



Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques

Sébastien Vergnole

► To cite this version:

Sébastien Vergnole. Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques. Optique / photonique. Université de Limoges, 2005. Français. NNT : . tel-00012003

HAL Id: tel-00012003

<https://theses.hal.science/tel-00012003>

Submitted on 22 Mar 2006

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.

Copyright

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale Sciences - Technologie - Santé
Faculté des Sciences et Techniques

Année : 2005

Thèse N° 27-2005

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue par

Sébastien VERGNOLE

le 20 septembre 2005

**Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie
haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ;
utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques**

Directeur de Thèse : François REYNAUD

Composition du jury

Président :

Jean-Philippe BERGER Astronome, LAOG, Obs. de Grenoble

Rapporteurs :

Jean-Pierre HAMAIDE Directeur du centre d'investissement Networking and Optics,
Alcatel Research and Innovation, Marcoussis

Denis MOURARD Astronome, Obs. de la Côte d'Azur

Examineurs :

Guy PERRIN Astronome, LESIA, Obs. de Paris

Frédéric LOURADOUR Professeur, IRCOM, Limoges

Philippe ROY Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Directeur de thèse :

François REYNAUD Professeur, IRCOM, Limoges

Co-Encadrant de thèse :

Laurent DELAGE Maître de Conférences, IRCOM, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale Sciences - Technologie - Santé
Faculté des Sciences et Techniques

Année : 2005

Thèse N° 27-2005

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue par

Sébastien VERGNOLE

le 20 septembre 2005

**Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie
haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ;
utilisation des Fibres à Cristaux Photoniques**

Directeur de Thèse : François REYNAUD

Composition du jury

Président :

Jean-Philippe BERGER Astronome, LAOG, Obs. de Grenoble

Rapporteurs :

Jean-Pierre HAMAIDE Directeur du centre d'investissement Networking and Optics,
Alcatel Research and Innovation, Marcoussis

Denis MOURARD Astronome, Obs. de la Côte d'Azur

Examineurs :

Guy PERRIN Astronome, LESIA, Obs. de Paris

Frédéric LOURADOUD Professeur, IRCOM, Limoges

Philippe ROY Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Directeur de thèse :

François REYNAUD Professeur, IRCOM, Limoges

Co-Encadrant de thèse :

Laurent DELAGE Maître de Conférences, IRCOM, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Voilà, c'est fini ! Ce manuscrit signe la fin de trois années de thèse bien remplies. Mais ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide de personnes que je tiens à remercier ici.

Mes premiers remerciements vont vers mes deux directeurs de thèse : Laurent Delage et François Reynaud. Merci pour leurs conseils avisés tout au long de ma thèse et de la confiance qu'ils m'ont accordée.

Merci à Alain Barthélémy qui d'abord en tant que chef d'équipe puis en tant que directeur de l'IRCOM m'a accueilli au sein de l'équipe Optique Cohérente et Non-Linéaire.

Un énorme merci à Guy Perrin et Jean Guérin de m'avoir accueilli au sein du LESIA. Ces quelques semaines passées à l'observatoire de Meudon ont été très riches scientifiquement. Merci à Takayuki Kotani avec qui j'ai travaillé lors de mes séjours à Meudon et qui a rendu la collaboration scientifique riche en résultats.

Merci également à Guy d'avoir bien voulu participer à mon jury de thèse.

Je suis aussi redevable à Jean-Pierre Hamaide d'avoir eu l'amabilité de rapporter ce travail.

Merci à Denis Mourard d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit pendant ses vacances en Corse. J'espère Denis ne pas t'avoir trop gâché tes vacances ;o)

Merci également de m'avoir régulièrement accueilli au GI2T sur le plateau de Calern pour ces quelques nuits de recherche de franges notamment lors de mon stage de DEA.

Merci à Jean-Philippe Berger d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse et surtout de m'avoir donné goût à l'interférométrie stellaire, euh ... non, pardon, à l'interférométrie astronomique. Sans toi, je n'aurais probablement pas suivi ce chemin ...

Merci à Frédéric Louradour et Philippe Roy d'avoir accepté de juger ce travail en participant à mon jury de thèse.

Venons-en aux personnes qui ont permis de faciliter mon intégration au sein du laboratoire et en dehors avec en tout premier lieu mon collègue de bureau - et pas seulement - Guillaume. Grâce à toi, non seulement l'adaptation à la vie IRCOMienne a été plus simple mais tu as également souvent été là pour répondre à mes questions interférométriques ou non. Je n'oublie pas non plus que tu m'as initié à la lecture du " télégramme de Brest " en pensant à " Toulouse et c'est loin Toulououououse " surtout quand " ce soir c'est ... Noël ". Et tu sais bien que " si j'avais le portefeuille de Manu Chao " je m'achèterai des " bottes rouges " pour pouvoir faire ... de la moto !

Merci au randonneur fou Manu alias docteur Benton, ses conseils en LabVIEW m'ont été d'un grand secours.

Merci également à C'est Jérôme ... le meilleur imitateur de Jean-Pierre Bacry que j'ai jamais connu (non je rigole). En espérant que tu trouves rapidement du travail.

Merci à l'artiste du laboratoire - puisqu'il est de coutume de l'appeler ainsi - Alain Dexet qui réalise toutes les pièces mécaniques de nos expériences. Au fait Alain, elles sont où mes boîtes ?

Merci à Julien, Philippe et Séb collègues du midi et de flipper même si j'ai rapidement abandonné devant l'excès de violence développé par certains et surtout devant mon incapacité

chronique à dépasser les 2 millions . . .

Spéciale dédicace à Laurent L. pour les petits délires de la fin de thèse. Je pense bien à toi alors que je rédige ces remerciements, toi, tu dois en être à la quatorzième correction de ton deuxième chapitre . . .

Merci à nos secrétaires, Annie, à l'irremplaçable Sophie, et aussi à la nouvelle venue, Nathalie, à qui j'ai fait subir une arrivée mouvementée (tiens, c'est marrant mais il doit falloir avoir un prénom en " ie " pour être secrétaire en optique à l'IRCOM . . .).

Bon courage enfin si je peux me permettre à Serge pour la thèse et merci de gérer l'impression de mes thèses parce que, depuis Montréal, c'est pas facile d'aller à Sotiplan.

Merci à toutes et tous pour votre bonne humeur (enfin pas toujours, pas vrai Guillaume ?) qui a permis que cette thèse se déroule dans la convivialité.

Et comme il y a une vie en dehors de l'IRCOM, il est naturel de conclure ces remerciements en pensant aux personnes qui m'ont épaulé et supporté durant cette thèse.

Merci à mon ami de " trente ans " qu'est l'heureux papa Cédric qui m'a brillamment précédé dans l'exercice de la thèse et qui m'a donné une tonne de conseils pour que celle-ci se passe dans les meilleures conditions. Merci à toi et bon courage à toute ta petite famille . . .

Merci à André-Guy si curieux (trop parfois) qui m'a fait le plaisir de relire et surtout de corriger ce manuscrit.

Merci à Delphine qui non seulement m'a aidé à la correction de ma thèse mais qui m'a surtout supporté dans les deux sens du terme pendant ces trois années.

Merci à mes grand-parents (Yvonne, Madeleine, Jean et Jean) pour leur soutien de tous les instants et qui sont si tristes de me voir quitter la France.

Merci à mon père, Christian, pour ses blagues à trois balles et pour tout le reste.

Enfin, mes derniers remerciements - mais pas les moindres - vont vers ma mère, Marie-Hélène. C'est pour toi que j'ai fait tout ce que j'ai fait et c'est grâce à toi que j'ai pu en arriver là aujourd'hui. MERCI . . .

À ma mère, Marie-Hélène, si courageuse.

Table des matières

Introduction Générale	1
Partie I Présentation générale	3
Chapitre 1 Quelques notes introductives	5
1.1 L'interférométrie optique	5
1.1.1 Un bref historique	5
1.1.2 Principe	6
1.2 Des interféromètres classiques aux interféromètres fibrés	12
1.2.1 Les interféromètres stellaires en 2005	12
1.2.2 Les interféromètres fibrés	13
1.3 La fibre optique	16
1.3.1 Description	16
1.3.2 Fibres optiques unimodales	18
1.3.3 Nouvelles fibres optiques : les fibres à cristaux photoniques	23
Chapitre 2 L'interféromètre fibré	25
2.1 “ Cahier des charges ”	25
2.2 Généralités	26
2.3 Dispersion chromatique différentielle	27
2.3.1 Dégradation du contraste	27
2.3.2 Illustration de l'effet de la dispersion chromatique différentielle	29
2.3.3 Technique de mesure de l'effet différentiel de dispersion chromatique .	31
2.3.4 Unités utilisées	33
Partie II Des fibres en silice pour ‘OHANA	35
Chapitre 3 Le projet ‘OHANA	37

3.1	Présentation	37
3.2	Les enjeux scientifiques de ‘OHANA	39
3.3	Contribution de l’IRCOM	41
3.4	Pour aller plus loin	42
3.4.1	Problématique	42
3.4.2	Théorie	43
3.4.3	Discussion	46
Chapitre 4 Minimisation de la dispersion chromatique différentielle		51
4.1	Préambule	52
4.2	Méthode de minimisation de la dispersion chromatique différentielle	54
4.3	Montage expérimental	56
4.3.1	Descriptif	56
4.3.2	Démarche expérimentale	57
4.4	Polarisation	58
4.5	Mesure et compensation de la dispersion chromatique différentielle	59
4.5.1	Axe rapide	59
4.5.2	Axe lent	64
4.5.3	Récapitulatif	65
4.6	Confrontation des mesures de phase spectrale avec la mesure de contraste	66
4.6.1	Cadre et hypothèse de l’étude	66
4.6.2	Axe rapide	67
4.6.3	Axe lent	68
4.6.4	Bilan sur la maîtrise des effets de dispersion chromatique	70
4.7	Influence de la résolution spectrale de l’instrument sur les contrastes	71
4.7.1	Axe rapide	71
4.7.2	Axe lent	73
4.8	Article Optics Communications (Mars 2004)	75
4.9	Les fibres pour la bande H	89
4.9.1	Version α	89
4.9.2	Version β	90
Chapitre 5 Évaluation de l’impact des contraintes thermiques		95
5.1	Introduction	96
5.2	Théorie sur la dépendance en température	97
5.3	Montage expérimental	97
5.4	Résultats Expérimentaux	99

5.4.1	Évolution de la position du maximum de visibilité des franges	99
5.4.2	Évolution de la dispersion chromatique différentielle	100
5.5	Compensation de la dispersion chromatique différentielle	102
5.5.1	Ligne à retard à fibre optique utilisée comme compensateur de dispersion variable	102
5.5.2	Utilisation de lames de CaF_2 pour compenser la dispersion différentielle variable	106
5.6	Conclusion	109
5.7	Article Optics Communications (Février 2005)	110

Chapitre 6 Conclusion sur l'étude menée dans le cadre du projet 'OHANA 121

Partie III Les Fibres à Cristaux Photoniques pour l'interférométrie large bande 131

Chapitre 7 Description des Fibres à Cristaux Photoniques 133

7.1	État de l'art	133
7.1.1	Caractère " infiniment " unimodal	133
7.1.2	Pertes	134
7.1.3	Dispersion chromatique	134
7.1.4	Caractère hautement biréfringent	134
7.1.5	Connectique	134
7.1.6	Récapitulatif des principales réalisations de PCFs	135
7.2	Les fibres à cristaux photoniques utilisées pour nos applications	137
7.2.1	Caractéristiques géométriques	137
7.2.2	Dispersion chromatique	137
7.2.3	Rayon critique	138
7.2.4	Mesure de l'ouverture numérique	138
7.2.5	Propriétés de biréfringence - Taux d'extinction	140

