela signifie donc que d'autres facteurs influencent davantage la stabilité du signal converti :

- la stabilité en température du cristal de PPLN qui peut être perturbé par l'environnement de notre four ;
- la stabilité mécanique de l'ensemble du montage qui a une forte influence sur l'injection des faisceaux signal et pompe au sein des guides ;

- la turbulence liée à la différence de température entre le PPLN et la température ambiante du laboratoire (effets de convections thermiques).

Facteur photométrique du contraste

Nous avons observé au cours de nos mesures que la puissance convertie sur chacun des bras de l'interféromètre fluctuait à l'échelle de quelques dizaines de secondes. Ce type de fluctuation a un impact direct sur la mesure du contraste lorsque nous utilisons le banc ALOHA@3.39 μm .

En ne considérant que le facteur photométrique, la valeur du contraste des franges en régime de forts flux nous est donnée par la formule :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{I_{c1} \cdot I_{c2}}}{I_{c1} + I_{c2}} \quad (4.5)$$

Les puissances converties sur les bras 1 et 2 sont supposées indépendantes. Le facteur du déséquilibre photométrique f_{ph} est défini de la manière suivante :

$$f_{ph} = \frac{I_{c1}}{I_{c2}} \quad (4.6)$$

Nous pouvons ainsi nous ramener à un cas simple à une dimension. L'expression du contraste en fonction du facteur photométrique est donc :

$$C = \frac{2\sqrt{f_{ph}}}{1 + f_{ph}} \quad (4.7)$$

Le tracé de la courbe correspondante est présenté en figure 4.11.

Nous remarquons qu'en cas de déséquilibre photométrique entre les deux bras de l'interféromètre ($f_{ph} \neq 1$), le contraste chute. À partir de la formule 4.5, nous pouvons estimer l'erreur maximale absolue sur le contraste donnée par la relation :

$$\Delta C_{max} \stackrel{\text{déf.}}{=} \left| \frac{dC}{df_{ph}} \cdot \Delta f_{ph} \right| \quad (4.8)$$

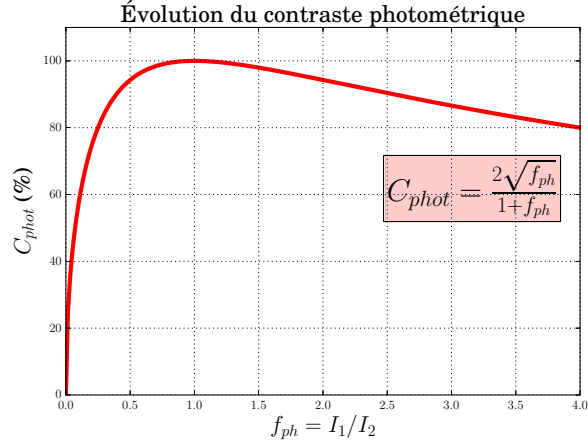


FIGURE 4.11 – Tracé de l'évolution du contraste en fonction du facteur photométrique f_{ph} .

L'équation 4.8 nous permet de définir :

$$\Delta C_{max} = \frac{|(1 - f_{ph}) \cdot \Delta f_{ph}|}{\sqrt{f_{ph} \cdot (1 + f_{ph})^2}} \quad (4.9)$$

$$\text{avec : } \Delta f_{ph} = \frac{\Delta I_{c1}}{I_{c1}} + \frac{\Delta I_{c2}}{I_{c2}} \quad (4.10)$$

À partir des mesures des puissances converties établies pour chacun des bras de l'interféromètre, il est possible de simuler l'évolution au cours du temps du facteur photométrique f_{ph} et du contraste photométrique C_{phot} . Les courbes obtenues sont présentées à la figure 4.12.

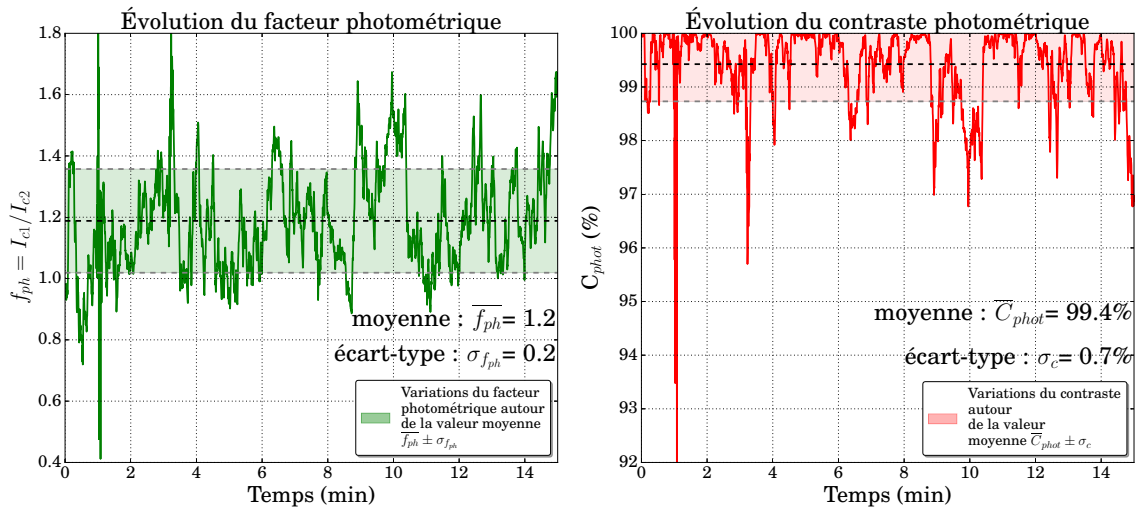


FIGURE 4.12 – Tracé de l'évolution du facteur photométrique f_{ph} et du contraste photométrique C_{phot} au cours du temps à partir des relevés expérimentaux.

Le montage expérimental ne permet pas de réaliser simultanément la mesure du facteur photométrique et du contraste des franges afin de pouvoir réaliser la correction du contraste des franges d'interférences en temps réel. Lors de l'expérience, les relevés photométriques seront effectués avant et après le relevé des interférogrammes. Dans le cas de ces simulations, réalisées à partir des relevés expérimentaux précédemment montrés, nous obtenons un facteur photométrique moyen $\overline{f_{ph}} = 1.2$ avec un écart-type $\sigma_x = 0.2$. Le cas où $\overline{f_{ph}} \neq 1$ correspond au fait que les puissances converties moyennes ne sont pas identiques sur chacun des bras du montage. Dans ces conditions, la simulation montre que nous devrions obtenir un contraste moyen $\overline{C_{phot}} = 99.4\%$ avec un écart-type $\sigma_c = 0.7\%$. Ces résultats sont confirmés par la formule 4.9 qui prévoit des variations relatives du contraste de l'ordre de 1%. Cette estimation de la variation du contraste est valable tant que le facteur photométrique reste proche de 1. Comme l'illustre la courbe de la figure 4.11, si $f_{phot} \ll 1$, l'impact des variations photométriques sera beaucoup plus important sur les variations du contraste mesuré. Cependant, ceci nous semble tout à fait satisfaisant dans un premier temps pour réaliser la mesure du contraste instrumental en laboratoire.

4.2 Caractérisation des sources de bruit en régime de comptage de photons

Le projet ALOHA a pour but de promouvoir un instrument dédié à l'astronomie. Dans ces conditions expérimentales, les puissances disponibles sont très faibles. Lorsqu'elle se situe au zénith, une étoile de magnitude 0, comme Véga, génère au sol un éclairement spectrique de $8.1 \cdot 10^{-11} \text{ W/m}^2/\mu\text{m}$ en bande L [Catherine 16]. Ces mesures mettent donc en jeu de très faibles niveaux de puissance, accentué dans notre cas de figure expérimental par les faibles rendements de chacun des bras du montage et la forte résolution spectrale due au filtrage spectral lié au processus de somme de fréquences. Par conséquent, les mesures seront effectuées en régime de comptage de photons et seront directement limitées par la présence de sources de bruit (voir chapitre 6). Nous nous proposons dans cette section de mener les premières investigations pour identifier les sources de bruit et leurs niveaux.

En régime de comptage de photons, le signal temporel enregistré est une suite de photoé-

vénements. Ceux-ci se traduisent par des impulsions électriques appelées « coups », délivrées par le compteur de photons. L'ensemble des signaux parasites générés par les sources de bruit est regroupé sous une seule appellation : dark count électro-optique, noté DCEO. Il s'agit de la détection d'un signal, c'est-à-dire d'une impulsion électrique, en l'absence d'un signal issu du processus de conversion de fréquence de la source scientifique observée. Ce signal parasite peut être dû à la partie électronique de notre chaîne de détection. Nous le nommerons alors « dark count électronique ». Il peut également provenir de la présence d'un photon parasite généré au sein du montage optique dans le cas d'un « dark count optique ».

Pour réaliser des mesures en régime de comptage de photons, nous disposons au total sur notre montage de trois filtres passe-bande à 810 nm afin d'éliminer les résidus de pompe ainsi que les photons parasites à 532 nm générés par le doublage de fréquence de la pompe au sein du PPLN (voir chapitre 3). Ces composants ont chacun une atténuation de 60 dB à 1064 nm et de 50 dB à 532 nm, d'après les données du fabricant. Par conséquent, les seuls dark count optiques que nous détectons sont uniquement liés à des photons de longueurs d'onde centrées autour de 810 nm. En effet, d'après les travaux précédemment menés au sein de notre équipe, nous savons que les dark count sont dus :

- aux signaux électriques parasites générés par le module à comptage de photons ;
- aux photons parasites à 3.39 μm générés par rayonnement de corps noirs (éléments du banc optique placés avant le PPLN) et convertis autour de 810 nm au sein du PPLN ;
- à la génération de signal à 810 nm par fluorescence paramétrique [Boyd 03, Pelc 10, Baudoin 14].

Comme le montre le schéma de la figure 4.13, ces différentes sources de bruit sont indépendantes. Le DCEO peut donc s'écrire comme la somme dark counts électroniques DCE et des dark counts optiques DCO : $DCEO = DCE + DCO$. De la même manière, le nombre de coups détectés lié au phénomène de fluorescence paramétrique $N_{c_{flu}}$ est indépendant du nombre de coups détectés lié au phénomène de conversion de rayonnements thermiques $N_{c_{th}}$: $DCO = N_{c_{flu}} + N_{c_{th}}$.

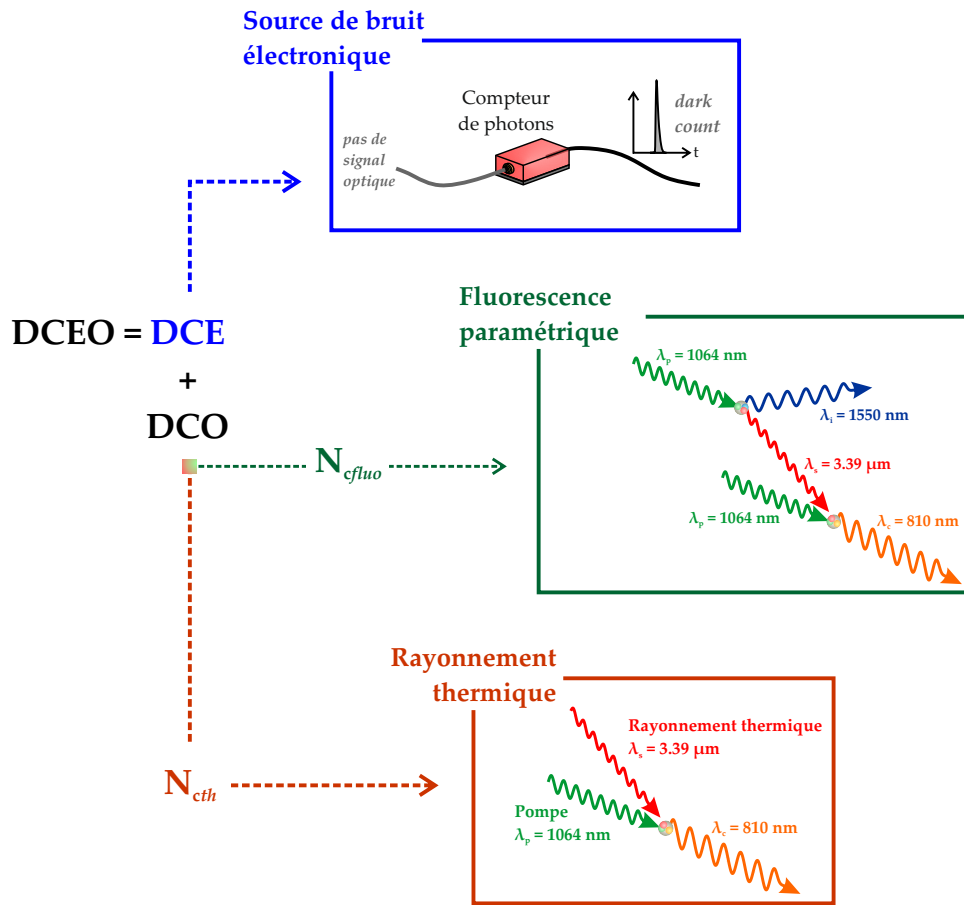


FIGURE 4.13 – Schéma représentatif de l’arborescence des différentes sources de bruit. Celles-ci sont indépendantes. N_{cth} représente le nombre de coups détectés lié au phénomène de conversion de rayonnements thermiques. N_{cfluo} représente le nombre de coups détectés lié au phénomène de fluorescence paramétrique.

Conversion du rayonnement thermique ambiant

Comme nous l’avons déjà évoqué, à température ambiante, l’ensemble des éléments du montage se comporte comme une source moyen infrarouge dont la luminance spectrique obéit à la loi de Planck. Comme le montre la courbe de la figure 4.14, un corps noir à une température de 300 K émet une luminance spectrique de 2.2 fW/nm par mode spatial pour $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$. À une température de 400 K, le luminance spectrique s’élève à 75.4 fW/nm par mode spatial. Ce rayonnement peut se propager dans le guide du PPLN et être converti à 810 nm via le processus de somme de fréquences comme illustré en figure 4.14.

Le rendement de conversion en somme de fréquences étant proportionnel à la puissance de

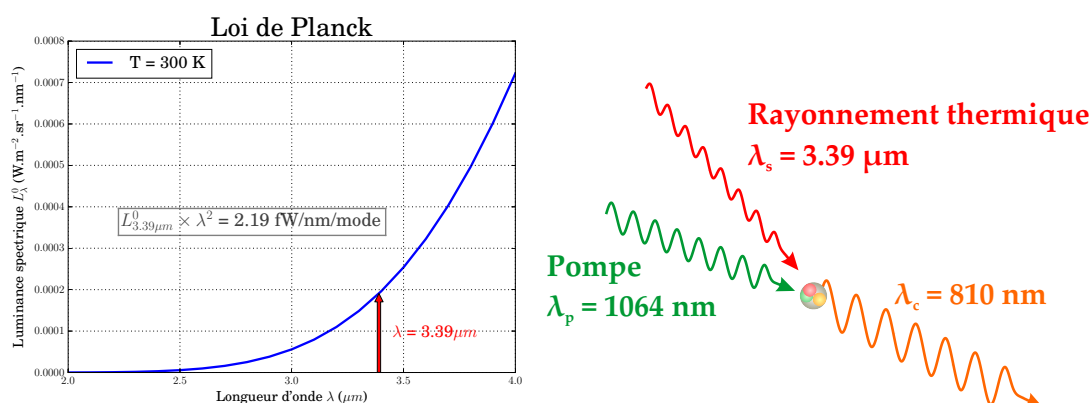


FIGURE 4.14 – Schéma de principe de la génération de photons parasites à 810 nm via le phénomène de somme de fréquences appliqué au rayonnement thermique présent. La courbe de gauche représente l'évolution de la luminance spectrique du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour une température de 300 K (loi de Planck).

pompe, l'évolution linéaire du nombre de DCO en fonction de la puissance de pompe sera la signature de la présence de rayonnements thermiques parasites couplé au mode spatial utilisé, autour de la longueur d'onde de 3.39 μm .

Génération de fluorescence paramétrique

La génération de fluorescence paramétrique est un phénomène ne faisant intervenir que la pompe. Comme le montre la figure 4.15, une onde puissante à 1064 nm peut engendrer deux ondes : l'une centrée autour de 1550 nm et son complémentaire autour de 3.39 μm [Wabnitz 12]. Il s'agit du phénomène de différence de fréquence qui apparaît de manière spontanée et peu efficace au sein du cristal de PPLN. Le rayonnement à 3.39 μm ainsi créé peut se recombiner avec la pompe, via le processus de somme de fréquences, pour générer un signal converti à 810 nm [Pelc 10]. Le signal parasite ainsi créé ne peut pas être dissocié du signal converti que nous cherchons à analyser. Remarquons cependant que l'onde ainsi générée à 810 nm a une phase aléatoire. Elle crée donc un fond incohérent.

De la même manière que le processus de somme de fréquences, la génération de différence de fréquence a un rendement proportionnel à la puissance de pompe injectée dans le cristal. La génération de photons parasites à 810 nm est le résultat de deux effets en cascade. La probabilité d'apparition d'un signal à 3.39 μm par le processus de différence de fréquences ainsi que la

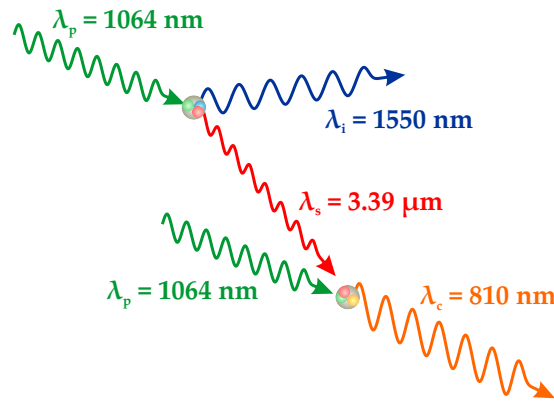


FIGURE 4.15 – Schéma de principe de la génération de photons parasites à 810 nm par l'effet de fluorescence paramétrique.

conversion à 810 nm de ce signal moyen infrarouge par le processus de somme de fréquences dépendent de la puissance de pompe. Par conséquent, lorsque nous analysons l'évolution du dark count électro-optique en fonction de la puissance de pompe, la signature du phénomène de fluorescence paramétrique sera quadratique.

Caractérisation du dark count électro-optique (DCEO)

Afin de caractériser le DCEO, nous allons nous placer en régime de comptage de photons et relever le nombre de coups délivrés par le détecteur en une seconde, sans signal scientifique à 3.39 μm à l'entrée du montage. Pompe éteinte, nous pouvons faire l'estimation du dark count électronique : $\text{DCE} = 20 \text{ cp/s}$. Nous allumons désormais la pompe. Nous observons une augmentation du nombre de coups parasites correspondant au DCO. Nous relevons donc le nombre de coups parasites par seconde liés à la pompe, pour différentes puissances de pompe. Le banc de mesures dispose de trois filtres passe-bande disposés sur chacun des bras. Nous effectuons ces relevés sans le coupleur fibré unimodal à 810 nm. Afin de vérifier que le laser à 1064 nm n'émette aucun rayonnement à 810 nm, nous avons réalisé à nouveau cette expérience en plaçant un filtre passe-bande centré à 1064 nm et de largeur spectrale 10 nm à la sortie du laser de pompe. Nous n'avons noté aucune différence. Les résultats pour chacun des bras de l'interféromètre sont présentés sur la figure 4.16. Pour ce tracé, nous avons soustrait au DCEO le nombre de coups liés au dark count électronique.

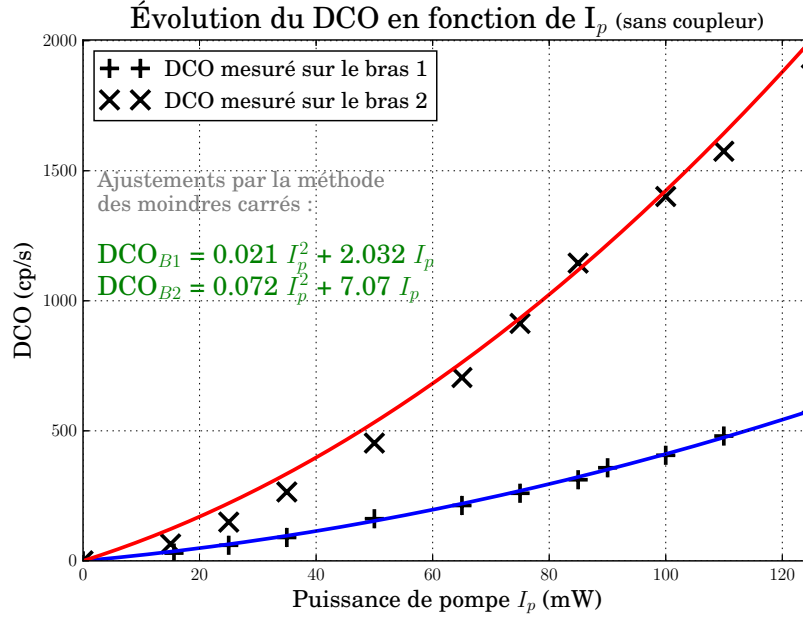


FIGURE 4.16 – Relevés expérimentaux de la variation du Dark Count Optique en fonction de la puissance de pompe I_p exprimée en milliwatt (février 2016).

Un ajustement par la méthode des moindres carrés pour chacune des courbes ainsi obtenues permet de déterminer que pour une puissance de pompe exprimée en milliwatt :

- pour le bras 1 : $DCO_{B1} = 0.021 \cdot I_p^2 + 2.032 \cdot I_p$
- pour le bras 2 : $DCO_{B2} = 0.072 \cdot I_p^2 + 7.070 \cdot I_p$

Pour chacun des bras interférométriques, la génération de photons à 810 nm par fluorescence paramétrique ($N_{c_{fluo}}^{(i)}$) apporte une évolution quadratique du dark count en fonction de la puissance de pompe. De plus, la conversion de photons parasites liés aux émissions thermiques ambiantes ($N_{c_{th}}^{(i)}$) crée une évolution linéaire du dark count en fonction de la puissance de pompe.

Nous remarquons que pour 100 mW de pompe, le nombre de photons parasites lié à la fluorescence paramétrique est sensiblement égal au nombre de photons parasites lié aux rayonnements thermiques ambiants. En effet, numériquement nous avons :

- Pour le bras 1 :

$$\text{à } I_p = 100 \text{ mW} \implies \begin{cases} N_{c_{th}}^{(1)} = 203 \text{ cp/s} \\ N_{c_{fluo}}^{(1)} = 210 \text{ cp/s} \end{cases}$$

— Pour le bras 2 :

$$\text{à } I_p = 100 \text{ mW} \implies \begin{cases} N_{cth}^{(2)} = 707 \text{ cp/s} \\ N_{cfluo}^{(2)} = 720 \text{ cp/s} \end{cases}$$

La contribution linéaire du DCO est lié à la conversion des rayonnements thermiques ambiants. D'après nos résultats expérimentaux, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} N_{cth}^{(1)} = 2.032 \cdot I_p \\ N_{cth}^{(2)} = 7.070 \cdot I_p \end{cases} \quad (4.11)$$

Dans cette configuration expérimentale qui n'inclue pas le coupleur fibré pour la recombinaison des faisceaux à 810 nm, les rendements mesurés en fort flux pour pour une puissance de pompe $I_p = 85 \text{ mW}$ étaient :

- pour le bras 1 : $\eta_1 = 5 \cdot 10^{-5}$;
- pour le bras 2 : $\eta_2 = 4 \cdot 10^{-5}$.

Les rendements de chacun des bras du montage sont déterminés avec le laser HeNe qui est une source polarisée. Connaissant ces rendements, il est possible d'évaluer N_{sth} la puissance à $3.39 \mu\text{m}$ issus du rayonnement thermique disponible à l'entrée du PPLN, exprimée en nombre de photons par seconde, de la manière suivante :

$$\frac{N_{sth}}{2} = \frac{N_{cth} \cdot \lambda_s}{\eta \cdot \lambda_c} \quad (4.12)$$

Le facteur 1/2 permet de tenir compte de la non-polarisation de la source thermique. N_{sth} peut également être estimé par le modèle du corps noir. Les seuls rayonnements que nous pouvons convertir sont émis sur le mode spatial correspondant au mode fondamental du guide de notre PPLN. En faisant l'hypothèse d'un corps noir (émissivité $\varepsilon_c = 1$), nous pouvons donner l'expression théorique de N_{sth} en fonction de la luminance spectrique $L_{T,\lambda}^{cn}$:

$$N_{sth} \cdot \frac{hc}{\lambda_s} = L_{T,\lambda}^{cn} \cdot \lambda_s^2 \cdot \Delta\lambda_s \quad (4.13)$$

$$L_{T,\lambda}^{cn} = \frac{2 \cdot N_{cth} \cdot hc}{\lambda_c \cdot \eta \cdot \lambda_s^2 \cdot \Delta\lambda_s} = \frac{2hc^2}{\lambda_s^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda_s \cdot k_B \cdot T}} - 1} \quad (4.14)$$

En utilisant les résultats expérimentaux, nous pouvons évaluer la température équivalente du

corps noir pouvant émettre ce rayonnement :

$$T = \frac{hc}{k_B \cdot \lambda_s \cdot \ln \left(1 + \frac{c \cdot \lambda_c \cdot \eta \cdot \Delta \lambda_s}{N_{cth} \cdot \lambda_s^3} \right)} \quad (4.15)$$

Numériquement, en considérant $\Delta \lambda_s = 3$ nm, nous obtenons les températures de corps noirs suivantes :

- pour le bras 1 : $T_{eq}^{(1)} = 494$ K
- pour le bras 2 : $T_{eq}^{(2)} = 596$ K

Notre banc expérimental ne comporte aucun élément chauffé à une telle température. Toutefois, les cristaux de PPLN sont chauffés à des températures comprises entre 383 K et 403 K. Les températures des corps noirs pouvant émettre un rayonnement équivalent à ceux que nous mesurons sont de très supérieures aux températures des fours permettant la montée en température des cristaux de PPLN. Cependant, la disposition des fours au sein du montage limite très fortement l'impact de leurs rayonnements sur nos mesures. Il est possible que nous en détectons une partie.

Outre l'impact que peuvent avoir les fours sur le nombre de coups détectés liés aux rayonnements thermiques ambiants, il se peut que la largeur spectrale $\Delta \lambda_s$ que nous avons pris en compte ait été minimisée. En effet, les tracés expérimentaux des courbes d'efficacité de conversion des PPLN ne permettent de connaître les caractéristiques de ces éléments que sur une plage spectrale très restreinte (voir chapitre 3, page 88). Comme nous l'avons déjà évoqué, il existe deux températures donnant lieu à un rendement de conversion significatif. Par conséquent, il est probable que des accords de phases parasites existent et génèrent un nombre de coups plus important que supposé. Toutefois, les composants que nous utilisons sont, pour le moment, les seuls à notre disposition. D'après leur conception, il n'est pas possible d'obtenir la condition de quasi accord de phase sans les chauffer. Ces éléments ont été conçus ainsi car cette technologie nécessite une montée en température pour éviter les effets photoréfractifs.

De plus, la possibilité d'avoir plusieurs modes spatiaux se propageant au sein des guides des PPLN peut également être l'origine d'accords de phase parasites. Le rayonnement thermique peut être couplé à la pompe suivant des accords de phase angulaire et ainsi générer des processus de somme de fréquences pour des longueurs d'ondes différentes de 3.39 μm .

4.3 Conclusion

Les travaux présentés au cours de ce chapitre permettent d'établir le bilan photométrique de notre banc de mesures. Les relevés des puissances convertie, signal et pompe sur des durées de l'ordre de la dizaine de minutes ont permis de caractériser les fluctuations photométriques de chacun des bras du montage. Du point de vue de la puissance du signal converti, nous avons déterminé des variations relatives de l'ordre de 10% sur chacun des bras de l'interféromètre. D'après nos estimations, ces variations devraient engendrer des fluctuations du contraste des franges de l'ordre de 1% du fait d'un quasi équilibre photométrique entre les deux bras du montage. De plus, nous avons pu établir qu'il n'y a aucune corrélation entre les variations de la puissance convertie avec celles des puissances signal et pompe. Par conséquent, les perturbations externes telles que la turbulence sont la principale cause de fluctuation du signal converti. En outre, il est à noter qu'une mise en place de ce système sur ciel nécessitera une attention particulière quant au couplage du signal moyen infrarouge au sein du montage. Ceci impliquera l'utilisation d'une correction au niveau du tip-tilt.

De plus, nous avons pu réaliser la mesure du rendement pour plusieurs configurations expérimentales et de manière répétée. Dans la configuration permettant de réaliser une étude interférométrique, c'est-à-dire en incluant l'ensemble des pertes (coupleur, collimateurs, filtres spectraux, filtres spatiaux, etc), pour une puissance de pompe de l'ordre de 100 mW, nous mesurons en moyenne des rendements de conversion sur chacun des bras :

- pour le bras 1 : $\bar{\eta}_1 = 1.0 \cdot 10^{-5}$, avec un écart-type $\sigma_1 = 0.4 \cdot 10^{-5}$;
- pour le bras 2 : $\bar{\eta}_2 = 0.7 \cdot 10^{-5}$, avec un écart-type $\sigma_2 = 0.4 \cdot 10^{-5}$.

Ces relevés montrent indéniablement le faible rendement du montage. Toutefois, les niveaux de puissance convertie collectés sont suffisants pour pouvoir réaliser nos premières études expérimentales en mode interférométrique. Une possibilité d'augmenter le rendement global du montage pourrait consister à augmenter la puissance délivrée par le laser de pompe. Cependant, comme nous avons pu le constater, lorsque nous nous plaçons en régime de comptage de photons, les sources de bruit sont également liées à la puissance de pompe. Dans les conditions de travail actuelles, nous choisissons de limiter la puissance de pompe à 100 mW afin de limiter la génération de signaux parasites. Ce choix limite également le rendement de conversion du montage.

Toutefois, comme nous le verrons au cours du chapitre 6, le facteur essentiel à prendre en compte sera le rapport signal à bruit. Si la puissance de la pompe génère des signaux parasites trop importants masquant le signal utile, toute mesure de contraste s'avérera impossible.

Troisième partie

Mesure expérimentale du contraste de

franges d'interférence avec le banc

ALOHA@3.39

Mesure du contraste instrumental en régime de fort flux

Afin de pouvoir caractériser complètement le banc ALOHA@3.39, ce chapitre est centré sur la détermination expérimentale du contraste instrumental de ce montage. Comme nous avons pu le constater au cours du chapitre 4, le rendement global du montage est faible, de l'ordre de 10^{-5} . La sensibilité maximale du banc ALOHA@3.39 sera d'autant plus mauvaise que le contraste instrumental est bas. Nous chercherons également à vérifier la répétabilité des mesures du contraste afin de calibrer le banc de mesures.

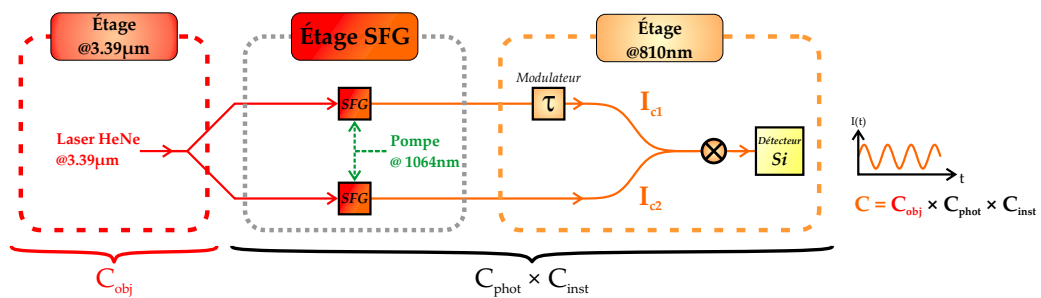


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences. La source est caractérisée par le contraste objet C_{obj} . L'instrument est caractérisé par le contraste "instrumental" C_{inst} et le contraste "photométrique" C_{phot} . Le contraste C mesuré en sortie du montage s'exprime comme le produit de ces trois grandeurs : $C = C_{obj} \times C_{phot} \times C_{inst}$.

Le contraste exprime le degré de cohérence mutuelle des deux ondes mélangées au sein de notre interféromètre. Comme indiqué sur la figure 5.1, ce degré de cohérence est lié à la source observée

désigné par le terme C_{obj} . Il peut également être dégradé par l'instrument de mesure utilisé dont les défauts sont évalués par le contraste instrumental C_{inst} . Enfin, la chute de contraste liée au déséquilibre photométrique entre les deux bras de l'interféromètre est quantifiée par le contraste photométrique C_{phot} . Chacun de ces contrastes a un module inférieur ou égal à 1. Dans notre cas de figure expérimental, le spectre en fréquence de l'objet sera toujours de faible largeur, minimisant de fait tous les défauts de dispersions chromatiques différentielles. Nous ferons donc l'hypothèse que le terme de contraste comme le produit des différents contrastes :

$$C = C_{obj} \times C_{phot} \times C_{inst} \quad (5.1)$$

La possibilité de mesurer de hauts contrastes nous assurera une sensibilité maximale pour la détection de faibles niveaux de puissances. De plus, la stabilité du contraste instrumental nous permettra d'effectuer des mesures répétables avec un contraste calibré. De cette manière, nous pourrons effectuer des mesures à partir de sources dont le contraste objet est inférieur à 1.

Nos premières mesures de contrastes de franges d'interférence sont réalisées à partir d'une source laser HeNe émettant à $3.39 \mu\text{m}$. Cette source présente plusieurs avantages majeurs :

- elle est monomode spatiale et possède une longueur de cohérence très grande ;
- elle délivre une puissance suffisante pour utiliser une photodiode à avalanche SiAPD standard afin de détecter les franges d'interférence à la sortie du montage ;
- elle est polarisée de manière rectiligne.

De cette façon, nous disposons d'une source pour laquelle nous sommes capables d'observer facilement des franges d'interférence et que nous considérerons comme notre référence : $C_{obj} = 1$. Le relevé des niveaux de puissance convertie à la sortie de chacun des bras de l'interféromètre permettra d'estimer la contraste photométrique C_{phot} . Afin de corriger la valeur finale du contraste du facteur C_{phot} , nous évaluerons par une simulation numérique le niveau de performance de la technique de correction photométrique que nous souhaitons mettre en place. Enfin, la mesure du contraste des franges d'interférence nous permettra d'accéder à la valeur du contraste instrumental.

5.1 Procédure de mesure du contraste et des niveaux photométriques

Première mesure expérimentale du contraste

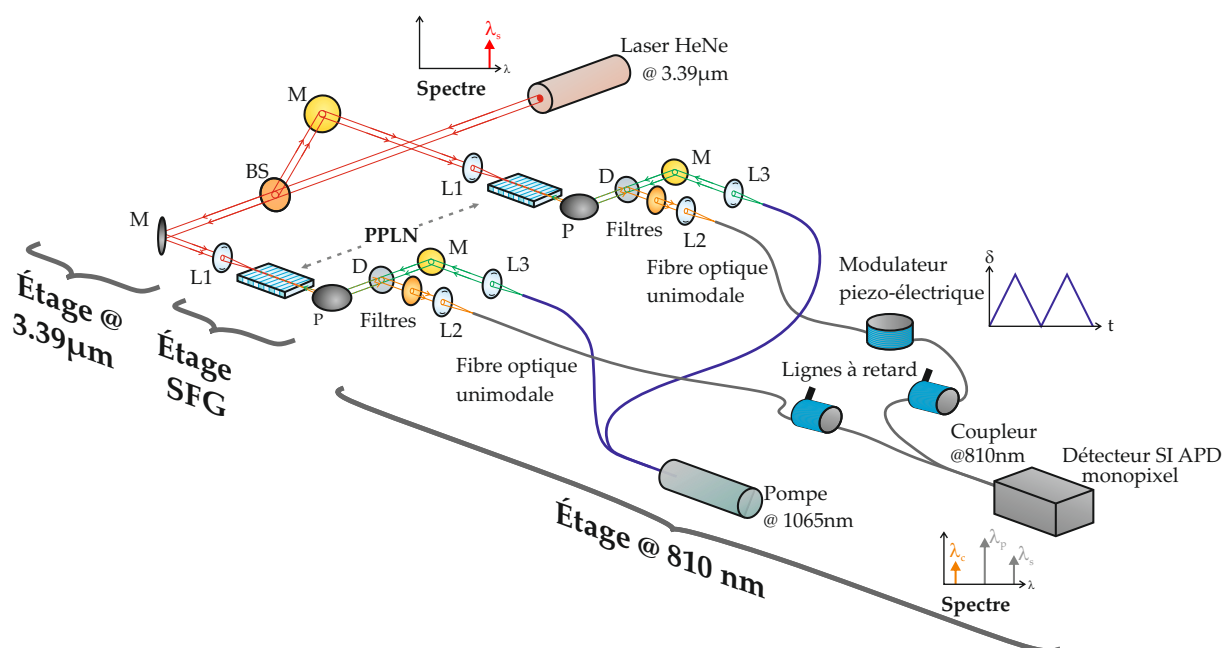


FIGURE 5.2 – Schéma de l'interféromètre à somme de fréquences dédié à la longueur d'onde de $3.39 \mu\text{m}$. **BS** : séparatrice de coefficient de réflexion $R \simeq 50\%$ à $3.39 \mu\text{m}$; **M** : miroirs de renvoi (or); **L1** : objectif de focalisation adapté à la longueur d'onde $3.39 \mu\text{m}$; **P** : parabole pour collimater le signal converti à la sortie du cristal et focaliser le signal de pompe (pour l'injection); **D** : miroir dichroïque pour séparer pompe et signal converti; **L2** : objectif de focalisation pour l'injection du signal converti dans la fibre PM-800; **L3** : objectif de focalisation pour collimater le signal de pompe.

Expérimentalement, les contrastes que nous mesurons sont déterminés à partir de la DSP des interférogrammes relevés. Les franges d'interférence sont générées temporellement en étirant la fibre optique unimodale et à maintien de polarisation grâce à un module piézo-électrique placé sur l'étage à 810 nm . Ce module est piloté par une tension triangulaire. Cette fonction périodique permet d'obtenir un étirement linéaire de la fibre pour chaque demi-période appelée trame. Expérimentalement, vingt-cinq franges sont générées par trame. Chaque trame interférométrique donne accès à une mesure de contraste. Les contrastes finaux annoncés sont obtenus en moyennant l'ensemble des contrastes mesurés pour un grand nombre de trames. Afin de réaliser la mesure du

contraste en fort flux, nous procédons à l'enregistrement de 500 trames d'acquisition d'une durée de 100 ms chacune. Notre montage dispose d'une source laser HeNe émettant à $3.39 \mu\text{m}$, comme le montre la figure 5.2. Nous avons ainsi pu obtenir les premières franges d'interférence à partir de deux signaux convertis à 810 nm en utilisant une source quasi-monochromatique émettant à $3.39 \mu\text{m}$.