Chapitre 8 Interféromètre à deux voies 141

8.1	Montage expérimental	141
8.1.1	Description	141
8.1.2	Modulateur piézoélectrique de chemin optique	143
8.2	Résultats	143
8.3	Article Applied Optics " Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry "	145

8.4 Synthèse des résultats	151
Chapitre 9 Interféromètre à trois voies	153
9.1 Montage expérimental	153
9.2 Minimisation de la dispersion chromatique différentielle	155
9.2.1 Cas défavorable : axes décalés de 90°	156
9.2.2 Cas favorable : axes alignés	156
9.2.3 Correspondance des résultats	159
9.3 Mesure de la clôture de phase	160
9.3.1 Acquisition du signal	160
9.3.2 Étude de l'effet du détecteur sur la clôture de phase	161
9.3.3 Injection avec une source	166
9.3.4 Injection simultanée de deux sources de longueurs d'onde différentes .	167
9.4 Communications	169
Chapitre 10 Conclusion et perspectives sur l'utilisation des PCFs	171
Conclusion générale	175
Annexes	177
Annexe A Biais de clôture de phase dû à la dispersion chromatique de l'air	179
Annexe B Exemples d'acquisitions de fichiers pour la mesure de la clôture de phase	185
Glossaire	187
Bibliographie de l'auteur	189
Bibliographie	191

Table des figures

1.1	Schéma de l'expérience des trous de Young analysant une source ponctuelle S dans la direction θ	6
1.2	Interférogramme large bande	8
1.3	Interférogramme d'une source étendue spatialement	9
1.4	Principe d'un interféromètre optique	10
1.5	Interféromètre à trois télescopes avec turbulence atmosphérique : des défauts de phase supplémentaires, ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 , apparaissent à cause de cette turbulence . .	12
1.6	Schéma d'une fibre optique à saut d'indice	16
1.7	Direction de polarisation pour le mode LP_{01}	18
1.8	Les trois types de fibres à maintien de polarisation. L'axe lent de polarisation est aligné avec l'axe des contraintes (axe horizontal), l'axe rapide est orthogonal à celui-ci (axe vertical).	19
1.9	Vue en coupe d'une fibre maintien de polarisation bow-tie pour l'alignement des axes neutres	19
1.10	Exemple d'élargissement temporel d'une impulsion dans une fibre optique	21
1.11	Exemple de courbe de dispersion chromatique pour une fibre SMF28	23
1.12	Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres	23
1.13	Variation schématique d'indice dans une PCF	24
2.1	Exemple de schéma d'un interféromètre fibré	26
2.2	Simulation de l'effet de la dispersion chromatique sur les interférogrammes	30
2.3	Contraste en fonction de la largeur à mi-hauteur du spectre et de l'ordre 2 (gauche) et 3 (droite) avec respectivement un ordre 3 nul et un ordre 2 nul	31
2.4	Exemple d'acquisition et de traitement de spectre cannelé	32
2.5	Face avant du VI LabVIEW nous permettant de trouver la courbe d'ajustement du spectre cannelé et de la phase spectrale	32
3.1	Plan du site du Mauna Kea	39
3.2	Premières franges avec le recombineur 'OHANA	39
3.3	Premières franges sur le ciel obtenues avec les fibres en verre fluoré	40
3.4	Les équipes impliquées dans le projet 'OHANA (dessin J. Woillez)	41
3.5	Schéma de principe d'un interféromètre à deux voies	44
3.6	Schéma de principe d'un interféromètre à trois voies	45
3.7	Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 5$ nm avec $\lambda_0 = 550$ nm	47
3.8	Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 50$ nm avec $\lambda_0 = 1250$ nm	48

3.9	Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm avec $\lambda_0 = 1650$ nm	49
3.10	Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 200$ nm avec $\lambda_0 = 2200$ nm	50
4.1	Liaison Gemini-CFHT	53
4.2	Photo du conditionnement de la fibre optique	53
4.3	Illustration du principe de minimisation de la dispersion chromatique différentielle	55
4.4	Schéma du banc de caractérisation des fibres en silice pour le projet 'OHANA . .	56
4.5	Tronçons de 100 m : évolution des ordres 2 et 3	60
4.6	Choix des données de départ	61
4.7	Données de la phase spectrale	61
4.8	Contraste en fonction de la différence de marche (gauche) et phase pour avoir le meilleur contraste (droite)	62
4.9	Déplacement de la gaussienne sur l'ensemble de la phase spectrale (gauche) et contraste pour chaque canal spectral (droite)	62
4.10	Évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de fibre rajoutée pour une résolution spectrale de $R = 100$	63
4.11	Tronçons de 300 m sur l'axe rapide après optimisation : évolution des ordres 2 et 3	63
4.12	Évolution des ordres 2 et 3 de la phase spectrale pour différentes longueurs de fibres rajoutées	64
4.13	Tronçons de 300 m sur l'axe lent après optimisation : évolution des ordres 2 et 3	64
4.14	Face-avant LabVIEW du VI de simulation de l'évolution du contraste en fonction de la longueur de fibre rajoutée	67
4.15	Comparaison de l'évolution du contraste sur l'axe rapide de polarisation pour différentes largeurs spectrales obtenues par filtrage de la source	68
4.16	Interférogrammes obtenus sur l'axe rapide	68
4.17	Comparaison de l'évolution du contraste sur l'axe lent de polarisation pour différentes largeurs spectrales obtenues par filtrage de la source	69
4.18	Interférogrammes obtenus sur l'axe lent	69
4.19	Enveloppe des franges 80 nm mesurée et simulée	70
4.20	Phase spectrale et contrastes associés pour différentes résolutions spectrales à 1250 nm sur l'axe rapide de polarisation (la ddm est bloquée)	71
4.21	Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1100 nm (la ddm est bloquée)	72
4.22	Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1400 nm (la ddm est bloquée)	72
4.23	Phase spectrale (à gauche) et contrastes associés (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1250 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)	73
4.24	Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1100 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)	74
4.25	Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1400 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)	74
4.26	Contraste en fonction de la longueur d'onde et de la différence de marche	75
4.27	Tronçons de 300 m fibres $H\alpha$: évolution des ordres 2 et 3 sur l'axe rapide de polarisation	90
4.28	Tronçons de 100 m fibres $H\alpha$: évolution des ordres 2 et 3 sur l'axe lent de polarisation	90
4.29	Interférogrammes mesuré et simulé obtenus avec la première version des fibres H	91

4.30	Bande H : évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de fibre rajoutée pour une résolution spectrale de $R = 100$	92
4.31	Interférogramme obtenu avec les nouvelles fibres H (PANDA)	92
5.1	Photo de la bobine de fibre placée dans l'enceinte climatique	96
5.2	Photo du banc de mesures du LESIA	97
5.3	Montage expérimental	98
5.4	Variation de la position du maximum de visibilité en fonction de la différence de température entre les deux bras fibrés	99
5.5	Variation des ordres 2 et 3 de la dispersion chromatique différentielle en fonction de la différence de température entre les deux bras	100
5.6	Interférogrammes. Haut : sans écart de température. Bas : avec $+5^{\circ}\text{C}$ d'écart. . .	101
5.7	Montage expérimental permettant de tester les caractéristiques de la LAR fibrée	102
5.8	Évolution du chemin d'air en fonction de l'étirement de la ligne à retard fibrée .	103
5.9	Ordre 2 et 3 de la LAR fibrée à utiliser en tant que compensateur de dispersion .	103
5.10	Montage expérimental : ajout d'une ligne à retard fibrée pour compenser la dispersion	104
5.11	Ligne à retard fibrée en place sur le banc de mesure du LESIA	104
5.12	Évolution du chemin d'air en fonction de l'étirement de la ligne à retard fibrée .	105
5.13	Compensation grâce à la LAR fibrée de la dispersion chromatique différentielle due à l'écart en température	105
5.14	Interférogrammes. Haut : avec $+5^{\circ}\text{C}$ de différence sans compensation. Bas : avec $+5^{\circ}\text{C}$ et compensation de la ligne à retard à fibre optique.	106
5.15	Évolution de la phase spectrale (seulement contribution des ordres 2 et 3) en fonction de l'épaisseur de CaF_2	108
5.16	Montage expérimental : ajout de CaF_2 pour compenser la dispersion chromatique différentielle	108
5.17	Évolution du chemin d'air en fonction de l'épaisseur de CaF_2	109
5.18	Compensation de la dispersion grâce au CaF_2	109
	Schéma d'un bras fibré d'un interféromètre stellaire	131
7.1	Coupe transversale de la fibre utilisée dans notre expérience réalisée au microscope électronique	137
7.2	Dispersion chromatique de la H008 en fonction de la longueur d'onde	138
7.3	Ouverture numérique pour différentes longueurs d'onde	139
7.4	Ouverture numérique en fonction de la longueur d'onde	140
8.1	Schéma de l'interféromètre 2 voies PCFs	142
8.2	Modulateur PZT de chemin optique fibré PCF	143
8.3	Interférogramme obtenu en utilisant la diode laser émettant à 1543 nm alimentée au-dessus du seuil	143
8.4	Interférogrammes obtenus aux différentes longueurs d'onde de travail	144
8.5	Position des différents paquets de franges obtenus aux différentes longueurs d'onde de travail	145
9.1	Schéma de l'interféromètre à trois voies PCFs	154
9.2	Photo de l'interféromètre à trois voies	155
9.3	Alignement des axes des PCFs	156

9.4	Cas défavorable : axes décalés de 90° . Spectres cannelés et phase spectrale pour différentes longueurs de fibres	157
9.5	Cas défavorable : évolution de la dispersion chromatique différentielle (ordre 2 à gauche et 3 à droite) en fonction de la différence de longueur entre les fibres avec les axes de polarisation des fibres décalés de 90°	158
9.6	Cas favorable : évolution de la dispersion chromatique différentielle (ordre 2 à gauche et 3 à droite) en fonction de la différence de longueur entre les fibres avec les axes de polarisation des fibres alignés	158
9.7	Outil d'acquisition du signal interférométrique	160
9.8	Aspect du détecteur (intérieur et extérieur)	161
9.9	Électronique du détecteur	162
9.10	Exemple de dégradation du contraste en fonction du nombre de franges acquises. Avec un détecteur parfait, le contraste devrait être identique quelle que soit la fréquence de modulation des franges d'interférences ce qui n'est pas le cas ici. . .	163
9.11	Variation du contraste en fonction du nombre de franges	164
9.12	Module (gauche) et phase (droite) de $H = \frac{0,90}{1+j\frac{N}{47,18}}$	165
9.13	Évolution du biais de clôture en fonction du nombre de franges sur les couples 12 (N_{12}) et 13 (N_{13}) normalisé par rapport à N_0	166
9.14	Schéma de l'interféromètre à trois voies avec double injection simultanée	167
9.15	Injection de deux sources simultanément	168
9.16	Transformée de Fourier du signal interférométrique	169
10.1	La ligne à retard fibrée PCF	173
A.1	Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 550$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 5$ nm (haut), $\Delta\lambda = 10$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 50$ nm (bas)	180
A.2	Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 1250$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 50$ nm (haut), $\Delta\lambda = 100$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 200$ nm (bas)	181
A.3	Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 1650$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm (haut), $\Delta\lambda = 150$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 200$ nm (bas)	182
A.4	Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 2200$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm (haut), $\Delta\lambda = 200$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 300$ nm (bas)	183
B.1	Exemples d'acquisition de signaux interférométriques pour chacune des longueurs d'onde de travail	186