La figure 5.3 montre une trame d'acquisition de 100 ms. Cette trame est extraite de la mesure de contraste de franges d'interférence réalisée en régime de fort flux en février 2016 (voir figure 5.11, page 137). Cette mesure de contraste de franges d'interférence nous a permis de calculer

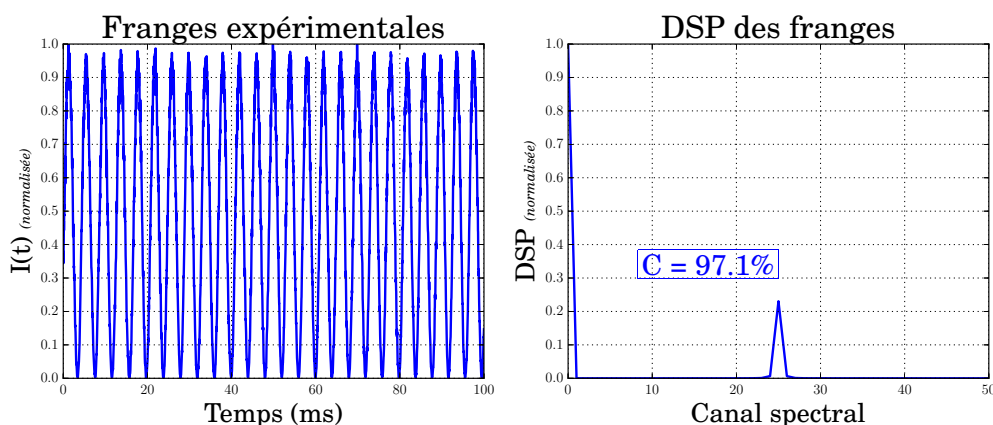


FIGURE 5.3 – Tracé temporel des franges d'interférence relevées en régime de fort flux (sans correction photométrique) pour une trame de 100 ms. Sur le tracé de la DSP (graphique de droite), le pic situé sur le canal 25 matérialise la présence des franges d'interférence. Un contraste de 100% correspondrait à un pic normalisé de 0.25 (voir chapitre 2, page 45).

un contraste brut de 97.1 % (sans aucune correction). Ce résultat est calculé via la DSP en intégrant le pic correspondant aux franges d'interférence sur trois canaux spectraux. La DSP correspondant au signal interférométrique mesuré est représentée en figure 5.3. Nous n'observons pas d'étalement du pic correspondant aux franges d'interférence, cette mesure n'est donc pas perturbée par des effets de piston. Toutefois la valeur du contraste n'est pas conforme à la valeur théorique de 100 % que nous devrions atteindre. Ce premier résultat montre que le contraste instrumental et le contraste photométrique entraînent présentement une baisse de 3% du contraste mesuré. Cependant, il n'est pas possible pour le moment de savoir si cette perte de contraste est majoritairement due au facteur photométrique ou à l'instrument. Les prochaines investigations vont donc viser à établir l'impact de chacun de ces facteurs.

Étude des relevés photométriques

L'objectif est de vérifier la stabilité des niveaux photométriques sur chacun des bras de l'interféromètre. Pour cela nous analyserons les densités spectrales de puissance des signaux convertis relevés. Nous pourrions alors vérifier :

- la stabilité au cours du temps des niveaux de puissance convertie sur chacun des bras du montage ;
- la présence ou non de signaux parasites à la fréquence de modulation des franges pouvant amener à une surestimation du contraste des franges.

Dans un premier temps, nous allons étudier les variations des niveaux photométriques observables à l'échelle de 100 ms, c'est à dire à l'échelle d'une trame d'acquisition dans notre configuration expérimentale. Les tracés correspondant sont présentés en figure 5.4. Le premier graphique correspond à l'évolution temporelle des photométries sur chacun des bras de l'interféromètre au cours d'une trame tirée au hasard. Les deux graphiques suivants correspondent aux densités spectrales de ces trames temporelles. Ces courbes sont normalisées, la valeur du pic à la fréquence nulle est de 1. Pour les fréquences non nulles, nous remarquons la présence de pics de très faibles amplitudes, inférieures d'un facteur 1000 par rapport au pic à 0 Hz.

Les deux derniers graphiques correspondent aux densités spectrales de puissance moyennes pour les 840 trames enregistrées sur chacun des bras du montage. Elles ont été obtenues en réalisant l'intégration des densités spectrales de puissance pour l'ensemble des trames enregistrées au cours de ces mesures. Celles-ci sont également normalisées par rapport à la valeur du pic à la fréquence nulle. Nous constatons la présence d'un bruit blanc. Toutefois les puissances disponibles pour les fréquences non nulles restent négligeables car inférieures d'un facteur 1000 par rapport à la valeur à la fréquence nulle. À l'échelle de 100 ms, les photométries moyennes relevées et leur écart-type valent :

- pour le bras 1 : $I_{c1} = 12.0$ nW et $\sigma_{I_{c1}} = 0.3$ nW ;
- pour le bras 2 : $I_{c2} = 10.2$ nW et $\sigma_{I_{c2}} = 0.3$ nW.

Ceci correspond à des variations relatives $\frac{I_{c1}}{\sigma_{I_{c1}}} = 2.5$ % pour le bras 1 et $\frac{I_{c2}}{\sigma_{I_{c2}}} = 2.9$ % pour le bras 2. Bien que ces valeurs puissent évoluer d'une trame à l'autre, nous observons que ces valeurs restent sensiblement identiques. À l'échelle d'une trame de 100 ms, les signaux convertis sont

donc stables. En outre, nous ne constatons pas la présence de pic parasite sur le canal 25 qui correspond à la fréquence de modulation des franges. Par conséquent, il n'existe pas de signal parasite pouvant influencer sur la mesure du contraste des franges d'interférences.

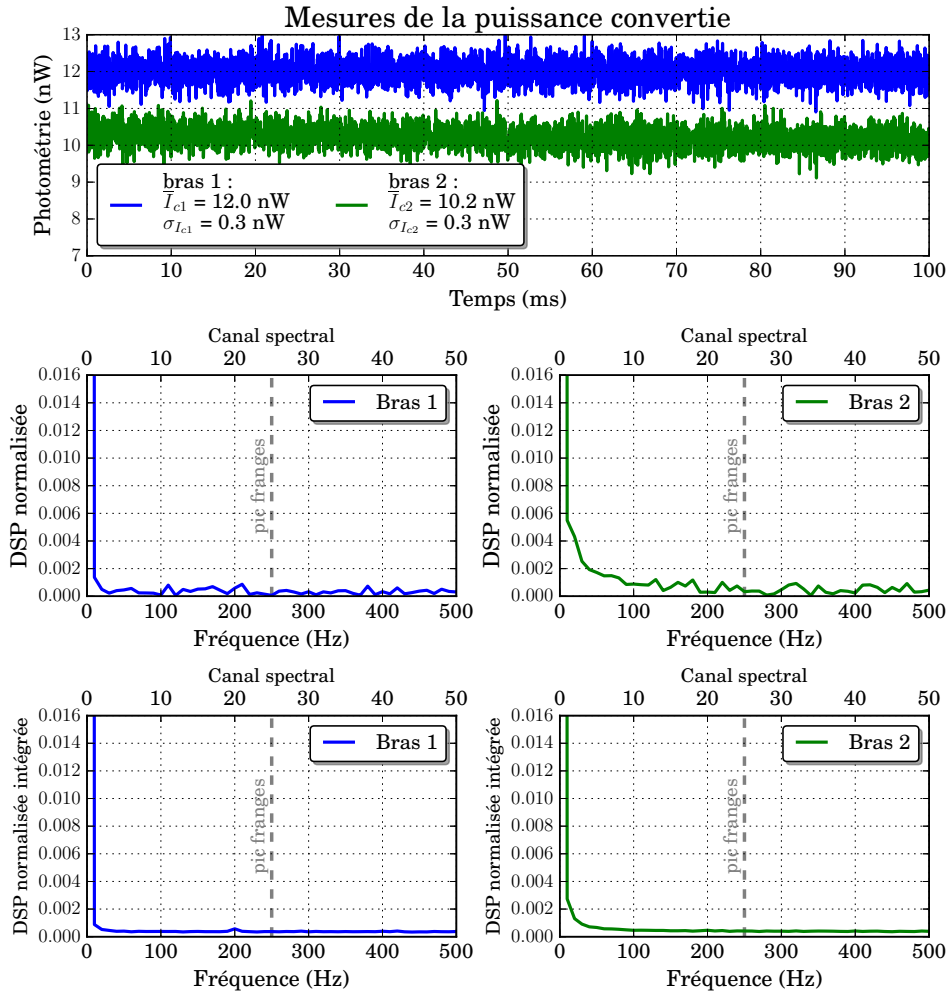


FIGURE 5.4 – Relevés photométriques à l'échelle d'une trame d'acquisition de 100 ms en régime de fort flux. Sont également représentées les densités spectrales de puissance normalisées correspondantes aux trames temporelles mesurée sur chacun des bras de l'interféromètre. Les densités spectrale de puissance intégrées ont été obtenues en l'intégrant les densités spectrales de puissance des 2100 trames enregistrées pour cette mesure.

Observons désormais la photométrie à l'échelle de 840 trames, soit 1 min 24 s. Les tracés correspondant sont présentés en figure 5.5. Les tracés dans le domaine temporel correspondent à l'évolution de la photométrie moyenne obtenue pour chacune des trames de 100 ms. Les densités spectrales de puissance sont également représentées de manière normalisée. Nous observons la

présence de pics parasites proche du pic à la fréquence nulle. Ceux-ci restent négligeables car inférieurs d'un facteur 250 par rapport à la valeur à la fréquence nulle. Ces variations lentes correspondent à des variations causées par des variations de températures. À l'échelle de 84 s, les photométries moyennes relevées et leur écart-type valent :

- pour le bras 1 : $I_{c1} = 11.8$ nW et $\sigma_{I_{c1}} = 0.3$ nW ;
- pour le bras 2 : $I_{c2} = 10.6$ nW et $\sigma_{I_{c2}} = 0.5$ nW.

Ceci correspond à des variations relatives $\frac{I_{c1}}{\sigma_{I_{c1}}} = 2.5$ % pour le bras 1 et $\frac{I_{c2}}{\sigma_{I_{c2}}} = 4.7$ % pour le bras 2. Ces faibles taux de variations montrent que les niveaux photométriques de chacun des bras atteignent des niveaux de stabilité satisfaisant à l'échelle de temps de 1 min 24 s. Nous

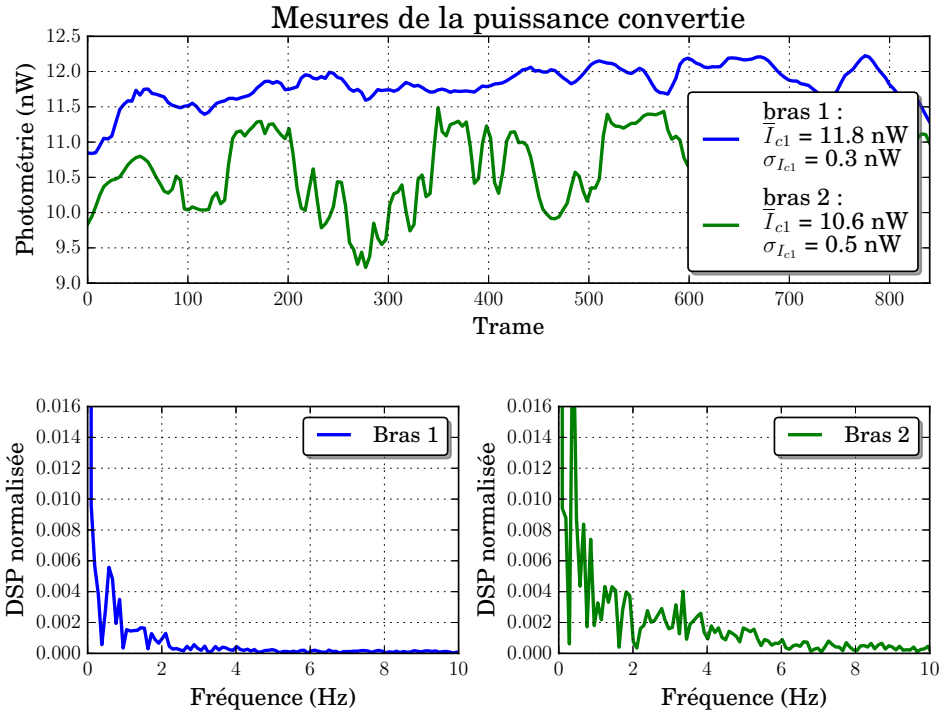


FIGURE 5.5 – Relevés photométriques à l'échelle de 1 min 24 s. Sont également représentées les densités spectrales de puissance normalisées correspondantes à chacun des bras de l'interféromètre.

constatons que le bras 2, qui dispose du PPLN sans taper, est plus perturbé. Toutefois, il ne s'agit ici que d'un seul relevé réalisé dans des conditions expérimentales favorables. Bien que le cristal placé sur le bras 1 a été moins sujet aux facteurs de perturbations externes de par sa position sur le banc, l'ensemble des expériences qui ont été menées ont montrées que le bras 1 pouvait montrer de très fortes instabilités en puissance. Nous avons parfois pu constater des

chutes de la puissance convertie d'un facteur 2, sur une échelle de temps inférieure à la minute. Ces instabilités ont été imputées à la mauvaise injection du faisceau de pompe dans le guide du cristal.

La connaissance des variations des niveaux photométriques de chacun des bras de l'interféromètre va maintenant nous permettre de déterminer l'impact sur la mesure du contraste.

5.2 Méthode de correction photométrique

Comme nous l'avons déjà évoqué au cours du chapitre 4 (page 108), le contraste photométrique peut s'exprimer en fonction du facteur de déséquilibre photométrique $f_{ph} = I_1/I_2$ de la manière suivante :

$$C_{phot} = \frac{2\sqrt{f_{ph}}}{1 + f_{ph}}$$

Comme nous venons de le montrer, les variations photométriques sont faibles, de l'ordre de quelques pourcents.

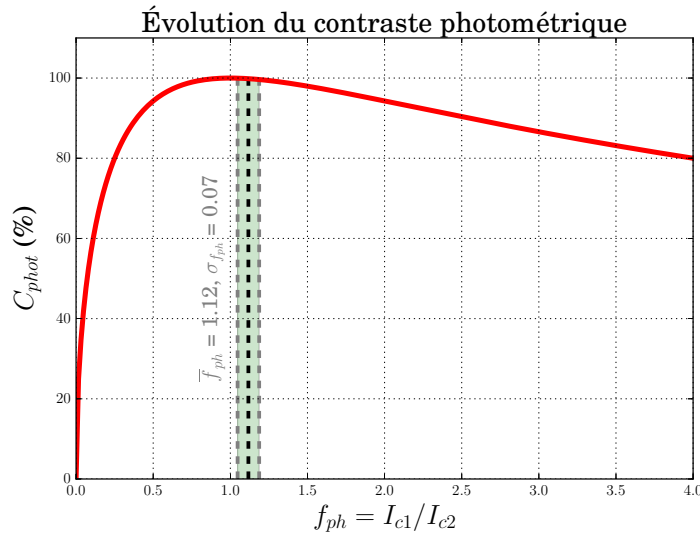


FIGURE 5.6 – Tracé de l'évolution du contraste photométrique en fonction du facteur photométrique (courbe rouge). La partie en vert correspond à la valeur moyenne du facteur photométrique plus ou moins l'écart-type $\bar{f}_{ph} \pm \sigma_{f_{ph}}$. Ces valeurs ont été calculées à partir des relevés présentés en figure 5.5.

La figure 5.6 montre l'évolution du contraste photométrique C_{phot} en fonction du facteur photométrique f_{ph} . Nous remarquons que si le facteur photométrique est proche de 1, les fluctuations

photométriques sur chacun des bras du montage auront un impact très faible, voire négligeable, sur les variations du contraste mesuré. Expérimentalement, nous devons nous attacher à limiter les déséquilibres photométriques afin d'accroître la stabilité du contraste mesuré.

Dans cette partie, nous allons présenter les différentes méthodes de correction photométrique. Afin de pouvoir comparer les performances de ces différentes méthodes proposées, une étude numérique sera ensuite réalisée. En s'appuyant sur les relevés photométriques réalisés expérimentalement, les trois méthodes présentées pourront être simulées en considérant $C_{obj} = C_{inst} = 1$, nous supposons donc $C = C_{phot}$.

5.2.1 Présentation des différentes méthodes de correction du déséquilibre photométrique

Méthode de correction en temps réel

La correction photométrique permet, comme son nom l'indique, de corriger les erreurs de mesures du contraste liées à un déséquilibre entre les niveaux photométriques des deux bras. Une correction en temps réel nécessite de relever simultanément le signal interférométrique ainsi que les niveaux photométriques de chacun des bras du montage :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{photométrie du bras 1 : } I_{c1}(t) \\ \text{photométrie du bras 2 : } I_{c2}(t) \\ \text{signal interférométrique : } I(t) = I_{c1}(t) + I_{c2}(t) + 2\sqrt{I_{c1}(t) \cdot I_{c2}(t)} \cdot C \cdot \cos(2\pi\nu_f t) \end{array} \right.$$

Comme le montre la figure 5.7, les valeurs de $I(t)$, $I_{c1}(t)$ et $I_{c2}(t)$ sont relevées simultanément afin de pouvoir corriger l'ensemble des valeurs de contraste de l'ensemble des variations du facteur photométrique. La valeur du contraste C est alors mesuré de la manière suivante :

$$\frac{I(t) - I_{c1}(t) - I_{c2}(t)}{2\sqrt{I_{c1}(t) \cdot I_{c2}(t)}} = C \cdot \cos(2\pi\nu_f t) \quad (5.2)$$

Cette technique permet de corriger l'ensemble des erreurs de mesures liées au déséquilibre photométrique et à ses variations présentes pendant la durée de trame. L'élément de résolution tem-

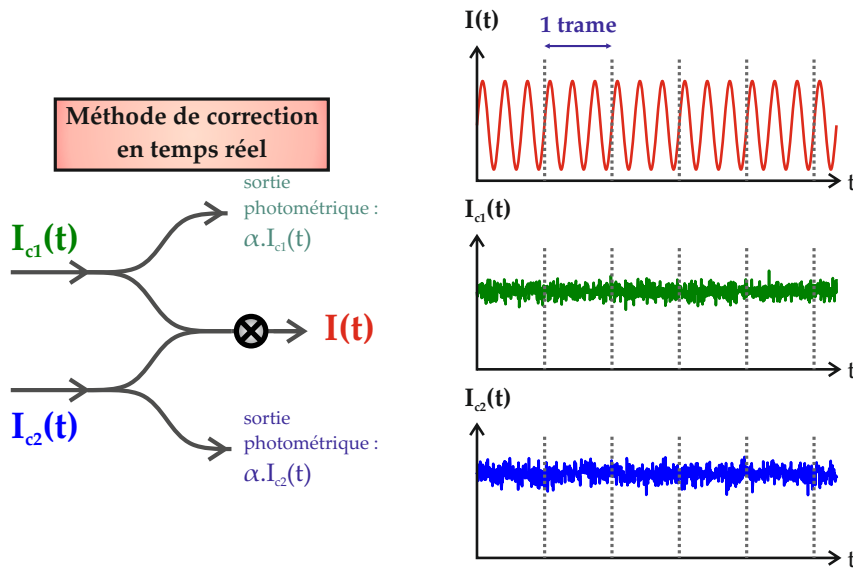


FIGURE 5.7 – Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique en temps réel. Les enregistrements des valeurs de $I(t)$, $I_{c1}(t)$ et $I_{c2}(t)$ sont réalisés simultanément. De cette manière, il est possible de corriger le contraste mesuré de l'ensemble des variations du facteur photométrique.

porelle de l'étude est limité par la fréquence d'échantillonnage du système d'acquisition d'une trame. Toutefois, la configuration expérimentale que nous avons adoptée ne se prête pas à ce type de mesures simultanées.

Méthode de correction trame par trame

Comme nous avons pu le constater au cours du chapitre 4 (page 104), la variation du niveau photométrique est négligeable à l'échelle de trois trames. Dans de cas de la méthode de correction que nous appelons "trame par trame", la procédure consiste à réaliser successivement le relevé d'une trame interférométrique, puis d'une trame photométrie sur le bras 1, et enfin d'une trame photométrique sur le bras 2, il est possible de corriger les valeurs de contrastes pour chacune des trames interférométriques acquises, comme le montre le schéma de la figure 5.8.

La trame d'acquisition du signal interférométrique permet de déterminer le contraste expérimental C . Les trames d'acquisition de la photométrie permettent de déterminer les niveaux photométriques moyens à l'échelle d'une trame $\bar{I}_{c1}^{(t)}$ et $\bar{I}_{c2}^{(t)}$. L'élément de résolution temporelle pour déterminer les niveaux photométriques est maintenant limité par la durée d'une trame.

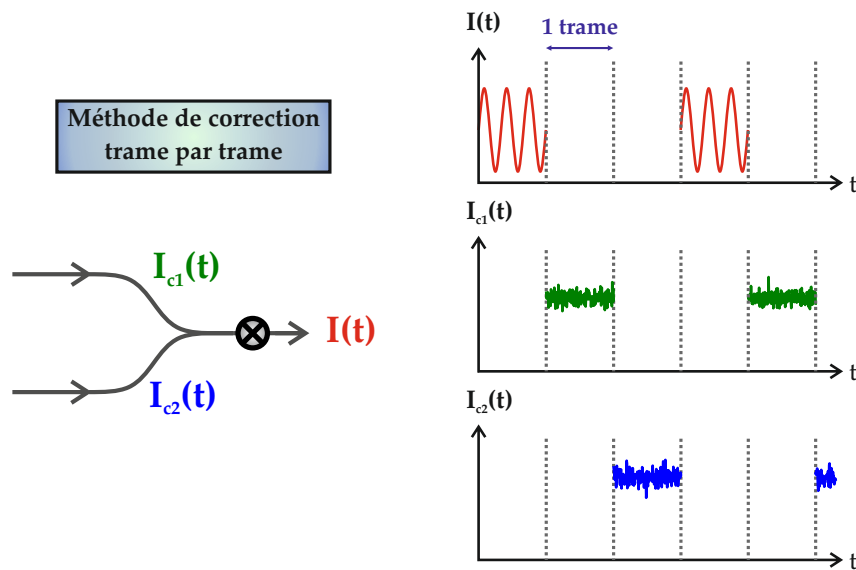


FIGURE 5.8 – Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique frame par frame. Les enregistrements des trames d’acquisition donnant accès au valeur de $I(t)$, $I_{c1}(t)$ et $I_{c2}(t)$ sont réalisés de manière successive. En considérant I_1 et I_2 constants à l’échelle de trois trames, il est possible de corriger le contraste mesuré à l’échelle d’une trame.

L’ensemble des valeurs de contraste mesuré pour chaque trame d’acquisition du signal interférométrique peuvent être corrigées via le facteur :

$$\frac{1}{C_{phot}} = \frac{\bar{I}_{c1}^{(t)} + \bar{I}_{c2}^{(t)}}{2 \cdot \sqrt{\bar{I}_{c1}^{(t)} \cdot \bar{I}_{c2}^{(t)}}} \quad (5.3)$$

Cependant, de manière pratique, ceci impose de shunter tour à tour chacune des voies du montage afin de réaliser les relevés photométriques. Cette opération mécanique peut perturber la stabilité photométrique du banc de mesures. Par conséquent, cette méthode n’a pas été retenue.

Méthode de correction à partir des photométries moyennes estimées sur un grand nombre de trames

La méthode que nous choisissons de mettre en place pour l’évaluation du facteur de correction photométrique consiste à déterminer dans un premier temps la photométrie moyenne pour chacun des bras de l’interféromètre. Les valeurs moyennes \bar{I}_{c1} et \bar{I}_{c2} sont estimées en enregistrant un grand nombre de trames photométriques, de l’ordre quelques centaines. Ces valeurs moyennes

permettent alors d'évaluer le facteur de correction de la manière suivante :

$$\frac{1}{C_{phot}} = \frac{\bar{I}_{c1} + \bar{I}_{c2}}{2 \cdot \sqrt{\bar{I}_{c1} \cdot \bar{I}_{c2}}} \quad (5.4)$$

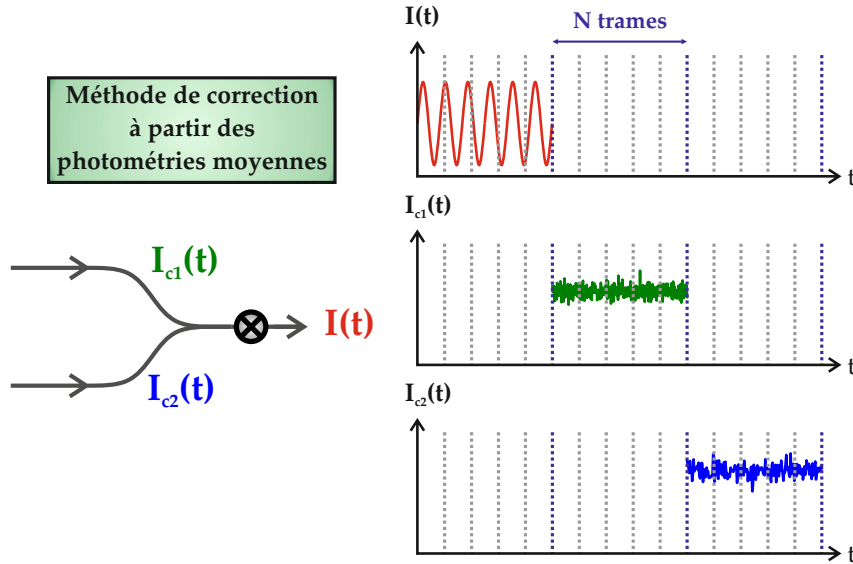


FIGURE 5.9 – Schéma de principe de la méthode de correction du déséquilibre photométrique à partir des photométries moyennes. $I(t)$, $I_{c1}(t)$ et $I_{c2}(t)$ sont enregistrés sur un grand nombre de trames de manière successive. En considérant I_1 et I_2 quasi constants à l'échelle de quelques minutes, il est possible de corriger la valeur moyenne des contrastes mesurés. Cette méthode ne permet de corriger que le déséquilibre photométrique moyen.

Comme le montre le schéma de la figure 5.9, il s'agit de réaliser successivement l'enregistrement d'un grand nombre de trames interférométriques, puis d'un grand nombre de trames photométriques sur chacun des bras de l'interféromètre. De manière pratique nous effectuons :

1. la mesure de I_1 et I_2 sur chacun des bras de l'interféromètre pour un temps identique au temps défini pour l'acquisition des franges ;
2. le calcul des valeurs moyennes \bar{I}_{c1} et \bar{I}_{c2} ;
3. le calcul du terme de correction photométrique à partir des valeurs moyennes de la photométrie de chacun des bras : $\frac{1}{C_{phot}} = \frac{\bar{I}_{c1} + \bar{I}_{c2}}{2 \cdot \sqrt{\bar{I}_{c1} \cdot \bar{I}_{c2}}}$;
4. la mesure du signal interférométrique et la détermination du contraste corrigé : $C \times \frac{1}{C_{phot}}$.

La méthode que nous avons choisie de mettre en place permet de compenser, sur la mesure du contraste, le déséquilibre entre les valeurs moyennes des photométries des bras 1 et 2. Toute-

fois, nous restons soumis aux variations photométriques survenant au cours de l'enregistrement du signal interférométrique. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 4, ceci nous induit une erreur sur le contraste que nous ne pouvons pas éliminer. La mesure du contraste sur un grand nombre de trames d'acquisitions permet cependant de déterminer une valeur moyenne et d'atténuer ces erreurs.

5.2.2 Étude numérique

Afin de pouvoir comparer les performances des différentes méthodes de correction photométriques proposées, une étude simulatoire a été réalisée. En s'appuyant sur les relevés photométriques réalisés expérimentalement, les trois méthodes précédemment présentées ont pu être simulées en considérant $C_{obj} = C_{inst} = 1$.

La figure 5.10 montre les résultats obtenus pour chacune des trois méthodes précédemment présentées. Le premier graphique représente l'évolution des niveaux photométriques des bras 1 et 2 sur une durée de 28 s (280 trames). Le deuxième graphique représente l'évolution au cours du temps des contrastes corrigés déterminés par chacune de ces méthodes.

Le tableau 5.1 récapitule les résultats de simulation obtenus en calculant les contrastes via les densités spectrales de puissance et en appliquant les différentes méthodes de correction photométrique. Nous constatons qu'avec la méthode de correction que nous appliquons, il subsiste une erreur de l'ordre de 2 % liée aux variations photométriques.

Grandeur	Contraste Moyen	Écart-type
Correction en temps réel	100.00%	0.00%
Correction trame par trame	99.99%	0.11%
Correction à partir des valeurs moyennes	99.98%	1.80%

Tableau 5.1 – Tableau récapitulatif des résultats de simulation obtenus en calculant les contrastes via les DSP et en appliquant les différentes méthodes de correction photométrique

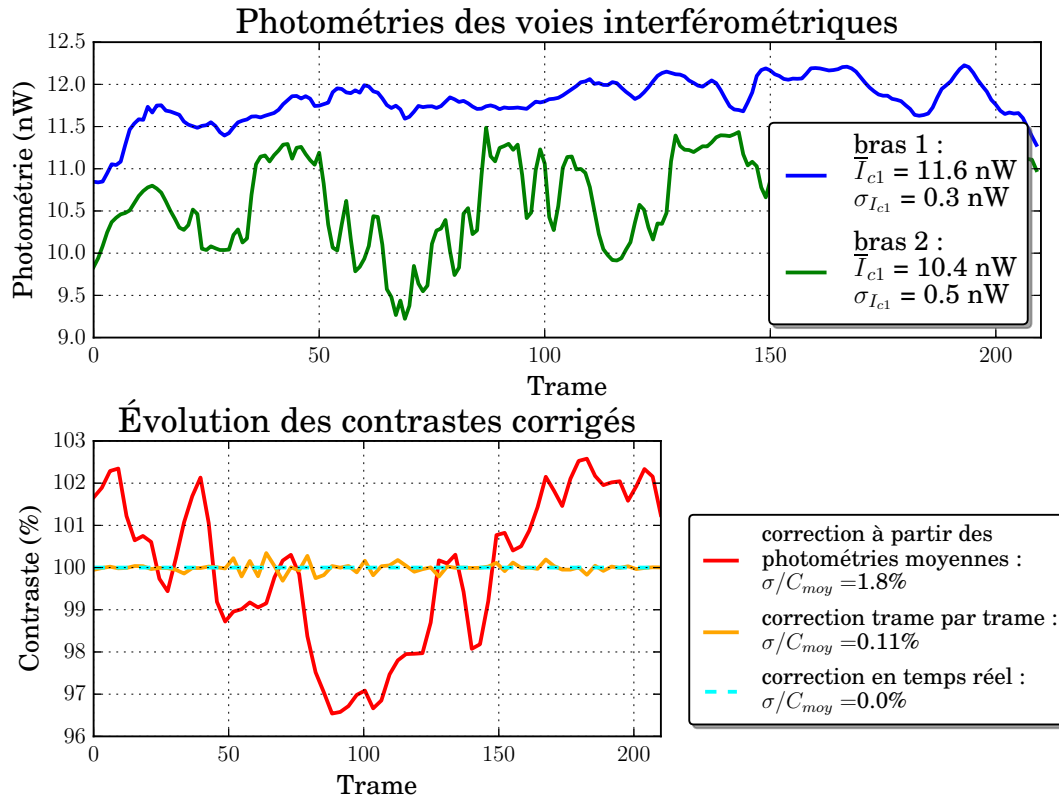


FIGURE 5.10 – Étude numérique des différentes méthodes de correction photométrique. Le premier graphique correspond aux relevés photométriques effectués pour une durée de 28 s. Le second graphique représente l'évolution au cours du temps des contrastes corrigés déterminés par chacune de ces méthodes.

5.3 Mesure expérimentale du contraste en fort flux avec correction photométrique

Les premières franges d'interférence relevées ont permis de mesurer un contraste brut de 97.1 %. En appliquant la méthode de correction du déséquilibre photométrique à partir des photométries moyennes relevées au cours de la même mesure, le contraste mesuré s'élève à 97.2 %.

Nous sommes ainsi capables d'évaluer les défauts de l'instrument. Il s'agit ici d'un cas idéal, le signal MIR est monochromatique et fort flux. Les variations du contraste sont à la fois liées aux variations du déséquilibre photométrique et aux effets de polarisation différentielle dus à la propagation du signal sur chacun des bras. Dans ce cas expérimental, le facteur photométrique était proche de 1. Par conséquent, la chute de 3% du contraste par rapport à la théorie doit être

liée principalement aux défauts de polarisation entre les deux champs issus de chacun des bras de l'interféromètre. Ceux-ci proviennent des différents défauts introduit tout long du banc. Plus particulièrement, nous avons remarquer que la connexion entre la fibre collectrice unimodale et à maintien de polarisation et le coupleur fibré peut introduire une chute de contraste pouvant aller jusqu'à 5%.

Reproductibilité de la mesure de visibilité instrumentale

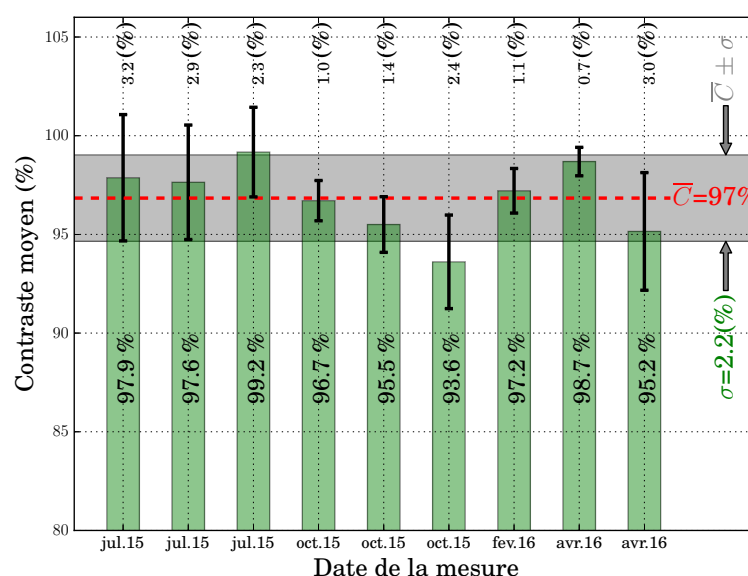


FIGURE 5.11 – Histogramme de l'ensemble des mesures de contraste en fort flux avec une source monochromatique polarisée. Ces relevés ont été effectués sur une période de 10 mois.

La mesure du contraste des franges d'interférence a été réalisée neuf fois sur une période de 10 mois. Les réglages d'injection et d'optimisation du rendement de conversion ont été effectués de manière systématique. Toutefois, il n'a pas été possible de toujours obtenir les mêmes valeurs de rendement. Nous nous sommes néanmoins attaché à limiter systématiquement le déséquilibre photométrique entre les deux voies de l'interféromètre. L'historgramme présenté en figure 5.11 montre l'ensemble des valeurs de contraste mesurés. Ils ont été acquis à partir de paramètres expérimentaux similaires :

- puissance de pompe : $I_p = 100$ mW sur chacun des bras ;
- puissance du signal moyen infrarouge (laser HeNe) : $I_s \simeq 450$ μ W sur chacun des bras ;
- l'enregistrement de 500 trames d'acquisition d'une durée de 100 ms.

Les barres d'erreurs sont données par l'écart-type de chacune des séries de mesures σ_c qui correspond à l'erreur quadratique moyenne. En concaténant l'ensemble de nos résultats de mesure nous obtenons une valeur moyenne $\bar{C} = 97 \%$, avec un écart-type $\sigma = 2.2 \%$. Ces résultats obtenus pour l'ensemble de nos mesures, soit 4500 valeurs de contrastes, correspondent à la zone grisée de l'histogramme. En outre, ces mesures nous ont permis de remarquer, expérimentalement, que les mesures présentant les écarts-types les plus importants correspondent aux mesures réalisées avec les déséquilibres photométriques les plus forts. Ces déséquilibres résultent de la difficulté expérimentale à maîtriser les rendements des modules de conversion de fréquences. Il s'agit en particulier de difficultés liées à la régulation thermique du cristal de PPLN et à la stabilité de l'injection de la pompe et du signal moyen infrarouge au sein du PPLN. D'autre part, les variations de la valeur moyenne du contraste obtenu pour chaque mesure montre la difficulté à maîtriser les alignements des axes de polarisation au niveau des connectiques entre fibres lors de la connexion et de la déconnexion des éléments fibrés du montage.

5.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu démontrer expérimentalement la possibilité de mesurer de hauts contrastes de franges d'interférence avec le banc ALOHA@3.39. Ces expériences menées en régime de fort flux confirment la possibilité d'utiliser un étage non linéaire sur chacun des bras d'un interféromètre dédié à l'imagerie haute résolution dans la bande L. Nous avons pu à de multiples reprises mesurer de hauts contrastes. Nous obtenons une valeur moyenne de 97 %, avec un écart-type de 2.2 %.

Les fluctuations photométriques indépendantes sur chacun des deux bras entraînent une variation du contraste mesuré. Toutefois nous avons pu remarquer qu'il y a peu d'écart, à priori, avec la valeur vraie si l'équilibre photométrique entre les deux voies du montage est respecté. Bien que la méthode de correction du déséquilibre photométrique en temps réel soit idéale et élimine les sources d'erreurs liées aux variations de puissance sur chacun des bras de l'interféromètre au cours de la mesure du contraste des franges, la méthode que nous proposons semble tout à fait satisfaisante pour une étude en laboratoire. La démonstration expérimentale de la possibilité

de mesurer le contraste des franges d'interférence sur une période de dix mois avec une faible dispersion des valeurs obtenues valide la procédure expérimentale que nous avons mise en place. Ceci montre la répétabilité de nos mesures. Nous avons également pu constater la stabilité du contraste instrumental. Ceci nous permet donc de réaliser l'intégration de nos résultats, et donc de pouvoir réaliser des mesures en régime de comptage de photons.

D'après ces résultats nous pouvons établir que le contraste instrumental de notre montage vaut : $C_{inst} = 97\%$. Cette première caractérisation permet d'évaluer les performances de notre montage. Ces résultats ont pu être obtenus notamment grâce à un filtrage spatial efficace. La chute de 3 % du contraste par rapport à la valeur théorique maximale que nous pourrions obtenir est principalement liée à des défauts d'alignement des polarisations des deux champs issus de chacun des bras de l'interféromètre. Cette faiblesse est principalement due aux défauts d'alignement des axes de polarisation entre les fibres collectant le signal converti sur chacun des bras du montage et le coupleur fibré permettant la recombinaison des flux. La faible dispersion de nos résultats montre la stabilité du contraste instrumental, malgré le problème de répétabilité qu'il est possible d'avoir lors des déconnexions et reconnexions des fibres, et qui peuvent entraîner des défauts d'alignement des axes de polarisation.

Ces résultats nous permettent de valider notre méthode de mesure du contraste. Il s'agit désormais de tester la sensibilité maximale accessible avec le banc de mesures ALOHA@3.39. L'objet du chapitre suivant est donc de diminuer la puissance de la source MIR et d'atteindre le régime de comptage de photons. Dans ces conditions de travail à très faible puissance, nous pourrions utiliser les contrastes mesurés en fort flux comme référence pour valider nos futurs résultats en régime de comptage de photons.

In-lab ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer with high fringe contrast @ $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$

L. Szemendera,¹★ P. Darré,¹ R. Baudoin,¹ L. Grossard,¹★ L. Delage,¹ H. Herrmann,² C. Silberhorn² and F. Reynaud¹

¹*Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Av. Albert Thomas, F-87060 Limoges CEDEX, France*

²*Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Str. 100, D-33098 Paderborn, Germany*

Accepted 2016 January 20. Received 2016 January 8; in original form 2015 November 13

ABSTRACT

We report on the implementation of a mid-infrared (MIR) interferometer prototype for furthermore application in the framework of high-resolution imaging in astronomy. This paper demonstrates the possibility to extend to the L band our experimental study performed on the up-conversion interferometer in H band. This in-laboratory preliminary experiment allowed us to get the first fringes with the MIR Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA) @ $3.39 \mu\text{m}$ up-conversion interferometer with a bright quasi monochromatic source (HeNe $3.39 \mu\text{m}$). A stable contrast greater than 98 per cent has been reached. This opens the possibility to propose an alternative instrument for the demanding domain of high resolution imaging in the MIR domain.

Key words: instrumentation: interferometers – techniques: interferometric.

1 INTRODUCTION

In the general framework of thermal infrared investigation, the mid-infrared (MIR) and far-infrared domains address several prominent scientific areas, such as protoplanetary discs study (Gräfe & Wolf 2013). When focusing on the scope of high-resolution imaging in astronomy, the interferometers able to produce data in the L , M and N bands, such as MATISSE, VISIR or MIDI, are working with very low flux (Lopez et al. 2009), and undergo thermal noise emitted by the whole components included in the long instrumental chain (Perrin et al. 2001).

In such a telescope array, each interferometric arm can involve more than 20 mirrors. At room temperature, the thermal emission of the mirror train can easily exceed the astronomical signal, significantly reducing the limiting magnitude. In a classical instrument, this requires the use of a chopped and nodded detection modes and its related data processing.

In order to limit the impact of this main noise contribution, the ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) instrument implements a hybrid interferometer where the astronomical light is frequency shifted into the near-infrared domain through a sum frequency generation (SFG) process (Boyd 1990). The MIR signal is converted out of the thermal infrared domain as close as possible to the telescope focus. This way, the main part of the instrumental chain is not subject to any thermal noise disturbance.

Moreover, ALOHA addresses at the same time spatial filtering and polarization issues. The up-conversion stage is operated in a

spatially single-mode experimental configuration leading to a first spatial filtering stage and a polarization mode selection. Hence, shifting the star light spectrum to the near-infrared domain allows us to implement an all-fibred, polarization maintaining instrument with an accurate control of the spatial and polarization behaviours, mandatory for a good fringe contrast calibration.

In a previous work, we investigated the joint use of SFG and high-resolution imaging by spatial coherence analysis (Brustlein et al. 2008) at 1550 nm down to the photon counting regime (Gomes et al. 2014). This spectral domain was chosen for the sake of technological constrains. This current paper demonstrates the extension of the ALOHA scope to the MIR spectral domain and reports the first high-flux fringes obtained with the up-conversion interferometer @ $3.39 \mu\text{m}$.

2 PRINCIPLE OF THE MIR ALOHA UP-CONVERSION INTERFEROMETER

Fig. 1 gives a schematic view of the MIR ALOHA up-conversion interferometer. The telescope array collects the MIR light from the astronomic target. In each interferometric arm, the optical field is converted in a non-linear crystal through an SFG process towards the near-infrared domain. This way, all over the downstream optical path, it is possible to use mature guided-wave components available for the telecommunication spectral window, and silicon detectors.

The SFG stages allow us to shift the spectrum of the source from the MIR to the near-infrared spectral domain. SFG is a second-order non-linear process which allows us to merge a signal photon at frequency ν_s with a pump photon ν_p in order to generate a converted one at ν_c . This process is known to be inherently noiseless

* E-mail: ludovic.szemendera@unilim.fr (LS); ludovic.grossard@unilim.fr (LG)

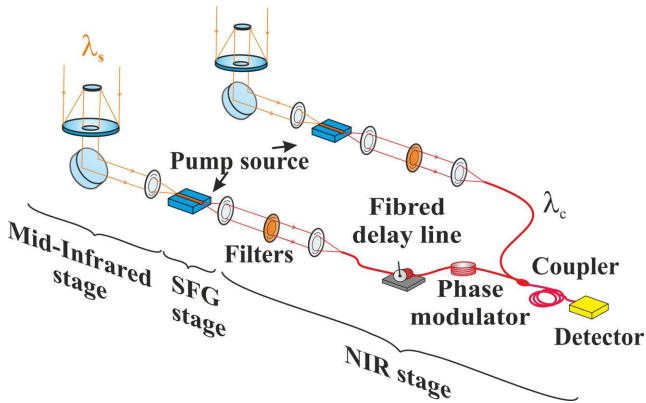


Figure 1. Scheme of the ALOHA instrument on site. In each arm of the interferometer, the MIR fields coming from the astronomical source are shifted to the NIR domain through an SFG process, and then mixed to generate a fringe pattern in the time domain.

(Louisell et al. 1961), at the cost of a moderate conversion efficiency. This can be intuitively understood as the generation of a converted photon requires an input astronomical photon. The frequency of the converted photon can be inferred by the energy conservation law:

$$h\nu_c = h\nu_p + h\nu_s.$$

On the other hand, the SFG process efficiency depends on the quasi-phase-matching condition between the two interacting waves and the generated one. This reflects the ability of the locally generated waves to interact constructively in the non-linear medium

during propagation. It results in a spectral selectivity theoretically described in reference, Boyd (1990).

At the output of each crystal, a spectral filtering is applied in order to reject the pump and undesirable signals residues. The converted light is then launched into optical fibres and guided-wave components to be processed. These devices are polarization maintaining, and single-mode in order to ensure the spatial filtering. Fibrated delay lines are implemented on each arm to set the zero optical path difference in the interferometer. A fibre piezoelectric module allows us to induce a temporal modulation of the optical path difference in order to display the interferometric fringes as function of time. A single-mode fibre coupler allows us to mix the two converted fields with an optimum spatial overlapping. The output interferometric signal is then detected with a silicon detector.

3 MIR SFG INTERFEROMETER IN-LAB EXPERIMENTAL SETUP AND RESULTS

The in-lab version of the MIR ALOHA up-conversion interferometer has been designed using an artificial input source. Thus, the experimental setup is based on a Mach Zehnder architecture, and aims to test the possibility to operate such an instrument in the L astronomical band. The guided components are single mode and polarization maintaining all over the interferometric arms, including the non-linear stage.

The experimental scheme of ALOHA @3.39 μm prototype is shown in Fig. 2. The input stage mimics the telescope assembly and provides two coherent beams to feed the two interferometric arms. The signal source comes from a quasi-monochromatic Continuous Wave HeNe laser emitting at 3.39 μm .

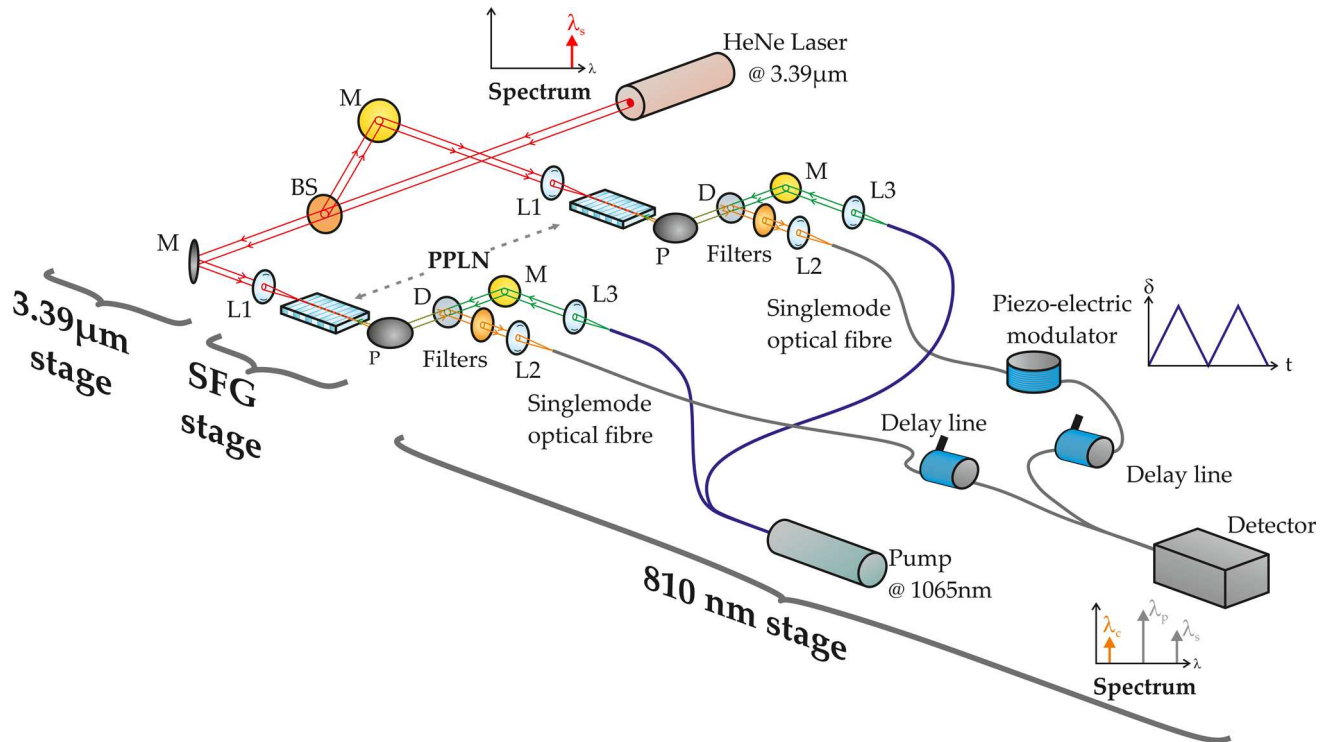


Figure 2. Description of the experimental setup. M: injection mirrors for the infrared signal at 3.39 μm ; L1: focusing lens for the MIR injection into the Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguide; L2: focusing lens for the converted signal into a fibre single mode at 810 nm; L3: collimating lens for the pump signal; P: off-axis parabola; D: dichroic mirror used to separate converted signal from pump signal; BS: beam splitter used to separate the MIR signal in two separated ways.

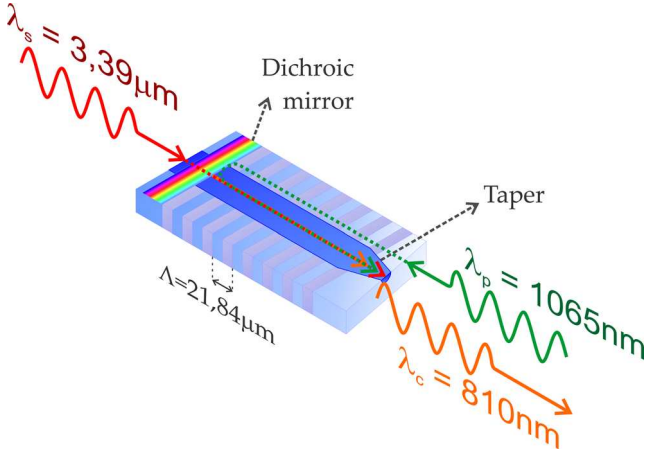


Figure 3. PPLN injection scheme. The pump wave at 1065 nm propagates in the reverse direction, and is coupled into the waveguide thanks to a taper. After a back-reflection by a dichroic mirror, the pump field interacts with the signal at 3.39 μm to generate the converted wave at 810 nm.

The 3.5 mW signal is shared equally between the two interferometric arms thanks to a pellicle beam splitter BS. Over the MIR stage, a set of mirrors and objectives allow the injection of the signal into frequency converters in each arm. These converters consist of periodically poled Ti-indiffused waveguides in LiNbO_3 . The waveguides are designed to provide low-loss single-mode guiding in the MIR range. Poling periods around 22 μm enable the phase-matching for the SFG process. The entire length of the non-linear conversion section is 92 mm.

The non-linear stages are powered by a distributed feedback laser laser emitting at 1065 nm to generate a wave at 810 nm through the SFG process. On each interferometric arm, the maximum power conversion efficiency is measured in the range of $3 \cdot 10^{-5}$ when each non-linear crystal is powered by a 60 mW pump power. Notice that this overall throughput includes the non-linear efficiency and the whole losses resulting from the launching and collimating stages, including the stringent spatial filtering. This current low conversion efficiency is to be improved for future application, e.g. by using pig-tailed techniques as demonstrated by Büchter (Büchter, Herrmann & Sohler 2011)

The pump signal is injected backward using a taper, and is then back-reflected towards the output of the Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) waveguide thanks to a dichroic mirror directly deposited at the waveguide endface [Anti-Reflection (AR) at 3.39 μm and High-Reflection (HR) at 1065 nm, see Fig. 3]. The waveguide taper allows us to ensure a better control of the pump beam geometry leading to the optimal spatial overlapping in the non-linear crystals between the pump at 1065 nm and the signal at 3.39 μm .

We define the normalized conversion efficiency curve of the SFG process as the ratio between the converted power and the signal one as a function of the signal wavelength. This curve depends on the crystal's optical and geometrical parameters (Fig. 4) and can be tuned by a fine control of its temperature. The full width at half-maximum of the conversion efficiency curve defines the spectral acceptance $\Delta\lambda_s$. In our experimental configuration, $\Delta\lambda_s = 2 \text{ nm}$ whereas the He–Ne signal has a subpicometre single line spectrum. The two non-linear crystals are placed in thermally regulated enclosures. Their temperatures are matched with an accuracy of 0.1°C to centre the conversion efficiency curves on the He–Ne line, such that the conversion efficiency is optimized on each arm of the interferometer.

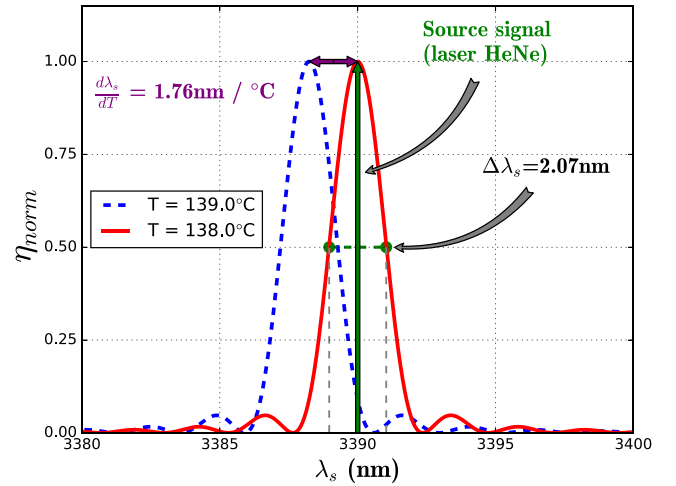


Figure 4. Normalized conversion efficiency curve versus the signal wavelength. This curve has been computed with the following parameters: polling period: $\Lambda = 21.84 \mu\text{m}$, pump signal: $\lambda_p = 1065 \text{ nm}$. The main curve is for a crystal temperature at $T = 139.0^\circ\text{C}$, the dotted curve is at $T = 138.0^\circ\text{C}$. The source signal is a Dirac at $\lambda_s = 3.39 \mu\text{m}$. The PPLN length is $L = 92 \text{ mm}$.

In each arm of the interferometer, the converted wave at the output of the PPLN crystal is spectrally cleaned up through a notch filter to reject the unwanted pump residue and its second harmonic. The converted beam is then spatially filtered over a 4 m polarization maintaining optical fibre, single-mode at 810 nm. The control of the polarization state and spatial quality of the converted beams are mandatory to get a stable and well-calibrated interferometric signal. A fibre delay line is inserted on each arm of the interferometer to operate near the zero optical path difference. Note that the delay line setting is not crucial in this experimental configuration since the converted wave is quasi-monochromatic. However, with a broadband signal @3.39 μm , an accurate delay line setting would be necessary. In this case, the coherence length of the converted field depends directly on the spectral acceptance bandwidth of the PPLN ($\Delta\lambda_s = 2 \text{ nm}$) and would be equal to 5.6 mm.

On one arm of the interferometer, a high-voltage wave generator ($\pm 150 \text{ V}$) drives a fibre optical path modulator with a triangular voltage function to display the fringe pattern as a function of time. The interferometric recombination of the two converted waves is achieved through a single-mode polarization maintaining coupler. The resulting fringe pattern is then detected by a classical Avalanche photodiode (APD) silicon detector coupled via an analogue-to-digital converter to an acquisition device enabling the data processing.

Fig. 5 shows the fringe pattern recorded at the output of the up-conversion interferometer as a function of time over a single 100 ms long frame. The fringe contrast of each frame is computed from the ratio of the modulation and the DC peaks of its spectral power density. This contrast value is unbiased from the photometric imbalance between our two interferometric arms. The fringes and photometric measurements are acquired successively. The main error results from the intensity fluctuation in each interferometric arm (in the range of 10 per cent) and the non-real-time photometric correction.

The average contrast experimentally measured is equal to $C = 98$ per cent with a standard deviation of $\sigma = 4$ per cent over a set of 1500 frames. The high experimental contrast (close to 100 per cent) demonstrates a very good control on each step of our interferometer: non-linear processes, spatial and polarization behaviours.

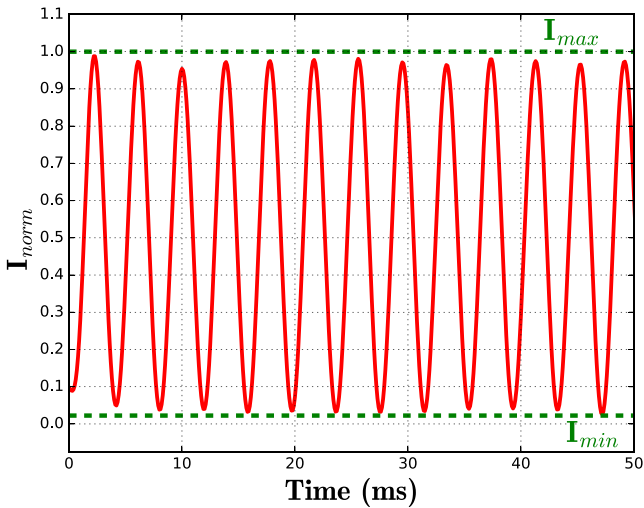


Figure 5. Experimental high-flux temporal fringes recorded at the output of the ALOHA@3.39 μm interferometer.

4 CONCLUSION AND PERSPECTIVES

We have experimentally demonstrated the possibility to implement an up-conversion interferometer in the MIR at 3.39 μm . This preliminary experiment has been conducted in the high-flux regime and confirms the possibility to use an SFG stage on each arm of an interferometer dedicated to high resolution imaging in the L band. We have obtained a very high fringe contrast, equal to 98 per cent thanks to polarization maintaining single mode fibres. Our next investigations will focus on the photon counting regime by attenuating the input signal monochromatic flux and addressing faint broad-band sources to fit the astronomical requirement.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES), the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), Airbus Group, Thales Alenia Space and the Région Limousin. We gratefully acknowledge Wolfgang Sohler for many helpful and stimulating discussions. Our thanks go also to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

REFERENCES

- Boyd R. W., 1990, *Nonlinear Optics*, 3rd edn. Academic Press, New York
- Brustlein S., Del Rio L., Tonello A., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 153903
- Büchter K.-D. F., Herrmann H., Sohler W., 2011, in *Advanced Photonics, Waveguide-based Mid-Infrared Up-conversion Detectors*. Optical Society of America, p. IWF3,
- Gomes J.-T. et al., 2014, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 143904
- Gräfe C., Wolf S., 2013, *A&A*, 552, A88
- Lopez B. et al., 2009, *Proc. SPIE Conf. Ser.*, SPIE, Bellingham, p. 1, available at (<http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00335606>)
- Louisell W. H., Yariv A., Siegman A. E., 1961, *Phys. Rev.*, 124, 1646
- Perrin G., Leinert C., Graser U., Waters L. B. F. M., Lopez B., 2001, *CR Acad. Sci., Paris IV*, 2, 79

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

6

Interférences et limite de sensibilité en régime de comptage de photons

Le contexte astronomique dans lequel se place le projet ALOHA impose des conditions de travail à très faible flux. Nous nous proposons donc de réaliser dans ce chapitre une étude interférométrique en régime de comptage de photons.

En premier lieu, notre objectif sera de déterminer la limite de la sensibilité du banc pour la mesure du contraste des franges d'interférence. Nous utiliserons comme source à $3.39 \mu\text{m}$ un laser HeNe dont le contraste "objet" est de 1. Nous réaliserons les premières mesures de contraste en régime de comptage de photons pour différents niveaux de puissance signal à l'entrée de l'interféromètre. Nous définirons alors un critère limite pour la détection des franges en utilisant la mesure du rapport signal à bruit (RSB).

Dans un deuxième temps, nous évaluerons les répercussions des différents facteurs d'influence sur la mesure du contraste. De cette manière, nous souhaitons être capables d'estimer les erreurs sur la mesure du contraste ainsi que la limite en sensibilité de l'instrument ALOHA@3.39.

Dans un troisième temps, nous réaliserons une étude de la répétabilité des mesures du contraste.

6.1 Observation de franges d'interférence à partir d'une source laser atténuée

6.1.1 Montage expérimental

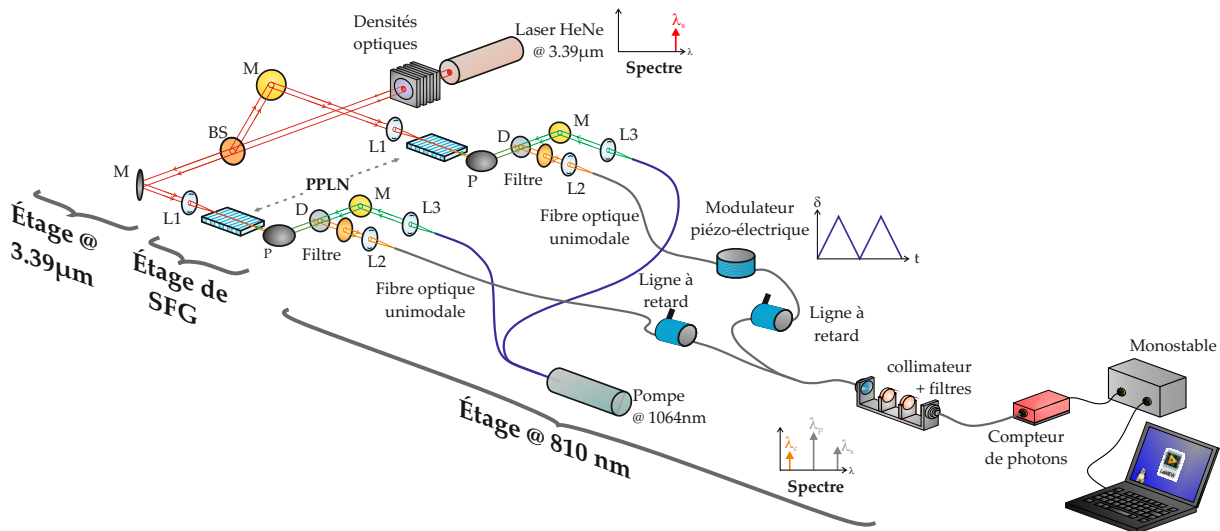


FIGURE 6.1 – Schéma du montage expérimental en régime de comptage de photons.

La figure 6.1 montre la configuration du montage expérimental. De la même manière que pour les mesures de contraste en régime de fort flux, les premières mesures en régime de comptage de photons sont réalisées à partir d'une source laser HeNe émettant à $3.39 \mu\text{m}$. Cette source présente plusieurs avantages majeurs :

- elle est monomode spatiale et possède une longueur de cohérence très grande ;
- elle est polarisée de manière rectiligne.

De cette façon, cette source spatialement cohérente peut être considérée comme notre référence, et nous avons $C_{obj} = 1$. Afin de nous placer en régime de comptage de photons, cette source est atténuée de 80 dB à 100 dB à l'aide de plusieurs densités optiques. Le signal faible flux à $3.39 \mu\text{m}$ est ensuite séparé sur deux voies par une séparatrice 50/50. Le banc de mesures que nous utilisons est celui présenté au cours du chapitre 3 de ce manuscrit. Cependant, pour atteindre la sensibilité requise, nous n'utiliserons pas un détecteur silicium standard, mais un module à comptage de photons. Les modules de détection utilisés sont fabriqués par Laser Components© sous la dénomination COUNT-50C-FC. Le compteur de photons délivre une impulsion électrique

d'une durée de l'ordre de la dizaine de nanosecondes pour chaque photo-événement. Ces impulsions sont envoyées vers un module monostable qui permet d'adapter la largeur temporelle des impulsions à la résolution temporelle fixée par la carte d'acquisition. Ce détecteur est adapté à la mesure de très faibles niveaux de puissance (de l'ordre de la dizaine d'attowatts), il est donc essentiel d'éliminer au mieux la puissance résiduelle issue de la pompe afin de ne pas saturer le détecteur. Pour cela, un second étage de filtrage comprenant deux filtres de densité optique 6 à 1064 nm a été ajouté dans le but d'atténuer la pompe de 120 dB supplémentaires.

La mesure du contraste en régime de comptage de photons nécessite de connaître les différentes sources de bruit afin de pouvoir appliquer les corrections proposées par Wirnitzer [Wirnitzer 85]. De plus, afin de pouvoir valider la détection d'un signal interférométrique, chaque valeur de contraste est associée à une valeur de rapport signal à bruit (RSB). Le contraste et le RSB peuvent être calculés de la manière suivante (voir chapitre 2 page 46) :

$$\left\{ \begin{array}{l} C = \frac{\sqrt{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}}{\sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T} - \langle DCEO \rangle_{N_T}}} \\ RSB = \frac{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}{\sigma[DSP(\nu)]} \end{array} \right. \quad (6.1)$$

Comme nous avons pu le constater au cours du chapitre 5, les contrastes photométrique C_{phot} et instrumental C_{inst} peuvent fluctuer en fonction de la configuration expérimentale. Dans un premier temps, nous effectuons la mesure des rendements de conversion en fort flux pour chacun des bras de l'interféromètre. Nous effectuons également une mesure du contraste des franges en régime de fort flux afin d'évaluer la valeur du contraste instrumental dans la configuration expérimentale.

Nous nous plaçons ensuite dans la configuration qui va nous permettre d'effectuer des mesures en régime de comptage de photons. En premier lieu, nous relevons le nombre de coups observés sur plusieurs trames lorsque le signal à 3.39 μm est absent, mais en présence du signal de pompe nécessaire au processus de somme de fréquences. Cette mesure permet de connaître le nombre de coups moyen lié au dark count électro-optique (DCEO). Dans un second temps, nous effectuerons les relevés photométriques sur chacun des bras de l'interféromètre afin de déterminer les puissances moyennes \bar{I}_{c1} et \bar{I}_{c2} , et de pouvoir corriger le contraste du déséquilibre

photométrique.

Dans notre cas de figure expérimental, il n'est pas possible d'acquérir simultanément les niveaux photométriques de chacun des bras et les franges d'interférence. Nous devons donc évaluer les photométries pour chacun des bras avant de mesurer nos interférogrammes. La première mesure de contraste est réalisée en n'atténuant la source que de 81.1 dB afin de s'assurer de la possibilité de détecter des franges d'interférences avec un très fort rapport signal à bruit. Ceci correspond à une puissance signal de l'ordre de 2.6 pW à l'entrée de chacun des bras de l'interféromètre. Après conversion, cette configuration doit nous permettre d'observer environ 120 coups par trame de 400 ms issus du signal scientifique. L'atténuation de la source laser sera ensuite augmentée afin de pouvoir évaluer la sensibilité maximale qu'il est possible d'obtenir expérimentalement.

6.1.2 Analyse des résultats expérimentaux et limite de sensibilité

Les paramètres expérimentaux en régime de fort flux sont résumés dans le tableau 6.1. Nous rappelons les températures de fonctionnement pour chacun des cristaux, I_s la puissance du signal à 3.39 μm disponible à l'entrée de chacun des PPLN, et I_c la puissance du signal converti à la sortie du montage pour chacun des bras. Rappelons que les valeurs de rendement incluent les pertes liées aux trois filtres interférentiels passe bande à 810 nm, les pertes liées au coupleur de sortie, ainsi que l'effet du filtrage spatial lié à la fibre unimodale à 810 nm.

Bras	Température	I_s	I_c	η
1	130 °C	430 μW	6.0 nW	1.4×10^{-5}
2	112 °C	520 μW	8.3 nW	1.6×10^{-5}

Tableau 6.1 – Tableau récapitulatif des résultats de mesures du rendement en fort flux avant le passage en régime de comptage de photons.

La mesure du contraste des franges en fort flux permet d'évaluer la valeur de C_{inst} et donc d'avoir une mesure de référence du contraste dans ces conditions expérimentales. Pour cela, nous avons enregistré 500 trames d'une durée de 400 ms. Nous avons mesuré un contraste moyen corrigé du déséquilibre photométrique de 97.2 % avec un écart-type de 0.5 % (voir chapitre 5, page 137). Nous nous plaçons désormais dans la configuration permettant les mesures en régime

de comptage de photons.

Les paramètres d'acquisition utilisés sont résumés dans le tableau 6.2. Ils servent à configurer le programme LabView© dédié à ce montage qui permet l'enregistrement successif des mesures des niveaux photométriques et des franges d'interférence.

Paramètres d'acquisition	Valeur
Fréquence d'échantillonnage	200 kHz
Nombre de franges par trame	25
Nombre d'échantillon par trame	80 000
Durée de trame	400 ms

Tableau 6.2 – Tableau récapitulatif des paramètres d'acquisition pour la mesure du contraste en régime de comptage de photons (nombre de trames \times Temps de trame).

Dans ces conditions, nous avons pu effectuer une série de mesures dont les résultats sont résumés dans le tableau 6.3. La première colonne donne l'atténuation totale du signal source. Il s'agit de la somme des densités optiques placées devant la source. Les deuxième et troisième colonnes donnent la puissance estimée de la source scientifique atténuée disponible à l'entrée de chacun des PPLN. La quatrième colonne indique le temps d'intégration total (nombre de trames \times Temps de trame). Nous indiquons ensuite les valeurs moyennes relevées du dark count électro-optique (\overline{DCEO}) sur une intégration de 2 min, de la photométrie du bras 1 (\bar{I}_{c1}) et du bras 2 (\bar{I}_{c2}) en nombre de coups par trame de 400 ms. Ces valeurs photométriques ont été corrigées du DCEO afin de ne considérer que les coups liés au signal scientifique après le processus de somme de fréquences. Enfin, les deux dernières colonnes indiquent les valeurs mesurées du contraste et du RSB. Les contrastes et les RSB sont obtenus à partir de l'intégration des DSP mesurées, pour chacune des configurations présentées. Les contrastes présentés ici sont estimés sur cinq canaux spectraux et corrigés du déséquilibre photométrique.

Att. (dB)	I_{s1} (pW)	I_{s2} (pW)	Temps d'intégration	$\langle DCEO \rangle_{NT}$ (cp/trame)	\bar{I}_{c1} (cp/trame)	\bar{I}_{c2} (cp/trame)	C (%)	RSB
82.7	2.3	2.8	4 min	36.36	52.6	72.7	96.8	506.8
85.9	1.1	1.3	4 min	36.18	25.2	34.8	95.5	186.2
88.8	0.57	0.69	4 min	36.68	12.9	17.9	98.5	75.0
95.4	0.12	0.15	11.4 min	36.97	2.8	3.9	95.6	7.4
96.4	0.1	0.12	16 min	37.86	2.2	3.1	94.1	6.8

Tableau 6.3 – Tableau récapitulatif des résultats de mesures du contraste (valeurs corrigées du déséquilibre photométrique) en régime de comptage de photons.

L'ensemble des courbes obtenues expérimentalement sont données en figures 6.2. Les courbes situées à gauche correspondent aux DSP intégrées sur l'ensemble des trames d'acquisition. Les courbes ont été normalisées par rapport à la hauteur du pic à la fréquence nulle. Les courbes situées à droite correspondent aux évolutions du RSB et du contraste en fonction du nombre de trames d'acquisition. Nous remarquons que les contrastes obtenus après intégration sont élevés ($> 94\%$) quelle que soit la puissance signal disponible. Pour l'ensemble de nos mesures, nous avons obtenu un RSB supérieur à 6 à l'issue du temps d'intégration. Le critère que nous nous sommes fixé afin de vérifier que le signal interférométrique se détache du bruit est d'obtenir un RSB supérieur à 3. En effet, sans la présence du signal moyen infrarouge à l'entrée du montage, nous avons pu constater expérimentalement que le RSB mesuré est systématiquement inférieur ou égal à 3. De plus, nous remarquons une évolution du RSB proportionnelle à la racine carrée du nombre de trames N_T , comme le montre tout particulièrement les courbes présentées en figure 6.3. Sur les deux graphiques, les courbes en rouge correspondent à nos relevés expérimentaux. Le graphique de gauche qui correspond au cas $I_{s1} = 1.1$ pW illustre bien cette tendance. Dans le cas de la mesure à $I_{s1} = 100$ fW (graphique de droite), nous observons toujours une tendance du RSB à évoluer proportionnellement à la racine carrée du nombre de trames d'acquisition, toutefois comme la puissance signal disponible est plus faible, cette évolution est plus chaotique. Les courbes en pointillées vert correspondent à un ajustement par une fonction proportionnelle à $\sqrt{N_T}$. Les valeurs de RSB obtenues après intégration montrent que les valeurs de contrastes que nous avons relevées sont significatives, le signal interférométrique s'extrait du bruit et évolue selon la tendance prévue par la théorie.

Le graphique de gauche de la figure 6.4 récapitule les courbes expérimentales de la DSP intégrée sur l'ensemble des trames. Les courbes ont été normalisées par rapport à la hauteur du pic à la fréquence nulle. Dans le cas des puissances signal les plus faibles, nous observons toujours la présence d'un pic à la fréquence de modulation des franges, toutefois son amplitude diminue tandis que le niveau de bruit est plus important. À partir de ces résultats, en appliquant l'équation 6.1 (page 147), il est possible de tracer un estimateur de la valeur du contraste au carré (C^2) en fonction du canal spectral. Ce tracé est présenté sur le graphique de droite. Ce deuxième graphique montre que lorsque la puissance du signal scientifique diminue, le contraste

6.1. Observation de franges d'interférence à partir d'une source laser atténuée

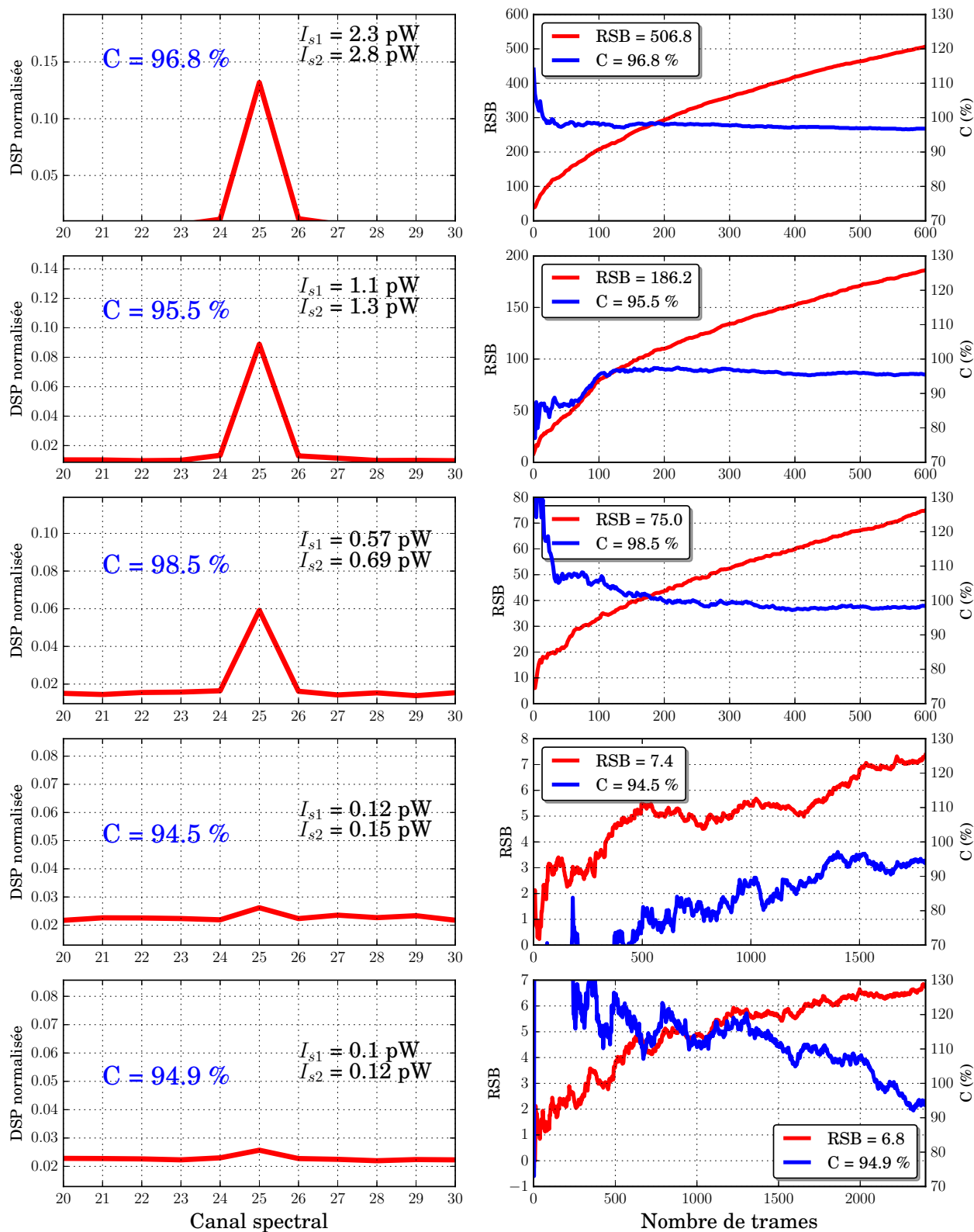


FIGURE 6.2 – Courbes expérimentales de la DSP intégrée sur l'ensemble des trames et du RSB en fonction du nombre de trames pour des puissances signal MIR allant de 2.6 pW à 100 fW sur chacun des bras de l'interféromètre.