Liste des tableaux

1.1	Nombre de phases accessibles par clôture de phase	13
1.2	Les interféromètres stellaires en 2005	15
1.3	Rayon du cœur de la fibre en fonction de la longueur d'onde guidée afin d'obtenir le régime unimodal	18
2.1	Contrastes et flèches maximales des variations de phase en fonction de la largeur de la gaussienne et des ordres 2 et 3	29
2.2	Correspondances entre les différentes unités des coefficients de dispersion chromatique	33
3.1	Télescopes du Mauna Kea	38
3.2	Bases et résolutions possibles	40
3.3	Caractéristiques des fibres silice utilisées pour 'OHANA	42
3.4	Contrastes simulés obtenus en fonction de la longueur d'onde centrale, de la largeur de bande spectrale et de la longueur à compenser dans le vide	45
4.1	Taux d'extinction des fibres 'OHANA J et dégradation du contraste due à ces taux	58
4.2	Récapitulatif des ordres 2 et 3 mesurés pour les différents tronçons de fibre . . .	65
4.3	Comparaison des ordonnées à l'origine des ordres 2 et 3 mesurés et calculés pour les tronçons de 300 m	65
4.4	Caractéristiques des fibres silice utilisées pour 'OHANA	89
4.5	Récapitulatif des ordres 2 et 3 mesurés pour les différents tronçons de fibre pour la bande H	91
5.1	Caractéristiques de la fibre utilisée, $\frac{dx}{dT}$ attendue et mesurée	100
5.2	Avantages et inconvénients des méthodes de compensation	110
7.1	État de l'art des PCFs	136
7.2	Résultats de l'ajustement de l'ouverture numérique	138
7.3	Évolution de l'ouverture numérique en fonction de la longueur d'onde	139
8.1	Sources utilisées dans notre expérience	142
8.2	Variation du contraste et de la position de la ligne à retard en fonction de la longueur d'onde	144
9.1	Ordres 2 et 3 mesurés en fonction de la source utilisée et du couple de fibre observé	159
9.2	Résultats des mesures de contrastes et de clôture de phase	167
10.1	Taux d'extinction de la LAR fibrée en fonction de la position d'étirement	172

Introduction Générale

Pour conforter ou infirmer leur compréhension des mécanismes régissant la formation et l'évolution d'objets astrophysiques, les astronomes ont toujours cherché à observer des objets de luminosité et de dimension angulaire de plus en plus faibles.

Ainsi, depuis Galilée, les astronomes utilisent des lunettes ou des télescopes qui permettent de collecter la lumière pour percer les mystères de la voûte céleste. Un télescope se caractérise principalement par sa surface et son diamètre. Plus la surface collectrice est grande, plus la quantité de photons collectés devient importante permettant de distinguer aisément des objets peu lumineux. La résolution d'un télescope est directement liée à son diamètre. Cependant, technologiquement, il n'est pas possible d'augmenter indéfiniment leur taille. Typiquement, le diamètre maximum des miroirs primaires de ces télescopes est de l'ordre de la dizaine de mètres. La résolution est donc limitée. D'autre part, pour les grands télescopes situés sur notre sol terrestre, les problèmes liés à la turbulence atmosphérique viennent dégrader la qualité de l'image. Compte tenu de ces considérations, la résolution angulaire d'un télescope est limitée à environ 1 seconde d'arc pour les observations au sol, c'est-à-dire à peu près 2000 fois moins que le diamètre apparent du soleil vu de la terre. Pour améliorer cette résolution angulaire, les techniques de Haute Résolution Angulaire ont dû être mises en œuvre. Elles permettent d'observer des images du proche environnement des étoiles ou des galaxies lointaines, ou bien encore d'étudier leur structure. Ces techniques de Haute Résolution Angulaire sont actuellement au nombre de deux : l'optique adaptative qui compense les effets de la turbulence atmosphérique et la synthèse d'ouverture par interférométrie, dont nous allons traiter.

Qu'est-ce que la synthèse d'ouverture ? Prenons deux “ petits ” télescopes visant le même objet céleste, séparons-les d'une centaine de mètres. Nous obtenons alors la résolution angulaire d'un télescope de 100 mètres de diamètre à condition de recombinaison correctement les faisceaux provenant des deux télescopes. La solution la plus courante pour réaliser l'acheminement du flux lumineux des télescopes jusqu'à la station de mélange interférométrique consiste à utiliser un jeu de miroirs incluant une ligne à retard permettant d'égaliser les chemins optiques entre les deux trajets suivis depuis la source jusqu'au mélange interférométrique. Ces dispositifs sont pour la plupart difficiles à mettre en œuvre lorsque les distances entre télescopes sont importantes.

La synthèse d'ouverture a atteint une grande maturité comme en témoignent de nombreuses publications scientifiques récentes. Ces résultats s'appuient principalement sur une dizaine d'instruments actuellement disponibles. Si cette technique est bien rodée, de nouvelles avancées sont possibles notamment en se tournant vers des instruments à très grandes bases et/ou utilisant de nouveaux guides.

L'équipe Optique Cohérente et Non-Linéaire de l'Institut de Recherche en Communications

Optiques et Microondes (IRCOM) développe depuis près de 20 ans des techniques permettant de recombinaison les faisceaux en utilisant des fibres optiques en silice. Le principal avantage de la fibre optique réside dans la simplification de la structure et de l'architecture des interféromètres.

L'apport considérable de l'utilisation de guides coaxiaux en radioastronomie montre à quel point les fibres optiques peuvent avoir un apport bénéfique dans le domaine de l'imagerie optique en astronomie. Même si l'idée d'utiliser des fibres optiques pour l'interférométrie astronomique n'est pas nouvelle [Fro 81], actuellement aucun instrument ne les utilise pour assurer le transport cohérent du flux lumineux depuis la sortie des télescopes jusqu'à la station de mélange interférométrique. Mon travail de thèse s'inscrit donc naturellement dans ce cadre qui est l'utilisation des fibres optiques pour la synthèse d'ouverture longue base.

La première étude menée pendant mes travaux de thèse a pour objet la caractérisation de fibres optiques en silice de 300 mètres de long pour assurer cette fonction dans le cadre du projet 'OHANA.

Le second thème abordé au cours de ma thèse est un travail plus prospectif où j'ai étudié le potentiel d'un nouveau type de fibre - les fibres à cristaux photoniques - pour l'interférométrie astronomique.

Par ailleurs, les niveaux de puissance de sources observées dans le domaine de l'astronomie imposent de travailler avec de larges bandes spectrales. L'étude d'interféromètres large bande est alors indispensable et mes travaux de recherches s'orientent tout naturellement vers le développement et de la caractérisation de tels instruments.

La première partie de ce manuscrit est consacrée à une présentation générale du contexte. Après quelques notes introductives sur la synthèse d'ouverture et sur la fibre optique (chapitre 1), je décrirai plus en détail, dans le chapitre 2, le principe d'un interféromètre fibré en axant plus particulièrement mes propos sur la dispersion chromatique différentielle.

La deuxième partie porte sur le projet 'OHANA. Ce projet, piloté par l'Observatoire de Meudon, vise à relier interférométriquement les télescopes du Mauna Kea à Hawaï dans le but d'offrir la plus grande résolution angulaire encore jamais atteinte dans le domaine de l'interférométrie optique. Les contraintes administratives et techniques font que la seule solution pour mener à bien ce projet repose sur l'utilisation des fibres optiques pour assurer le transport cohérent de la lumière depuis la sortie des télescopes jusqu'à la station de mélange interférométrique. L'ensemble de ce projet est présenté dans le chapitre 3.

Compte-tenu des bandes spectrales observées (bande J, H et K), deux types de fibres optiques sont nécessaires : les fibres en verre fluoré pour la bande K, caractérisées par l'Observatoire de Meudon, et les fibres en silice pour les bandes J et H dont est en charge l'IRCOM. Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à l'étude et à la caractérisation de ces fibres en silice notamment en ce qui concerne la dispersion chromatique différentielle, point-clé qui n'a encore jamais été étudié sur de telles longueurs de fibres.

Enfin, les fibres à cristaux photoniques seront l'objet de la troisième et dernière partie de ce manuscrit. Ce nouveau type de fibre réalisé pour la première fois en 1996 possède, en effet, des propriétés intéressantes, notamment en terme de caractère unimodal. Après une description des fibres utilisées (chapitre 7), deux montages expérimentaux seront proposés (chapitres 8 et 9) dans le but de tester le potentiel de ces fibres en terme de propagation cohérente du flux lumineux sur un large domaine spectral.

Première partie

Présentation générale

Chapitre 1

Quelques notes introductives

Cette thèse étant pluridisciplinaire, quelques rappels de ce chapitre pourront sembler inutiles mais sont essentiels pour une bonne compréhension du manuscrit.

Que les lecteurs les plus avertis n'hésitent pas à sauter certains passages de ce chapitre ...

Les supports qui ont servi de base à ce chapitre sont :

- “ *Selected Papers on Long Baselines Stellar Interferometry* ” [Law 04] : un recueil des principales contributions en interférométrie astronomique depuis ses origines ;
- “ *Optique géométrique, ondulatoire et polarisation* ” [Per 91] : pour toutes les notions théoriques en interférométrie ;
- “ *Télécommunications optiques* ” [Lec 92] : cet ouvrage présente les notions relatives aux fibres optiques.

Sommaire

1.1	L'interférométrie optique	5
1.1.1	Un bref historique	5
1.1.2	Principe	6
1.2	Des interféromètres classiques aux interféromètres fibrés	12
1.2.1	Les interféromètres stellaires en 2005	12
1.2.2	Les interféromètres fibrés	13
1.3	La fibre optique	16
1.3.1	Description	16
1.3.2	Fibres optiques unimodales	18
1.3.3	Nouvelles fibres optiques : les fibres à cristaux photoniques	23

1.1 L'interférométrie optique

1.1.1 Un bref historique

C'est en 1891 que l'Américain Albert Michelson réussit à mesurer, pour la première fois grâce à l'interférométrie optique, le diamètre d'un objet céleste - en l'occurrence les satellites de Jupiter [Mic 91]. Pour cela, il reprit le travail de deux français Fizeau et Stephan [Fiz 68, Sté 73, Sté 74] qui, une vingtaine d'années auparavant, avaient découvert qu'en plaçant un masque percé de deux trous devant un télescope on pouvait avoir accès au diamètre de l'objet observé par la simple mesure de la distance entre les deux trous. Stephan réalisa les premières expériences avec

le télescope d'un mètre de diamètre de l'Observatoire de Marseille mais ne parvint pas à mesurer le diamètre des étoiles observées car celles-ci étaient trop petites et ne pouvaient donc être résolues avec le télescope utilisé.

Forts de leur réussite, Michelson et Pease élaborèrent un interféromètre plus performant à l'aide d'un télescope de 2,5 m de diamètre et de deux miroirs dont la distance entre les deux pouvait varier jusqu'à 6 m. Quelques années plus tard, ils purent ainsi obtenir une première mesure du diamètre de l'étoile Bételgeuse : 0,0047 seconde d'angle [Mic 21]. Pour obtenir des résolutions encore meilleures, Michelson eut l'idée d'utiliser deux télescopes, mais il ne put mettre en pratique cette idée à son époque faute de moyens techniques et technologiques appropriés.