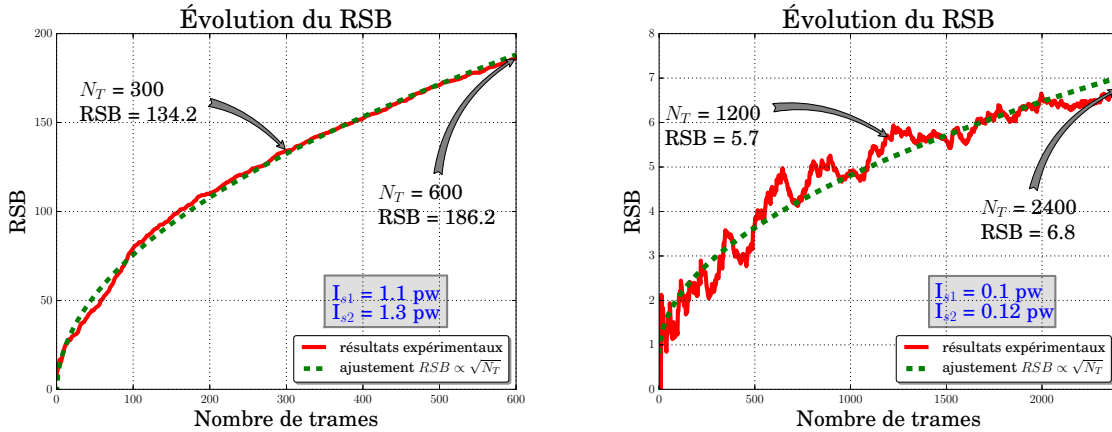


FIGURE 6.3 – Courbes d'évolution du RSB, en vert : ajustement par la fonction racine carré.

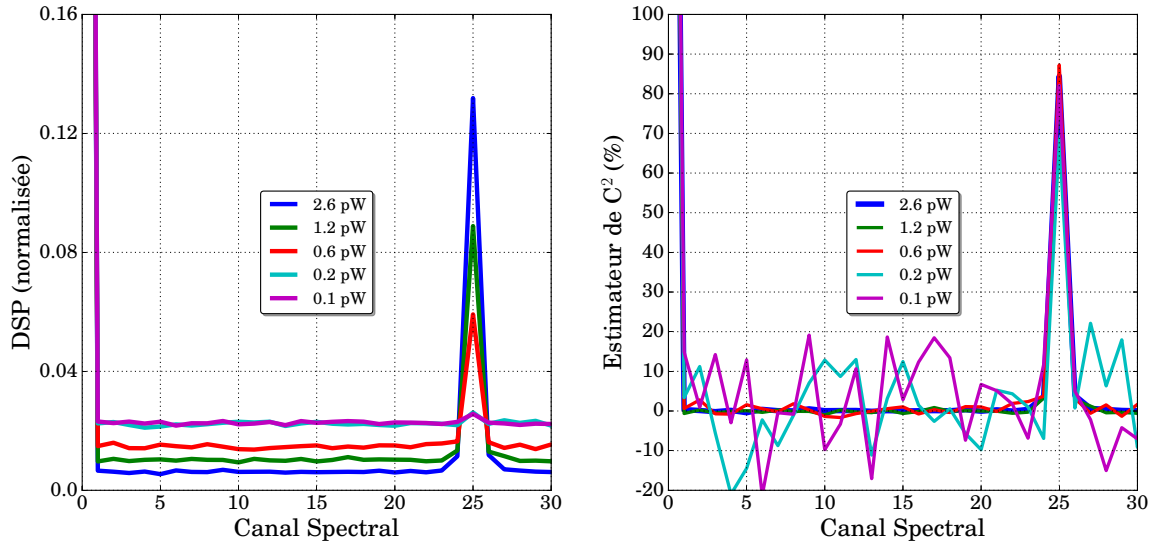


FIGURE 6.4 – Courbes expérimentales de la DSP normalisée intégrée sur l'ensemble des trames et de l'estimateur de C^2 pour des puissances signal MIR allant de 2.6 pW à 100 fW sur chacun des bras de l'interféromètre.

reste élevé, cependant nous observons la dégradation du rapport signal à bruit.

La figure 6.5 récapitule sous forme d'histogrammes les valeurs de contrastes et de RSB obtenues en fonction des valeurs de puissance signal. Nous remarquons une assez faible dispersion de l'ensemble de nos résultats sur le contraste puisque nous obtenons $\bar{C} = 96.0\%$ avec un écart-type $\sigma = 1.6\%$. Nous avons donc un écart relatif avec le contraste mesuré en fort flux de 1.2%. Ces résultats concordent avec les résultats obtenus lors de la caractérisation du contraste instrumental réalisée en régime de fort flux puisque nous nous plaçons dans l'intervalle de confiance défini

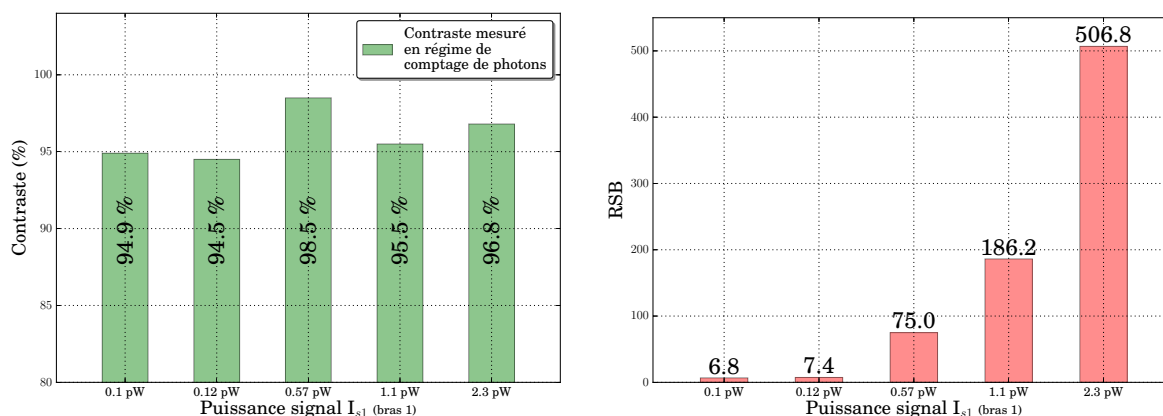


FIGURE 6.5 – *Gauche* : Histogramme des contrastes mesurés. *Droite* : Histogramme des RSB mesurés.

par l'écart-type des contrastes mesurés en fort flux. L'histogramme récapitulant les valeurs du RSB obtenues en fonction de la puissance signal disponible à l'entrée de chacun des PPLN met en avant l'influence de la puissance signal disponible sur la capacité d'extraire du bruit le pic à la fréquence ν_f . En effet, plus le nombre de coups lié au signal scientifique disponible au niveau du détecteur est élevé, plus le RSB est élevé. Conformément à la définition (voir équation 6.1 page 147), nous observons bien une évolution quadratique du RSB par rapport au niveau de signal scientifique disponible au niveau du détecteur.

Nous avons ainsi démontré expérimentalement la possibilité avec notre montage de mesurer de forts contrastes en régime de comptage de photons. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 5, les variations de contraste en fort flux sont de l'ordre de 2%. Nous remarquons donc que l'erreur relative entre les résultats en fort flux et ceux en régime de comptage de photons sont de l'ordre de grandeur de ces variations. Nous obtenons donc des résultats cohérents.

6.1.3 Analyse des paramètres d'influence

Nous observons que dans le cas de mesures avec un fort RSB, la valeur du contraste évolue très rapidement au cours des cent premières trames. En effet, si nous observons les courbes d'évolution du contraste pour $I_s > 0.5 \text{ pW}$ nous remarquons que la valeur du RSB est très supérieure à 3 dès les premières trames d'acquisitions (voir figure 6.2 page 151). Cependant nous remarquons que la valeur du contraste ne converge qu'au bout d'une centaine de trames.

Dans ce cas de figure, les deux paramètres d'influence sont les deux biais de mesure, à savoir :

- $\langle N_{cp} \rangle_{N_T}$: le nombre moyen de coups par trame d'acquisition ;
- $\langle DCEO \rangle_{N_T}$: le nombre moyen de dark count électro-optique par trame d'acquisition.

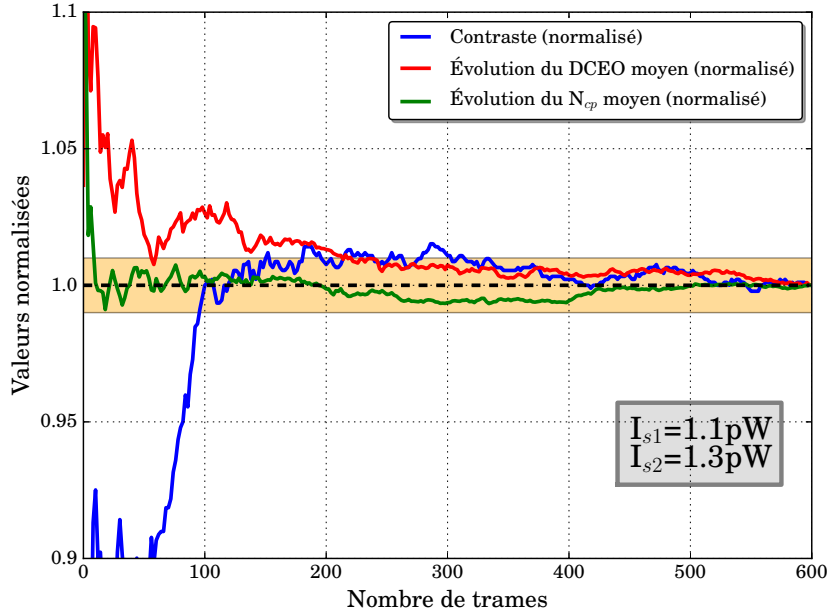


FIGURE 6.6 – Courbes expérimentales de l'évolution de la valeur du contraste, de la valeur moyenne de N_{cp} ainsi que de la valeur moyenne du dark count électro-optique en fonction du nombre de trames d'acquisitions. Aire en gris : plage de convergence à $\pm 1\%$ de la valeur finale.

Nous traçons donc l'évolution de la valeur du contraste, de la valeur moyenne du nombre de coups par trame ainsi que de la valeur moyenne du dark count électro-optique en fonction du nombre de trames d'acquisition à partir de nos relevés expérimentaux. Ces tracés sont présentés en figure 6.6. Nous remarquons que le contraste converge dès que les valeurs moyennes de N_{cp} et du DCEO convergent également. Nous avons réalisé les mêmes tracés en supprimant du calcul de l'intégration les 100 premières trames, ceux-ci ne sont pas présentés ici car nous observons le même effet de convergence de la valeur du contraste, sur un nombre de trame équivalent. Finalement nous en déduisons que la valeur du contraste converge vers sa valeur finale uniquement si les valeurs de N_{cp} et du $DCEO$ convergent également, quelle que soit la valeur du RSB. Ceci nous impose d'enregistrer un nombre de trames de franges d'interférence supérieur à 200 afin de pouvoir estimer correctement la valeur du contraste. Nous remarquons que ce temps de convergence diminue si la puissance du signal scientifique disponible au niveau du détecteur augmente.

6.1.4 Influence de l'évaluation du dark count électro-optique sur la mesure du contraste

Le tableau 6.4 récapitule les relevés du DCEO effectués lors des mesures de contraste. Nous observons que la valeur moyenne du DCEO par mesure varie au cours de la journée. Expérimentalement, nous estimons $\langle DCEO \rangle_{N_T}$ en mesurant le nombre de coups détectés en l'absence de signal à l'entrée de l'interféromètre. L'histogramme de la figure 6.7 récapitule les valeurs des DCEO relevés au cours de la journée. La valeur \overline{DCEO} indiquée sur le graphique représente la moyenne de l'ensemble des données concaténées, et σ son écart-type. Nous remarquons que le rapport des deux est de l'ordre de 12%. Cette fluctuation reste malgré tout assez faible. En effet, ces mesures ont été réalisées de manière successive sur une durée totale de 4 h. Or cet écart-type ne s'élève qu'à 4.68 cp/trame. Toutefois, l'estimation correcte du contraste en régime de comptage de photons est limitée par l'exactitude de la mesure du DCEO.

Mesure n°	Durée d'une trame	Nombre de trames	Nombre moyen de coups par trame (cp/trame)	Écart-type (cp/trame)
1	400 ms	600	35.2	5.7
2	400 ms	600	36.2	4.2
3	400 ms	600	36.7	4.1
4	400 ms	600	38.4	4.4
5	400 ms	600	37.9	4.5

Tableau 6.4 – Tableau récapitulatif des relevés de DCEO en régime de comptage de photons effectués au cours d'une journée (temps d'intégration de 4 min).

En régime de comptage de photons, le contraste des franges d'interférence est déterminé de la manière suivante :

$$C = \frac{\sqrt{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}}{\sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T} - \langle DCEO \rangle_{N_T}}} \quad (6.2)$$

L'ensemble des valeurs sont déterminées à partir des trames interférométriques enregistrées expérimentalement, à l'exception du DCEO qui est mesuré séparément. Le DCEO peut donc être

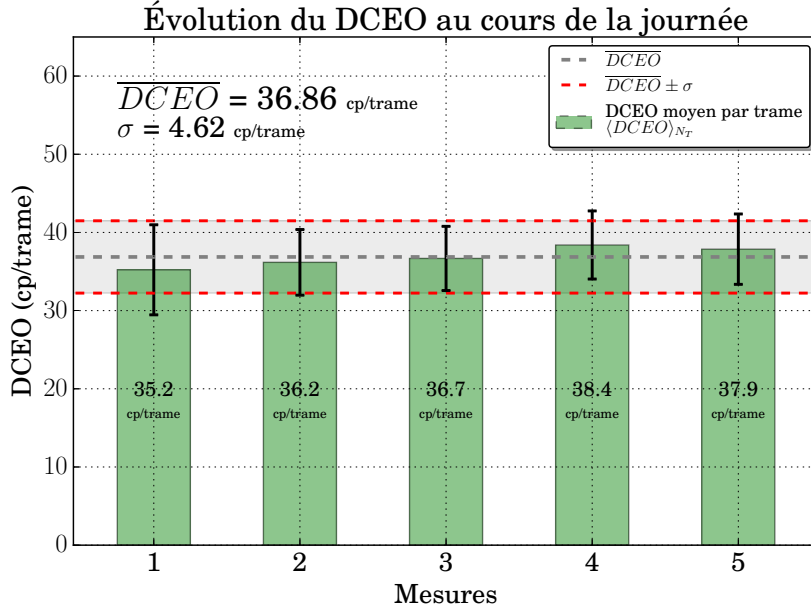


FIGURE 6.7 – Histogramme des relevés de DCEO en régime de comptage de photons effectués pour réaliser les mesures de contraste. Les barres d’erreurs correspondent à l’écart-type calculé pour chacune de ces mesures. La zone grisée correspond à la valeur moyenne du DCEO plus ou moins σ pour l’ensemble des relevés expérimentaux.

considéré comme une variable indépendante, nous pouvons alors déterminer :

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dDCEO} &= \frac{\sqrt{DSP(\nu_f) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}}}{(\sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}} - \langle DCEO \rangle_{N_T})^2} \\ &= \frac{C}{\sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}} - \langle DCEO \rangle_{N_T}} \end{aligned}$$

Comme nous l’avons défini au cours du chapitre 2 (voir page 46), le nombre moyen de coups par trame lié au signal scientifique est donné par :

$$\begin{aligned} DSP(0) &= [\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T} + \langle DCEO \rangle_{N_T}]^2 + \langle N_{cp} \rangle_{N_T} \\ \iff \langle N_{h\nu} \rangle_{N_T} &= \sqrt{DSP(0) - \langle N_{cp} \rangle_{N_T}} - \langle DCEO \rangle_{N_T} \end{aligned}$$

Finalement nous obtenons l’expression suivante :

$$\frac{dC}{dDCEO} = \frac{C}{\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}} \quad (6.3)$$

L'erreur sur le contraste en fonction du nombre de coups liés au DCEO est donc :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta DCEO}{\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}} \quad (6.4)$$

Cette expression nous permet de mettre en évidence l'importance de la détermination du nombre de DCEO par rapport au nombre de coups moyen par trame lié au signal scientifique $\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}$. En effet, plus les flux que nous cherchons à détecter sont faibles, plus le DCEO a un impact important sur l'estimation du contraste.

Afin de pouvoir illustrer l'impact du dark count électro-optique sur l'évaluation du contraste, nous effectuons successivement le calcul du contraste à partir d'un même fichier de mesure, en utilisant différentes valeurs du DCEO. Pour cela nous calculons le DCEO moyen et son écart-type à partir de la mesure du dark count électro-optique effectuée au moment de la mesure du contraste. Le tableau 6.5 récapitule les résultats ainsi obtenus. La première colonne rappelle la configuration choisie. Nous nous plaçons dans une configuration pour laquelle le DCEO correspond à la valeur moyenne plus ou moins l'écart-type de nos relevés. Les deuxième et troisième colonnes correspondent à la puissance du signal scientifique disponible à l'entrée de chacun des PPLN. Nous n'observons ici que deux cas :

- $I_{s1} = 1.1$ pW : dans ce cas le nombre de coups liés au signal scientifique est le double du nombre de coups liés au DCEO ;
- $I_{s1} = 0.1$ pW : dans ce cas le nombre de coups liés au signal scientifique est inférieur d'un facteur cinq au nombre de coups liés au DCEO.

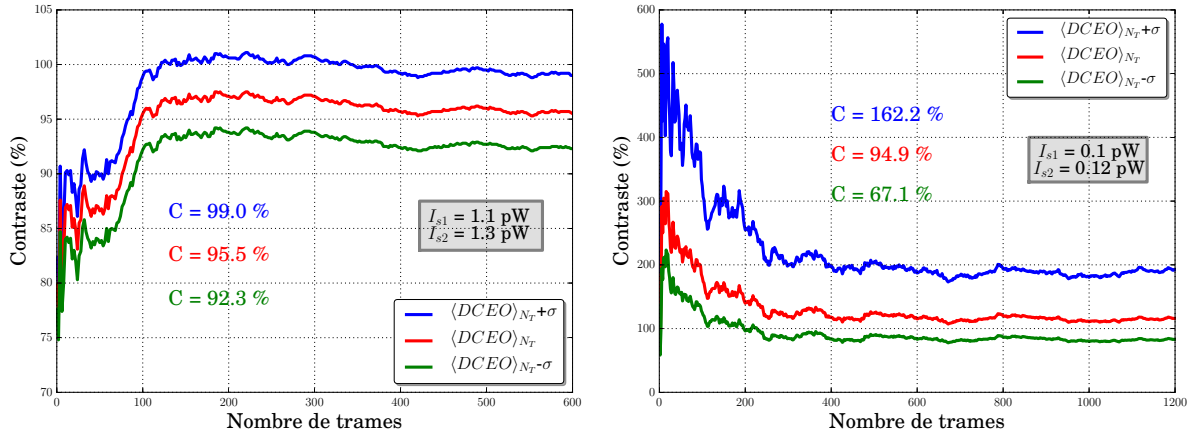
La quatrième colonne donne la valeur de $\langle DCEO \rangle_{N_T}$ en nombre de coups par trame choisi pour estimer le contraste. Les valeurs choisies correspondent à la valeur moyenne du DCEO plus ou moins l'écart-type σ mesuré. Pour un nombre de coups moyen enregistré par trame, la variation du DCEO impacte le nombre de coups moyen par trame lié au signal scientifique $\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}$ au cours de la mesure des franges d'interférence (cinquième colonne).

Le tableau 6.5 récapitule enfin le RSB et le contraste corrigé du déséquilibre photométrique C obtenus en faisant varier la valeur du DCEO. Ces résultats ont été obtenus en utilisant le même fichier de mesures pour chacune des deux valeurs de puissance signal. Nous constatons

Configuration (DCEO)	\bar{I}_{s1} (pW)	\bar{I}_{s2} (pW)	$\langle DCEO \rangle_{N_T}$ (cp/trame)	$\langle N_{h\nu} \rangle_{N_T}$ (cp/trame)	RSB	Contraste C (%)
$\langle DCEO \rangle_{N_T} - \sigma$	1.1	1.3	34.08	61.69	186.2	92.3
$\langle DCEO \rangle_{N_T}$	1.1	1.3	36.18	59.59	186.2	95.5
$\langle DCEO \rangle_{N_T} + \sigma$	1.1	1.3	38.28	57.49	186.2	99.0
$\langle DCEO \rangle_{N_T} - \sigma$	0.1	0.12	35.61	7.65	6.8	67.1
$\langle DCEO \rangle_{N_T}$	0.1	0.12	37.86	5.40	6.8	94.9
$\langle DCEO \rangle_{N_T} + \sigma$	0.1	0.12	40.11	3.15	6.8	162.2

Tableau 6.5 – Influence du DCEO sur le calcul du contraste, durée des trames : 400 ms.

qu'à très faible flux ($I_{s1} = 0.1$ pW), une erreur d'estimation de trois photons par trame sur le DCEO moyen engendre un erreur de 70% sur la valeur finale du contraste.


 FIGURE 6.8 – Tracés de l'évolution du contraste au cours de l'intégration en fonction du DCEO. *Graphique de gauche* : $I_{s1} = 1.1$ pW. *Graphique de droite* : $I_{s1} = 0.1$ pW.

La figure 6.8 montre l'évolution du contraste en fonction du nombre de trames, pour différentes valeurs du DCEO. Nous remarquons pour les deux cas traités que l'erreur ainsi créée est une erreur statique qui ne perturbe en rien la convergence de la valeur du contraste. La calibration du DCEO est donc l'un des facteurs clés pour la mesure du contraste des franges d'interférence en régime de comptage de photons.

6.2 Répétabilité des mesures en régime de comptage de photons

Afin de conclure cette étude menée en régime de comptage de photons, nous allons dans cette section nous pencher sur le problème de répétabilité de nos mesures. Comme défini par le

bureau international des poids et mesures [JCGM 95], la répétabilité des résultats de mesurage correspond à l'étroitesse entre les résultats des mesurages successifs du même mesurande. Les conditions de répétabilités sont les suivantes :

- même mode opératoire,
- même observateur,
- même instrument de mesure utilisé dans les mêmes conditions,
- même lieu,
- répétition durant une courte période de temps.

Cette étude a pour objectif d'exprimer la dispersion des contrastes et RSB mesurés dans les mêmes conditions expérimentales en calculant l'écart-type sur la série des résultats obtenus. Pour cela, nous réaliserons une série de dix mesures du contraste en régime de comptage de photons sur une durée de 5 h. Les réglages effectués en régime de fort flux nous ont permis d'obtenir les performances résumées dans le tableau 6.6.

BRAS 1	température du PPLN	130.4 °C
	rendement η	7.6×10^{-6}
	niveau photométrique moyen	28.5 cp/trame
	écart-type de la photométrie	1.7 cp/trame
	longueur d'onde de pompe λ_P	1063.6 nm
	puissance de pompe P_P	100 mW
BRAS 2	température du PPLN	111.5 °C
	rendement η	7.0×10^{-6}
	niveau photométrique moyen	30.5 cp/trame
	écart-type de la photométrie	1.2 cp/trame
	longueur d'onde de pompe λ_P	1063.6 nm
	puissance de pompe P_P	100 mW
Interféromètre en fort flux	Contraste moyen : $\overline{C_{FF}}$	97.2%
	Écart-type du contraste : σ_{FF}	2.2%

Tableau 6.6 – Tableau récapitulatif de la configuration utilisée pour la réalisation des mesures de répétabilité du contraste en régime de comptage de photons. Les valeurs des niveau photométrique moyen et de leurs écarts-types ont été déterminées en concaténant l'ensemble des données acquises pour chacun des bras du montage.

La source MIR a été atténuée de manière à ce que la puissance signal sur chacun des bras de l'interféromètre soit de l'ordre de 2.3 pW. De cette manière, nous pouvons nous placer en régime de comptage de photons, tout en disposant d'une puissance suffisante pour être capable de mesurer des contrastes avec de forts RSB comme nous avons pu l'observer précédemment.

Bien que nous ayons obtenus des rendements plus faibles lors de cette étape par rapport aux résultats de la section 6.1.2, cela ne change en rien notre étude. En effet, les réglages que nous avons effectués le matin n'ont été modifiés à aucun moment au cours de l'ensemble des mesures effectuées en une journée que nous allons présenter.

Comme nous l'avons déjà évoqué lors de nos mesures en régime de comptage de photons, nous réalisons en premier lieu la mesure du contraste des franges en fort flux afin de valider notre configuration expérimentale. Le protocole expérimental que nous proposons alors de mettre en place est le suivant. Pour chaque mesure de contraste nous effectuerons les enregistrements suivant la séquence :

1. niveaux photométriques sur chacun des bras de l'interféromètre ;
2. DCEO ;
3. franges d'interférence ;
4. DCEO.

Le relevé du niveau de DCEO aux étapes ② et ④ nous permet d'évaluer si les variations du DCEO sont importantes. Ce critère est important pour permettre de valider nos mesures. Nous répétons ce protocole de manière systématique 10 fois au cours du même après-midi (5 h).

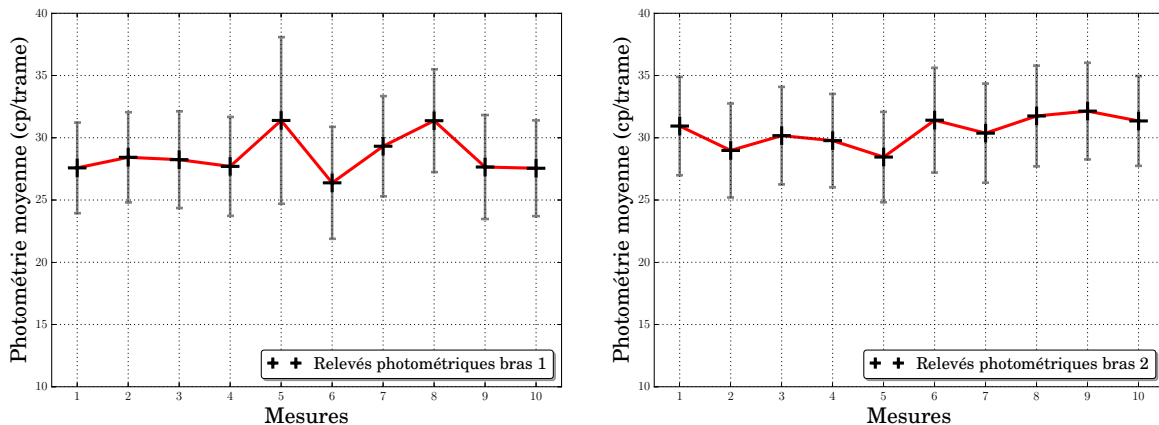


FIGURE 6.9 – Tracés de l'évolution du niveau photométrique corrigé du DCEO au cours de la journée pour chacune des voies interférométrique.

Nous observons une très bonne stabilité de notre montage. En effet, les graphiques présentés en figure 6.9 montrent l'évolution des niveaux photométriques des deux bras. Nous remarquons

que pour chacune des voies de notre montage, la photométrie varie peu au cours des 5 h de mesures successives. De même, la figure 6.10 montre que le DCEO reste stable tout au long de nos mesures. Sur ces trois courbes, les barres d'erreurs sont données par l'écart-type σ .

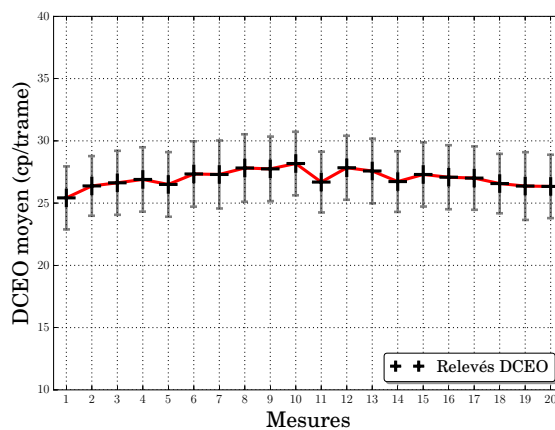


FIGURE 6.10 – Tracés de l'évolution du dark count électro-optique au cours de la journée pour l'ensemble de nos données expérimentales.

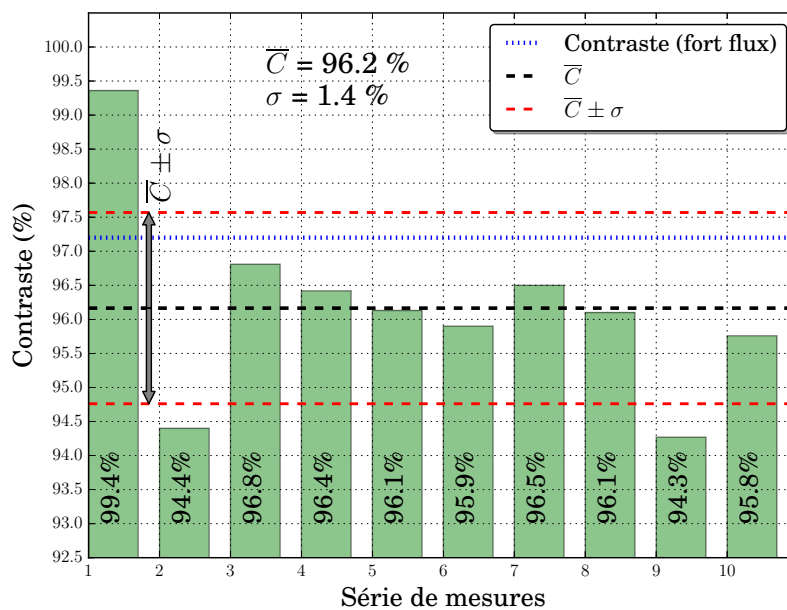


FIGURE 6.11 – Tracés de l'évolution du contraste au cours de la journée pour une configuration expérimentale donnée.

La figure 6.11 représente l'histogramme des valeurs de contraste déterminées au cours de cette série de mesures. L'ensemble de ces résultats nous donne un contraste moyen $\bar{C} = 96.2\%$ avec un écart-type $\sigma = 1.4(\%)$. Nous remarquons donc en premier lieu la concordance des résultats

obtenus en fort flux et en régime de comptage de photons.

De plus les figures 6.12 et 6.13 montrent l'évolution du contraste et du RSB au cours de l'intégration des trames d'acquisition de l'ensemble des dix séries de mesures réalisées en régime de comptage de photons au cours de la journée. Sur ces deux figures, les graphiques situés

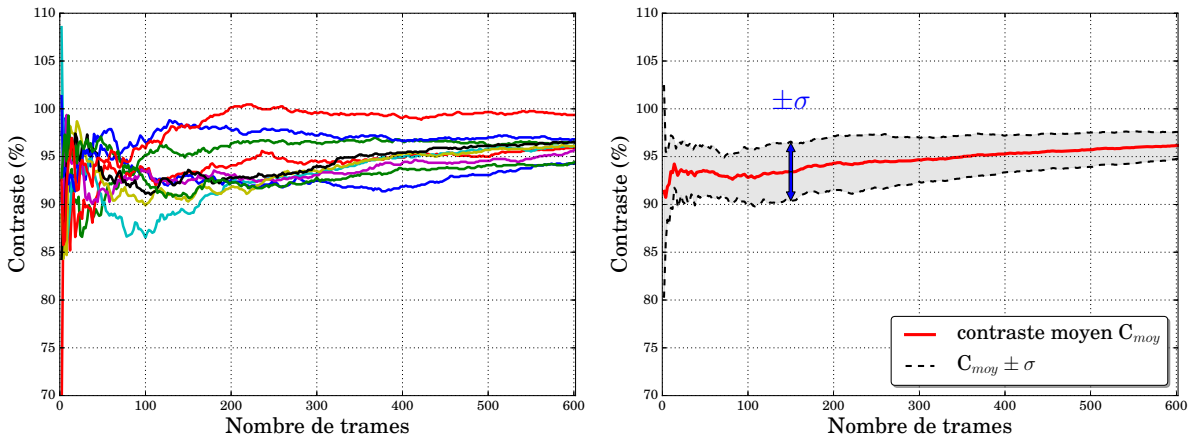


FIGURE 6.12 – Tracés de l'évolution du contraste en fonction du nombre de trame pour les dix mesures consécutives réalisées.

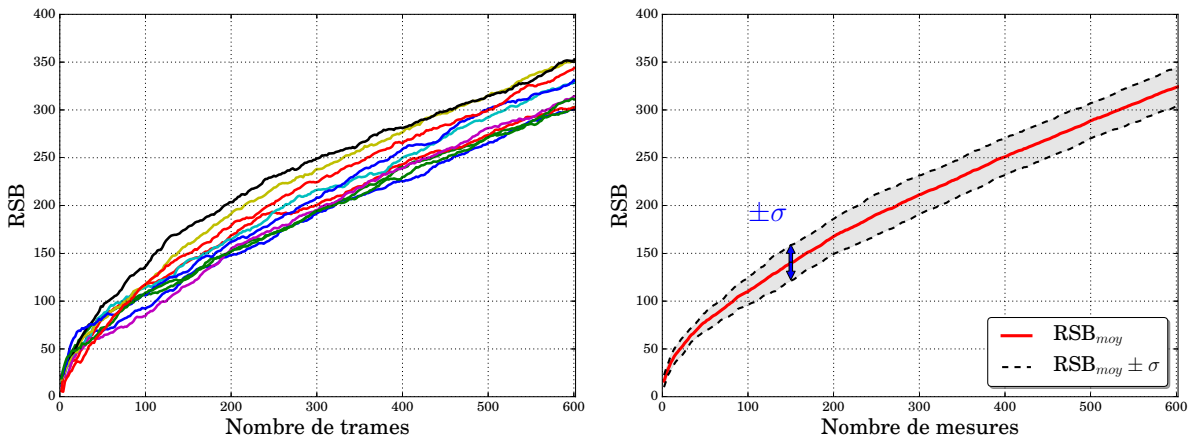


FIGURE 6.13 – Tracés de l'évolution du rapport signal à bruit en fonction du nombre de trame pour les dix mesures consécutives réalisées.

à gauche montrent le tracé de l'ensemble des données expérimentales. Les graphiques situés à droite montrent le tracé de la valeur moyenne (en rouge), et la zone à $\pm\sigma$ autour de cette valeur moyenne (zone grisée). Les valeurs moyennes et les écart-types sont calculés point par point à partir des données des dix courbes enregistrées. Nous observons que la quasi-totalité des courbes expérimentales sont inscrites au sein de cette zone grisée. L'ensemble de ces courbes évolue de

manière similaire. L'écart-type mesuré montre que les résultats obtenus sont répétables.

Bien qu'à l'occasion de cette dernière campagne de mesures nous n'ayons pas optimisé nos réglages pour obtenir les meilleurs rendements de conversion possibles sur chacun des bras de l'interféromètre, nous sommes capables de prouver la stabilité et la répétabilité de nos mesures. La maîtrise des asservissements en température des cristaux, la stabilité des injections de signal MIR et de la pompe au sein des deux cristaux nous permettent d'estimer de manière sûre l'ensemble des valeurs nécessaires au calcul du contraste des franges d'interférence en régime de comptage de photons.

6.3 Conclusion et perspectives

Les travaux présentés au cours de ce chapitre montrent que nous sommes capables de mesurer de hauts contrastes en régime de comptage de photons, avec des valeurs proches de notre mesure préliminaire obtenue en fort flux. Ces résultats démontrent expérimentalement que, dans les conditions actuelles, il est possible d'obtenir des franges d'interférence avec des sources à très faible puissance, de l'ordre de la centaine de femtowatts par voie interférométrique, avec de hauts contrastes.

Nous avons pu montrer l'impact des erreurs de mesures du DCEO sur la valeur finale du contraste. De plus, l'étude systématique du contraste pour une configuration expérimentale donnée nous permet de montrer la répétabilité de nos résultats sur les contrastes et leur RSB associé.

À partir de ces résultats expérimentaux, nous pouvons faire une première estimation des possibilités que cet instrument offre, et plus particulièrement extrapoler les magnitudes limites que nous pourrions à priori observer sur ciel. Nous avons montré expérimentalement que la limite de sensibilité actuelle du banc ALOHA@3.39 permet de mesurer le contraste de franges d'interférence en disposant d'une puissance de 100 fW à l'entrée de chacune des voies du montage. Cette puissance a été estimée en utilisant une source polarisée. Dans le cas d'une source stellaire, nous devons disposer de deux fois plus de puissance au foyer du télescope afin de ne pouvoir sélectionner qu'un seul axe de polarisation. Afin de nous placer dans des conditions similaires à notre travail en laboratoire, nous ferons l'hypothèse que l'objet observé à un contraste

objet de 1.

Dans le cas d’observation de sources émettant sur une large bande spectrale, les processus de somme de fréquences opérés par les PPLN permettent de réaliser un filtrage spectral efficace sur chacun des bras du montage. D’après les caractéristiques de ces cristaux, la largeur de l’acceptance spectrale est de 3 nm, soit une résolution spectrale de 1130. Nous supposons également que le contraste instrumental élevé, donc que les courbes d’efficacité de conversion des deux cristaux de PPLN ont un bon degrés de ressemblance. Enfin, afin de pouvoir s’appuyer sur les résultats obtenus en laboratoire, le temps de trame considéré est de 400 ms. Ceci est supérieur au temps de cohérence de l’atmosphère. Toutefois, la forte résolution spectrale offerte par le banc ALOHA@3.39 donne accès à une longueur de cohérence millimétrique. Ainsi, il est possible de conserver un contraste quasi constant à l’échelle de ce temps de trame, et donc de réaliser une intégration sur un temps élevé.

En considérant l’ensemble de ces hypothèses, nous avons pu établir le tableau 8.1 qui présente les magnitudes équivalentes pour des étoiles émettant en bande L. Ces résultats sont donnés en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope qui serait utilisé.

Télescope	Diamètre du miroir primaire	Résolution spectrale $R = \lambda/\Delta\lambda$	Magnitude limite (ALOHA@3.39)	Magnitude limite (MATISSE)
AT (VLTI)	1.8 m	500	2.1	2.4
	1.8 m	1130	1.2	\emptyset
UT (VLTI)	8.0 m	500	5.3	5.0
	8.0 m	1130	4.5	\emptyset

Tableau 6.7 – Présentation des magnitudes accessibles en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope. Ces résultats sont donnés pour la résolution spectrale actuelle du banc ALOHA@3.39 de $\lambda/\Delta\lambda = 1130$, ainsi que pour la résolution maximale de MATISSE $\lambda/\Delta\lambda = 500$.

Bien qu’il ne s’agisse pas de résultats obtenus sur ciel, ceux-ci permettent de valider notre montage ainsi que la méthode de traitement du signal que nous avons choisie de mettre en place. En comparaison avec les performances annoncés dans le cadre du projet MATISSE [Matter 16], le projet ALOHA permet d’atteindre des sensibilité quasiment identiques, comme nous pouvons le constater en nous plaçant à la même résolution spectrale ($R=500$). Toutefois, la résolution spectrale actuellement accessible avec le banc ALOHA@3.39 est plus importante d’un facteur

40. Cette différence permet à ces deux instruments d'être complémentaires. En effet, le banc ALOHA offre une haute résolution spectrale, et est par conséquent tout à fait adapté à l'étude de faible bande spectrale. Il peut permettre une étude efficace de raies d'émission précises et définie préalablement. Une accordabilité en longueur d'onde ne peut être envisagée qu'en changeant la longueur d'onde de la pompe ou la température du cristal. Ceci impose intrinsèquement de réaliser différentes mesures consécutives pour effectuer une étude sur large bande spectrale. À l'inverse, l'instrument MATISSE dispose de résolutions spectrales plus faibles, permettant de couvrir un spectre plus large avec une seule mesure. Les objectifs scientifiques de ces instruments ne sont donc pas antagonistes, mais permettent au contraire de plus amples possibilités d'études.

De surcroît, du fait des architectures différentes, les méthodes de traitement du signal sont différentes. De plus, nous pouvons noter que ces résultats ont été obtenus malgré des rendements globaux de l'ordre de 10^{-5} . L'obtention de meilleures performances via de nouveaux PPLN permettrait d'améliorer significativement les sensibilités accessibles.

Ces résultats ont récemment été soumis à la revue MNRAS. Cette publication est présentée ci-après.

In-laboratory ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer in the photon counting regime at $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$

L. Szemendera, L. Grossard, L. Delage[★] and F. Reynaud[★]

Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Av. Albert Thomas, F-87060 Limoges CEDEX, France

Accepted 2017 March 27. Received 2017 March 24; in original form 2017 March 9

ABSTRACT

Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA@3.39 μm) is a new instrumental concept designed for high angular resolution astronomical imaging in the L band. The originality of our experimental device is to include a frequency conversion process in each arm of the interferometer that frequency shifts the mid-infrared signal to the near-infrared domain. This method relaxes the stringent limitations due to the thermal noise background radiated by the instrument itself. The aim of this paper is to estimate the current sensitivity limit of the instrument and validate the ability to provide calibrated contrasts with a quasi-monochromatic signal. We demonstrate the possibility to measure fringe contrasts greater than 94.5 per cent with a signal-to-noise ratio close to 7. The flux level at the input of each arm of the interferometer is then equal to 100 fw. This would correspond to a zero magnitude star in the L band for a 1 m² telescope surface and a 3 nm converted spectral bandwidth.

Key words: instrumentation: high angular resolution – techniques: interferometric.

1 INTRODUCTION

Astronomical imaging with optical long-baseline interferometers in the mid-infrared (MIR) domain aims to reach to very high angular resolutions in the range of 10 mas (Monnier et al. 2014; Matter et al. 2016). Observations in the L , M and N astronomical bands ranging from 2.5 to 13 μm would allow us to study challenging science cases such as protoplanetary discs or active galactic nuclei. Unfortunately, the observations in these spectral bands raise many technological difficulties in terms of beam transport, spatial filtering and above all low flux detection. With a classical interferometric instrument, the thermal background radiated by the whole transmission chain makes it difficult to extract the astronomical signal (Perrin et al. 2003).

To overcome this experimental drawback, we have been developing for 10 yr a new instrumental concept called Astronomical Light Optical Hybrid Analysis (ALOHA; Brustlein et al. 2008). In this approach, the MIR astronomical signal collected by each telescope is frequency shifted to the visible or near-infrared domain before coherent transport and interferometric combination in order to carry out the spatial coherence analysis. In each arm of the interferometer, this frequency shift is obtained by a sum frequency generation (SFG) process (Boyd 2008), where the MIR astronomical signal at the wavelength λ_s is coupled into a non-linear crystal together with a strong pump wave at λ_p . The non-linear interaction leads to the generation of a converted signal with a shorter wavelength λ_c , while preserving the coherence properties of the MIR radiation. The use of

optical waveguides over the SFG in the non-linear crystals and coherent transport and combination of the radiations in single-mode guided components ensures a very good spatial filtering mandatory for fringe contrast calibration (Coudé du Foresto, Ridgway & Mariotti 1997).

In a recent proof of principle experiment with an astronomical signal centred around 1.55 μm , we obtained first fringes on the sky with the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) Array (Darré et al. 2016). In the meantime, we developed in laboratory a version of ALOHA working in the L band at 3.39 μm . In a preliminary laboratory experiment, we obtained the first fringes with a bright quasi-monochromatic source (He–Ne laser) with a high fringe contrast (Szemendera et al. 2016).

In this paper, we experimentally study the limiting sensitivity of ALOHA@3.39 μm with a quasi-monochromatic source. We evaluate the contrasts of the recorded fringe patterns in the photon counting regime for always fainter MIR input powers. The reliability of the contrasts is assessed by measuring the signal-to-noise ratio (SNR).

2 GENERAL DESCRIPTION OF THE ALOHA@3.39 μm INTERFEROMETER

The general sketch of our in-laboratory experimental set-up is shown in Fig. 1. It is divided in three main subsystems. The 3.39 μm stage acts as the two collecting telescopes of a real array, and provides a spatially coherent and collimated beam to each arm of the interferometer. The MIR signal is produced by a continuous wave He–Ne laser emitting a quasi-monochromatic radiation around

[★] E-mail: laurent.delage@unilim.fr (LD); francois.reynaud@unilim.fr (FR)

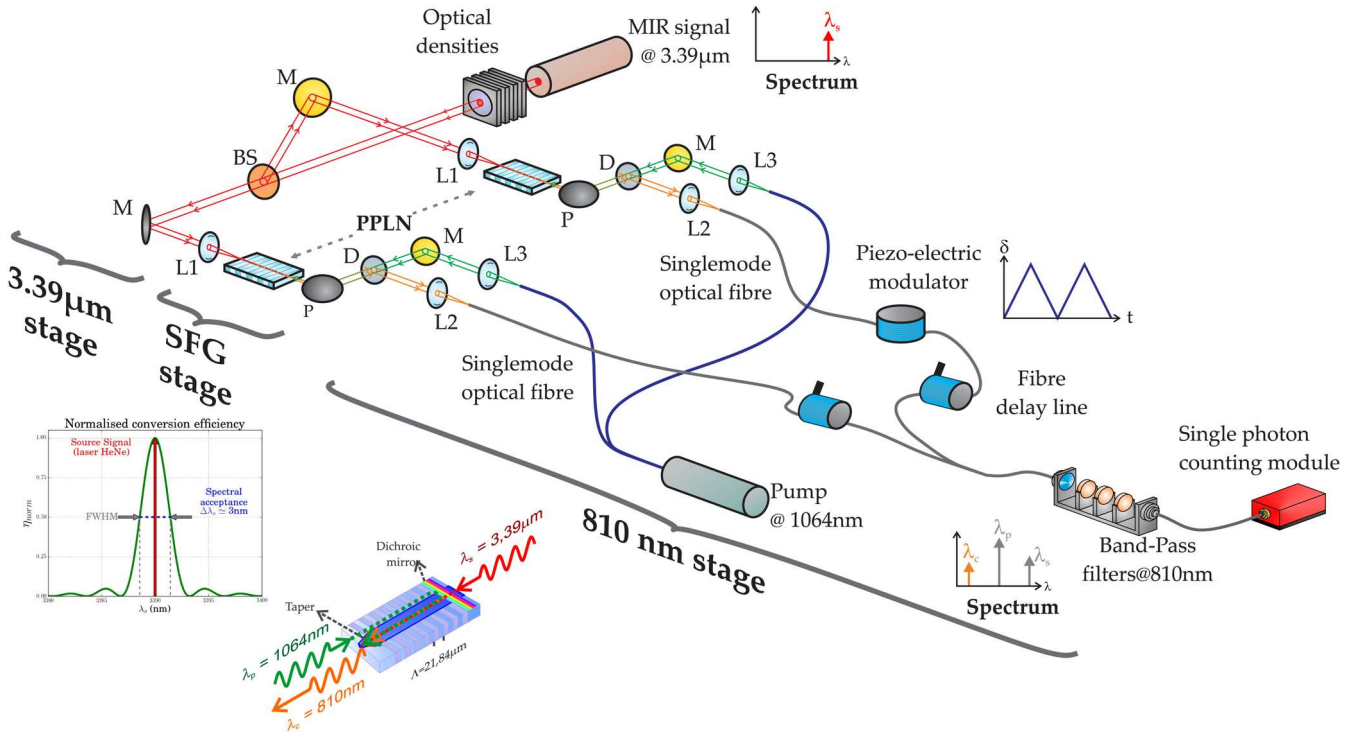


Figure 1. Description of the experimental setup. M: injection mirrors for the infrared signal at 3.39 μm ; BS: beam splitter used to separate the MIR signal in two separate ways; L1: focusing lens for the MIR injection into the PPLN waveguide; L2: focusing lens for the converted signal into a fibre single mode at 810 nm; L3: collimating lens for the pump signal; P: off-axis parabola; D: dichroic mirror used to separate converted signal from pump signal. Left-most inset: theoretical normalized conversion efficiency curve. Left inset: PPLN injection scheme

$\lambda_s = 3.39 \mu\text{m}$. It can be attenuated by optical densities to set a signal power between 3 pW and 100 fW at the input of each interferometric arm. The MIR signal is then sent to the non-linear stage, thanks to mirrors.

In the SFG stage, the incoming MIR light is frequency converted, thanks to 90 mm-long periodically poled lithium niobate (PPLN) crystals. The MIR signal propagates in low-loss, single-mode Ti-indiffused waveguides. The non-linear process is powered by a monochromatic laser at $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ emitted by a distributed feedback laser and shared between the two interferometric arms. The converted wave is generated at $\lambda_c = 810 \text{ nm}$ through the SFG process. To achieve repeatable characteristics of conversion efficiency, the PPLN waveguide samples were operated at temperatures above 130 $^\circ\text{C}$ to prevent any photorefractive effect. The poling period of the PPLN waveguides is equal to 21.8 μm and allows the quasi-phase-matching of the SFG process at the operating temperature. Due to the weak guidance conditions, it is necessary to adapt the pump beam geometry for an optimal spatial overlapping with the spatial mode of the MIR signal. The pump wave is then back injected at the output face of the PPLNs, thanks to a waveguide taper. After propagating in the reverse direction, the pump wave is reflected by a dichroic coating on the input face of the crystals (AntiReflection at 3.39 μm and High Reflection at 1064 nm). Then it co-propagates with the MIR signal leading to the generation of a converted wave at 810 nm by SFG.

At the output of each PPLN crystal, the beams reach the 810 nm stage. These converted beams are injected into two 4 m long silica optical fibre at 810 nm acting as spatial filters. All the guided components of the 810 nm stage are single-mode and polarization maintaining at the converted wavelength. This ensures a stable and well-calibrated interferometric signal.

Fibre delay lines allow us to operate around the zero optical path difference to optimize the fringe contrast. Notice that in our particular experimental configuration, their adjustment is not critical since the converted fields are quasi-monochromatic. However, for a broad-band input signal around 3.39 μm , the coherence length of the converted beam would be equal to 3.8 mm (this value directly depends on the spectral acceptance $\delta\lambda = 3 \text{ nm}$ of the non-linear crystals). In that case, a fine tuning of the delay lines with a 0.1 mm accuracy would be mandatory.

On one arm of the interferometer, a piezoelectric fibre optical path modulator is driven by a triangular voltage function ($\pm 150 \text{ V}$ span) to temporally display the fringe pattern. The stroke of this fibre stretching is in the range of 20 μm , much less than the coherence length of the converted fields. This optical path variation allows us to record 25 fringes over the acquisition time of each frame.

The coherent combination of the two converted fields is performed, thanks to a single-mode and polarization maintaining coupler at 810 nm. At the output of this fibre coupler, the converted interferometric signal is spectrally cleaned up through three notch filters centred at 810 nm, in order to reject parasitic signals such as frequency doubling of the pump at 532 nm and the residual signal of pump.

For a 100 mW pump power, the power conversion efficiency of each non-linear crystal is in the range of 1.5×10^{-5} at maximum. Although the conversion efficiency is directly proportional to the pump power, its value has been limited to 100 mW to avoid damaging the input face of the non-linear waveguides. Note that, this overall throughput takes into account the non-linear conversion efficiency, but also the stringent spatial and spectral filtering and the whole losses resulting from the injection and collimating stages.

The interferometric signal is then detected by an Si-APD photon counter. The frame duration of the acquired signal is set to $\tau = 400$ ms. The electrical output signal is temporally sampled at 200 kHz by a National Instruments acquisition system controlled by a LabVIEW VI.

3 DATA PROCESSING

In the photon counting regime, each frame consists of a set of electrical pulses related to the photon probability distribution, i.e. the intensity of the fringe pattern. Thus, the raw data consist of a set of frames of binary functions $X_i(t)$ each recorded over the constant acquisition time τ .

Each frame is individually processed by a Fast Fourier Transform (FFT) to get

$$\tilde{X}_i(f) = \text{FFT}[X_i(t)]. \quad (1)$$

In our experimental framework, a random fluctuation of the fringe pattern position between frames is due to the uncontrolled experimental environment. To overcome this piston error, we perform an incoherent integration by stacking the power spectral density (PSD) squared modulus of each frame.

$$\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^N |\tilde{X}_i(f)|^2, \quad (2)$$

where N is the number of frames over which the integration is achieved. Nevertheless, in the photon counting regime, the converted signal measurement is perturbed by a global quantum noise arising from mainly two sources. The first one is related to the photons coming from the observed source and up-converted through the non-linear stage. The second noise contribution is related to the dark count, including

- (i) the intrinsic avalanche photodiode (APD) silicon detector dark count in the range of 20 counts s^{-1} ,
- (ii) the bias counts optically generated by a cascade of spontaneous parametric down-conversion of the pump (Pelc et al. 2011),
- (iii) the photon-events produced by conversion of the thermal radiation emitted by the optical components upstream of the PPLN crystals.

In our experiment, the mean number of global dark counts is in the range of $\langle DC \rangle = 90$ counts s^{-1} for a pump power close to 100 mw per PPLN. For a source flux close to 1 pw, the mean number of detected photons after frequency conversion and coherent propagation in the interferometric arms is approximately $\langle N_{hv} \rangle = 120$ photons s^{-1} . These independent noise contributions lead to the generation of a white noise background in the PSD over the integration process as shown in Fig. 2. This background is equal to the mean value of the number N_c of counts per frame:

$$\langle N_c \rangle = \langle N_{hv} \rangle + \langle DC \rangle. \quad (3)$$

Finally, the PSD values at the zero frequency and at the modulation frequency of the fringes f_0 are written as

$$\begin{aligned} \langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle &= (\langle N_{hv} \rangle + \langle DC \rangle)^2 + \langle N_c \rangle \\ \langle |\tilde{X}(f_0)|^2 \rangle &= C^2 \langle N_{hv} \rangle^2 + \langle N_c \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

where C is the fringe contrast to measure.

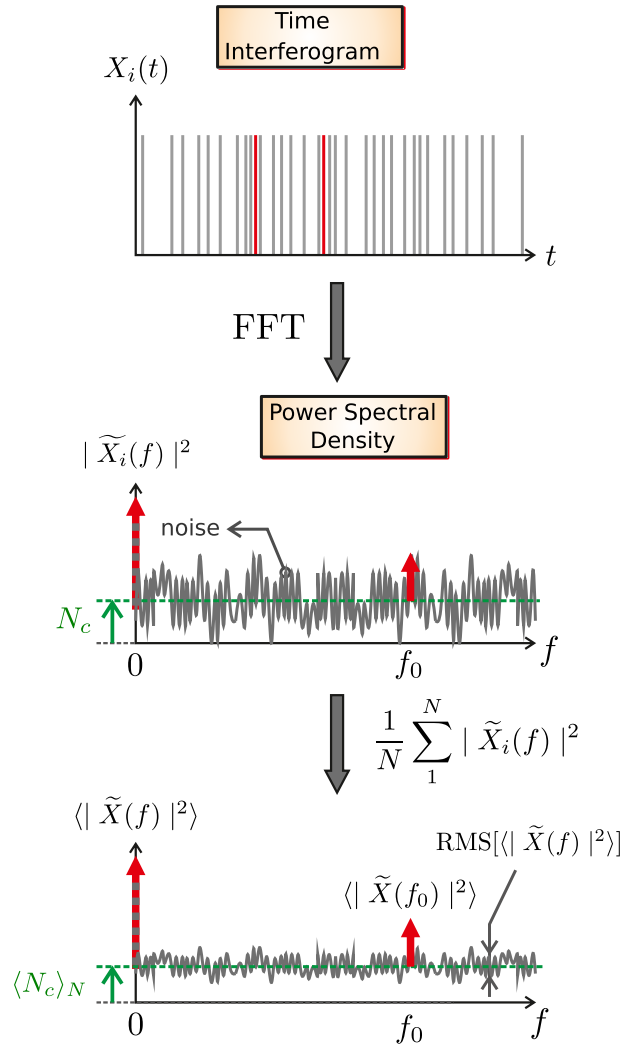


Figure 2. Data reduction process. A set of PSDs is obtained from the FFT of each frame (time interferogram), and then is integrated to enhance the SNR.

To monitor the fringe detection over the PSD integration process, we compute the SNR defined as

$$\text{SNR} = \frac{\langle |\tilde{X}(f_0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle}{\text{RMS} \left(\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle \right)}, \quad \text{where } f \neq (0, f_0). \quad (5)$$

$\text{RMS} \left(\langle |\tilde{X}(f)|^2 \rangle \right)$ is the noise estimated as the fluctuation of the PSD continuous background at the frequencies different from 0 and f_0 . This figure of merit corresponds to the SNR of the fringe peak amplitude, and evolves as a function of the square root of the number of frames.

Finally, the experimental fringe contrast C can be computed by using the following expression:

$$C = \frac{\sqrt{\langle |\tilde{X}(f_0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle}}{\sqrt{\langle |\tilde{X}(0)|^2 \rangle - \langle N_c \rangle - \langle DC \rangle}}. \quad (6)$$

4 EXPERIMENTAL RESULTS

We have recorded time interferograms at the output of the interferometer for different MIR input powers. For each flux level of

Table 1. Summary of the experimental results achieved, with P_s the MIR flux level at each input of the interferometric arms, $\langle DC \rangle$ the mean number of dark counts and $\langle N_{hv} \rangle_i$ the mean number of the photons detected at the interferometer output i . The values of the contrasts and the SNR are obtained after integration of the PSD of the frames. The frame duration is equal to 400 ms.

P_s (pW)	$\langle DC \rangle$ (counts s^{-1})	$\langle N_{hv} \rangle_1$ (ph s^{-1})	$\langle N_{hv} \rangle_2$ (ph s^{-1})	Number of frames	Integration time (min)	Contrast (per cent)	SNR
2.6	91.0	131	182	600	4.0	96.8	507
1.2	91.0	63	87	600	4.0	95.5	186
0.6	92.0	32	45	600	4.0	98.5	75
0.15	92.5	7.0	9.8	1700	11.3	94.5	7.4
0.1	94.0	5.5	7.8	2400	16.0	94.9	6.8

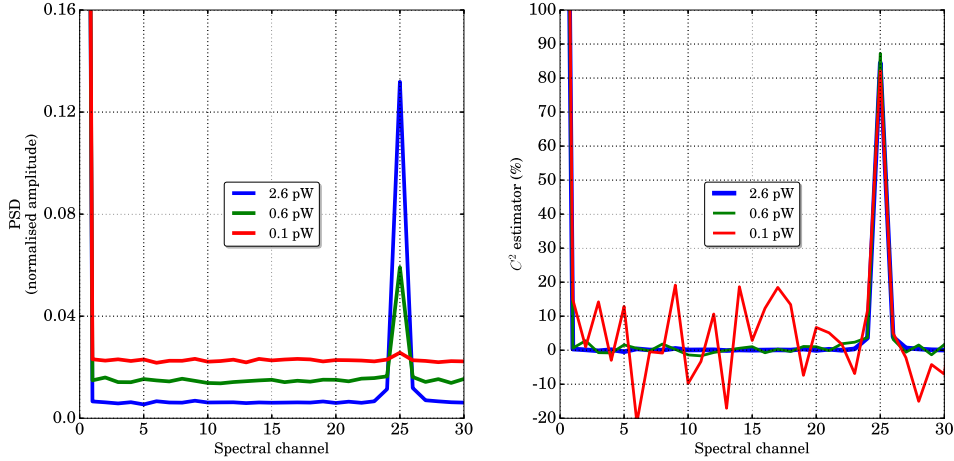


Figure 3. Left-hand panel: normalized PSD obtained after integration over time for 3 different MIR input powers. Right-hand panel: C^2 estimator as a function of the spectral channel derived from the normalized PSD and equation (4). Integration time for each MIR input power is given in Table 1.

the MIR source, several steps are necessary to measure the fringe contrast:

- (i) First, without any MIR signal source and only the pump source propagating in the PPLN waveguides, we acquire 600 frames in order to estimate the mean number of dark counts $\langle DC \rangle$;
- (ii) Secondly, we determine the mean number of up-converted photons detected at the interferometer output of each arm. This allows us to determine the correction factor of the contrast due to the photometric imbalance;
- (iii) Finally, we acquire the interferometric frames with an integration time ranging from 4 to 16 min depending on the MIR flux level.

The experimental results are reported in Table 1. The contrasts are unbiased from the effects of the photometric imbalance.

Fig. 3 (left-hand panel) presents the normalized experimental PSD obtained after integration for different MIR flux levels. In each case, the fringe peak is clearly visible in spite of the fluctuations of the background due to the quantum noise. From these curves and equation (4), we plot the C^2 estimator as a function of the spectral channel (Fig. 3, right-hand panel).

Fig. 4 shows the evolution of the SNR and the contrasts over the PSD integration. We experimentally verify that the SNR has a square root evolution as a function of the number of frames. When the number of photons is close to, or greater than the number of dark counts, the fringe peak is easily observable from the very first recorded frame. For any flux level, the fringe contrast measured gradually tends to be close to 97 per cent, but the integration time required is all the more important as the number of photons is low.

In addition, we are able to measure a fringe peak with less than 100 fW MIR input power. In this case, we obtain an SNR of 7 after an integration time of 16 min (2400 frames). This result shows the potential to get high contrasted fringes with very low MIR input flux.

5 CONCLUSION

To address the MIR domain in the framework of the ALOHA project, we are developing a laboratory up-conversion interferometer operating at 3.39 μm , where an SFG process is implemented in each arm of this instrument. We observed fringes and estimated the related contrasts in the L band with MIR flux levels at the input of each interferometric arm down to 100 fW. In this latter case, the SNR was almost equal to 7.

In its current state, even with the limited performances of the SFG stages, the ALOHA@3.39 μm prototype should be able to get fringes and to measure contrasts on a star of magnitude equal to 0 in the L band with a 1 m^2 telescope surface and a converted spectral bandwidth close to 3 nm centred around 3.39 μm (corresponding to a spectral resolution equal to 1100). These promising experimental results prove that the ALOHA concept is fully relevant for future astrophysical applications in the MIR spectral domain.

The main potential improvement would be increasing the conversion efficiency. The Ti-indiffused PPLN waveguide samples used in our experiment exhibit a low conversion efficiency due to the poor spatial modes overlapping between the fields at very different wavelengths (Kurimura et al. 2006). Moreover, they require high operating temperature necessary to strongly mitigate the photorefractive perturbations. In recent years, a new technology so-called ridge

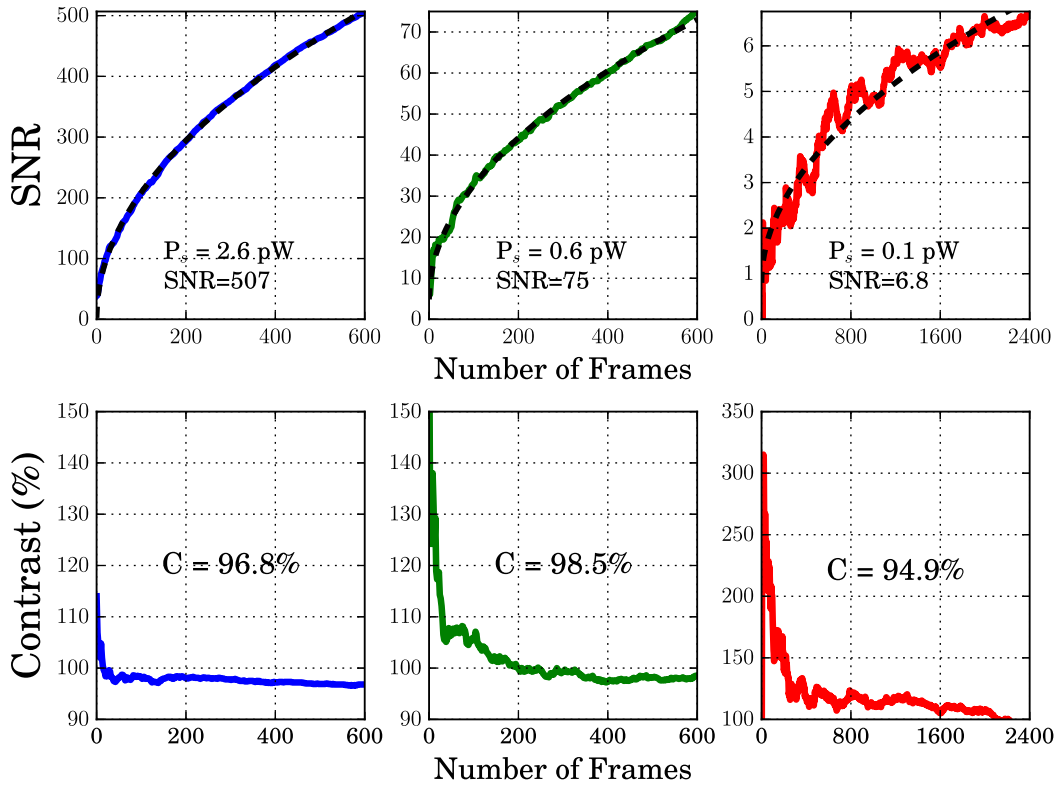


Figure 4. Top panels: square root SNR evolution as a function of the frame number for different MIR input flux. Bottom panels: plot of the corresponding estimated contrasts.

PPLN has been developed to overcome these limitations (Umeki, Tadanaga & Asobe 2010; Chauvet et al. 2016). Using this waveguide technology, we expect an enhancement of the conversion efficient by several orders of magnitude. In order to mimic the real astronomical conditions, we plan to replace the He–Ne laser by a blackbody to perform fringe contrast measurements with a faint source emitting a broad-band spectrum around $3.39 \mu\text{m}$.

In a more general outlook, the ALOHA concept addresses the issue of thermal noise in a MIR interferometer. By performing SFG as close as possible to the telescope focus, the converted beam would not undergo any further thermal background generated by the whole optical chain present in a classical scheme. In this way, we could extend the number of interferometric arms without any tremendous increase of the thermal noise background. Finally, the use of silica single mode fibre to carry out the beam coherent transport allows us to envision kilometeric interferometer, giving access to unprecedented high angular resolution astronomical imaging in the MIR domain.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been financially supported by the Centre National d’Études Spatiales (CNES), the Institut National des Sciences de l’Univers (INSU), Airbus Group and the Région Limousin. We gratefully acknowledge Wolfgang Sohler and Harald Herrmann (Universität Paderborn) for the supply of the non-linear crystals and many helpful and stimulating discussions. Our thanks go also to Alain Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

REFERENCES

- Boyd R. W., 2008, *Nonlinear Optics*, 3rd edn. Academic Press, Amsterdam
- Brustlein S., Del Rio L., Tonello A., Delage L., Reynaud F., Herrmann H., Sohler W., 2008, *Phys. Rev. Lett.*, 100, 153903
- Chauvet M., Henrot F., Bassignot F., Devaux F., Gauthier-Manuel L., Pêcheur V., Maillotte H., Dahmani B., 2016, *J. Opt.*, 18, 085503
- Coudé du Foresto V., Ridgway S., Mariotti J.-M., 1997, *A&AS*, 121
- Darré P. et al., 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 117, 233902
- Kurimura S., Kato Y., Maruyama M., Usui Y., Nakajima H., 2006, *Appl. Phys. Lett.*, 89, 191123
- Matter A. et al., 2016, in Malbet F., Creech-Eakman M. J., Tuthill P. G., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*. SPIE, Bellingham, p. 99070A
- Monnier J. D. et al., 2014, in Rajagopal J. K., Creech-Eakman M. J., Malbet F., eds, *Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 9146, Optical and Infrared Interferometry IV*. SPIE, Bellingham, p. 914610
- National Instruments, 2015, *Test, Measurement, and Embedded Systems*, (Available at: <http://www.ni.com/>)
- Pelc J. S., Ma L., Phillips C. R., Zhang Q., Langrock C., Slattery O., Tang X., Fejer M. M., 2011, *Opt. Express*, 19, 21445
- Perrin G., Leinert C., Graser U., Waters L. B. F. M., Lopez B., 2003, in Perrin G., Malbet F., eds, *EAS Publ. Ser. Vol. 6, Observing with the VLTI*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 127
- Szemendera L., Darré P., Baudoin R., Grossard L., Delage L., Herrmann H., Silberhorn C., Reynaud F., 2016, *MNRAS*, 457, 3115
- Umeki T., Tadanaga O., Asobe M., 2010, *IEEE J. Quantum Electron.*, 46, 1206

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Observation de franges d'interférence avec ALOHA@3.39 à partir d'une source thermique

Les études expérimentales que nous avons précédemment présentées dans les chapitres 5 et 6 ont été réalisées en utilisant le signal à $3.39\ \mu\text{m}$ issu d'un laser HeNe émettant un rayonnement monochromatique et unimodal spatialement. Cette source a pu être atténuée afin de montrer la possibilité de travailler en régime de comptage de photons (chapitre 6). Nous allons à présent réaliser nos expériences en utilisant une source thermique. Comme dans le cadre d'observations astronomiques, cette source se comporte comme un corps noir, elle émet :

- sur une large bande spectrale,
- un grand nombre de modes spatiaux.

La puissance disponible par mode spatio-temporel autour de $3.39\ \mu\text{m}$ est de ce fait très faible. Elle dépend de la largeur spectrale considérée, ainsi que de la température et de l'émissivité du corps observé. Ces investigations imposent de se placer en régime de comptage de photons.

Dans un premier temps, nous déterminerons de manière théorique la fonction de visibilité attendue dans le cas de l'utilisation d'une pompe monochromatique et d'une source moyen infra-rouge large bande à l'entrée de l'interféromètre à somme de fréquences. Puis, dans un deuxième

temps, nous effectuerons la caractérisation de la réponse spectrale des cristaux de PPLN via la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. Enfin, nous réaliserons la mesure expérimentale du contraste des franges d'interférence obtenues à partir de la source thermique. Ce travail est réalisé en régime de comptage de photons et nécessite d'identifier les sources de bruit et d'appliquer une méthode de traitement de signal adaptée.

7.1 Fonction de visibilité des franges d'interférences obtenue avec une source moyen infrarouge large bande et une pompe monochromatique

7.1.1 Aspects théoriques

Nous nous plaçons dans le cas d'une source infrarouge émettant une large bande spectrale. Le faisceau de pompe est délivré par une source laser monochromatique, à une longueur d'onde de 1064 nm. Le processus de somme de fréquences effectue un filtrage du spectre infrarouge incident autour de $\lambda_s = 3.39 \mu\text{m}$, du fait des conditions de quasi accord de phase. De plus, puisque nous considérons une pompe monochromatique de fréquence ν_p , d'après la loi de conservation de l'énergie nous avons :

$$\nu_c = \nu_p + \nu_s \xrightarrow{\nu_p=\text{cte}} d\nu_c = d\nu_s \quad (7.1)$$

Chaque élément du spectre du signal moyen infrarouge de largeur $d\nu_s$ génère, après conversion par le processus de somme de fréquences, un signal converti de largeur spectrale $d\nu_c$. La largeur spectrale en fréquence du signal converti est donc identique à la largeur spectrale du signal infrarouge incident participant au processus non linéaire. Par conséquent, le signal converti présentera un spectre de la forme sinus cardinal, centré en ν_{c0} et de largeur $\Delta\nu_c = \Delta\nu_s$. Sur chacun des bras de l'interféromètre, la densité spectrale de puissance normalisée du signal converti peut s'exprimer de la manière suivante :

$$B_n(\nu_c) = \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c} \right) \quad (7.2)$$

7.1. Fonction de visibilité obtenue avec une source MIR large bande et une pompe monochromatique

Nous supposons que les courbes d'efficacité de conversion des PPLN situés sur chacun des bras de l'interféromètre sont identiques.

D'après le théorème de Wiener-Khinchine, le contraste des franges correspond au module de la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance de la source. En supposant qu'il n'y a pas d'effet de phase spectrale différentielle, le contraste peut être exprimé :

$$C(\tau) = |\text{TF}(B_n(\nu_c))|$$

$$C(\tau) = \left| \text{TF} \left(\text{sinc}^2 \left[\frac{\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c} \right] \right) \right|$$

$$C(\tau) = \text{Triangle} \left(\frac{\Delta\nu_c \cdot \tau}{\pi} \right)$$

Le contraste est donc une fonction triangle dépendant du retard τ imposé par la ligne à retard disponible sur le montage, comme l'illustre la figure 7.1. Expérimentalement, nous ne mesurons pas le retard, nous relevons la différence de marche optique notée DDM.

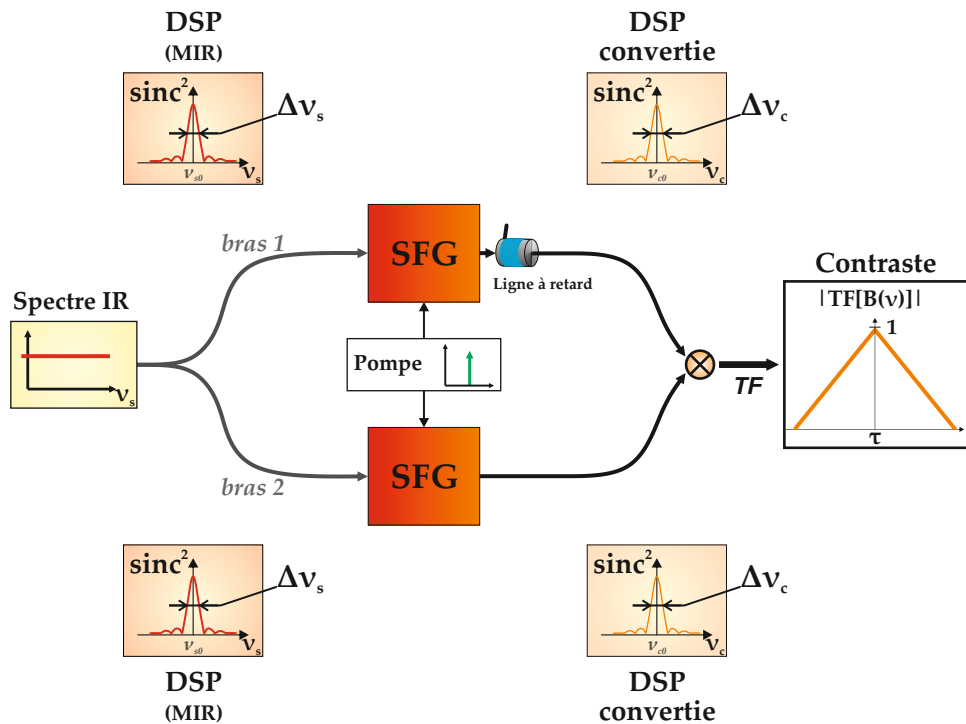


FIGURE 7.1 – Évolution du contraste en fonction de la différence de marche dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique.

Dans le cas de figure expérimental, les lignes à retard sont placées après l'étage de conversion

de fréquence afin de bénéficier d'éléments fibrés. Toutefois, puisque $\Delta\nu_c = \Delta\nu_s$, les éléments pour la modulation temporelle des franges ainsi que la ligne à retard pourraient être placés avant l'étage de conversion de fréquences, ceci n'aurait aucune influence sur les résultats obtenus [Gomes 13, Gomes 14a].

7.1.2 Simulation et méthode de mesure

En simulant la courbe d'efficacité de conversion que nous devrions obtenir avec nos cristaux de PPLN, nous pouvons estimer la fonction de visibilité à laquelle nous aurons théoriquement accès. La figure 7.2 a été obtenue par simulation. Cette simulation a été réalisée pour une température

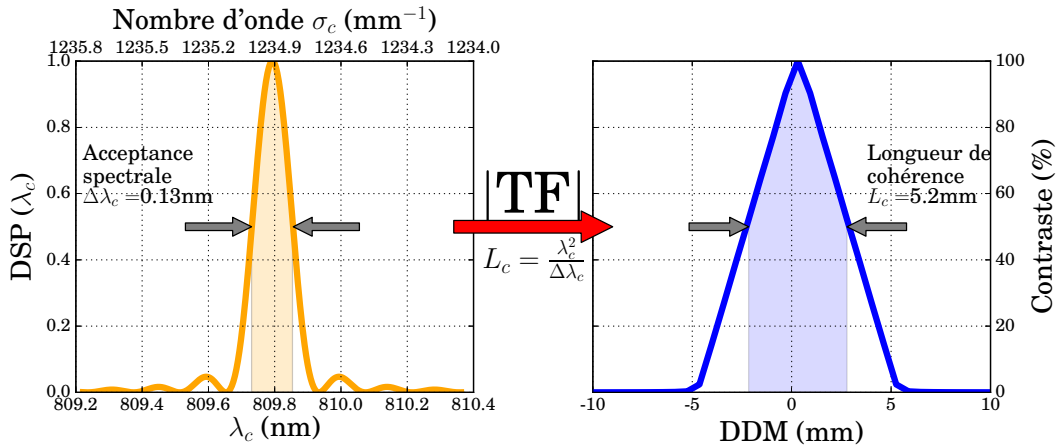


FIGURE 7.2 – Simulation de l'évolution du contraste en fonction de la différence de marche dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique alimentant le banc ALOHA@3.39.

de 130 °C, pour une longueur d'onde de pompe de 1063.6 nm, une longueur de cristal de 90 mm et un poling de 21.8 μm , conformément aux résultats précédemment obtenues (voir chapitre 3 page 88). La largeur de l'acceptance spectrale vaut théoriquement $\Delta\lambda_c = 0.13$ nm. Conformément au théorème de Wiener-Khinchine, le module de la fonction de visibilité est une fonction triangle. Nous définissons la longueur de cohérence L_c comme la largeur à mi-hauteur de la courbe du module de la fonction de visibilité des franges d'interférences. Celle-ci est liée à la largeur à mi-hauteur de la densité spectrale de puissance du signal converti suivant la formule :

$$L_c = \frac{\lambda_{c0}^2}{\Delta\lambda_c} \quad (7.3)$$

λ_c représente la longueur centrale de la densité spectrale de puissance du signal converti. De plus, comme $\Delta\nu_c = \Delta\nu_s$, nous pouvons également écrire :

$$L_c = \frac{\lambda_{s0}^2}{\Delta\lambda_s} = \frac{\lambda_{c0}^2}{\Delta\lambda_c} \quad (7.4)$$

Par conséquent, que les lignes à retard soient placées avant ou après l'étape de transposition de fréquences, la longueur de cohérence restera identique. Le processus de somme de fréquences utilisant un signal de pompe monochromatique "conserve" la longueur de cohérence.