Ce n'est qu'en 1974 que grâce au talent d'Antoine Labeyrie et aux progrès techniques et technologiques de l'époque (lasers, détecteurs performants, asservissements, ...) que furent obtenues des franges d'interférences à l'aide de deux télescopes sur l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) distants de 12 mètres de l'Observatoire de Nice [Lab 75]. Il permit à l'interférométrie astronomique de prendre un nouveau départ dans le domaine de l'optique. Un certain nombre d'équipes dans le monde suivirent cette voie et développèrent des instruments de plus en plus sophistiqués. La section 1.2.1 présente un tour d'horizon des principaux instruments actuellement en activité.

1.1.2 Principe

Pour une bonne compréhension des phénomènes décrits dans la suite de ce manuscrit, je rappelle ici quelques bases fondamentales de l'interférométrie.

Interféromètre à deux voies

Prenons l'exemple de l'expérience des trous de Young adaptée à l'observation astronomique. Soit S la source observée située à très grande distance des ouvertures T_1 et T_2 et vue sous l'angle θ (cf. figure 1.1).

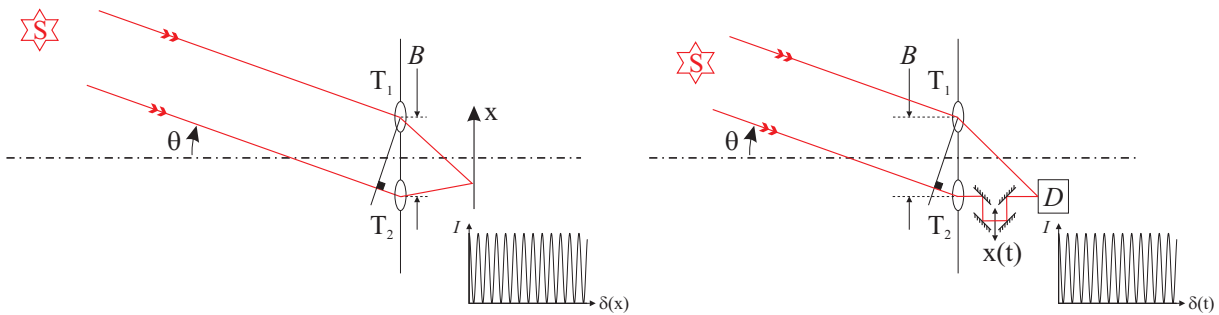


FIG. 1.1 – Schéma de l'expérience des trous de Young analysant une source ponctuelle S dans la direction θ . T_1 et T_2 sont les deux télescopes, B est la distance entre les deux télescopes appelée base. I représente l'éclairement reçu par le détecteur et δ est la différence de marche. Exemple d'une modulation spatiale (gauche), les franges sont observées grâce à un écran. Exemple de modulation temporelle (droite), les franges sont observées à l'aide d'un détecteur monopixel D .

Dans le cas d'une source monochromatique ponctuelle, si l'on considère que l'éclairement en $W \cdot m^{-2}$ reçu en T_1 et T_2 est identique et égale à I_0 , les franges d'interférences sont observées

en D au niveau du détecteur. L'éclairement total s'écrit :

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot (1 + \cos(\phi)) \quad (1.1)$$

$$\text{où } \phi = \varphi + \varphi_{mod} \quad (1.2)$$

Dans notre cas, comme la source est très éloignée des ouvertures, la phase peut être écrite sous la forme : $\varphi = 2\pi \frac{\theta B}{\lambda}$ où θ est la direction de la source observée, B est la distance entre les deux ouvertures également appelée base et λ est la longueur d'onde de travail.

φ_{mod} représente un terme de modulation de phase entre les deux ondes après leur passage en T_1 et T_2 . Cette modulation permet une observation du système de franges en fonction d'une variable d'espace ou de temps suivant la configuration expérimentale. Dans le cas d'une modulation spatiale, la différence de marche entre les deux chemins optiques évolue d'un point à l'autre du plan d'observation. L'observation doit être faite grâce à un écran, une caméra, un appareil photo ou bien encore d'une matrice de détecteurs monopixels. Dans le cas d'une modulation temporelle, la différence de marche entre les deux ondes évolue en fonction du temps pour un point d'observation donné et permet donc l'utilisation d'un détecteur monopixel.

Pour caractériser un système de franges d'interférences, on mesure son contraste qui est défini par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.3)$$

Dans le cas présenté ici (source ponctuelle et monochromatique et flux identique au niveau des deux ouvertures), ce contraste sera théoriquement égal à 1 si l'instrument est parfait.

Cohérence temporelle

Considérons à présent l'expérience précédente mais observons une source polychromatique ponctuelle et vue par les ouvertures sous un angle $\theta = 0^\circ$. L'équation 1.2 devient alors :

$$\phi = \varphi_{mod} = 2\pi \frac{\delta_{mod}}{\lambda_i} = 2\pi \nu_i \tau \quad \text{avec } \tau = \delta_{mod}/c \quad (1.4)$$

Si $\delta_{mod} \neq 0$ alors la différence de phase au niveau du détecteur dépend de la fréquence de l'onde monochromatique considérée.

Chacune des composantes monochromatiques donne alors son propre système de franges avec sa propre périodicité proportionnelle à λ_i . Au niveau du détecteur, on observe donc la somme des éclairements associés à chacune des composantes spectrales de la source. Il vient alors :

$$I_{tot} = \sum_i 2I_0(\nu_i) \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot \nu_i \cdot \tau)) \quad (1.5)$$

L'ensemble des interférogrammes se superpose conduisant à un brouillage du fait de la différence de phase ϕ dépendante de la fréquence. Cependant, pour une valeur de τ non nul, si le spectre est suffisamment étroit, le brouillage des franges n'est pas complet et l'interférogramme modulé en amplitude reste observable. Prenons par exemple un spectre rectangulaire de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$. La différence maximale de phase sur ce spectre est de $\Delta\phi = 2\pi\Delta\nu\tau$. L'interférogramme résultant ne sera pas brouillé à la condition que la variation de phase $\Delta\phi$ soit négligeable devant 2π :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &\ll 2\pi \\ \Leftrightarrow \tau &\ll 1/\Delta\nu \end{aligned} \quad (1.6)$$

On définit alors le temps de cohérence par $\tau_c = 1/\Delta\nu$ ainsi que la longueur de cohérence :

$$L_c = c\tau_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.7)$$

De plus, le nombre de franges depuis le maximum jusqu'au premier minimum nul de l'enveloppe des franges correspond à :

$$N_{franges} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1.8)$$

La figure 1.2 montre une simulation d'un interférogramme polychromatique.

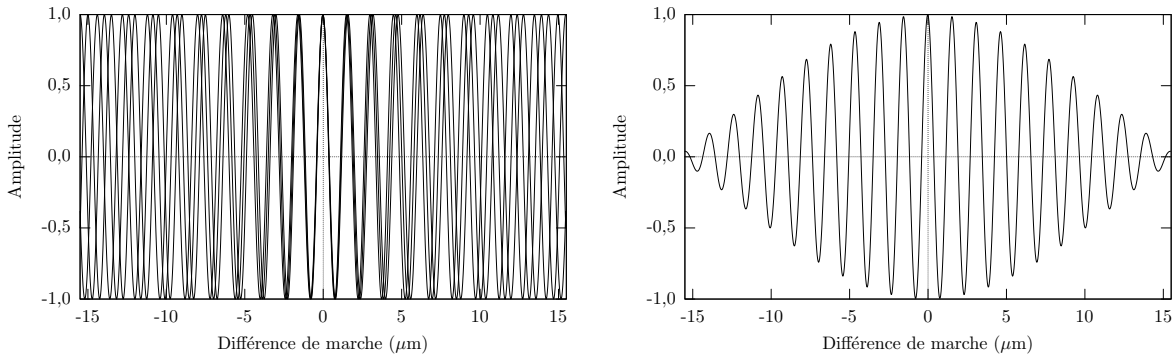


FIG. 1.2 – Interférogramme large bande. La sommation de toutes les composantes spectrales à gauche donne l'interférogramme de droite.

* Les interférogrammes sont normalisés et centrés

L'illustration ci-dessus utilise la somme de trois interférogrammes monochromatiques :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= I_{\lambda_1} + I_{\lambda_2} + I_{\lambda_3} \\ &= 2I_0 \cdot \left[3 + \cos\left(2\pi \cdot \frac{\delta_{mod}}{\lambda_1}\right) + \cos\left(2\pi \cdot \frac{\delta_{mod}}{\lambda_2}\right) + \cos\left(2\pi \cdot \frac{\delta_{mod}}{\lambda_3}\right) \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les longueurs d'onde utilisées pour faire cette simulation sont $\lambda_1 = 1500$ nm, $\lambda_2 = 1550$ nm et $\lambda_3 = 1600$ nm, δ_{mod} est la différence de marche.

Cohérence spatiale

Prenons maintenant une source monochromatique mais étendue et incohérente spatialement. Dans un dispositif type trous de Young, chacun des points de la source est vu par les ouvertures sous un angle θ_i et donne des interférogrammes de même fréquence mais déphasés par rapport aux autres. L'interférogramme résultant sera la somme des éclairissements de tous ces interférogrammes élémentaires :

$$I_{tot} = \sum_i 2I_i \cdot \left(1 + \cos(2\pi \cdot \nu \cdot \tau_i + \varphi_{mod}) \right) \quad \text{avec } \tau_i = \frac{\theta_i B}{c} \quad (1.10)$$

De même que dans le cas de la cohérence temporelle, pour ne pas avoir de brouillage de l'interférogramme résultant, il est nécessaire que la variation du déphasage $\Delta\phi$ soit très inférieure à 2π ce qui se traduit par :

$$\frac{\theta B}{\lambda} \ll 1 \quad (1.11)$$

La figure 1.3 montre un exemple d'interférogramme obtenu avec une source monochromatique étendue spatialement.

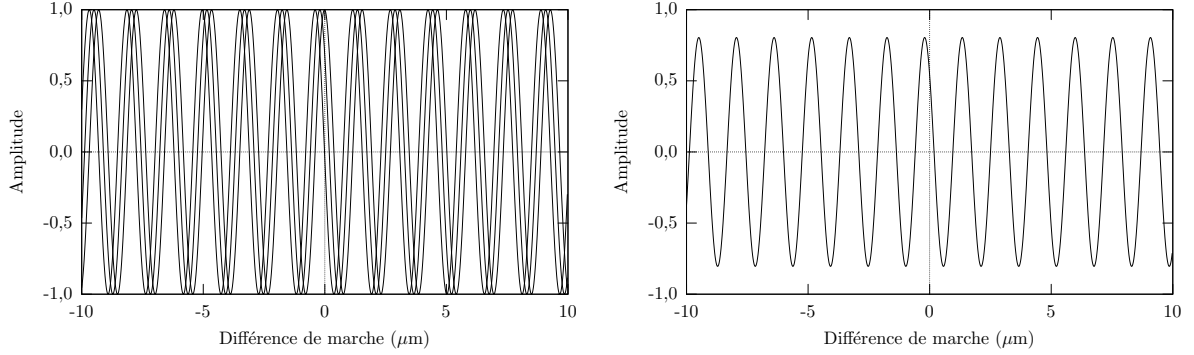


FIG. 1.3 – Interférogramme* d'une source étendue spatialement. La sommation de chaque interférogramme généré par un point de la source à gauche donne l'interférogramme de droite.
* Les interférogrammes sont normalisés et centrés

Dans ce cas, trois interférogrammes provenant de trois points de la source différents sont additionnés :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= I_{\phi_1} + I_{\phi_2} + I_{\phi_3} \\ &= 2I_0 \cdot \left[3 + \cos(\varphi_1 + \varphi_{mod}) + \cos(\varphi_2 + \varphi_{mod}) + \cos(\varphi_3 + \varphi_{mod}) \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

où $\varphi_i = 2\pi \frac{\theta_i B}{\lambda}$. Les graphes correspondent à une source émettant à 1550 nm. Les trois points de la source ont une amplitude égale et ont respectivement des déphasages de 0, $\pi/4$ et $\pi/8$ rad.