Afin de pouvoir retrouver expérimentalement le module de la fonction de visibilité des franges d'interférence obtenues dans ces conditions avec le banc ALOHA@3.39, nous allons mesurer différentes valeurs de contraste à différentes valeurs de différence de marche optique (DDM) entre les deux bras de l'interféromètre. Celle-ci sera imposée par la ligne à retard placée, dans notre cas de figure expérimental, côté signal converti. Toutefois, comme ces franges sont générées temporellement en modulant la DDM, le contraste peut varier au cours d'une trame d'acquisition. Comme le montre le schéma de la figure 7.3, nous générons vingt-cinq franges par trame, soit une

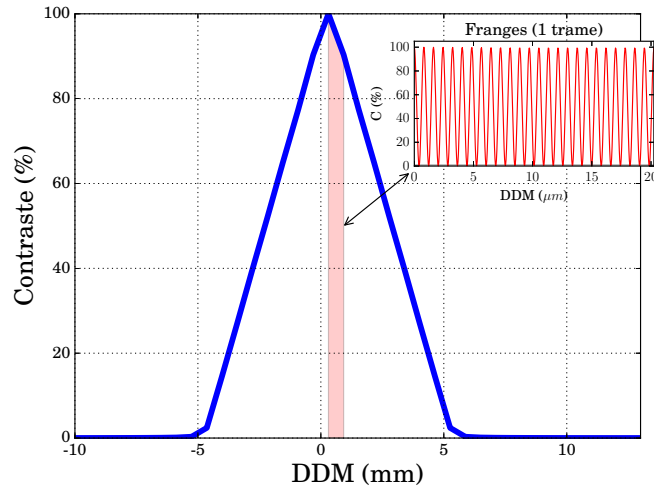


FIGURE 7.3 – Mesure du module de la fonction de visibilité dans le cas d'une source large bande et d'une pompe monochromatique. La zone en rouge correspond aux franges générées localement et permettant d'évaluer le contraste autour d'une position définie par la ligne à retard. *Attention, pour faciliter la lecture de cette figure la largeur de cette zone n'est pas à l'échelle.*

variation de la DDM d'environ 20 μm . Ceci correspond à une variation du contraste de 0.4 % au cours d'une trame. Cette variation est donc négligeable et n'impactera pas l'évaluation locale du

contraste des franges de manière significative.

Au cours du chapitre 5, le contraste instrumental a pu être calibré dans le cas d'une source à 3.39 μm , monochromatique et unimodale : $C_{inst} = 97\%$. De plus, nous sommes en mesure de corriger la valeur du contraste du déséquilibre photométrique. Enfin, la source thermique observée est filtrée spatialement par une fibre en verre fluoré. Ce filtrage spatial permet de ne sélectionner qu'un seul mode, et par conséquent d'obtenir un contraste objet $C_{obj} = 1$. Finalement, le contraste maximal des franges d'interférence observées à la DDM nulle à la sortie du montage ne peut être dégradé que par un mauvais degré de ressemblance des réponses spectrales des cristaux de PPLN. L'utilisation du banc ALOHA@3.39 avec une source thermique doit donc permettre d'évaluer ce degré de ressemblance.

7.2 Caractérisation des réponses spectrales des cristaux par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier

Nous allons dans cette section réaliser une caractérisation des réponses spectrales des cristaux de PPLN. Au cours du chapitre 3 (voir page 88), nous avons relevé les courbes d'efficacité de conversion de chacun des cristaux. Comme nous ne disposons pas de source accordable autour de 3.39 μm , nous avons utilisé une source de pompe accordable en longueur d'onde. Cette caractérisation nous a seulement permis de maîtriser les températures de travail des deux PPLN. En effet, nous avons ainsi pu superposer les maxima des courbes obtenues sur chacun des bras de l'interféromètre. De plus, comme l'étage supérieur des fours est constitué de deux modules peltiers, cette caractérisation avait permis d'adapter les commandes de chacune de ces cellules afin de ne pas générer de gradient de température pouvant entraîner une chute de l'efficacité de conversion du cristal, ou la génération d'accords de phase parasites. Toutefois, ces courbes d'efficacité de conversion ne peuvent pas servir de référence dans le cas d'une étude avec une source moyen infrarouge large bande et une pompe monochromatique.

Dans un cas expérimental mettant en jeu une pompe monochromatique, il est impossible d'accéder aux courbes d'efficacité de conversion puisque nous n'avons aucune source accordable autour de 3.39 μm à notre disposition. Dans le cas de l'utilisation d'une source large bande, il est

également envisageable d'utiliser un monochromateur afin de connaître les réponses spectrales de nos PPLN. La largeur de l'acceptance spectrale attendue pour le signal converti est de l'ordre de $\Delta\lambda_c = 0.13$ nm, ceci impose donc une résolution spectrale de l'ordre de :

- 0.5 nm autour de 3.39 μm ;
- 0.02 nm autour de 810 nm.

Comme la seule source moyen infrarouge à large bande spectrale disponible est la source thermique, de telle résolution spectrale limiteraient trop fortement les niveaux de flux disponibles. Même en se plaçant en régime de comptage de photons, le rendement global de chacun des bras du banc ALOHA@3.39 ne permet pas de tracer les acceptances spectrales des PPLN dans ces conditions.

Finalement, nous avons cherché à analyser le spectre des signaux convertis sur chacun des bras du montage en réalisant, en régime de comptage de photons, l'autocorrélation des signaux générés sur chacun des bras du montage en utilisant une pompe monochromatique et une source thermique. En mesurant le module de la fonction de visibilité des franges d'interférences générées en prenant le signal converti par le PPLN comme source, nous avons pu effectuer une analyse des propriétés spectrales des cristaux par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier.

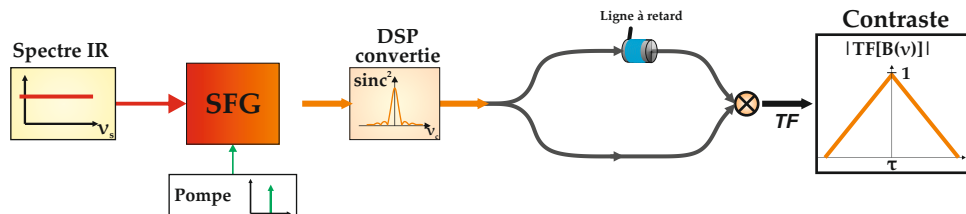


FIGURE 7.4 – Principe du montage pour la caractérisation des cristaux par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. Nous considérons que le signal converti obtenu avec une source large bande et une pompe monochromatique constitue le signal d'entrée d'un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder. En faisant varier la DDM, le contraste des franges d'interférence mesuré à la sortie permet de reconstruire le module de la fonction de visibilité associée à la DSP du signal converti.

Comme le montre la figure 7.4, nous mettons en place un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder. Cet interféromètre a comme source le signal généré par un PPLN alimenté par une source thermique et une pompe monochromatique émettant à 1064 nm. Après le processus de somme de fréquences, le signal converti aura théoriquement une densité spectrale de puis-

sance normalisée notée $B_n(\nu_c) = \text{sinc}^2 \left[\frac{\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c} \right]$. D'après le théorème de Wiener-Khinchine, le contraste C des franges d'interférence mesuré à la sortie du montage sera donc donné par :

$$C(\tau) = |\text{TF}[B_n(\nu_c)]| = \text{Triangle} \left(\frac{\Delta\nu_c \cdot \tau}{\pi} \right) \quad (7.5)$$

En mesurant la valeur du contraste pour différentes valeurs de différence de marche imposée par la ligne à retard présente sur l'un des deux bras de l'interféromètre, nous pouvons déterminer le module de la fonction de visibilité associée à la densité spectrale de puissance du signal converti. Si les réponses spectrales des PPLN correspondent à leurs allures théoriques, l'évolution du contraste suivra une allure triangulaire dont la largeur à mi-hauteur fournira une estimation de la largeur de l'acceptance spectrale.

Mise en place expérimentale

La source thermique que nous utilisons est constituée d'un filament métallique parcouru par un courant de 2 A. Cette source est assimilable à un corps noir. À la différence de la source laser que nous avons utilisée pour l'ensemble des expériences précédentes (voir chapitre 5 et 6), une telle source émet un spectre large sur de nombreux modes spatiaux. De plus, la source thermique n'est pas polarisée. Les propriétés du processus de somme de fréquences permettent de ne réaliser la conversion de fréquence de manière efficace que pour une seule direction de polarisation correspondant à l'axe \mathcal{N}_3 du cristal (voir chapitre 2, page 54).

Comme le montre la figure 7.5, nous utilisons une fibre unimodale à 3.39 μm en verre fluoré afin de ne sélectionner qu'un seul mode spatial à la longueur d'onde de travail. Afin de pouvoir collimater et focaliser le faisceau autour de 3.39 μm , nous utilisons des lentilles CaF_2 . En effet ce matériau est transparent entre 193 nm et 7 μm . La fibre en verre fluoré que nous utilisons mesure 1 m de long et a une atténuation de 50 dB/km d'après les caractéristiques fournies par le fabricant. Un filtre passe-bande centré à 3.5 μm et de 500 nm de bande passante est également placé afin de ne pas transmettre le signal autour de 810 nm provenant directement de la source thermique.

Le montage permettant de réaliser la caractérisation des PPLN en effectuant une spectroscopie

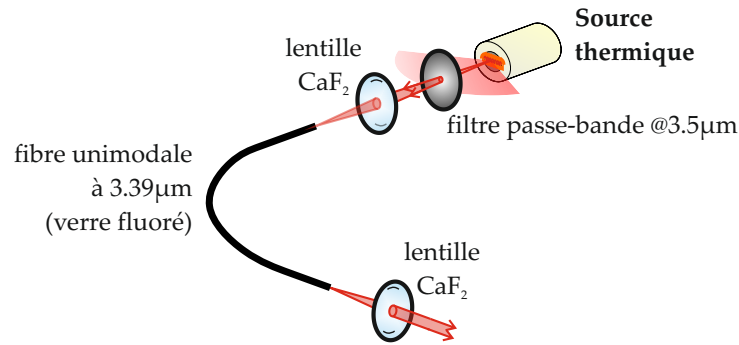


FIGURE 7.5 – Schéma de mise en place de la source thermique. La fibre unimodale en verre fluoré permet la réalisation du filtrage spatial du signal MIR.

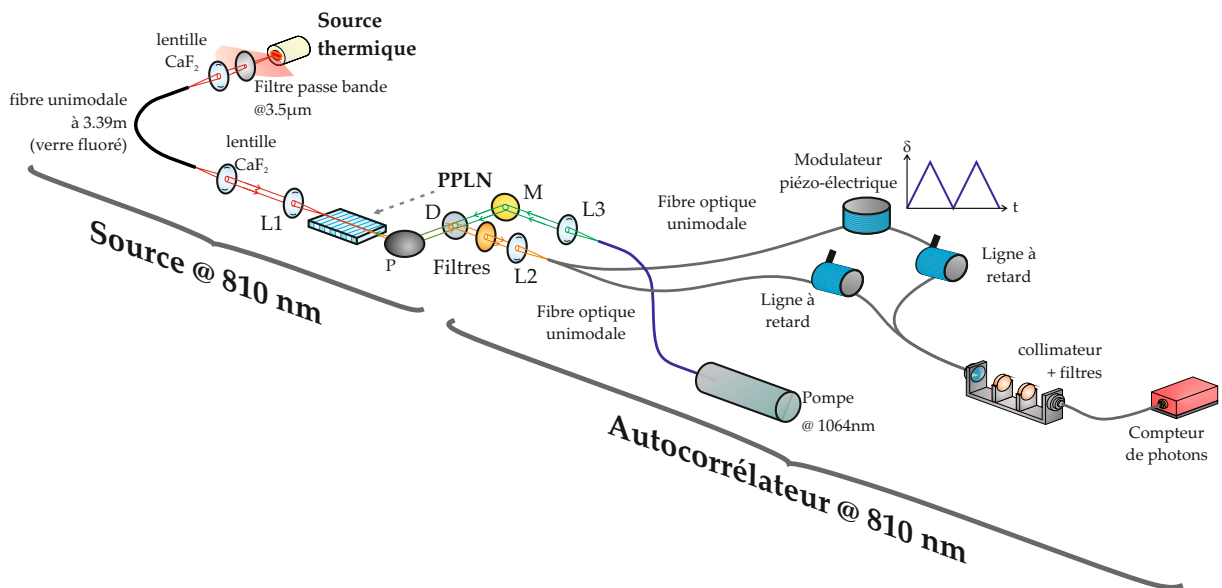


FIGURE 7.6 – Schéma de mise en place de la technique de spectroscopie par transformée de Fourier en régime de comptage de photons.

pie par transformée de Fourier est présenté en figure 7.6, il est constitué de deux blocs :

1. **la source à 810 nm** : la source thermique est une source à large bande spectrale filtrée spatialement par la fibre à verre fluoré, puis filtré et transposé spectralement par le PPLN autour de la longueur d'onde 810 nm ;
2. **l'autocorrélateur à 810 nm** : à la sortie de notre PPLN, le signal converti est injecté au sein d'un interféromètre fibré de type Mach-Zehnder. Nous pouvons ainsi réaliser l'autocorrélation de la réponse harmonique de notre PPLN.

Chacune des deux voies de l'autocorrélateur est constituée de 4 m de fibre optique unimodale à 810 nm et à maintien de polarisation. De la même manière que pour les montages précédents, elles

comportent également une ligne à retard fibrée et un modulateur piézo-électrique. La division et recombinaison cohérente sont assurées par des coupleurs fibrés unimodaux à 810 nm et à maintien de polarisation. Un étage de filtrage spectral, constitué de deux filtres passe-bande autour de 810 nm de type notch, permet d'éliminer les signaux parasites résiduels situés à 1064 nm et à 532 nm. Du fait du faible rendement global et de la faible puissance provenant de la source thermique, la détection sera assurée par un détecteur silicium à comptage de photons en sortie de l'autocorrélateur.

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, la longueur de cohérence du signal scientifique dont nous disposons après conversion de fréquence est théoriquement de l'ordre de quelques millimètres. Il faut donc dans un premier temps égaliser les chemins optiques des deux bras afin d'obtenir la condition d'égalité de temps de groupe. Nous utilisons pour cela une source émettant un signal situé autour de 810 nm. De cette manière il est possible de régler l'ensemble du banc puisque la totalité des éléments utilisés sont adaptés à cette longueur d'onde (filtres, PPLN, fibres, miroirs, miroirs dichroïques). Pour cela nous avons utilisé une diode laser émettant à 810 nm alimentée par un courant inférieur à son courant de seuil d'oscillation laser. Ainsi, la diode émet avec une plus large bande spectrale avec une puissance suffisante pour être détectée par une photodiode silicium classique. Nous pouvons donc travailler en régime de fort flux afin de vérifier la présence de franges d'interférences de manière quasi-directe. Une fois l'égalité de temps de groupe obtenue, nous nous plaçons dans la configuration du régime de comptage de photons et allons réaliser une mesure de contraste pour chaque valeur de différence de marche. Expérimentalement, les lignes à retard fibrées utilisées ont une résolution de 0.3 mm en chemin d'air. Ceci permet une analyse sur une bande spectrale de l'ordre de 40 nm autour de 3.39 μm .

Les conditions expérimentales avec lesquelles nous avons réalisé ces caractérisations sont récapitulées dans le tableau 7.1. Nous remarquons que la puissance du signal converti est très supérieure au niveau de signal parasite, permettant ainsi d'obtenir des franges avec un fort RSB. Ces niveaux photométriques sont également suffisamment élevés pour nous permettre de travailler sur des temps d'intégration relativement courts, de l'ordre de 2 min. La limitation des temps d'acquisition des mesures permet de limiter les variations de la différence de marche constatées sur le dispositif. Les fibres utilisées sont sensibles aux effets de variation de la température, la

différence de marche peut alors se modifier d'une centaine de micromètres, générant ainsi une variation importante du contraste.

Paramètres	Bras 1	Bras 2
Taper	oui	non
Température du cristal	130 °C	111 °C
Nombre de coups moyen (par trame de 400 ms)	80	59
DCEO moyen (par trame de 400 ms)	8	11

Tableau 7.1 – Paramètres expérimentaux pour lesquels ont été relevées les courbes caractéristiques des PPLN via la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier.

Analyse de la réponse caractéristique de chacun des cristaux

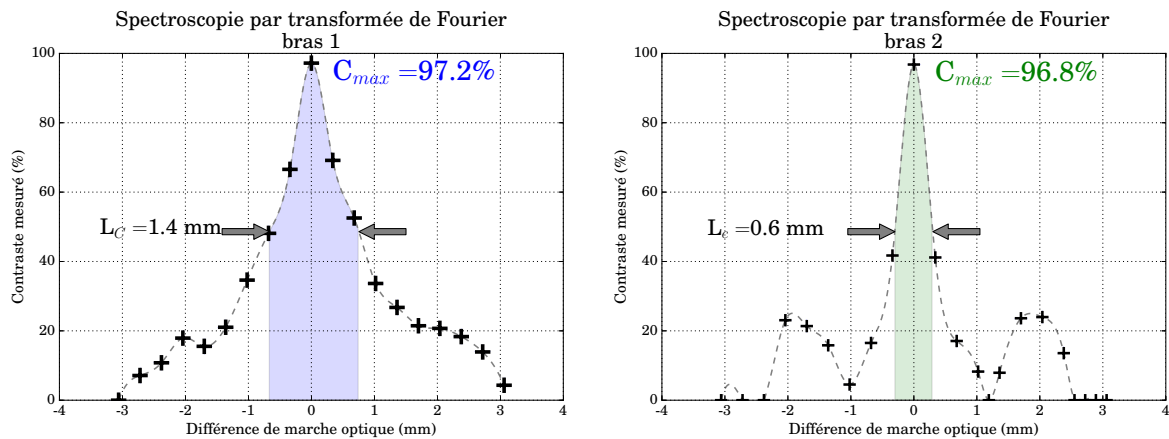


FIGURE 7.7 – Caractérisation du PPLN des bras 1 et 2 par la méthode de la spectroscopie par transformée de Fourier. Les mesures du contraste sont données en fonction de la différence de marche en équivalent de chemin d'air (en mm).

La figure 7.7 montre les résultats obtenus en réalisant la caractérisation des deux cristaux de PPLN par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. La courbe de gauche correspond aux résultats acquis pour le cristal positionné sur le bras 1. Il s'agit du cristal muni d'un taper permettant un meilleur recouvrement des modes spatiaux de la pompe et du signal moyen infrarouge. Nous observons que la courbe tracée ne représente pas un triangle comme nous aurions dû l'observer. Ceci montre que la densité spectrale du signal converti disponible à la sortie de ce cristal présente des pics en dehors de la courbe d'efficacité de conversion prévue par la théorie. La résolution de 0.3 mm des lignes à retard limite la largeur de bande spectrale analysée à 40 nm autour de 3.39 μm . Ceci montre que ces pics de conversion parasites sont relativement

proches du pic principal de conversion. Cependant, leur amplitude n'est pas prépondérants par rapport au pic principal de conversion. La courbe de droite correspond aux résultats acquis pour le cristal placé sur le bras 2 de l'interféromètre à somme de fréquences, soit le cristal sans taper. Nous observons que la courbe obtenue à une allure totalement chaotique, et loin de la forme triangulaire attendue. Nous en déduisons que pour ce cristal la densité spectrale du signal converti est également chaotique : la densité spectrale du signal converti par ce cristal doit présenter des pics de conversion à différentes longueurs d'ondes. De plus, comme nous observons que le contraste repasse par la valeur zéro, les amplitudes de ces pics parasites doivent être sensiblement identiques à celle du pic principal.

Les contrastes maximums obtenus sont élevés, nous avons obtenus :

- pour le bras 1 : $C = 97.2\%$ avec un RSB de 340 ;
- pour le bras 2 : $C = 96.8\%$ avec un RSB de 206.

Notre étude est limitée par la résolution de nos lignes à retard et l'évolution possible de la DDM au cours de la mesure puisque les bras fibrés de l'interféromètre ne sont pas asservies en longueur. De plus, les lignes à retard disponibles ont une résolution limitée à 0.3 mm. Il ne nous est donc pas possible de réaliser une analyse fine des sous-structures que nous observons.

Toutefois, en mesurant la largeur à mi-hauteur de ces deux courbes caractéristiques, nous pouvons estimer la largeur spectrale totale sur laquelle la conversion de fréquence s'effectue. Nous déterminons expérimentalement :

- pour le bras 1 : $L_C = 1.4\text{ mm} \iff \Delta\lambda_s = 8.1\text{ nm}$;
- pour le bras 2 : $L_C = 0.6\text{ mm} \iff \Delta\lambda_s = 19.1\text{ nm}$.

Ces largeurs spectrales sont différentes de celles que nous avons estimées par simulation à partir des courbes d'efficacité de conversion tracées avec une longueur d'onde signal constante et une source de pompe accordable (voir chapitre 3 page 88). Nous constatons que ces valeurs sont plus élevées d'un facteur 3 sur le bras 1 et d'un facteur 6 sur le bras 2. Nous allons désormais mener une étude photométrique afin de vérifier la pertinence de ces estimations.

7.3 Étude photométrique à partir d'une source thermique asservie en température

L'étude précédente visait à réaliser la caractérisation des réponses spectrales des cristaux par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. Les résultats obtenus ont montré que les PPLN utilisés dans le cadre de cette thèse convertissent les signaux moyen infrarouge incidents sur une large bande spectrale. Afin de pouvoir vérifier l'exactitude de ces résultats, nous nous attacherons dans cette section à réaliser une étude photométrique sur chacun des bras du banc ALOHA@3.39 à partir d'une source thermique dont la température est connue. Nous réalisons la détection hybride du rayonnement thermique émis à 3.39 μm par cette source, successivement sur chacun des bras de l'interféromètre ALOHA@3.39. Ces premières mesures ont pour but de vérifier la concordance des résultats prévus par la théorie (loi de Planck) et des résultats photométriques obtenus expérimentalement.

La figure 7.8 montre le schéma du montage utilisé. La source thermique utilisée pour générer le signal à 3.39 μm est, cette fois-ci, la panne d'un fer à souder. Contrairement à la première source thermique utilisée, la puissance à 3.39 μm délivrée est moins importante. Cependant la température de ce corps est connue et asservie autour de 400 °C, contrairement au filament utilisé préalablement dont nous ne connaissons pas la température. En appliquant la loi de Planck, nous serons donc capables d'estimer l'ordre de grandeur des niveaux photométriques disponibles après conversion. Nous supposons que l'aspect unimodal du guide du PPLN à 3.39 μm nous permet de ne sélectionner qu'un seul mode spatial parmi tous ceux émis par la source thermique.

Nous mesurons préalablement les rendements de chacun des bras de l'interféromètre en régime de fort flux avec le laser HeNe à 3.39 μm . Le tableau 7.2 récapitule les paramètres expérimentaux pour les mesures que nous allons présenter.

En nous plaçant en régime de comptage de photons, nous avons pu relever les courbes d'évolution du nombre de coups détectés en présence de la source thermique et du DCEO en fonction de la puissance de pompe, pour chacun des bras de l'interféromètre. Nous avons procédé de la manière suivante :

1. réglage et mesure de la puissance de pompe ;

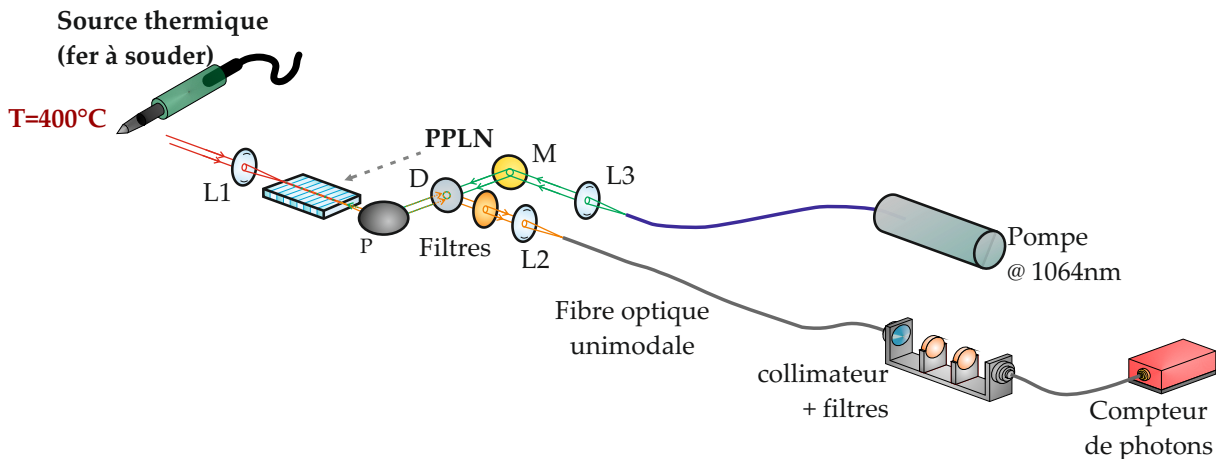


FIGURE 7.8 – Schéma du montage mis en place pour les relevés photométriques avec une source thermique chauffée à 400 °C. La source thermique est un fer à souder qui présente l'avantage d'être asservi en température.

Paramètres	Bras 1	Bras 2
Taper	oui	non
Température du cristal	130 °C	111 °C
Rendement ($I_p = 85$ mW)	5×10^{-6}	4×10^{-6}

Tableau 7.2 – Paramètres expérimentaux pour les relevés photométriques à partir d'une source thermique. Sont également reportés les rendements de conversion maximum obtenus en fort flux avec le laser HeNe à 3.39 μm , pour une longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1063.6$ nm.

2. relevé du nombre de coups liés au DCEO ;
3. relevé du nombre de coups détectés en présence de la source thermique (fer à souder à 400 °C).

Nous observons une évolution linéaire du nombre de coups détectés liés à la présence de la source thermique en fonction de la puissance de pompe. Ces résultats sont présentés en figure 7.9, après correction du DCEO. Ceci est en accord avec la théorie évoquée au cours chapitre 2 ainsi que les premiers résultats déjà présentés au chapitre 4.

Comme indiqué dans le tableau 7.2, nous avons déterminé les rendements de chacun des bras pour une puissance de pompe de 85 mW. D'après la loi de Planck, connaissant le rendement de nos PPLN et la température de la source thermique, nous pouvons faire une estimation du nombre de photons convertis que nous sommes capables de détecter, en considérant un seul mode spatial, une largeur spectrale $\Delta\lambda_s = 8.2$ nm sur le bras 1 et $\Delta\lambda_s = 19.1$ nm sur le bras 2, conformément aux résultats obtenus lors de caractérisation des PPLN par la méthode de spectroscopie par

7.3. Étude photométrique à partir d'une source thermique asservie en température

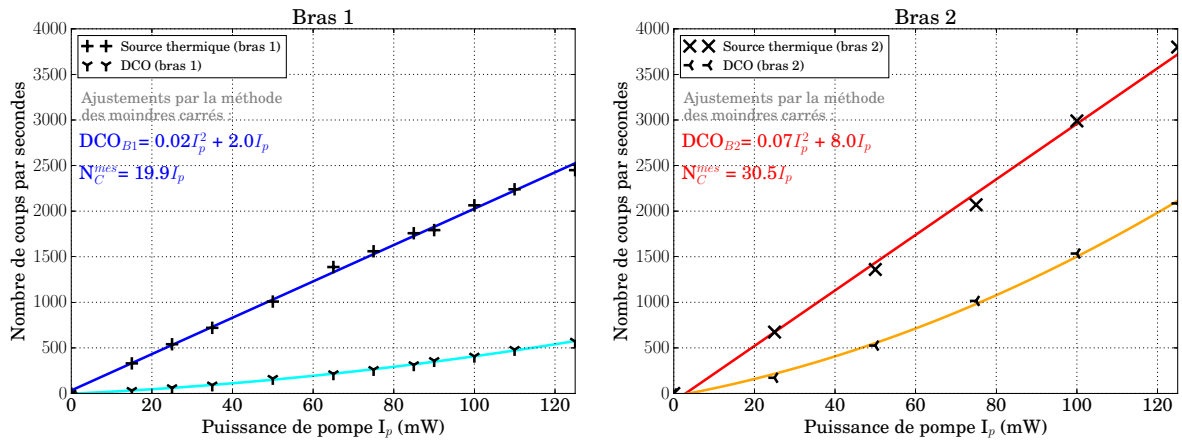


FIGURE 7.9 – Relevés photométriques pour une source thermique chauffée à 400 °C. Les valeurs sont corrigées du DCEO.

transformée de Fourier. Le tableau 7.3 récapitule les résultats de mesures N_C^{mes} et les résultats donnés par la loi de Planck en considérant un corps noir idéal N_C^{th} , et un seul axe de polarisation.

	$\Delta\lambda_s$	N_C^{th} (estimé)	N_C^{mes} (mesuré)	$\frac{N_C^{mes}}{N_C^{th}}$
Bras 1	8.2 nm	462 cp/s	1690 cp/s	3.7
Bras 2	19.1 nm	861 cp/s	2590 cp/s	3.0

Tableau 7.3 – Tableau récapitulatif des résultats de mesures N_C^{mes} et des résultats donnés par la loi de Planck en considérant un corps noir idéal N_C^{th} . Les résultats théoriques sont obtenus en s'appuyant sur les valeurs indiquées dans le tableau 7.2.

Nous remarquons qu'il subsiste un écart d'un facteur 3.7 sur le bras 1 et d'un facteur 3 sur le bras 2 entre le nombre de coups mesurés et ceux idéalement estimés. Comme nous considérons que la source a un facteur d'émissivité de 1, les résultats estimés sont surévalués par rapport à la réalité expérimentale, or les résultats de mesures restent supérieurs. Cela montre que plusieurs accords de phase doivent coexister simultanément.

7.4 Utilisation du banc ALOHA@3.39 et une source moyen infrarouge à large bande spectrale

7.4.1 Paramètres expérimentaux

Bien que le degré de ressemblance des réponses spectrales des deux PPLN présents sur chacun des bras de l'interféromètre ALOHA@3.39 soit à priori faible, nous allons désormais nous attacher à réaliser la mesure du contraste des franges d'interférence obtenues à partir d'une source thermique. Le montage est identique à celui utilisé dans le chapitre 6. La source utilisée désormais est la source thermique constituée d'un filament, mise en place précédemment pour les caractérisations spectrales par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. Cette source est filtrée :

- spatialement grâce à une fibre optique en verre fluorée, monomode à $3.39 \mu\text{m}$: afin de ne sélectionner qu'un seul mode spatial et ne pas dégrader le contraste des franges d'interférences mesuré à la sortie du montage ;
- spectralement par un filtre passe-bande centré à $3.5 \mu\text{m}$ et de 500 nm de bande passante : afin d'éliminer les signaux émis autour de 810 nm par la source thermique elle-même.

L'utilisation du banc ALOHA@3.39 avec une source thermique doit donc permettre d'évaluer le degré de ressemblance des cristaux de PPLN.

Les paramètres de mesures choisis sont récapitulés dans le tableau 7.4. Le nombre de photons convertis disponibles étant suffisant avec les rendements dont nous disposons, nous avons choisi de limiter le temps de trame à 200 ms . De cette manière, nous avons cherché à limiter le temps nécessaire à chacune de nos mesures et limiter les éventuels phénomènes d'instabilités, en particuliers ceux liés aux variations photométriques.

Les mesures de contraste des franges d'interférence ont été effectuées en suivant le protocole suivant :

1. réglage de la différence de marche via l'une des lignes à retard fibrées ;
2. acquisition des trames en régime de comptage de photons et mesure du contraste.

PARAMÈTRES D'ACQUISITION	
Fréquence d'échantillonnage	200 kHz
Nombre de franges par trame	25
Nombre de trames	600
Durée d'une trame	200 ms
Durée d'une mesure	2 min
Puissance de pompe (par bras)	85 mW

Tableau 7.4 – Paramètres expérimentaux utilisés pour les mesures des contrastes à partir de la source thermique.

Nous avons effectué deux séries de mesures consécutives du contraste des franges d'interférence en fonction de la différence de marche optique, nous permettant ainsi de vérifier la superposition des deux courbes obtenues. Au cours de nos investigations, nous avons jugé que la stabilité du système était suffisante. Nous n'avons relevé les niveaux des photométries et des DCEO qu'une seule fois, au début de chacune des deux séries de mesures. Les valeurs photométriques que nous avons acquises sont résumées dans le tableau 7.5. Nous remarquons que les résultats photométriques obtenus sont similaires pour ces deux séries de mesures. Nous remarquons également un fort déséquilibre photométrique entre les deux bras de l'interféromètre, de l'ordre d'un facteur 2.5. Ce fort déséquilibre est lié à un défaut d'alignement du faisceau à 3.39 μm issu de la fibre en verre fluoré et envoyé sur le bras 1.

	MESURE 1	MESURE 2
Nombre de DCEO par trame	29 cp/trame	29 cp/trame
Niveau photométrique voie 1	8 cp/trame	8 cp/trame
Niveau photométrique voie 2	21 cp/trame	20 cp/trame
Correction photométrique	1.119	1.159

Tableau 7.5 – Tableau récapitulatif des résultats de mesures photométriques en régime de comptage de photons

7.4.2 Résultats de mesure du contraste avec une source thermique

La figure 7.10 récapitule les résultats obtenus pour les deux série de mesures réalisées. Le graphique de gauche montre l'évolution du contraste en fonction de la différence de marche optique (DDM) imposée par la ligne à retard. Les DDM sont indiquées en équivalent de chemin d'air. Nous remarquons que pour chacune des séries de mesures réalisées, l'évolution du contraste

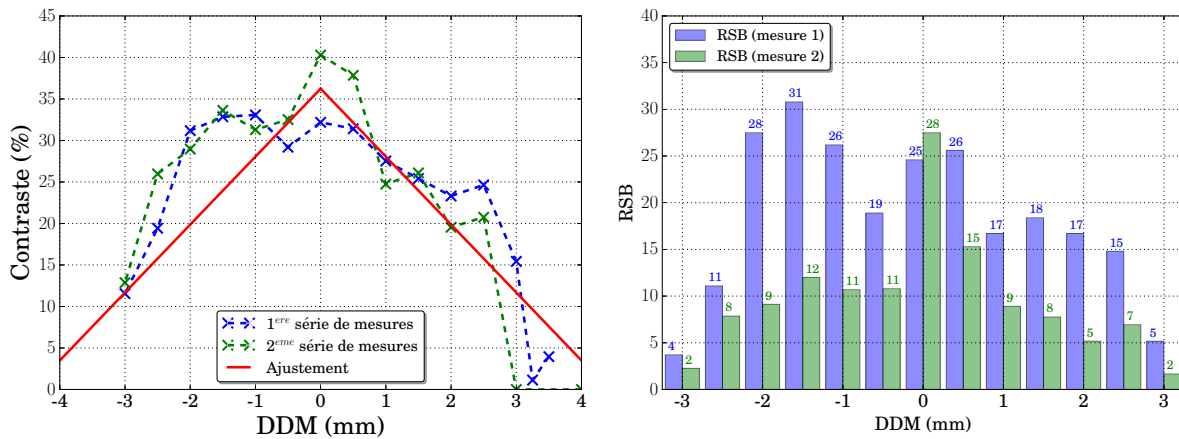


FIGURE 7.10 – Mesures du contraste et du RSB associé pour chaque valeur de différence de marche optique dans le cas de la source thermique. Les différences de marche sont données en équivalent de chemin d'air.

est chaotique. La courbe rouge montre un ajustement par une fonction triangle. Nous observons que les résultats expérimentaux ne sont pas en accord avec la théorie. De plus, le contraste maximum mesuré est de 40 %. L'histogramme de droite (figure 7.10) récapitule les RSB obtenus pour chacun des contrastes mesurés. Ils sont également donnés en fonction de la différence de marche optique. Nous remarquons que ceux-ci sont suffisamment élevés pour permettre de valider les contrastes mesurés.

La faible valeur du contraste maximal et l'aspect chaotique de nos courbes confirment l'impact de la présence importante d'accords de phase parasites autour de 810 nm générés par chacun de nos cristaux, limitant ainsi le degré de ressemblance des deux spectres convertis.

7.4.3 Bilan

Au cours de ces différentes investigations, il a été possible de constater qu'avec une température de cristal et longueur d'onde de pompe fixées, l'observation d'une source thermique entraîne :

- un nombre de photons détectés liés au signal scientifique plus important que prévu,
- une évolution chaotique du contraste des franges en contradiction avec l'évolution théorique attendue si la réponse spectrale des cristaux est de la forme $B_n(\nu_c) = \text{sinc}^2 \left[\frac{\pi(\nu_c - \nu_{c0})}{\Delta\nu_c} \right]$.

De plus, en fixant les longueurs d'onde de la pompe et du signal, deux pics de conversion distincts d'amplitudes quasi identiques ont pu être observés à deux températures différentes (voir chapitre 3, page 87). Par conséquent, des accords de phase parasites peuvent être présents au sein de nos cristaux. Ceci a été confirmé par la caractérisation des cristaux de PPLN par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. Sur chacun des bras du montage, la génération de signal converti parasite peut engendrer :

- la chute du contraste des franges d'interférence si il n'y a pas recouvrement spectral entre les signaux générés sur chacun des deux bras du montage ;
- la création de réseaux de franges d'interférence parasites si il y a recouvrement spectral entre les signaux générés sur chacun des deux bras du montage.

Comme le montre la figure 7.11, la superposition de signaux parasites générés sur chacun des deux bras du montage peut engendrer la création de réseaux de franges d'interférence. Ce réseau de franges se superposerait de manière incohérente au réseau de franges que nous cherchons à observer. Le pas des franges et leur phase à l'origine étant différents, ceci justifierait alors la variation chaotique du contraste en fonction de la différence de marche.

Ces accords de phase parasites peuvent être dus à :

- des irrégularités de la période de pas du poling des PPLN ;
- une différence de température entre les deux cellules peltiers constituant l'étage supérieur du four, générant de fait un gradient de température au sein du cristal ;
- la propagation multimodale du signal de pompe au sein du guide du PPLN.

Ce dernier point semble tout particulièrement important. En effet, les caractérisations des réponses spectrales des PPLN par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier ont montré que le cristal muni d'un taper présente une réponse spectrale moins chaotique. La réponse spectrale de ce cristal est plus proche de réponse théorique attendue. En effet, les guides présents au sein des PPLN utilisés à l'heure actuelle ont été conçus pour être unimodaux à 3.39 μm . La propagation du signal de pompe est quant à elle multimodale. La présence du taper a pour but de minimiser cet effet.