Degré de cohérence spatiale

Pour simplifier les équations, nous nous intéresserons au cas unidimensionnel.

Notons $I(\theta)$ la distribution angulaire de l'intensité de la source, en supposant que φ_{mod} est indépendant de θ , l'éclairement reçu par le détecteur est :

$$\begin{aligned} I_{tot} &= \int 2I(\theta) \left(1 + \cos(\varphi + \varphi_{mod}) \right) d\theta \\ &= 2I_0 \cdot \left(1 + \int \frac{I(\theta)}{I_0} \cos(\varphi + \varphi_{mod}) d\theta \right) \\ &= 2I_0 \cdot \left(1 + \Re \left\{ \int \frac{I(\theta)}{I_0} \cdot e^{j(\varphi + \varphi_{mod})} d\theta \right\} \right) \\ &= 2I_0 \cdot \left(1 + \Re \left\{ e^{j\varphi_{mod}} \cdot TF[I(\theta)] \right\} \right) \\ &= 2I_0 \cdot \left(1 + |TF[I(\theta)]| \cdot \cos(\varphi_{TF[I(\theta)]} + \varphi_{mod}) \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

où $I_0 = \int I(\theta) d\theta$ et $TF[]$ désigne la transformée de Fourier.

On peut retrouver dans cette expression le contraste des franges d'interférences qui vaut :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = |TF[I(\theta)]| \quad (1.14)$$

La visibilité complexe des franges est alors définie par :

$$\mathcal{V} \propto TF[I(\theta)] \quad (1.15)$$

Cette relation est connue sous le nom de théorème de Zernike-Van Cittert.

La détermination expérimentale de $\mathcal{V}$ à partir des franges d'interférence permet de connaître la transformée de Fourier de l'objet et d'avoir ainsi des informations sur $I(\theta)$. Il est possible en particulier de déterminer le diamètre apparent de la source. Appliquée à l'astronomie, cette technique est appelée *synthèse d'ouverture*.

Exemple simple de synthèse d'ouverture

La figure 1.4 montre le principe d'un interféromètre stellaire à deux voies.

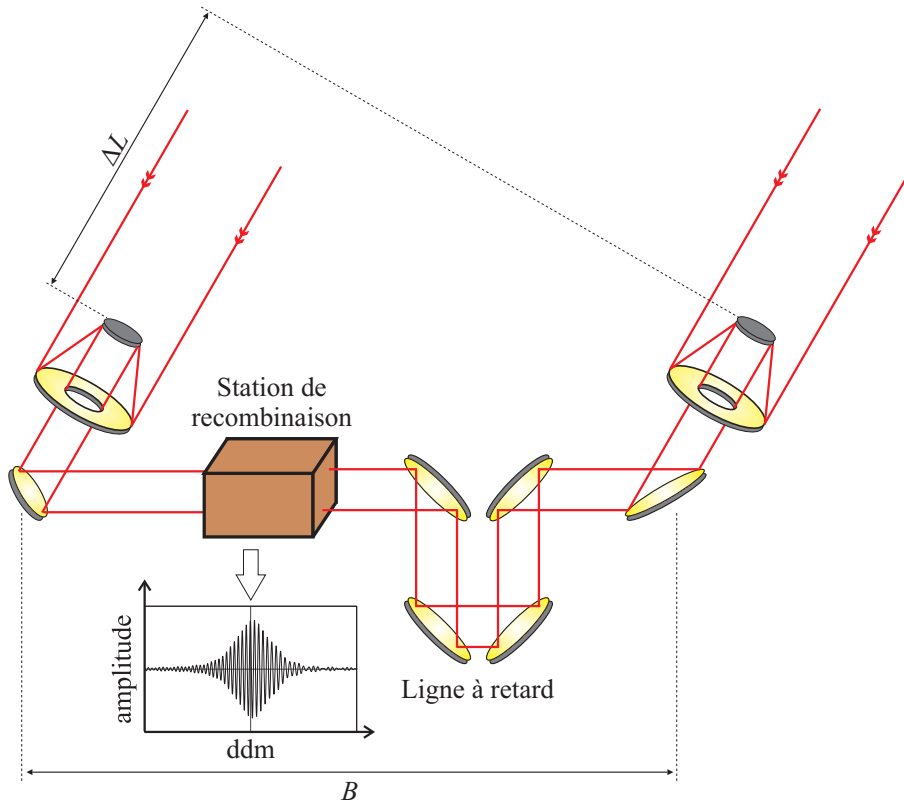


FIG. 1.4 – Principe d'un interféromètre optique. Les deux télescopes pointent la même étoile. La ligne à retard permet de compenser la différence de chemin ΔL . Les faisceaux sont ensuite recombinaison au niveau de la station de recombinaison afin d'obtenir les franges d'interférences.

Que mesure-t-on avec un tel instrument ?

La technique de synthèse d'ouverture permet aux astronomes de mesurer, notamment, le diamètre des étoiles en utilisant la théorie vue dans les sections précédentes. En effet, si l'on considère que l'étoile observée est une source circulaire de diamètre apparent θ et de brillance uniforme, l'utilisation du théorème de Zernike-Van Cittert permet de trouver :

$$\mathcal{V} = 2\lambda \cdot \frac{J_1(\pi\theta N_\theta)}{\pi\theta N_\theta} \quad (1.16)$$

où J_1 désigne la fonction de Bessel de première espèce possédant comme première racine $1,22\pi$; $N_\theta = \lambda/B$ est la fréquence spatiale.

En conséquence, lorsque l'on augmente la base de l'instrument interférométrique B , c'est-à-dire la distance qui sépare les deux télescopes de l'interféromètre, le contraste des franges observées diminue. Il est possible de voir la première annulation du contraste pour une base convenablement choisie en fonction de l'objet observé. Ainsi, θ peut être évalué en utilisant la loi de Fizeau : lorsque le contraste des franges s'annule pour la première fois, θ est déterminé par la mesure de B connaissant λ . Ceci nous permet d'avoir accès à la résolution angulaire θ de l'instrument définie par :

$$\theta = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{B} \quad (1.17)$$

où λ est la longueur d'onde en mètre et B la base en mètre.

On exprime également souvent θ en seconde d'arc (noté as), on a alors :

$$\theta = 0,25 \cdot \frac{\lambda}{B} \quad (1.18)$$

avec θ en as, λ en μm et B en m.

Clôture de phase

Pour reconstruire une image à partir de données interférométriques, le théorème de Zernike-Van Cittert nous apprend que nous avons non seulement besoin du module de la fonction de visibilité complexe des franges mais aussi de sa phase qui est égale à $\arg TF[I(\theta)]$.

Pour une observation au sol, cette phase va être affectée par la turbulence atmosphérique. Si on utilise un interféromètre à deux télescopes, il ne sera pas possible de mesurer cette erreur aléatoire. En revanche, en utilisant au moins trois télescopes, la technique dite de " clôture de phase " nous permettra de contourner les défauts de phase dus à l'atmosphère moyennant une perte d'information. Cette technique a été utilisée dans un premier temps en radioastronomie. Elle a été proposée pour l'interférométrie optique par Jennison [Jen 61] et surtout par Rogstad en 1968 [Rog 68]. Mais les premières mesures sur le ciel n'ont été réalisées qu'en 1984 et publiées en 1986 par Baldwin [Bal 86].

Prenons le cas d'un interféromètre à trois ouvertures T_1 , T_2 et T_3 comme représenté sur la figure 1.5. Les visibilités des différents systèmes de franges d'interférences vont s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{12} &= C_{12} \cdot \exp[j \cdot (\psi_1 - \psi_2 + \varphi_{12})] \\ \mathcal{V}_{23} &= C_{23} \cdot \exp[j \cdot (\psi_2 - \psi_3 + \varphi_{23})] \\ \mathcal{V}_{13} &= \underbrace{C_{13}}_{\substack{\text{Module du spectre} \\ \text{de l'objet}}} \cdot \exp[j \cdot (\underbrace{\psi_1 - \psi_3}_{\substack{\text{Phase} \\ \text{aléatoire}}} + \underbrace{\varphi_{13}}_{\substack{\text{Phase} \\ \text{de l'objet}}})] \end{aligned} \quad (1.19)$$

Dans ces équations, ψ_i est le piston¹ dû à la turbulence atmosphérique devant l'ouverture T_i , φ_{ij} est la phase provenant du spectre de l'objet vu de la base $\vec{b}_{ij}$ reliant les télescopes T_i et T_j . La phase mesurée expérimentalement sur chaque signal interférométrique correspond donc à :

$$\phi_{ij} = \psi_i - \psi_j + \varphi_{ij} \quad (1.20)$$

¹piston : différence de phase aléatoire introduite longitudinalement par les turbulences entre les télescopes du système. On considère que le piston est constant pendant la durée de l'acquisition.

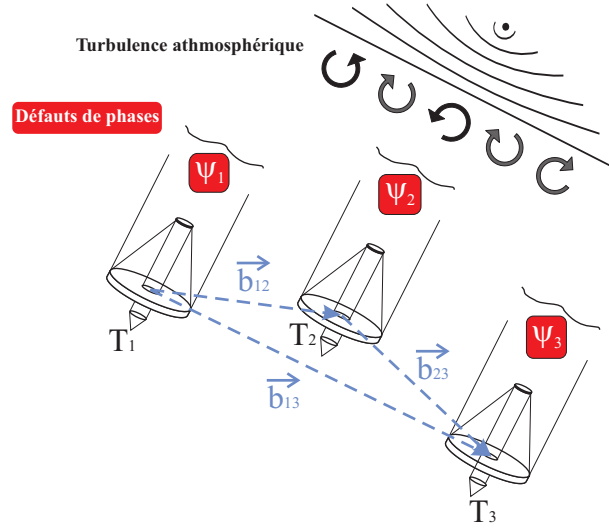


FIG. 1.5 – Interféromètre à trois télescopes avec turbulence atmosphérique : des défauts de phase supplémentaires, ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 , apparaissent à cause de cette turbulence

De plus, les bases $\vec{b}_{ij}$ obéissent à la relation suivante :

$$\vec{b}_{12} + \vec{b}_{23} - \vec{b}_{13} = \vec{0} \quad (1.21)$$

en conséquence, pour fabriquer une information indépendante de la turbulence atmosphérique, on définit la clôture de phase par la combinaison linéaire des phases :

$$\begin{aligned} \phi &= (\psi_1 - \psi_2 + \varphi_{12}) + (\psi_2 - \psi_3 + \varphi_{23}) - (\psi_1 - \psi_3 + \varphi_{13}) \\ &= \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13} \end{aligned} \quad (1.22)$$

$$(1.23)$$

Comme on peut le voir dans l'équation 1.23, la clôture de phase est donc indépendante de la phase supplémentaire introduite par la turbulence atmosphérique. Il est à noter que ce terme de clôture est également insensible à tout défaut résiduel de phase lié à l'instrument. Notons quand même que cette propriété est obtenue au prix d'une perte des 2/3 de l'information de phase.