Afin de palier à cette limitation actuelle due aux composants utilisés, il est envisageable d'éliminer les signaux convertis parasites en mettant en place un étage de filtrage spectral sup-

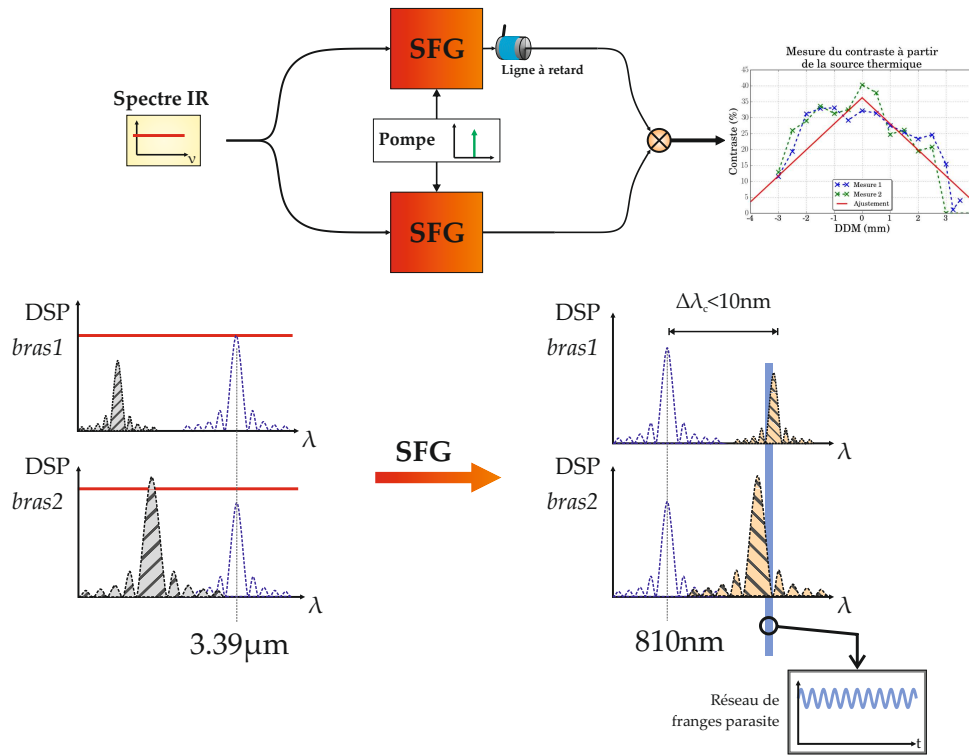


FIGURE 7.11 – Illustration de la génération de signaux convertis parasites dus à des accords de phase parasites. Le recouvrement spectral partiel de ces accords de phase génère la présence de systèmes de franges d'interférence se superposant de manière incohérente avec le système de franges issu du mode de pompe fondamentale.

plémentaire. Comme le montre le schéma de la figure 7.12, la mise en place d'un monochromateur après l'étage de recombinaison cohérente des signaux convertis issus de chacun des bras de l'interféromètre permettrait de ne sélectionner que le signal converti correspondant au lobe principal de la courbe d'efficacité de conversion des PPLN ($\Delta\lambda_c = 0.13 \text{ nm}$ autour de 810 nm), soit donc une résolution spectrale effective de l'ordre de $\Delta\lambda_c/\lambda_c \simeq 1100$ permettant de supprimer les effets des accords de phase parasites. L'utilisation d'un réseau de diffraction devrait introduire des pertes de l'ordre de 5 dB . Cependant il est possible de compenser ces pertes en augmentant la durée des trames d'acquisition afin d'augmenter le nombre de coups liés au signal scientifique détecté au cours d'une trame. De plus, la mise en place d'un monochromateur permettrait, dans un même temps, de limiter fortement l'impact des dark counts optiques qui sont également générés sur une large bande spectrale. Par conséquent cette méthode permettrait de conserver les rapports signal à bruit déjà accessibles, permettant ainsi de ne pas dégrader la mesure du contraste et d'augmenter la puissance de pompe.

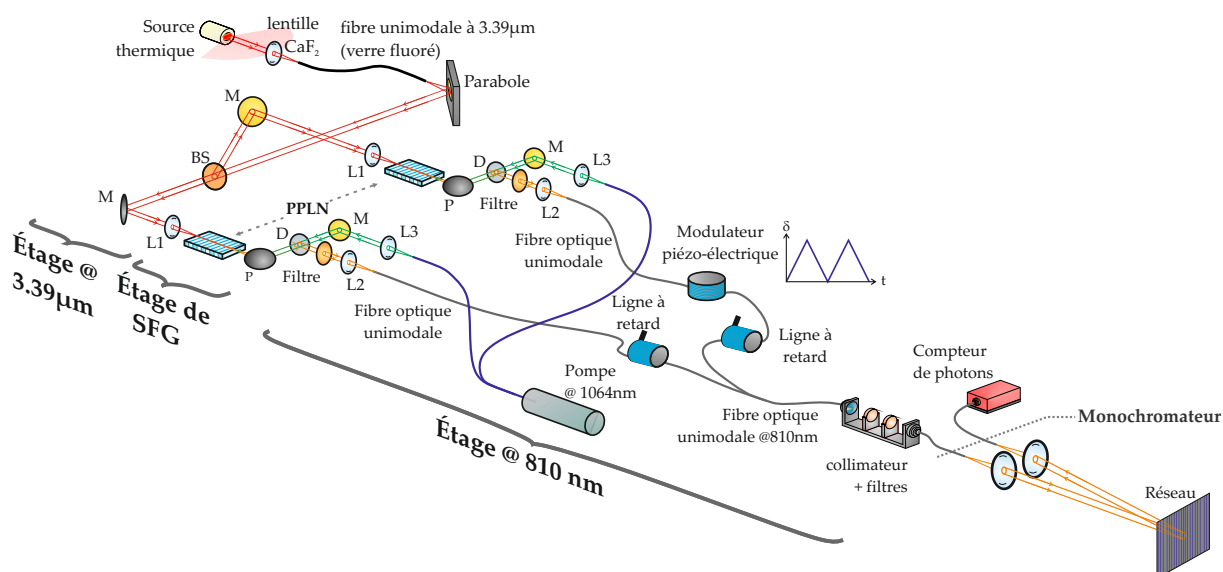


FIGURE 7.12 – Mise en place d’un monochromateur permettant un filtrage spectral avec une résolution spectrale $\Delta\lambda_c/\lambda_c \simeq 1100$ via un réseau de diffraction travaillant en réflexion (monochromateur).

Cette méthode n’a pas été mise en place durant cette thèse, elle constitue néanmoins une solution tout à fait envisageable pour détecter des franges d’interférence à partir d’une source thermique avec de forts contrastes.

7.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu montrer les premiers résultats expérimentaux obtenus à partir d’une source thermique dans le cadre du projet ALOHA@3.39 en régime de comptage de photons. Bien que les PPLN dont nous disposons aient un degré de ressemblance limité, nous avons pu mesurer des contrastes de l’ordre de 40 % avec des RSB de l’ordre de 30. Ces valeurs de RSB élevés montrent que nous sommes malgré tout en mesure d’observer des franges d’interférences avec une source à large bande spectrale centrée autour de 3.39 μm .

Les caractérisations spectrales des cristaux de PPLN n’ont pu être effectuées que par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. D’après les courbes caractéristiques ainsi obtenues et les relevés photométriques que nous avons réalisés dans un deuxième temps, la chute du contraste est liée à la présence de signaux convertis parasites dus à la génération d’accords de

phase parasites. Malheureusement, comme nous ne disposons pas de source accordable autour de 3.39 μm , nous ne sommes pas en mesure de réaliser une caractérisation complète de nos cristaux de manière directe. Finalement, cette étude montre que nous sommes fortement limités par le faible degré de ressemblance nos cristaux de PPLN, limitant pour le moment nos investigations. Toutefois, nous remarquons que leurs faibles rendements ne sont pas un obstacle à la mesure de contraste de franges d'interférence à partir d'une source délivrant un faible niveau de puissance.

Afin de palier à cette limitation actuelle due aux composants utilisés, il est envisageable d'éliminer les signaux convertis parasites en mettant en place un étage de filtrage spectral supplémentaire. Toutefois, pour la mise en place d'un nouveau banc ALOHA@3.39, l'utilisation de PPLN de type ridge semble offrir une perspective très intéressante.

Conclusion générale et perspectives

8.1 Bilan du travail effectué dans le cadre du projet ALOHA@3.39

Les travaux de recherche reportés dans ce manuscrit ont porté sur la conception, la réalisation et la caractérisation d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie en bande L. La particularité de ce nouveau type d'instrument est d'utiliser sur chacune des voies interférométriques un processus non linéaire de transposition de fréquences optiques dans un cristal de PPLN. Cette opération permet la conversion du signal infrarouge autour de $3.39\ \mu\text{m}$ vers les longueurs d'onde du proche infrarouge, autour de $810\ \text{nm}$, grâce à l'énergie fournie par une pompe à $1064\ \text{nm}$.

Ce travail s'inscrit dans la suite directe des études initiées dans le cadre des travaux de thèse de Louis DEL RIO, Sophie BRUSTLEIN, Damien CEUS, Jean-Thomas GOMES, Romain BAUDOIN et Pascaline DARRÉ. Le projet ALOHA (Astronomical Light Optical Hybrid Analysis) a débuté en 2006. Les premières approches expérimentales ont été réalisées pour l'analyse de signaux situés autour de $1.55\ \mu\text{m}$ et ont permis de montrer :

- la conservation des propriétés de cohérence spatiale et temporelle à travers un processus non linéaire de somme de fréquences ;
- la possibilité de travailler en régime de comptage de photons ;
- la possibilité d'utiliser la technique de clôture de phase.

Bénéficiant de matériels dont la technologie est suffisamment mature (fibres, cristaux, etc), le projet ALOHA@1.55 a pu être testé sur le site du mont Wilson, aux États-Unis. La première mission effectuée en 2013 a permis d'établir une proposition de mise en place de notre instrument en collaboration avec les équipe de CHARA [Gomes 14b]. En 2014, une deuxième mission sur site a permis d'effectuer les premiers relevés photométriques [Baudoin 16]. Cette mission a eu pour but de mettre en place un système de détection hybride, équivalent à un bras de l'interféromètre, afin de montrer la capacité de cet instrument à détecter du flux issu d'une étoile. Les premières franges sur ciel ont été obtenues en 2015 [Darré 16]. La mesure du contraste a été réalisé sur différentes étoiles jusqu'à une magnitude 3 en bande H, avec un temps d'intégration de 1500 s, et une largeur spectrale de 0.6 nm autour de 1.55 μm .

Le projet ALOHA@3.39 constitue une nouvelle étape visant à transposer le montage étudié à 1.55 μm pour l'analyse de sources émettant dans le moyen infrarouge, plus particulièrement autour de 3.39 μm . Dans le cas cadre de cette thèse, les tous premiers travaux de la mise en place expérimentale en laboratoire du banc ALOHA@3.39 ont été réalisés en utilisant des cristaux non linéaires de PPLN, munis de guides obtenus par diffusion de Titane, fournis par l'Université de Paderborn (voir 2 et 3).

Au cours du chapitre 4, nous avons réalisé le bilan photométrique du banc de mesures. Les relevés des puissances du signal converti, du signal moyen infrarouge et de la pompe sur des durées de l'ordre de la dizaine de minutes ont permis de caractériser les stabilités photométriques de chacun des bras du montage. Nous avons évalué que les variations relatives de la puissance du signal converti étaient de l'ordre de 10% sur chacun des bras de l'interféromètre. Nous avons pu établir que les principales causes de fluctuation de la puissance du signal converti sont les perturbations externes telles que la turbulence au sein du montage.

Ces travaux nous ont également permis de réaliser la mesure du rendement de conversion de manière répétée. En incluant l'ensemble des pertes liées au coupleur, aux collimateurs, aux filtres spectraux, et aux filtres spatiaux, pour une puissance de pompe de l'ordre de 100 mW, nous avons mesuré des rendements de conversion moyen de $1.0 \cdot 10^{-5}$ pour le bras 1, et de $6.9 \cdot 10^{-6}$ pour le bras 2. Ces valeurs montrent indubitablement la limitation actuelle du rendement du montage. Toutefois, les niveaux de puissance convertie collectés ont été suffisants pour pouvoir réaliser

nos premières études expérimentales en mode interférométrique, jusqu'au régime de comptage de photons.

Au cours du chapitre 5, nous avons pu démontrer expérimentalement la possibilité de mesurer de hauts contrastes de franges d'interférence avec le banc ALOHA@3.39. Ces expériences menées à plusieurs reprises en régime de fort flux ont permis d'obtenir une valeur moyenne de contraste de 97 %, avec un écart-type de 2.2 %. Ces résultats ont pu être obtenus notamment grâce à un filtrage spatial efficace réalisé par les fibres optiques unimodales, permettant le transport cohérent des signaux convertis, en aval de l'étage de conversion. La chute de 3 % du contraste par rapport à la valeur idéale est principalement liée aux défauts d'alignement des polarisations des deux champs issus de chacun des bras de l'interféromètre lors de leur transport et de leur recombinaison. Les fluctuations photométriques indépendantes sur chacun des deux bras entraînent une variation du contraste mesuré. Toutefois, la méthode de correction photométrique mise en place semble tout à fait satisfaisante pour une étude en laboratoire. La démonstration expérimentale de la capacité de mesurer le contraste des franges d'interférence sur une période de dix mois avec une faible dispersion des valeurs obtenues montre de surcroît la reproductibilité de nos mesures.

Les travaux présentés au cours du chapitre 6 ont montré la possibilité de détecter des sources très faibles, émettant des niveaux de puissance de l'ordre de la centaine de femtowatts. Ceci correspond à une étoile de magnitude 0 en bande L, observée avec un télescope dont la surface du miroir primaire vaudrait 1 m². La principale difficulté pour réaliser des mesures en régime de comptage de photons consiste à pouvoir maîtriser les sources de bruit. La première possibilité envisageable pour augmenter le rendement global du montage pourrait consister à augmenter la puissance délivrée par le laser de pompe. Cependant, nous avons constaté qu'en régime de comptage de photons les sources de bruit sont également liées à la puissance de pompe. Dans les conditions de travail actuelles, nous avons choisi de limiter la puissance de pompe à 100 mW afin de réduire la génération de signaux parasites. L'étude de l'influence du DCEO a permis de mettre en évidence l'impact des erreurs de mesures liées à l'estimation du DCEO sur les valeurs de contrastes calculées. De plus, l'étude systématique du contraste pour une configuration expérimentale donnée nous a permis de mesurer un contraste moyen de 96.2 % avec un écart type

de 1.4 %. La valeur moyenne obtenue du RSB était de 324 avec un écart-type de 20, montrant ainsi la répétabilité de nos résultats sur les contrastes et leurs RSB associés.

Enfin, au cours du chapitre 7, nous avons pu montrer les premiers résultats expérimentaux obtenus à partir d'une source thermique dans le cadre du projet ALOHA@3.39. Ces investigations nous ont permis de nous placer dans un contexte expérimental proche d'une situation de mesures astronomiques sur ciel. Bien que les PPLN dont nous disposons aient un degré de ressemblance limité, nous avons pu mesurer des contrastes de l'ordre de 40 %, avec des RSB de l'ordre de 30, pour des temps d'intégration de 2 min.

Les caractérisations spectrales des cristaux de PPLN n'ont pu être effectuées que par la méthode de spectroscopie par transformée de Fourier. D'après les courbes caractéristiques ainsi obtenues et les relevés photométriques que nous avons réalisés dans un deuxième temps, la chute du contraste est liée à la présence de signaux convertis parasites dus à la présence simultanée de plusieurs accords de phase. Malheureusement, comme nous ne disposons pas de source accordable autour de $3.39 \mu\text{m}$, nous ne sommes pas en mesure de réaliser une caractérisation complète de nos cristaux. Cette étude montre cependant que nous sommes pour le moment fortement limités par nos cristaux de PPLN. Bien que leurs faibles rendements ne soient pas un obstacle à la mesure de faibles puissances, leur degré de ressemblance est peu satisfaisant et limite nos investigations.

L'ensemble des résultats précédents restent pourtant encourageants. Les différentes études qui ont été menées ont permis de montrer la faisabilité, la stabilité, les performances et la pertinence de ce type d'interféromètre. L'architecture globale de notre montage et la méthode de traitement du signal ont donc été validées. À l'heure actuelle, notre équipe de recherche développe une nouvelle version de cet interféromètres à somme de fréquences. La principale modification réside sur l'utilisation de PPLN guidés de technologie ridge. De plus, pour préparer au mieux la détection de franges d'interférence sur le site d'observations de CHARA, une étude sur l'intégration du système ALOHA@3.39 est en cours.

8.2 Perspectives du projet ALOHA@3.39

8.2.1 Utilisation de PPLN munis de guide de type ridge

L'utilisation de nouvelles technologies de cristaux dotés de guides de type ridge devrait permettre d'augmenter significativement les performances de ce banc expérimental. En effet, ces composants à guidage fort permettent d'optimiser très efficacement le recouvrement des modes du signal et de la pompe [Kurimura 06, Umeki 10]. Les premières expériences menées au sein de notre laboratoire à 1.55 μm avec ce type de cristaux ont montré que nous pouvons maîtriser le filtrage spatial du signal infrarouge en contrôlant le mode spatial de pompe. Dans le cadre de l'étude menée actuellement en bande L, les premières simulations qui ont été effectuées par le laboratoire Femto-ST montrent que le signal à 3.39 μm et la pompe à 1064 nm ont des modes fondamentaux répartis sur toute la section du guide [Chauvet 16]. Ces résultats préliminaires sont présentés à la figure 8.1 dans le cas d'un guide ridge carré de 8 μm de large sur un substrat en silice. Ils montrent qu'aux longueurs d'onde de la pompe, du signal moyen infrarouge, et du signal converti, les tailles des modes de propagation au sein du guide sont quasi identiques.

Grâce à ce très bon recouvrement, nous pensons améliorer les performances de notre banc de mesure, en particulier les rendements de conversions de nos étages non-linéaires en tirant un meilleur profit de la puissance de pompe. Des résultats expérimentaux préliminaires montrent déjà un gain d'un facteur 100 sur le rendement. Contrairement aux cristaux utilisés au cours de ces travaux, ces nouveaux composants ridge ne sont pas sujets aux effets photoréfractifs [Nishida 03b]. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de les porter à des températures de l'ordre de 140 °C, les cristaux peuvent être utilisés à température ambiante, aux alentours de 30 °C. Ceci permettra donc d'obtenir un gain significatif pour la stabilité du montage en limitant les effets de turbulence liés à la forte différence de température entre le four et l'air ambiant. Cependant, les variations de la largeur du guide peuvent constituer un autre facteur de dégradation de la réponse harmonique du cristal. Ces variations pourraient induire un élargissement et un décalage en longueur d'onde de l'acceptance spectrale, ainsi que l'apparition de pics parasites sur la courbe d'efficacité de conversion [Umeki 10].

L'utilisation de nouveaux cristaux bénéficiant de guides de type ridge nécessitera la mise en

Longueur d'onde	Profil horizontal (largeur totale à $1/e^2$)
810 nm	6.1 μm
1064 nm	6.2 μm
3.39 μm	6.2 μm

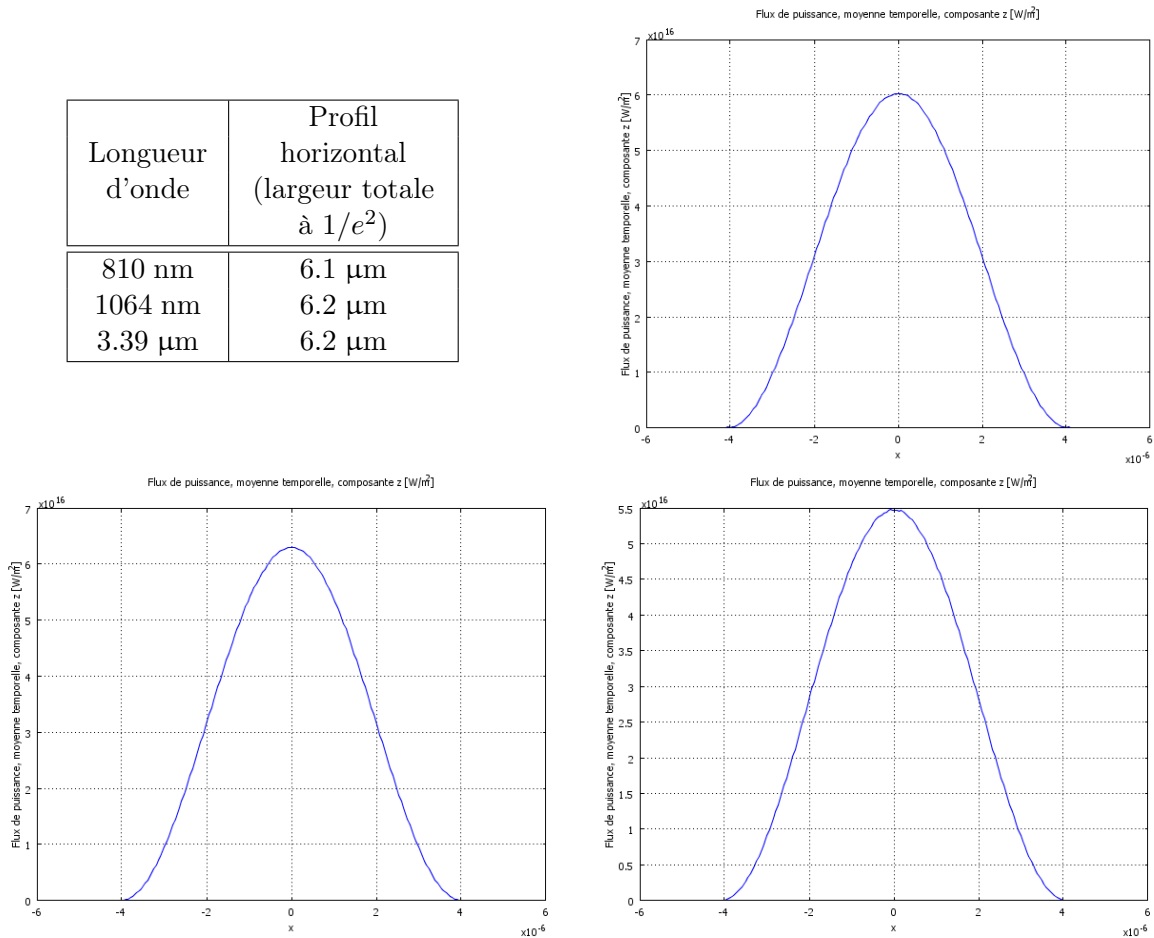


FIGURE 8.1 – Analyse des modes à 3.39 μm , 1064 nm, 810 nm dans guide ridge carré de 8 μm de large sur un substrat en silice. Les courbes représentent le profil des modes se propageant au sein d'un guide ridge pour les longueurs d'onde pompe, signal et converti. Le tableau de gauche récapitule les largeurs totale à $1/e^2$. Courbes et résultats fournies par Mathieu CHAUVET de l'institut FEMTO-ST de Besançon.

place d'un nouveau module de conversion. La maîtrise de la propagation unimodale des modes de pompe et de signal à 3.39 μm due au guidage fort ne nécessite plus l'utilisation de tapers, et permettra d'éviter la génération de phénomènes de conversion de fréquence parasites. La figure 8.2 illustre la manière dont les faisceaux de pompe et de signal pourront être injectés de manière copropagative. Seule la génération de fluorescence paramétrique au sein de ces cristaux nécessitera une étude expérimentale afin de pouvoir la caractériser et évaluer son impact. Toutefois, si de tels composants permettent d'accéder à de meilleures efficacités de conversion, il sera possible de limiter la puissance de pompe, et donc de limiter la génération de signaux parasites à 810 nm.

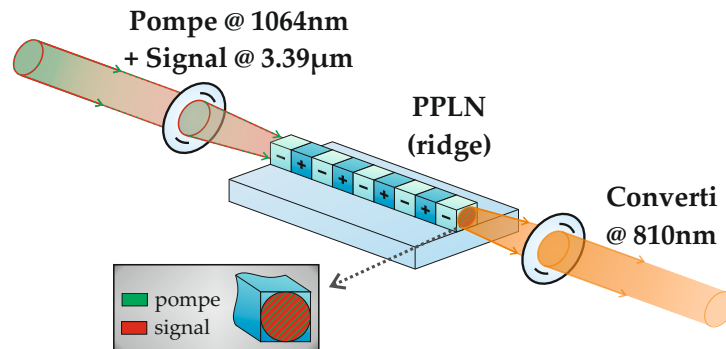


FIGURE 8.2 – Schéma d'un PPLN de type ridge. L'interface LN/air permet d'obtenir des conditions de guidage fort. Comme le montre le cadre gris, ce type de guide permet d'optimiser le recouvrement des modes du signal et de la pompe.

8.2.2 Optimisation de la configuration expérimentale du traitement du signal pour l'interféromètre ALOHA

Pour l'ensemble des études menées au cours de cette thèse, la détection du signal interférométrique a été réalisée en utilisant uniquement le flux détecté sur une des deux sorties du coupleur recombinant les faisceaux provenant de chaque bras de l'interféromètre. Au cours de ses travaux de thèse en bande H, Pascaline DARRÉ a utilisé un deuxième détecteur sur la seconde sortie du coupleur permettant le traitement cohérent des deux voies du montage afin de recouvrir la totalité du signal interférométrique [Darré 16]. Les faisceaux issus de chacune des sorties du coupleur sont intrinsèquement en opposition de phase. Cette propriété peut être mise à profit en enregistrant simultanément les signaux interférométriques associés à chacune de ces sorties. Comme le montre la figure 8.3, les trames temporelles acquises sur les deux voies sont sommées d'une part, et soustraites d'autre part. La somme des trames associées à chaque sortie de l'interféromètre permet d'obtenir la composante de la densité spectrale de puissance présentant seulement un pic à la fréquence nulle. La soustraction de ces trames permet d'autre part d'acquérir la composante de la densité spectrale de puissance présentant seulement un pic à la fréquence de modulation des franges.

Grâce à cette nouvelle configuration, nous serions capables de détecter davantage de coups liés au signal scientifique. En effet, l'amplitude du pic frange est multipliée par un facteur 4 par rapport à la configuration n'utilisant qu'une seule voie, tandis que les deux bruits blancs

Détection sur une voie de sortie du coupleur de recombinaison



Détection sur les deux voies de sortie du coupleur de recombinaison

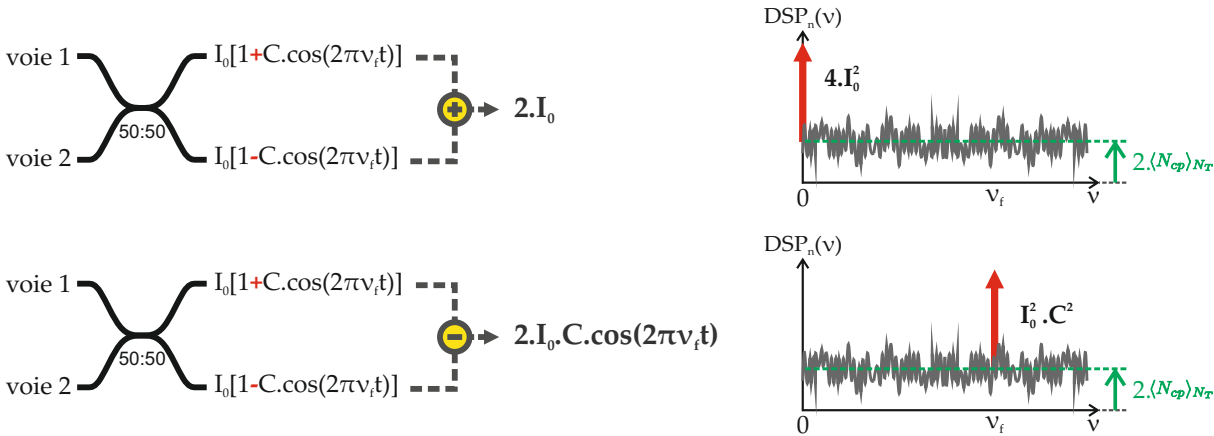


FIGURE 8.3 – Schéma de principe de la détection à deux voies. Sont représentées les densités spectrales de puissance obtenues dans le cas d’une détection sur une voie (configuration actuelle) puis en effectuant la somme ou la différence des signaux issus des deux voies de détection.

répartis uniformément sur les différents spectres se superposent de façon incohérente conduisant à un plateau de niveau seulement deux fois plus élevé. Il est ainsi possible d’améliorer le RSB d’un facteur 2 en détectant simultanément les signaux des deux sorties du coupleur de recombinaison. Cette configuration permettrait d’augmenter de 0.7 la magnitude limite atteignable par l’instrument.

8.2.3 Mise en place du banc ALOHA@3.39 sur un site d’observation

Le banc ALOHA a pour but de réaliser des observations astronomiques en utilisant des réseaux de télescopes. Une collaboration a déjà été mise en place avec CHARA dans le cadre du projet ALOHA@1.55. Au cours des prochaines années, cette association inclura également le projet ALOHA@3.39.

À terme, un système tel que celui présenté à la figure 8.4 devrait pouvoir être mis en place

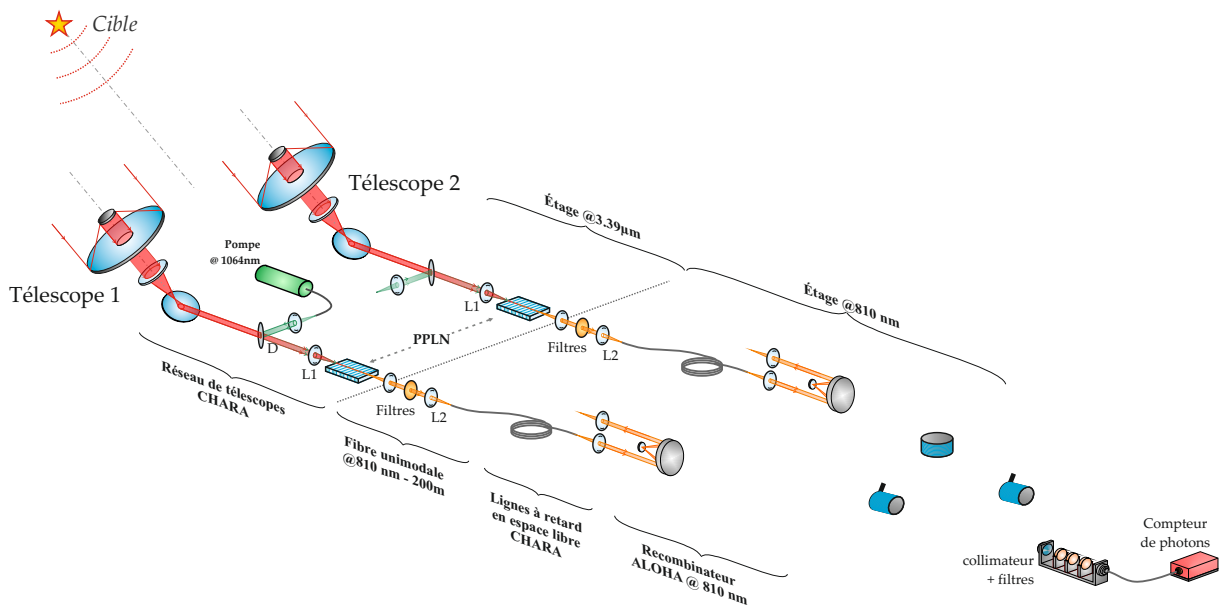


FIGURE 8.4 – Schéma de proposition de mise en place du banc ALOHA@3.39 pour réaliser des observations sur ciel.

sur l'observatoire du site du mont Wilson. Dans cette configuration, les étages de conversion de fréquence de chacun des bras du montage doivent être placés au plus proche des foyers des télescopes. De cette manière, les bruits liés aux rayonnements thermiques propres des éléments optiques inclus au sein de la chaîne instrumentale seront limités. Nous pourrions alors nous affranchir de systèmes de cryogénie complexes refroidissant les miroirs et les détecteurs nécessaires à la détection de faibles flux dans le moyen infrarouge. Ces modules de conversion de fréquence seront constitués de PPLN ridge, alimentés par une pompe monochromatique à 1064 nm. À la sortie de chacun des cristaux, le signal converti sera injecté dans des fibres optiques unimodales. Cette configuration permettrait alors d'assurer le transport cohérent des signaux optiques issus de chacune des voies du montage, comme nous avons pu l'évoquer au cours du chapitre 1. La partie fibrée à 810 nm restera alors identique à celle déjà mise en place au cours de ces travaux de thèse. Les fibres optiques unimodales et à maintien de polarisation à 810 nm utilisées à l'heure actuelle sur le banc ALOHA@3.39 ont des pertes linéiques inférieures à 4 dB/km. Afin de pouvoir obtenir l'égalité de temps de groupe, nous souhaitons, dans un premier temps, utiliser les lignes retard disponibles sur le site. En effet, les courses nécessaires sont difficilement accessibles avec des éléments fibrés, et nous ne disposons pas pour le moment du matériel nécessaire. Les méthodes d'acquisition et de traitement du signal, déjà décrites au sein de ce manuscrit, seront tout à fait

fonctionnelles.

De plus, la limitation du nombre d'éléments optiques disposé au niveau de l'étage à $3.39 \mu\text{m}$ permet d'envisager la mise en place d'un système comprenant un nombre de voies supérieur à deux. Le projet ALOHA@3.39 pourrait permettre d'effectuer des mesures en clôture de phase, cette possibilité ayant été démontrée expérimentalement en laboratoire par Damien CEUS, dans le cadre du projet ALOHA@1.55 [Ceus 11]. Dans un avenir plus lointain, la maîtrise des sources de bruits et du contraste instrumental pourraient amener à la réalisation d'un hypertélescope temporel dédié à la bande L [Bouyeron 13].

La transposition de fréquence permet également d'imaginer la mise en place de lignes à retard fibrées. En effet, l'échantillonnage spectral réalisé par le processus de somme de fréquences permet notamment de limiter les effets de dispersion chromatique différentielle.

La mise en place du banc ALOHA@3.39 sur le site de CHARA nécessitera des missions préalables afin de pouvoir notamment :

1. effectuer la mise en place sur site des éléments nécessaires au projets ALOHA@3.39 tels que les PPLN, les fibres optiques permettant le transport des signaux convertis depuis les télescopes jusqu'à la station de recombinaison ;
2. réaliser les premier tests photométriques permettant d'évaluer sur chacun des bras du montage le nombre de coups parasites liés au fond thermique du ciel et aux miroirs du télescope ;
3. être capable de mesurer les premières franges d'interférence à partir d'une source stellaire dont le contraste objet est connu.

8.2.4 Estimation des magnitudes limites

Nous avons montré expérimentalement que la limite de sensibilité actuelle du banc ALOHA@3.39 permet de mesurer le contraste de franges d'interférence en disposant d'une puissance de 100 fW à l'entrée de chacune des voies du montage. Cette puissance a été estimée en utilisant une source polarisée. Dans le cas d'une source source stellaire, nous devons disposer de deux fois plus de puissance au foyer du télescope puisqu'un seul axe de polarisation sera sélectionner par le

processus de somme de fréquences. D'après les premières estimations réalisées au sein de notre laboratoire par Lucien LEHMANN, l'utilisation de nouveaux PPLN munis de guides de type ridge pourrait améliorer le rendement global du banc ALOHA@3.39 d'un facteur 100. Ces tests ont été réalisés avec des cristaux fournis par Femto-Engineering⁴ (Institut FEMTO-ST). En nous appuyant sur les résultats déjà obtenus, nous pouvons faire une première estimation des possibilités que cet instrument offrira à court terme. Afin de nous placer dans des conditions similaires à notre travail en laboratoire, nous ferons l'hypothèse que l'objet observé à un contraste objet de 1.

Dans le cas d'observation de sources émettant sur une large bande spectrale, les processus de somme de fréquences opérés par les PPLN permettent de réaliser un filtrage spectral efficace sur chacun des bras du montage. Nous supposons que la largeur de l'acceptance spectrale de chacun des cristaux est de 3 nm, soit une résolution spectrale de 1130. Cependant, dans le cas de l'utilisation de nouveau PPLN de type ridge, les cristaux auront une longueur de 2 cm. Par conséquent, largeur de l'acceptance spectrale autour de 3.39 μm sera de 12 nm, soit une résolution spectrale de 280. Nous supposons également que le contraste instrumental élevé, donc que les courbes d'efficacité de conversion des deux cristaux de PPLN ont un bon degré de ressemblance. Afin de pouvoir s'appuyer sur les résultats obtenus en laboratoire, le temps de trame considéré est de 400 ms. Ceci est supérieur au temps de cohérence de l'atmosphère. Toutefois, la forte résolution spectrale offerte par le banc ALOHA@3.39 donne accès à une longueur de cohérence millimétrique. Ainsi, il est possible de conserver un contraste quasi constant à l'échelle de ce temps de trame, et donc de réaliser une intégration sur un temps élevé. Enfin, nous avons également considéré que les lignes à retard en espace libre disponibles à CHARA induiraient un facteur de transmission de 40 %. À partir de ces hypothèses, nous avons pu établir le tableau 8.1 qui présente les magnitudes accessibles en bande L, en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope.

En comparaison avec les performances annoncés dans le cadre du projet MATISSE [Matter 16], le projet ALOHA permet d'atteindre des sensibilités quasiment identiques. Toutefois, les processus non linéaire de somme de fréquences permettent de réaliser un filtrage spectral efficace,

4. <http://femto-engineering.fr/>

Télescope	Diamètre du miroir primaire	Magnitude limite @ $\Delta\lambda_s = 3$ nm (valeur actuelle)	Magnitude limite @ $\Delta\lambda_s = 12$ nm (prévision)
CHARA	1.0 m	-1.0	5.5
AT (VLTI)	1.8 m	0.2	6.7
UT (VLTI)	8.0 m	3.5	10.0

Tableau 8.1 – Présentation des magnitudes accessibles en fonction du diamètre du miroir primaire du télescope. Ces résultats sont donnés en considérant une largeur de l’acceptance spectrale de 3 nm autour de 3.39 μm dans le cas de l’utilisation des PPLN actuellement utilisés, et de 12 nm autour de 3.39 μm dans le cas de l’utilisation des PPLN ridges.

permettant d’atteindre une résolution spectrale supérieure à 1000.

Ces résultats prospectifs ne sauraient être considérés comme acquis. Ils s’appuient toutefois sur les travaux expérimentaux menés au cours de cette thèse. En mai 2017, une mission en collaboration avec l’OCA⁵ aura lieu sur le plateau de Calern. Celle-ci permettra de réaliser les premiers tests photométriques sur ciel, avec l’instrument C2PU, dans le cadre du projet ALOHA@3.39, en utilisant les nouveau PPLN ridge fourni par FEMTO-ENGINEERING. C2PU (Centre Pédagogique Planète Univers) est constitué de deux télescopes astronomiques de 1 m de diamètre chacun.

L’ensemble des résultats rapportés au sein de ce manuscrit montre malgré tout l’intérêt, la pertinence et les possibilités qu’offrent le projet ALOHA. Les magnitudes limites que nous espérons pouvoir détecter dans les années futures ouvrent de nombreuses possibilités aux astronomes, notamment pour l’observation et l’étude d’exoplanètes en bande L, voire M et N, de manière directe contrairement aux méthodes actuellement employées [Akeson 13].

8.2.5 Vers un interféromètre à base kilométrique...

L’ensemble des avantages apportés par l’utilisation des fibres optiques permettent sérieusement d’envisager la mise en place d’interféromètres à très longue base. Dans le cas de la mise en place du banc ALOHA@3.39 sur le site de CHARA que nous avons évoqué précédemment, la plus grande base disponible est de 330 m. Cependant, comme les pertes linéiques liées à la propa-

5. Observatoire de la Côte d’Azur

gation de la lumière dans une fibre unimodale sont faibles, la mise en place d'un interféromètre à base kilométrique semble possible.

Ce type d'instrument à très haute résolution angulaire adapté au moyen infrarouge répondra à une réelle attente de la part de la communauté des astronomes. Dans le cadre du projet PFI (Planet Formation Imager), le consortium international mis en place a pour but la mise en place d'un instrument capable de réaliser des images des disques protoplanétaires, des exoplanètes, etc [Kraus 14]. Le cahier des charges qui a été établi impose la mise en place d'un système capable de réaliser des images dans les bandes astronomiques L, M, N et Q, c'est-à-dire pour des longueurs d'onde allant de 3 μm à 30 μm . La résolution spatiale attendue est de 2 mas, ce qui nécessite une base de 10 km pour réaliser des observations à 10 μm [Monnier 14, Ireland 16]. Pouvoir propager un faisceau à cette longueur d'onde sur une telle distance nécessite un diamètre de faisceau supérieur à 36 cm pour rester dans la longueur de Fresnel. De plus, ceci exige l'aménagement de tube sous vide pour réaliser le transport des faisceaux. Par conséquent, la transmission de la lumière via des fibres optiques permettrait une installation plus efficace et plus simple.

Typiquement, il serait possible d'atteindre la bande astronomique N et d'observer des sources émettant à 10 μm . Certains matériaux non linéaire tels que l'OPGaAs (Orientation-Patterned Gallium Arsenide [Schunemann 09, Grisard 12]) devraient nous permettre dans un avenir plus ou moins proche de compléter le projet ALOHA@3.39 avec un projet ALOHA@10.

Bien que l'ensemble de ces recherches soient initialement orientées vers le domaine de l'observation astronomique, cet instrument peut également être adapté à des domaines d'application bien plus larges, comme les LIDAR. Dans ce cas de figure, la détection de faibles flux dans le domaine de moyen infrarouge permettrait la détection de polluants, de CO₂ ou de CO présents dans l'atmosphère.

ANNEXES

A

Listes des publications et communications

Présentations orales

"Réalisation d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à l'analyse du Moyen InfraRouge", 5ème Workshop Xlim, 22/10/2015, Limoges, France.

"Réalisation d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à l'analyse du moyen infrarouge pour l'astronomie", Thales Alenia Space, 03/17/2016, Cannes, France.

"Implementation of ALOHA up-conversion interferometer at 3.39 μm (L band)", Conférence invitée, CHARA collaboration meeting, 03/14/2016, Nice, France.

Compte-rendu de conférences (Proceeding)

"ALOHA@3.39 μm : implementation of the up-conversion interferometer in the L band". Szemendera L., Darré P., Grossard L., L. Delage, H. Herrmann, C. Silberhorn, F. Reynaud. Proc. SPIE 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, 990732 (August 19, 2016); doi :10.1117/12.2232295

"ALOHA project : how nonlinear optics can boost interferometry to propose

a new generation of instrument for high-resolution imaging". F. Reynaud, P. Darré, L. Szemendera, J.-T. Gomes, L. Grossard, L. Delage Proc. SPIE 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, 99071A (July 26, 2016) ; doi :10.1117/12.2232038

" Utilisation de la conversion de fréquence pour l'imagerie haute résolution en astronomie", L. Grossard, Damien Ceus, J.-T. Gomes, R. Baudoin, P. Darré, L. Szemendera, L. Delage et F. Reynaud, Conférence invitée, Horizons de l'optique, Rennes (2015)

Posters

"ALOHA@3.39 μm : implementation of the up-conversion interferometer in the L band". Szemendera L., Darré P., Baudoin R., et al. In : SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, 2016. p. 990732-990732-6.

Publications à comité de lectures

"Effect of spectral sampling on the temporal coherence analysis of a broadband source in a SFG interferometer". Darré P., Szemendera L., Grossard L., et al. Optics express, 2015, vol. 23, no 20, p. 25450-25461.

"In-lab ALOHA mid-infrared up-conversion interferometer with high fringe contrast@ $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ ". Szemendera L., Darré P., Baudoin R., et al. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2016, vol. 457, no 3, p. 3115-3118.

"In-lab ALOHA mid infrared up-conversion interferometer in the photon counting regime @ $\lambda = 3.39 \mu\text{m}$ ". Szemendera L., Grossard L., Delage L., et Reynaud F.. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, *soumis le 9 mars 2017, acceptée le 17 mars 2017*

Bibliographie

- [Absil 11] Olivier Absil, J-B Le Bouquin, J-P Berger, A-M Lagrange, Gaël Chauvin, Bernard Lazareff, Gérard Zins, Pierre Haguenaer, Laurent Jocou, Pierre Kernet *al.* *Searching for faint companions with VLTI/PIONIER-I. Method and first results.* *Astronomy & Astrophysics*, vol. 535, page A68, 2011.
- [Akeson 13] RL Akeson, X Chen, D Ciardi, M Crane, J Good, M Harbut, E Jackson, SR Kane, AC Laity, S Leiferet *al.* *The NASA exoplanet archive : data and tools for exoplanet research.* *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 125, no. 930, page 989, 2013.
- [Alleman 95] J. J. Alleman, F. Reynaud & P. Connes. *Fiber-linked telescope array : description and laboratory tests of a two-channel prototype.* *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 13, pages 2284–2294, 1995.
- [Alvarez 98] P Alvarez, JM Rodriguez Espinosa & F Sanchez. *The Gran Telescopio Canarias (GTC) project.* *New Astronomy Reviews*, vol. 42, no. 6, pages 553–556, 1998.
- [Baudoin 14] Romain Baudoin. *Analyse du bruit lors de la génération de somme de fréquences dans les cristaux de Niobate de Lithium périodiquement polarisés (PPLN) et applications en régime de comptage de photons.* PhD thesis, Limoges, 2014.
- [Baudoin 16] R. Baudoin, P. Darré, J-T. Gomes, M. Fabert, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, N. J. Scott, J. Sturmman, T. A. Ten Brummelaar &

- V. Coudé du Foresto. *ALOHA 1.55 μ m Implementation on the CHARA Telescope Array : On-Sky Sensitivity Tests*. Journal of Astronomical Instrumentation, page 1650006, May 2016.
- [Benisty 09] M Benisty, J-P Berger, L Jocou, P Labeye, F Malbet, K Perraut & P Kern. *An integrated optics beam combiner for the second generation VLTI instruments*. Astronomy & Astrophysics, vol. 498, no. 2, pages 601–613, 2009.
- [Born 99] Max Born & Emil Wolf. Principles of optics. CUP Archive, October 1999.
- [Bouyeron 12] L. Bouyeron, L. Delage, L. Grossard & F. Reynaud. *Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging : Experimental demonstration on a temporal hypertelescope*. Astronomy & Astrophysics, vol. 545, page A18, September 2012.
- [Bouyeron 13] Laurent Bouyeron. *Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution et haut contraste : l'hypertélescope temporel*. PhD thesis, Université de Limoges, November 2013.
- [Bouyeron 14] L. Bouyeron, L. Delage, R. Baudoin, J. T. Gomes, L. Grossard & F. Reynaud. *Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging. II. Experimental demonstration in the photon-counting regime with a temporal hypertelescope*. Astronomy and Astrophysics, vol. 567, page 87, 2014.
- [Boyd 03] Robert W. Boyd. Nonlinear Optics. Acad. Press, 2003.
- [Brown 56a] R. Hanbury Brown & R. Q. Twiss. *Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light*. Nature, vol. 177, no. 4497, pages 27–29, January 1956.
- [Brown 56b] R. Hanbury Brown & R. Q. Twiss. *A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius*. Nature, vol. 178, no. 4541, pages 1046–1048, November 1956.

-
- [Brown 74] R. Hanbury Brown, J. Davis & L. R. Allen. *The angular diameters of 32 stars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 167, pages 121–136, 1974.
- [Brustlein 08] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 15, page 153903, 2008. Copyright (C) 2010 The American Physical Society ; Please report any problems to prola@aps.org.
- [Büchter 10a] Kai-Daniel Büchter, Harald Herrmann, Viktor Quiring, Raimund Ricken & Wolfgang Sohler. *Hybrid Up-Conversion Detector for Mid-Infrared Radiation using Ti :PPLN Waveguides*. April 2010.
- [Büchter 10b] Kai-Daniel Frank Büchter. *Nonlinear Optical Frequency Conversion to and from the MidInfrared in TiPPLN Waveguides for Spectroscopy and Free Space Optical Communication*. PhD thesis, Paderborn, 2010.
- [Büchter 11] Kai-Daniel F Büchter, Harald Herrmann & Wolfgang Sohler. *Waveguide-based Mid-Infrared Up-conversion Detectors*. In Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics, page IWF3. Optical Society of America, 2011.
- [Büchter 09] Kai-Daniel F. Büchter, Harald Herrmann, Carsten Langrock, Martin M. Fejer & Wolfgang Sohler. *All-optical Ti :PPLN wavelength conversion modules for free-space optical transmission links in the mid-infrared*. Opt. Lett., vol. 34, no. 4, pages 470–472, February 2009.
- [Catherine 16] G. Catherine & B. Mosser. *" Astrophysique sur Mesure", enseignement en ligne à l'Observatoire de Paris*, 2016.
- [Ceus 11] Damien Ceus, Alessandro Tonello, Ludovic Grossard, Laurent Delage, François Reynaud, Harald Herrmann & Wolfgang Sohler. *Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging*. Opt. Express, vol. 19, no. 9, page 8616, April 2011.

- [Ceus 12] D. Ceus, F. Reynaud, J. Woillez, O. Lai, L. Delage, L. Grossard, R. Baudoin, J.-T. Gomes, L. Bouyeron, H. Herrmann & W. Sohler. *Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer.* Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters, vol. 427, no. 1, pages L95–L98, November 2012. 00007.
- [Chauvet 16] Mathieu Chauvet, Fabien Henrot, Florent Bassignot, Fabrice Devaux, Ludovic Gauthier-Manuel, Vincent Pêcheur, Hervé Maillotte & Brahim Dahmani. *High efficiency frequency doubling in fully diced LiNbO3 ridge waveguides on silicon.* Journal of Optics, vol. 18, no. 8, page 085503, 2016.
- [Chiozzi 00] Gianluca Chiozzi, Philippe Duhoux & Robert Karban. *VLTI auxiliary telescopes : a full object-oriented approach.* In Astronomical Telescopes and Instrumentation, pages 23–34. International Society for Optics and Photonics, 2000.
- [Connes 87] P. Connes, F. Roddier, S. Shaklan & E. Ribak. *Fiber-linked telescope arrays on the ground and in space.* In Optical Interferometry in Space, volume 273, pages 73–83, August 1987.
- [Coudé du Foresto 92] V. Coudé du Foresto & S. T. Ridgway. *Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers.* In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, volume 39, page 731, March 1992.
- [Coudé du Foresto 94] V. Coudé du Foresto. *Interferometrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode.* PhD thesis, Université de Paris VII, Observatoire de Meudon, 1994.
- [Coudé du Foresto 97a] Vincent Coudé du Foresto. *Fringe benefits : the spatial filtering advantages of single-mode fibers.* In Integrated Optics for Astronomical Interferometry, pages 27–30. 1997.
- [Coudé du Foresto 97b] Vincent Coudé du Foresto, Guy Perrin, Jean-Marie Mariotti, Marc La-

-
- casse & Wes Traub. *The FLUOR/IOTA fiber stellar interferometer*. In *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, pages 115–125. 1997.
- [Darré 16] P Darré, R Baudoin, J-T Gomes, NJ Scott, L Delage, L Grossard, J Sturmman, C Farrington, F Reynaud & TA Ten Brummelaar. *First On-Sky Fringes with an Up-Conversion Interferometer Tested on a Telescope Array*. *Physical Review Letters*, vol. 117, no. 23, page 233902, 2016.
- [Darré 16] Pascaline Darré. *L'interféromètre à somme de fréquences ALOHA en bande H : des tests en laboratoire jusqu'aux premières franges sur le ciel*. PhD thesis, Limoges, 2016.
- [Del Rio 08] L. Del Rio, M. Ribiere, L. Delage & F. Reynaud. *First demonstration of a temporal coherence analysis through a parametric interferometer*. *Optics Communications*, vol. 281, no. 10, pages 2722–2726, 2008.
- [Delage 00] Laurent Delage, François Reynaud & André Lannes. *Laboratory imaging stellar interferometer with fiber links*. *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 34, pages 6406–6420, 2000.
- [Delbo 09] M Delbo, S Ligorì, A Matter, A Cellino & J Berthier. *First VLTI-MIDI Direct Determinations of Asteroid sizes Based on data obtained at the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) of the European Southern Observatory (ESO) : program ID 076. C-0798*. *The Astrophysical Journal*, vol. 694, no. 2, page 1228, 2009.
- [Dmitriev 97] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan & D.N. Nikogosyan. *Handbook of Non-linear Optical Crystals*. Springer, 1997.
- [Elswijka 10] Eddy Elswijka, Ramón Navarro, Niels Tromp, Jan Kragt, Johan Pragta, Hiddo Hanenburg & Albert van Duin. *The innovative MAIT plan for the MATISSE cold optics and comprising an unprecedented 220 cryogenic optical components*. SPIE, 2010.
- [ESO 13] ESO. *Une surprise poussiéreuse autour d'un trou noir géant*, juin 2013.
- [ESO 16a] ESO. *Le concept de l'E-ELT*, septembre 2016.

- [ESO 16b] ESO. *MATISSE (the Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment)*, septembre 2016.
- [ESO 16c] ESO. *MID-infrared Interferometric instrument*, septembre 2016.
- [Flebus 03] C Flebus, P Gloesener, O Pirnay, NM Ninane & B Koehler. *VLTI auxiliary telescopes : assembly, integration and testing [4838-141]*. In PROCEEDINGS-SPIE THE INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICAL ENGINEERING, numéro 2, pages 759–773. International Society for Optical Engineering ; 1999, 2003.
- [Froehly 81] C. Froehly. *Coherence and interferometry through optical fibers*. In Proceeding of the ESO Conference on "Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths", pages 285–293, Garching, 1981.
- [Geißler 09] K. Geißler, M. R. Sterzik, G. Chauvin & E. Pantin. *Mid-infrared imaging of brown dwarfs : Is HD 130948 BC variable ?* In 15th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, volume 1094, pages 521–524, February 2009.
- [Gemini 16] Gemini. *Gemini Observatory*, septembre 2016.
- [Goldsmith 16] H-D Kenchington Goldsmith, Nick Cvetojevic, Michael Ireland, Pan Ma, Peter Tuthill, Ben Eggleton, John S Lawrence, Sukanta Debbarma, Barry Luther-Davies & Stephen J Madden. *Chalcogenide glass planar MIR couplers for future chip based Bracewell interferometers*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 990730–990730. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [Gomes 13] Jean-Thomas Gomes. *Mise en place de processus de génération de somme de fréquences optiques large bande dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie*. PhD thesis, Limoges, 2013.
- [Gomes 14a] J.-T. Gomes, L. Delage, R. Baudoin, L. Grossard, L. Bouyeron, D. Ceus, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion*

-
- Interferometer*. Phys. Rev. Lett., vol. 112, no. 14, page 143904, 2014. 00001.
- [Gomes 14b] J. T. Gomes, L. Grossard, R. Baudoin, L. Delage, F. Reynaud, T. A. ten Brummelaar, N. J. Scott, J. Sturmann & V. Coudé du Foresto. *Proposal for the Implementation of the ALOHA Up-Conversion Interferometer on the CHARA Telescope Array*. Journal of Astronomical Instrumentation, December 2014.
- [Gomes 14c] Jean Thomas Gomes, Ludovic Grossard, Romain Baudoin, Laurent Delage, François Reynaud, TA Ten Brummelaar, NJ Scott, J Sturmann & V Coudé du Foresto. *Proposal for the Implementation of the ALOHA Up-Conversion Interferometer on the CHARA Telescope Array*. Journal of Astronomical Instrumentation, vol. 3, no. 03n04, page 1450008, 2014.
- [Grisard 12] Arnaud Grisard, Eric Lallier & Bruno Gérard. *Quasi-phase-matched gallium arsenide for versatile mid-infrared frequency conversion*. Optical Materials Express, vol. 2, no. 8, pages 1020–1025, 2012.
- [Gurski 74] Thomas R Gurski, Harland W Epps & Stephen P Maran. *Astronomical demonstration of an infrared upconverter*. 1974.
- [Haguenauer 97] Pierre Haguenauer, O. Kern, K. Rousselet-Perraut, J.-P. Berger, F. Malbet & E. Laurent. *Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near infrared astronomy*. SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS), 1997.
- [Haguenauer 01] P. Haguenauer, O. Kern, K. Rousselet-Perraut, J.-P. Berger, F. Malbet & E. Laurent. *Planar integrated optics for astronomical interferometry*. In F. Combes, D. Barret & F. Thévenin, editors, SF2A-2001 : Semaine de l’Astrophysique Française, page 473, May 2001.
- [Hale 00] David DS Hale, M Bester, WC Danchi, W Fitelson, S Hoss, EA Lipman, JD Monnier, PG Tuthill & CH Townes. *The Berkeley infrared spatial interferometer : a heterodyne stellar interferometer for the mid-infrared*. The Astrophysical Journal, vol. 537, no. 2, page 998, 2000.

- [Hodapp 00] Klaus-Werner Hodapp, J Hora, E Graves, Everett M Irwin, Hubert Yamada, Jeffrey W Douglass, Tony T Young & Louis Robertson. *Gemini near-infrared imager (NIRI)*. In *Astronomical Telescopes and Instrumentation*, pages 1334–1341. International Society for Optics and Photonics, 2000.
- [Hofmann 08] Karl-Heinz Hofmann, Matthias Heininger, Walter Jaffe, Stefan Kraus, Bruno Lopez, Florentin Millour, Dieter Schertl, Gerd Weigelt & Sebastian Wolf. *Aperture-synthesis imaging with the mid-infrared instrument MATISSE*. SPIE, 2008.
- [Hum 07] David S Hum & Martin M Fejer. *Quasi-phasematching*. *Comptes Rendus Physique*, vol. 8, no. 2, pages 180–198, 2007.
- [Huss 01] Guillaume Huss. *Interféromètres stellaires réalisés à partir de composants d’optique guidée et intégrée*. PhD thesis, Limoges, 2001.
- [Huss 05] G. Huss, P. Leproux, F. Reynaud & V. Doya. *Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomenological and numerical study*. *Optics Communications*, vol. 244, no. 1-6, pages 209–217, January 2005.
- [Ireland 16] Michael J Ireland, John D Monnier, Stefan Kraus, Andrea Isella, Stefano Minardi, Romain Petrov, Theo ten Brummelaar, John Young, Gautam Vasisht, David Mozurkewich *et al.* *Status of the planet formation imager (PFI) concept*. In *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*, pages 99071L–99071L. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [Itakura 74] Yasumasa Itakura, Suteo Tsutsumi & Tohru Takagi. *Statistical properties of the background noise for the atmospheric windows in the intermediate infrared region*. *Infrared Physics*, vol. 14, no. 1, pages 17–29, 1974.
- [Ives 14] Derek Ives, Gert Finger, Gerd Jakob & Udo Beckmann. *AQUARIUS : the next generation mid-IR detector for ground-based astronomy, an*

-
- update*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 91541J–91541J. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [Iye 00] Masanori Iye & Takuya Yamashita. *Overview of Subaru instrumentation*. In Astronomical Telescopes and Instrumentation, pages 18–27. International Society for Optics and Photonics, 2000.
- [Janssen 10] Huub Janssen, Maurice Teuwen, Ramón Navarro, Niels Tromp, Eddy Elswijk & Hiddo Hanenburg. *MATISSE : Design and prototype performance of an innovative cryogenic tip-tilt mirror*. SPIE, 2010.
- [JCGM 95] JCGM. Évaluation des données de mesure — Guide pour l’expression de l’incertitude de mesure. BIPM, 1995.
- [Johnson 74] M. A. Johnson, A. L. Betz & C. H. Townes. *10-um Heterodyne Stellar Interferometer*. Phys. Rev. Lett., vol. 33, no. 27, pages 1617–1620, 1974. 00000.
- [Jundt 97] Dieter H. Jundt. *Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate*. Opt. Lett., 1997.
- [Keck 16] Keck. *KECK observatory*, septembre 2016.
- [Kraus 14] Stefan Kraus, John Monnier, Tim Harries, Ruobing Dong, Matthew Bate, Barbara Whitney, Zhaohuan Zhu, David Buscher, Jean-Philippe Berger, Chris Haniff *et al.* *The science case for the Planet Formation Imager (PFI)*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 914611–914611. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [Kurimura 06] Sunao Kurimura, Yuji Kato, Masayuki Maruyama, Yusuke Usui & Hirochika Nakajima. *Quasi-phase-matched adhered ridge waveguide in Li Nb O 3*. Applied physics letters, vol. 89, no. 19, page 191123, 2006.
- [Labadie 07] Labadie. *Technology challenges for space interferometry : the option of mid-infrared integrated optics*. 2007.
- [Labadie 09] Lucas Labadie & Oswald Wallner. *Mid-infrared guided optics : a perspec-*

- tive for astronomical instruments.* Optics express, vol. 17, no. 3, pages 1947–1962, 2009. 00034.
- [Labadie 11] L. Labadie, G. Martín, N. C. Anheier, B. Arezki, H. A. Qiao, B. Bernacki & P. Kern. *First fringes with an integrated-optics beam combiner at 10 micron.* Astronomy & Astrophysics, vol. 531, page A48, June 2011.
- [Labeyrie 75] A. Labeyrie. *Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes.* The Astrophysical Journal Letters, vol. 196, pages L71–L75, March 1975.
- [Lagarde 08] Lagarde, S. ; Lopez, B. ; Petrov, R. G. ; Hofmann, K. H. ; Kraus, S. ; Jaffe, W. ; Antonelli, P. ; Bresson, Y. ; Leinert, Ch. ; Matter & A. *MATISSE : concept analysis.* SPIE, 2008.
- [Lagarde 12] S. Lagarde, S. Robbe-Dubois, R. G. Petrov, B. Lopez, W. J. Jaffe, L. Venema, Ph Berio, P. Antonelli, U. Beckmann, F. C. Bettonvil, U. Graser, R. Navarro & A. Matter. *MATISSE : concept, specifications, and performances.* International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [Lazareff 12] B Lazareff, J-B Le Bouquin & J-P Berger. *A novel technique to control differential birefringence in optical interferometers-Demonstration on the PIONIER-VLTI instrument.* Astronomy & Astrophysics, vol. 543, page A31, 2012.
- [Le Bouquin 11] J-B Le Bouquin, J-P Berger, B Lazareff, G Zins, P Haguenaer, L Jocou, P Kern, R Millan-Gabet, W Traub, Olivier Absilet *al.* *PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI.* Astronomy & Astrophysics, vol. 535, page A67, 2011.
- [Le Bouquin 12] J-B Le Bouquin, J-P Berger, G Zins, B Lazareff, L Jocou, P Kern, R Millan-Gabet, W Traub, P Haguenaer, O Absilet *al.* *PIONIER : a status report.* In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 84450I–84450I. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [Leinert 03a] C. Leinert, U. Graser, F. Przygodda, L. B. F. M. Waters, G. Perrin,

-
- W. Jaffe, B. Lopez, E.J. Bakker, A. Böhm *et al.* *MIDI - the 10 μ m instrument on the VLTI*. *Astrophysics and Space Science*, pages 73–83, 2003.
- [Leinert 03b] Christoph Leinert, Uwe Graser, Frank Przygodda, Laurens BFM Waters, Guy Perrin, Walter Jaffe, Bruno Lopez, Eric J Bakker, Armin Böhm, Olivier Chesneau *et al.* *MIDI—the 10 μ m instrument on the VLTI*. In *The Very Large Telescope Interferometer Challenges for the Future*, pages 73–83. Springer, 2003.
- [Longueteau 02] Emmanuel Longueteau. *Synthèse d'ouverture à 3 télescopes : étude et caractérisation des sources d'erreurs sur les données interférométriques*. *Optique cohérente*, Université de Limoges, Limoges, November 2002.
- [Longueteau 03] Emmanuel Longueteau, Laurent Delage & François Reynaud. *Validation of photon noise correction using the OAST stellar interferometer breadboard*. *Optics Communications*, vol. 217, no. 1-6, pages 75–83, March 2003.
- [Lopez 08] Lopez & B. ; all. *MATISSE, perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI*. SPIE, 2008.
- [Lopez 14] Bruno Lopez, C Dominik *et al.* *An Overview of the MATISSE Instrument—Science, Concept and Current Status*. *The Messenger*, vol. 157, pages 5–12, 2014.
- [Louisell 61] W. H. Louisell, A. Yariv & A. E. Siegman. *Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I*. *Phys. Rev.*, vol. 124, no. 6, pages 1646–1654, 1961.
- [Luhman 05] KL Luhman, Lucía Adame, Paola D'Alessio, Nuria Calvet, Lee Hartmann, ST Megeath & GG Fazio. *Discovery of a planetary-mass brown dwarf with a circumstellar disk*. *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 635, no. 1, page L93, 2005.
- [Malbet 07] Fabien Malbet. *HDR : Etude des conditions physiques dans les disques protoplanétaires par interférométrie. Théorie, instrumentation et pre-*

- mieres observations*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2007.
- [Martin 15] G. Martin. *HDR : Apport de l'Optique Intégrée et de l'effet Électro-optique pour des applications en Interférométrie Stellaire et Spectrométrie.*, September 2015.
- [Matter 16] A Matter, S Lagarde, RG Petrov, P Berio, S Robbe-Dubois, B Lopez, P Antonelli, F Allouche, P Cruzalebes, F Millour *et al.* *MATISSE : specifications and expected performances*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 990728–990728. International Society for Optics and Photonics, 2016.
- [McLean 12] Ian S McLean, Charles C Steidel, Harland W Epps, Nicholas Konidaris, Keith Y Matthews, Sean Adkins, Theodore Aliado, George Brims, John M Canfield, John L Cromer *et al.* *MOSFIRE, the multi-object spectrometer for infra-red exploration at the Keck Observatory*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 84460J–84460J. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [Michelson 91] A. A. Michelson. *Measurement of Jupiter's Satellites by Interference*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 3, pages 274–278, September 1891. 00078.
- [Mitachi 80] Seiko Mitachi & Toyotaka Manabe. *Fluoride Glass Fiber for Infrared Transmission*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 19, no. 6, pages L313–L314, June 1980.
- [Monnier 04] John D Monnier, WA Traub, FP Schloerb, R Millan-Gabet, J-P Berger, E Pedretti, NP Carleton, S Kraus, MG Lacasse, M Brewer *et al.* *First results with the IOTA3 imaging interferometer : the spectroscopic binaries λ Virginis and WR 140*. The Astrophysical Journal Letters, vol. 602, no. 1, page L57, 2004.
- [Monnier 06] John D Monnier, Ettore Pedretti, Nathalie Thureau, Jean-Philippe Berger, Rafael Millan-Gabet, Theo ten Brummelaar, Harold McAlister,

-
- Judit Sturmman, Lazlo Sturmman, Phil Muirhead *et al.* *Michigan Infrared Combiner (MIRC) : commissioning results at the CHARA Array*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 62681P–62681P. International Society for Optics and Photonics, 2006.
- [Monnier 08] John D Monnier, M Zhao, E Pedretti, N Thureau, M Ireland, P Muirhead, J-P Berger, R Millan-Gabet, G Van Belle, T ten Brummelaar *et al.* *Imaging the surface of Altair and a MIRC update*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 701302–701302. International Society for Optics and Photonics, 2008.
- [Monnier 14] John D Monnier, Stefan Kraus, David Buscher, J-P Berger, Christopher Haniff, Michael Ireland, Lucas Labadie, Sylvestre Lacour, Herve Le Coroller, Romain G Petrov *et al.* *Planet formation imager (PFI) : introduction and technical considerations*. In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 914610–914610. International Society for Optics and Photonics, 2014.
- [Nelson 90] Jerry E Nelson & Terry S Mast. *Construction of the Keck Observatory*. In Astronomy'90, Tucson AZ, 11-16 Feb 90, pages 47–55. International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [Nikogosyan 05] David N. Nikogosyan. *Nonlinear Optical crystals*. Springer, 2005.
- [Nishida 03a] Y. Nishida, H. Miyazawa, M. Asobe, O. Tadanaga & H. Suzuki. *Direct-bonded QPM-LN ridge waveguide with high damage resistance at room temperature*. Electronics Letters, vol. 39, no. 7, page 609, 2003.
- [Nishida 03b] Y Nishida, H Miyazawa, M Asobe, O Tadanaga & H Suzuki. *Direct-bonded QPM-LN ridge waveguide with high damage resistance at room temperature*. Electronics Letters, vol. 39, no. 7, pages 609–611, 2003.
- [Olivier 07] Serge Olivier, Laurent Delage, Francois Reynaud, Virginie Collomb, Michel Trouillon, Jerome Grelin, Isabelle Schanen, Vincent Minier, Jean-Emmanuel Broquin, Cyril Ruilier & Bruno Leone. *MAFL experiment :*

- development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer.* Appl. Opt., vol. 46, no. 6, pages 834–844, 2007.
- [Pedretti 09] Ettore Pedretti, John D Monnier, Theo Ten Brummelaar & Nathalie D Thureau. *Imaging with the CHARA interferometer.* New Astronomy Reviews, vol. 53, no. 11, pages 353–362, 2009.
- [Pelc 10] J. S. Pelc, C. Langrock, Q. Zhang & M. M. Fejer. *Influence of domain disorder on parametric noise in quasi-phase-matched quantum frequency converters.* Opt. Lett., vol. 35, no. 16, pages 2804–2806, 2010.
- [Perrin 02] Perrin, Leinert Guy, Graser Christoph, L.B.F.M. Uwe, Lopez Waters & Bruno. *First fringes with an integrated-optics beam combiner at 10 micron,* 2002.
- [Rantakyö 05] F Rantakyö. *AMBER user manual.* Rapport technique, VLT-MAN-ESO-15830-3522, 2005.
- [Reynaud 93] F Reynaud & E Delaire. *Linear optical path modulation with lambda/200 accuracy using a fibre stretcher.* Electronics letters, vol. 29, no. 19, pages 1718–1719, 1993.
- [Robbe-Dubois 14] S. Robbe-Dubois, S. Lagarde, P. Antonelli, C. Baillet, A. Marcotto, S. Ottogalli, L. Thiam, B. Lopez, J.-M. Clause, Y. Fantei Caujolle, Y. Bresson, Ph. Berio, M. Dugué, R.G. Petrov & Th. Lanz. *MATISSE : Warm Optics integration and performance in laboratory.* SPIE, 2014.
- [Rogstad 68] D. H. Rogstad. *A Technique for Measuring Visibility Phase with an Optical Interferometer in the Presence of Atmospheric Seeing.* Appl. Opt., vol. 7, no. 4, pages 585–588, 1968.
- [Rothberg 16] Barry Rothberg, Olga Kuhn, Michelle L Edwards, John M Hill, David Thompson, Christian Veillet & R Mark Wagner. *Current status of the facility instrumentation suite at the Large Binocular Telescope Observatory.* In SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, pages 990622–990622. International Society for Optics and Photonics, 2016.

-
- [Sanghera 98] Jas Sanghera & Ishwar D Aggarwal. Infrared fiber optics. CRC Press, 1998.
- [Schmidt 74] R. V. Schmidt & I. P. Kaminow. *Metal diffused optical waveguides in LiNbO₃*. Applied Physics Letters, vol. 25, no. 8, pages 458–460, October 1974.
- [Schunemann 09] Peter G Schunemann, Leonard A Pomeranz, York E Young, Lee Mohnkern & Alice Vera. *Recent advances in all-epitaxial growth and properties of orientation-patterned gallium arsenide (OP-GaAs)*. In Lasers and Electro-Optics, 2009 and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2009. Conference on, pages 1–2. IEEE, 2009.
- [Shaklan 87] Stuart B. Shaklan & Francois Roddier. *Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer*. Appl. Opt., vol. 26, no. 11, pages 2159–2163, 1987. 00069.
- [Shaklan 88] Stuart Shaklan & Francois Roddier. *Coupling starlight into single-mode fiber optics*. Appl. Opt., vol. 27, no. 11, pages 2334–2338, 1988. 00139.
- [Simohamed 96] L. M. Simohamed, L. Delage & F. Reynaud. *An optical fibre delay line with a 318 mm stroke*. Pure Appl. Opt., vol. 5, no. 6, page 1005, November 1996.
- [Skilling 84] John Skilling & RK Bryan. *Maximum entropy image reconstruction : general algorithm*. Monthly notices of the royal astronomical society, vol. 211, no. 1, pages 111–124, 1984.
- [Szebesta 93] D Szebesta, ST Davey, JR Williams & MW Moore. *OH absorption in the low loss window of ZBLAN (P) glass fibre*. Journal of non-crystalline solids, vol. 161, pages 18–22, 1993.
- [Tanzilli 05] S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, N. Gisin & H. Zbinden. *A photonic quantum information interface*. Nature, vol. 437, no. 7055, pages 116–120, September 2005.

- [Tatulli 07] E Tatulli, F Millour, A Chelli, G Duvert, Bram Acke, O Hernandez Utrera, K-H Hofmann, S Kraus, F Malbet, P Mège *et al.* *Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration.* Astronomy & Astrophysics, vol. 464, no. 1, pages 29–42, 2007.
- [Umeki 10] Takeshi Umeki, Osamu Tadanaga & Masaki Asobe. *Highly efficient wavelength converter using direct-bonded PPZnLN ridge waveguide.* IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 46, no. 8, pages 1206–1213, 2010.
- [Vergnole 05] Sébastien Vergnole. *Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques.* PhD thesis, Université de Limoges, September 2005.
- [Wabnitz 12] Stefan Wabnitz, Antonio Picozzi, Alessandro Tonello, Daniele Modotto & Guy Millot. *Control of signal coherence in parametric frequency mixing with incoherent pumps : narrowband mid-infrared light generation by downconversion of broadband amplified spontaneous emission source at 1550 nm.* JOSA B, vol. 29, no. 11, page 3128, November 2012.
- [Wirnitzer 85] B. Wirnitzer. *Bispectral analysis at low light levels and astronomical speckle masking.* Journal of the Optical Society of America A, vol. 2, no. 1, page 14, January 1985.
- [Woillez 01] J Woillez, G Perrin, O Lai, V Coudé du Foresto & P Léna. *'OHANA : an optical Hawaiian array for nanoradian astronomy.* In Liege International Astrophysical Colloquia, volume 36, pages 139–144, 2001.
- [Zhukova 12] Liya Zhukova, Alexandr Korsakov, Andrey Chazov, Dmitry Vrublevsky & Vladislav Zhukov. *Photonic crystalline IR fibers for the spectral range of 2–40 μm .* Applied optics, vol. 51, no. 13, pages 2414–2418, 2012.

Résumé

Les interféromètres stellaires sont des dispositifs à très haute résolution angulaire, permettant une étude approfondie de l'Univers. Cette thèse décrit la mise en place en laboratoire d'un interféromètre à somme de fréquences dédié à la détection de rayonnement infrarouge en bande L : ALOHA@3.39. Afin de pouvoir limiter le bruit généré par les rayonnements thermiques ambiants et de pouvoir bénéficier des technologies matures en terme de détection et de transport cohérents de la lumière collectée, ce système intègre sur chacune des voies interférométrique un processus non linéaire de somme de fréquence. Les rayonnements autour de 3.39 μm sont transposés autour de 810 nm via des cristaux de PPLN alimentés par une pompe unique à 1064 nm. Une première partie présente le contexte expérimental et théorique de la thèse. La deuxième partie concerne la conception, la réalisation et la caractérisation du banc ALOHA@3.39. La troisième partie présente les résultats expérimentaux obtenus en laboratoire. La mesure répétée du contraste en régime de fort flux permet de calibrer le contraste instrumental du montage. Les premières mesures en régime de comptage de photons montrent que nous sommes actuellement capables de détecter des franges d'interférence avec de hauts contrastes en ne disposant que de 100 fW à l'entrée de chacune des voies. Enfin, nos investigations nous ont amené à la détection de franges d'interférences via le prototype ALOHA@3.39 à partir d'une source thermique, assimilable à un corps noir. Cette thèse conclue sur une estimation de la magnitude limite accessible, et sur l'utilisation de nouvelles technologies de PPLN.

Mots-clés : Somme de fréquences, interféromètre, PPLN, régime de comptage de photons, magnitude limite, fibre optique, moyen infrarouge

Abstract

Stellar interferometers are high angular resolution devices, allowing for detailed research of the Universe. This thesis describes the in-lab implementation of a sum frequency generation interferometer dedicated to the infrared detection in the L band : ALOHA@3.39. In the aim of limiting thermal noise due to the room radiation, and benefit mature detectors and fibered components, this device includes a sum frequency generation non-linear process on each of its arms. Stellar radiations around 3.39 μm are transposed to around 810 nm thanks to PPLN crystals powered by a single pump signal at 1064 nm. The first part presents our global experimental context and theoretical elements about this thesis. The second part deals with the conception, the implementation and characterisation of the test bench ALOHA@3.39. The third part tables in-lab experimental results. Repeated measurements of the fringe contrast on high flux regime allow to calibrate the instrumental contrast of the set-up. First measurements on photon counting regime show we are currently able to detect interference fringes with high contrast with only 100 fW at the input of each arm. Finally, our research led us to realise interference fringes detection via the ALOHA@3.39 prototype, observing a thermal source, considered as a black body. This thesis concludes on an estimation of the limiting reachable magnitude, and on the future use of new PPLN technologies.

Keywords: Sum-frequency generation, interferometer, PPLN, photon counting detection, magnitude limit, optical fiber, mid infrared