L'utilisation de cette technique est possible à partir de 3 télescopes et plus. Pour N télescopes, le nombre de phases mesurables correspond au nombre d'associations de télescopes 2 à 2 soit $\frac{N \cdot (N-1)}{2}$. Le nombre de clôtures de phase indépendantes est lui égal à $\frac{(N-1) \cdot (N-2)}{2}$. Un degré d'information de phase est alors défini par le rapport du nombre de clôtures de phase indépendantes sur le nombre de phases mesurables. Ce rapport vaut $\frac{N-2}{N}$. Le tableau 1.1 donne le degré d'information de phase en fonction du nombre de télescopes utilisés.

1.2 Des interféromètres classiques aux interféromètres fibrés

1.2.1 Les interféromètres stellaires en 2005

Le tableau 1.2 dresse une liste non-exhaustive des interféromètres stellaires en activité ou en cours de développement.

D'autres interféromètres sont actuellement au stade de l'étude :

TAB. 1.1 – Nombre de phases accessibles par clôture de phase

Nombre de télescopes N	Nombre de phases mesurables	Nombre de clôtures de phase indépendantes	Degré d'information de phase
3	3	1	33%
4	6	3	50%
5	10	6	60%
6	15	10	66%
8	28	21	75%

- Antarctic Plateau Interferometer (API, voir <http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/heberges/API/>),
- Stellar Imager (SI, <http://hires.gsfc.nasa.gov/~si/>),
- a space-based X-Ray Interferometer (MAXIM, <http://maxim.gsfc.nasa.gov/>),
- Submillimeter Probe of the Evolution of Cosmic Structure (SPECS) [LAB 04].

1.2.2 Les interféromètres fibrés

Pourquoi utiliser les fibres optiques en interférométrie astronomique ?

- Le premier avantage est lié au filtrage spatial que procurent les fibres [Hus 05]. En effet, la visibilité des franges d'interférences est fonction du recouvrement spatial des faisceaux qui est mis à mal par la turbulence atmosphérique. Il faut donc une très grande maîtrise spatiale des faisceaux pour étalonner l'interféromètre. La fibre optique unimodale permet d'effectuer un filtrage spatial de très bonne qualité après une longueur de propagation suffisante de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Les fluctuations spatiales sont transformées en fluctuations de flux lumineux qui sont faciles à contrôler en dérivant une partie des flux pour réaliser un contrôle photométrique.
- L'utilisation des fibres permet également de simplifier considérablement la mise en œuvre d'interféromètres stellaires : une fois la lumière injectée dans la fibre, on peut faire prendre n'importe quel trajet à la fibre et la lumière restera guidée. C'est l'équivalent des guides microondes en radioastronomie.
- De plus, elles procurent une excellente transmission optique et l'atténuation sera moins importante que dans des systèmes utilisant un grand nombre de miroirs pour les bandes spectrales où le matériau est transparent.
- Enfin, les connexions sont simples et rendent possible le couplage avec des composants d'optique intégrée ou guidée.

L'idée d'utiliser des fibres optiques en interférométrie astronomique revient à Claude Froehly en 1981 [Fro 81]. Les travaux de Shaklan et Roddier [Sha 87, Sha 88] ont montré que l'utilisation des fibres optiques pour l'interférométrie longue base était possible. Et c'est en 1991 que la première démonstration sur le ciel fut réalisée à l'aide de l'instrument FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) [Cou 92].

Aujourd'hui, parmi les interféromètres réalisés à partir d'optique guidée, FLUOR a obtenu de nombreux résultats sur l'interféromètre IOTA jusqu'à très récemment [Per 04]. L'instrument vient d'être déménagé sur CHARA [CBM 03]. Son "petit frère", le VLT Interferometer Com-

missioning Instrument (VINCI) [Ker 00] a été installé sur le VLTI et donne régulièrement des résultats astrophysiques [Fed 05, Ant 05].

Des instruments utilisant l'optique intégrée ont également été développés. C'est notamment le cas de Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera (IONIC) [BHK 03] installé sur IOTA et qui donne également des résultats sur le ciel [MTS 04].

À l'IRCOM, cela fait maintenant près de 20 ans que cette thématique de recherche est développée. Plusieurs thèses ont d'ailleurs été soutenues sur ce thème [Del 98, Sim 99a, Hus 01, Lon 02, Sag 03] au cours de ces dernières années.

Le laboratoire a donc acquis une grande expérience dans ce domaine et notamment dans l'utilisation des fibres optiques en silice.

TAB. 1.2 – Les interféromètres stellaires en 2005 (source <http://olbin.jpl.nasa.gov/links/index.html>)

Nom	Abréviation	Télescopes	Diamètre (m)	Base (m)	Bande spectrale
Center for High Angular Resolution Astronomy Array	CHARA	6	1	350	0,45 - 2,4 μm
Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope	COAST	5	0,40	5 - 48	0,65 - 1 / 1,3 - 2,2 μm
Grand Interféromètre à 2 Télescopes	GI2T	2	1,52	12 - 65	0,4 - 2,5 μm
Infrared-Optical Telescope Array	IOTA	3	0,45	5 - 38	V, R, I, J, H et K
Infrared Spatial Interferometer	ISI	2	1,65	4 - 75	9 - 12 μm
Keck Interferometer	KI	2 (4)	10	85 (25 - 124)	1,5 - 2,4 μm
Navy Prototype Optical Interferometer	NPOI	3	0,35	2 - 437	0,45 - 0,85 μm
Palomar Testbed Interferometer	PTI	2	0,40	110	1,5 - 2,4 μm
Sydney University Stellar Interferometer	SUSI	2	0,14	5 - 640	0,4 - 0,9 μm
Very Large Telescope Interferometer*	VLTi	4 + 4	8,2 + 1,8	8 - 200	1 - 2,5 et 10 - 20 μm
Projets au sol					
Large Binocular Telescope Interferometer	LBTi	2	8,4	14,4	3,5 - 25 μm
Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy	'OHANA	7	de 3 à 10 m	85 - 756	J, H, K
Magdalena Ridge Observatory Interferometer	MROI	10	1,4	8 - 400	0,6 - 2,4 μm
Projets spatiaux					
DARWIN	-	3 ou 6 ?	1,5 à 6	25 - 1000	IR
Terrestrial Planet Finder	TPF	4	3 à 6	200	Visible (TPF-C), IR (TPF-I)
Space Interferometry Mission	SIM	3	0,35	10	0,4 - 1,0 μm

* pour le VLTi, plusieurs instruments sont en cours d'utilisation. Citons notamment, The VLT INterferometer Commissioning Instrument (VINCI, bande K), Astronomical Multi-BEam combineR (AMBER, J, H et K) et MID-Infrared interferometric instrument for the VLTi (MIDI, 10 - 20 μm). D'autres sont en projet comme : Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry (PRIMA), Vlti Imaging with a Densified Array (VIDA), APerture Synthesis in the MID-Infrared (APreS-MIDI) et VITRUV.

1.3 La fibre optique

Dans cette section, je décris brièvement les différentes caractéristiques des fibres optiques [Lec 92].

1.3.1 Description

La fibre optique est un guide d'ondes diélectrique à symétrie circulaire. Une fibre classique est constituée d'un cœur d'indice n_c entouré d'une gaine optique d'indice n_g (figure 1.6). L'indice n_g est inférieur à l'indice n_c garantissant la condition de réflexion totale sur la gaine d'un rayon se propageant dans le cœur.

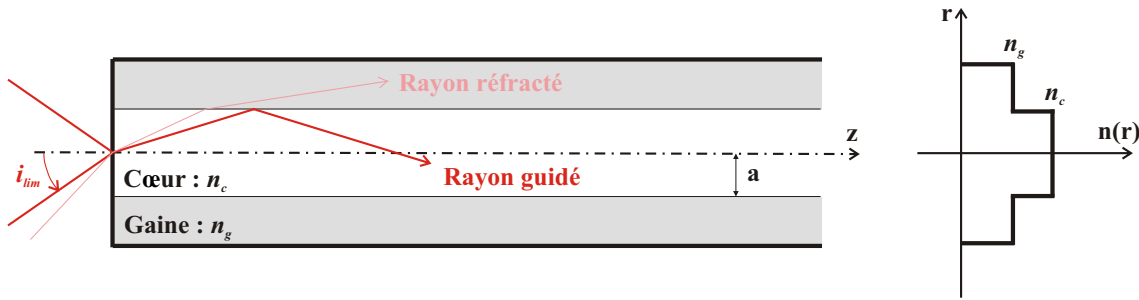


FIG. 1.6 – Schéma d'une fibre optique à saut d'indice

Mode de propagation

Pour qu'un champ électromagnétique $\left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{matrix} \right\}$ puisse se propager suivant l'axe z , il doit être solution de l'équation de propagation :

$$\Delta \left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{matrix} \right\} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{matrix} \right\} = 0 \quad (1.24)$$

Dans l'équation 1.24, n est l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière. Les solutions de l'équation de propagation sont recherchées sous la forme :

$$\vec{E} = \vec{e}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (1.25)$$

$$\vec{H} = \vec{h}(r, \phi) e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (1.26)$$

où $\vec{e}$ et $\vec{h}$ représentent les distributions d'amplitude du champ électromagnétique dans le plan (r, ϕ) et β représente la constante de propagation des ondes. Les solutions de ces équations sont appelées les **modes** de propagation du champ.

On distingue deux types de modes selon les conditions aux limites :

- si le champ électromagnétique s'annule à l'infini, le mode est dit *guidé*,
- dans le cas contraire, on parle alors de mode *rayonné*.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir ou pas des composantes longitudinales (suivant l'axe des z). Nous pouvons alors avoir des modes

Transverses Électriques TE_{lm} (la composante longitudinale de $\vec{E}$ est nulle) ou alors **Transverses Magnétiques** TM_{lm} (la composante longitudinale de $\vec{H}$ est nulle). Les paramètres l et m sont respectivement associés aux variables r et ϕ . La condition $l = 0$ signifie, par exemple, que les modes n'ont pas de dépendance azimutale et sont donc à symétrie circulaire. Les autres modes, pour lesquels les composantes de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ suivant z sont non nulles, sont appelés les modes hybrides HE_{lm} et EH_{lm} suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique.

Approximation du guidage faible

Dans une fibre optique standard la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible : de l'ordre de quelques 10^{-3} . On définit un nouveau paramètre, la différence relative d'indice :

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_c^2} \approx \frac{n_c - n_g}{n_c} \quad (1.27)$$

Pour pouvoir faire l'approximation de guidage faible, il faut alors que :

$$\Delta \ll 1 \quad (1.28)$$

Dans le cadre de cette approximation, les modes dits dégénérés possèdent la même constante de propagation axiale β . Ces champs modaux sont polarisés rectilignement et sont appelés modes **LP** (Linearly Polarised) [Glo 71].

Fréquence réduite

La résolution des équations de propagation dans la fibre et l'application des conditions aux limites à l'interface cœur/gaine permet de déterminer le terme de fréquence réduite V :

$$V = a \cdot k_0 \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.29)$$

où a représente le rayon du cœur de la fibre et k_0 la constante de propagation dans le vide.

C'est cette fréquence réduite qui va permettre de fixer le nombre de modes qui seront guidés par la fibre. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, on aura :

- si $V < 2,405$ un seul mode va alors se propager dans la fibre : c'est le mode fondamental HE_{11} , qui est aussi le mode LP_{01} dans l'approximation de guidage faible. Dans ce cas la fibre est dite **unimodale** ;
- si $V > 2,405$ plusieurs modes vont alors pouvoir se propager. A ce moment-là, la fibre sera dite **multimode**.

La fréquence réduite V dépend non seulement des paramètres de la fibre (indices et rayon du cœur) mais aussi du module du vecteur d'onde $|\vec{k}|$ et donc de λ .

Le mode de fonctionnement unimodal ou multimode de la fibre peut être déterminé par la longueur d'onde de coupure. Si la longueur d'onde du champ électromagnétique qui se propage dans la fibre est inférieure à la longueur d'onde de coupure, plusieurs modes vont alors pouvoir se propager le long du guide optique. La présence de plusieurs modes lors de la propagation dans de telles fibres donne lieu à des difficultés pour connaître la phase du rayonnement incident : on parle dans ce cas de dispersion intermodale.

1.3.2 Fibres optiques unimodales

Fréquence de coupure

Comme nous l'avons vu précédemment, pour qu'un seul mode se propage dans la fibre la condition sur la fréquence normalisée $V < 2,405$ doit être vérifiée. Le mode qui va se propager dans la fibre est alors le mode LP_{01} . La longueur d'onde de coupure s'écrit :

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{2,405} \cdot a \cdot \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.30)$$

Le tableau 1.3 donne un ordre de grandeur des dimensions des cœurs associées aux longueurs d'onde de coupure pour être en régime unimodal.

TAB. 1.3 – Rayon du cœur de la fibre en fonction de la longueur d'onde guidée afin d'obtenir le régime unimodal. Les calculs ont été réalisés en supposant que l'indice de la gaine n_g était celui de la silice (calculé à partir de la formule de Malitson [Mal 65]) et en prenant $\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$.

λ_c (nm)	Rayon de cœur maximal a (μm)
670	2,1
980	3,1
1300	4,1
1550	4,9

Biréfringence

Définition

Dans une fibre unimodale supposée isotrope, le mode guidé LP_{01} est constitué de deux modes dégénérés de polarisations orthogonales ayant même constante de propagation (figure 1.7). Dans cette fibre idéale, la propagation s'effectue donc sans modification de l'état de polarisation du champ.

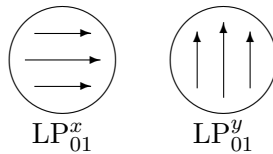


FIG. 1.7 – Direction de polarisation pour le mode LP_{01}

En réalité, les défauts de fabrication affectant la géométrie circulaire des fibres et les éventuelles contraintes extérieures conduisent à la levée de la dégénérescence entre ces deux modes de polarisation. Le guide optique devient biréfringent. Il en résulte un déphasage entre les deux modes propres du champ guidé, conduisant à une variation de l'état de polarisation au cours de la propagation. Les contraintes introduites sur la fibre étant complexes, il est difficile de maîtriser l'état de polarisation en sortie d'une telle fibre. Cependant, certains types de fibres appelés fibres à maintien de polarisation possèdent deux modes propres de polarisation qui se propagent sans

couplage du fait d'une importante différence des constantes de propagation associées à chacun des modes. Lors de la fabrication de ces fibres, on introduit une forte biréfringence intrinsèque en rompant la symétrie circulaire de la fibre. Il existe trois types de fibres à maintien de polarisation (figure 1.8) :

- la fibre panda,
- la fibre bow-tie,
- la fibre à cœur elliptique.

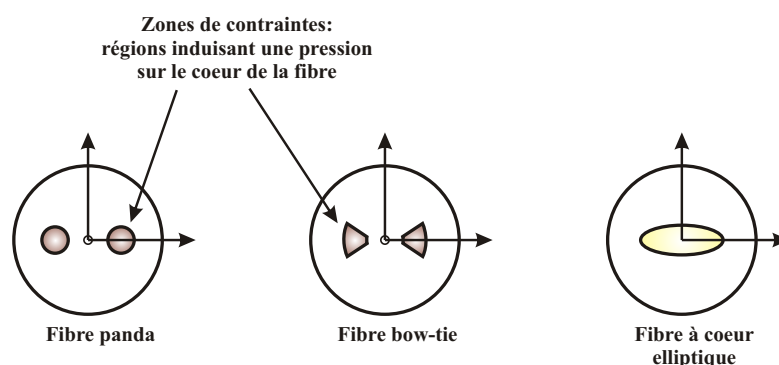


FIG. 1.8 – Les trois types de fibres à maintien de polarisation. L'axe lent de polarisation est aligné avec l'axe des contraintes (axe horizontal), l'axe rapide est orthogonal à celui-ci (axe vertical).

Les modes propres de polarisation se propagent dans la fibre sans modification de leur état de polarisation. Ils diffèrent l'un de l'autre par leurs vitesses de propagation (V_φ et V_g), et donc par leur constante de propagation. La direction de ces deux modes orthogonaux définit les axes neutres de la fibre : l'un est appelé axe lent, l'autre axe rapide. L'utilisation correcte de ces fibres à maintien de polarisation nécessite une recherche de la direction de ces axes neutres. Une première méthode grossière consiste à visualiser (quand cela est possible) à l'aide d'une caméra la coupe transversale de la fibre et orienter ainsi les zones de contraintes toujours de la même façon comme on peut le voir sur la photo de la figure 1.9.

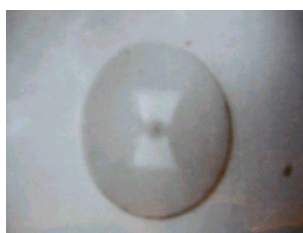


FIG. 1.9 – Vue en coupe d'une fibre maintien de polarisation bow-tie pour l'alignement des axes neutres

Pour vérification et détermination des taux d'extinction, on utilise la méthode des polariseurs croisés. On recherche ainsi le taux d'extinction (défini dans la section suivante) maximal entre polarisations en pivotant les axes de la fibre.

Taux d'extinction

Le taux d'extinction est défini par :

$$\tau = \frac{I_p}{I_s + I_p} \quad (1.31)$$

où I_s est le flux sur l'axe neutre voulu et I_p est le flux sur l'axe parasite.
Le taux d'extinction est souvent exprimé en décibel (dB) :

$$\tau_{dB} = 10 \log \frac{I_p}{I_s + I_p} \quad (1.32)$$

En cas de diaphonie lors d'une connexion entre deux tronçons, il va se produire un désalignement des axes et le nouveau taux d'extinction ξ s'écrit :

$$\xi = 10 \log \left[(1 - 10^{+\frac{\tau}{10}}) \cdot \sin^2 \theta + 10^{+\frac{\tau}{10}} \cdot \cos^2 \theta \right] \quad (1.33)$$

où θ représente le désalignement entre les axes [Hus 01]. Pour pouvoir écrire cette équation, il faut faire l'hypothèse que les flux provenant de chacun des axes de polarisation se superposent de façon incohérente.

À titre d'exemple, nous avons constaté que lors d'une connexion il pouvait y avoir un désalignement des axes jusqu'à 8° . Ceci est principalement dû aux jeux mécaniques existant dans les connexions de type FC/PC. Si le taux d'extinction initial est $\tau = -20$ dB, avec un tel désalignement, on aura un nouveau taux d'extinction $\xi = -15,4$ dB.

Approximation gaussienne du mode

La distribution radiale du champ $E_x(r)$ du mode LP_{01} est décrite par des fonctions de Bessel et de Hankel pour une fibre à saut d'indice. Une modélisation satisfaisante peut être réalisée par une fonction gaussienne :

$$E_x(r) = E_0 \cdot \exp \left(-\frac{r^2}{w_0^2} \right) \quad (1.34)$$

où $2w_0$ est appelé diamètre du mode (ou diamètre du champ de mode) et dépend de la longueur d'onde.

Ouverture Numérique

On définit l'ouverture numérique d'une fibre par :

$$ON = \sin i_{lim} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.35)$$

où i_{lim} est l'angle d'incidence limite pour lequel on aura les conditions de réflexion totale interne. En pratique, lors des mesures, on utilisera l'approximation gaussienne du mode pour évaluer cette ouverture numérique. La norme utilisée dans les télécommunications consiste à prendre la différence d'angles entre les deux positions pour lesquelles on a 5% du maximum de l'amplitude (équivalent à -13 dB).

Dispersion chromatique

Lors de la propagation d'une onde polychromatique dans une fibre optique, chaque composante spectrale se propage dans un milieu matériel d'indice de réfraction n à la vitesse de phase V_ϕ :

$$V_\phi = c/n \quad (1.36)$$

où c est la vitesse de la lumière et n représente l'indice de réfraction du matériau, dépendant de la longueur d'onde λ . La propagation de l'énergie ou du paquet d'ondes s'effectue à la vitesse de groupe V_g :

$$V_g = c/N_g \quad (1.37)$$

avec N_g indice de groupe défini à partir de l'indice de phase n par :

$$N_g = n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (1.38)$$

Les conséquences du phénomène de dispersion chromatique dans une fibre optique unimodale peuvent être illustrées par la figure 1.10 qui représente le flux reçu par le détecteur avant et après propagation dans une fibre optique.

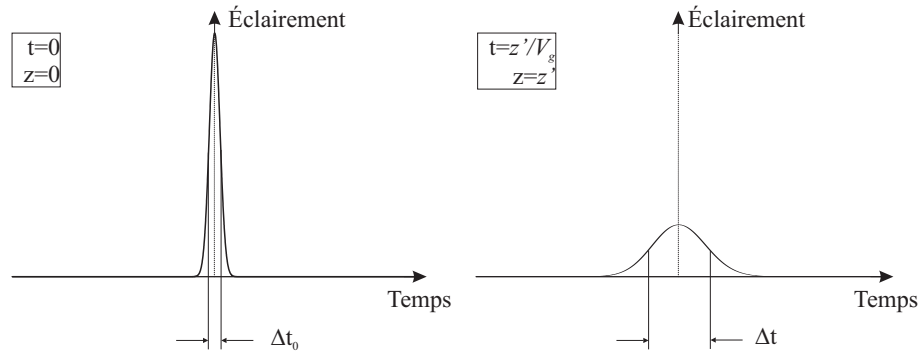


FIG. 1.10 – Exemple d'élargissement temporel d'une impulsion dans une fibre optique. Propagation d'une impulsion de largeur spectrale $\Delta\lambda$ centrée sur une longueur d'onde moyenne λ_0 et de durée initiale $\Delta t_0 \approx 1/\Delta\nu$. À l'instant $t = 0$, on envoie une impulsion de largeur Δt_0 et d'amplitude A_0 (gauche). Après avoir parcouru une distance z' dans la fibre optique (instant $t' = \frac{z'}{V_g}$), en présence de dispersion chromatique, on constate un élargissement de l'impulsion Δt ainsi qu'une diminution de l'amplitude crête (droite).

La propagation induit un allongement temporel du paquet d'ondes et une diminution de l'amplitude crête. Trois paramètres influent sur cet allongement :

- la dispersion des vitesses de groupe ;
- la longueur de fibre sur laquelle l'impulsion s'est propagée ;
- la largeur spectrale de cette impulsion.

La dispersion des vitesses de groupe D est évaluée à partir de la dispersion du temps de groupe normalisé τ_g en fonction de la longueur d'onde :

$$D = \frac{\delta\tau_g}{\delta\lambda} = -\frac{\nu^2}{c} \cdot \frac{\delta\tau_g}{\delta\nu} \quad (1.39)$$

avec :

$$\begin{aligned}\tau_g &= N_g/c = 1/V_g \\ &= \frac{\delta\beta}{\delta\omega} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\delta\beta}{\delta\nu}\end{aligned}\quad (1.40)$$

où c est la vitesse de la lumière et $\omega = 2\pi \cdot c/\lambda$.

On trouve alors l'expression de D en fonction de $\frac{\delta^2\beta}{\delta\nu^2}$:

$$D = -\frac{\nu^2}{2\pi c} \frac{\delta^2\beta}{\delta\nu^2} \quad (1.41)$$

On peut également écrire D en considérant les origines physiques de cette dispersion. D peut, en effet, se décomposer en trois parties [Gam 79] :

- la dispersion due aux matériaux constituant la fibre, dite dispersion du matériau, D_m ;
- la dispersion due à sa structure géométrique, appelée dispersion de guide, D_g ;
- la dispersion de profil, D_p . Ce terme est proportionnel à la variation de la différence d'indices entre le cœur et la gaine en fonction de la longueur d'onde. Dans notre cas, nous considérerons $n_c - n_g$ constant et D_p n'interviendra donc pas dans le calcul décrit ci-après.

On peut alors écrire :

$$D = D_m + D_g \quad (1.42)$$

Plus concrètement, la dispersion du matériau, est égale à :

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{\delta^2 n}{\delta\lambda^2} \quad (1.43)$$

Elle résulte de la dépendance de l'indice de réfraction n vis-à-vis de la longueur d'onde λ .

Il est à noter que, dans le cas de l'approximation de guidage faible, on pourra assimiler la dispersion du matériau à la dispersion de la silice.

La dispersion du guide provient du fait que la distribution lumineuse du mode fondamental sur le cœur et la gaine est une fonction de la longueur d'onde. Par conséquent, elle dépend de la géométrie du guide et de la différence d'indice entre le cœur et la gaine. Pour une fibre à saut d'indice, il vient :

$$D_g = -\frac{\Delta n}{c \cdot \lambda} \cdot V \cdot \frac{\delta^2(V \cdot b)}{\delta V^2} \quad (1.44)$$

où Δn est la différence entre les indices de cœur et de gaine, b est la constante de propagation normalisée définie par :

$$b = \frac{n_e^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.45)$$

avec n_e l'indice effectif du guide qui dépend à la fois du matériau et du guide, et V est la fréquence réduite.

On en déduit que :

$$D = D_m + D_g = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{\delta^2 n}{\delta\lambda^2} - \frac{\Delta n}{c \cdot \lambda} \cdot V \cdot \frac{\delta^2(V \cdot b)}{\delta V^2} \quad (1.46)$$

À titre d'exemple la figure 1.11 illustre l'évolution des différents types de dispersion chromatique : dispersion de matériau, dispersion de guide et dispersion totale.

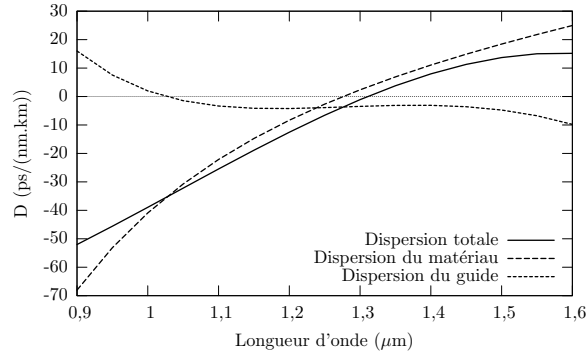


FIG. 1.11 – Exemple de courbe de dispersion chromatique pour une fibre SMF28 : elle représente la dispersion chromatique du mode fondamental. Cette simulation a été réalisée par Laurent Labonté de l'équipe OGI de l'IRCOM en prenant un diamètre de cœur de $9,3 \mu\text{m}$, un indice de cœur de $1,448$ et un indice de gaine de $1,444$ (ce qui correspond à une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1,3 \mu\text{m}$).

1.3.3 Nouvelles fibres optiques : les fibres à cristaux photoniques

Un nouveau type de fibre a vu le jour en 1996 : la fibre à cristaux photoniques couramment appelée PCF (*Photonic Crystal Fiber* en anglais). C'est d'ailleurs cette écriture que j'adopterai dans la suite du manuscrit lorsque je parlerai de fibres à cristaux photoniques².

La première PCF à guidage par réflexion totale interne a été fabriquée par une équipe de l'université de Bath en Angleterre [Kni 96]. Ce type de fibre possède des propriétés intéressantes en terme de caractère unimodal et de dispersion chromatique. Ces caractéristiques sont ajustables en fonction des paramètres optogéométriques de la fibre.

Actuellement, leurs principales applications se trouvent dans les domaines de la métrologie [HZU 01], de l'optique non linéaire [Cha 04] et de la tomographie [Wan 03].

Une PCF est une fibre avec un cœur en silice pure entouré de plusieurs couches de trous d'air qui jouent le rôle de gaine optique. La figure 1.12 présente les paramètres géométriques d'une telle fibre.

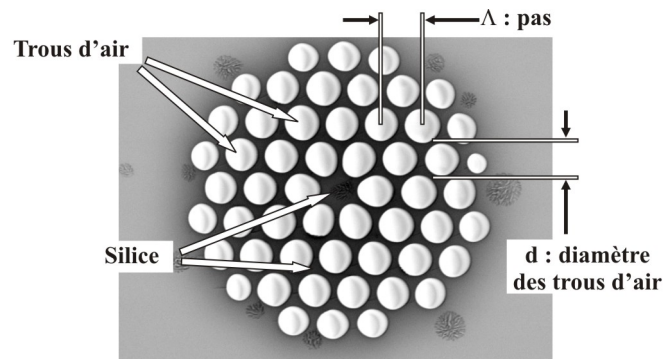


FIG. 1.12 – Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres

²Il existe en fait deux types de PCF : les fibres à guidage par bande interdite photonique et les fibres à guidage par réflexion totale interne. C'est ce dernier type que je décrirai et que j'utiliserai dans la suite du manuscrit.

Ces paramètres sont :

- d , le diamètre des trous ,
- Λ , le pas qui est la distance entre les trous.

Il est possible de faire l'analogie entre les paramètres des PCFs et d'une fibre à saut d'indice [BMK 99, Bre 00]. La figure 1.13 représente très schématiquement les variations d'indice moyen dans une PCF.

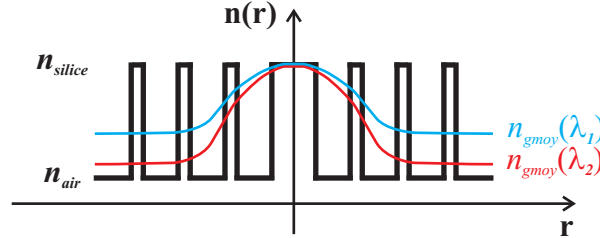


FIG. 1.13 – Variation schématique d'indice dans une PCF. La courbe noire représente le profil d'indice dans une PCF, $n_{gmoy}(\lambda_i)$ représente l'indice moyen de la gaine à la longueur d'onde λ_i . Ici, $\lambda_1 < \lambda_2$.

Cette représentation tient compte uniquement de ce qui se passe dans une dimension de la PCF.

Ainsi, la présence des trous d'air est à l'origine du guidage dans le cœur de silice. L'évolution de l'indice moyen vu par les différentes longueurs d'onde conduit à une ouverture numérique dépendante de la longueur d'onde et à un mode de diamètre quasi constant.

Ce qu'il faut souligner ici c'est le fait que ce nouveau type de fibre possède des propriétés intéressantes notamment en terme de caractère unimodal et de dispersion chromatique.

Chapitre 2

L'interféromètre fibré

Sommaire

2.1	“ Cahier des charges ”	25
2.2	Généralités	26
2.3	Dispersion chromatique différentielle	27
2.3.1	Dégradation du contraste	27
2.3.2	Illustration de l'effet de la dispersion chromatique différentielle	29
2.3.3	Technique de mesure de l'effet différentiel de dispersion chromatique	31
2.3.4	Unités utilisées	33

Dans ce chapitre, je reprends des éléments de théorie développés au chapitre 1.3 pour les appliquer au cas d'un interféromètre fibré.

J'insisterai tout particulièrement sur la dispersion chromatique différentielle car c'est l'une des caractéristiques essentielles à maîtriser et à étudier dans nos montages interférométriques.

2.1 “ Cahier des charges ”

Quelles sont les conditions à respecter pour pouvoir utiliser des fibres optiques dans le domaine de l'interférométrie ?

- Dans le cadre d'un système où la cohérence de la lumière doit être gardée comme dans le cadre de nos applications interférométriques, nous utiliserons des fibres optiques unimodales. En effet, avec ce type de fibre, l'unicité du chemin optique permet de s'affranchir du problème de dispersion intermodale.
- Dans un interféromètre, si l'état de polarisation des champs interférants n'est plus contrôlé, l'étalonnage du contraste des franges d'interférences n'est plus possible. La polarisation doit donc être contrôlée et pour cela nous utiliserons des fibres à maintien de polarisation. Il sera alors nécessaire soit de travailler avec une source polarisée rectilignement, soit de séparer les deux modes de polarisation à la sortie de la fibre optique.
- Enfin, en interférométrie, une attention toute particulière doit être accordée à la dispersion chromatique *différentielle*. En effet, peu importe la dispersion chromatique intrinsèque d'une fibre du moment que les fibres qui composent l'interféromètre possèdent la même dispersion chromatique induisant donc les mêmes effets sur les champs.

2.2 Généralités

Décrivons un peu plus précisément le cas d'un interféromètre fibré à deux bras et possédant une ligne à retard dans l'air dont le schéma est donné figure 2.1.

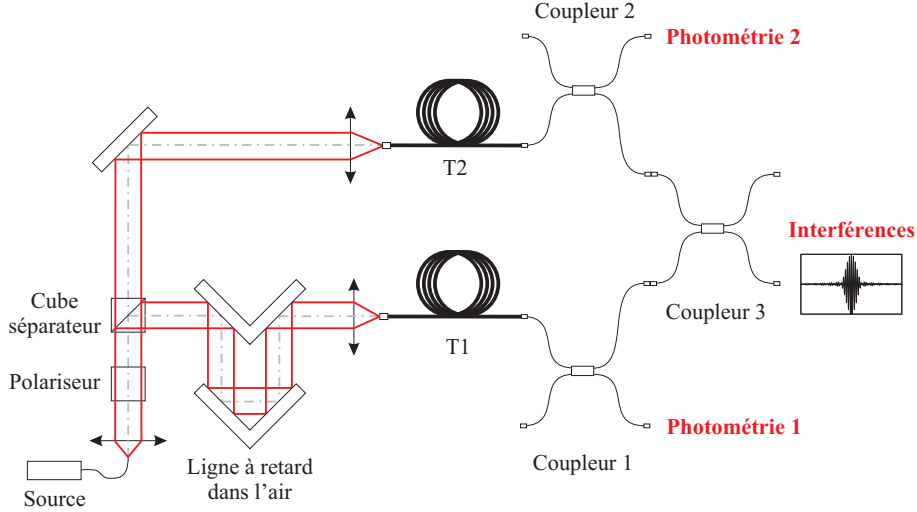


FIG. 2.1 – Exemple de schéma d'un interféromètre fibré. La source fibrée est collimatée et passe à travers un cube polariseur pour sélectionner un mode de polarisation. Le faisceau est ensuite séparé en deux grâce à un cube séparateur et alimente ainsi les deux bras de l'interféromètre. Une ligne à retard dans l'air permet l'égalisation des trajets optiques, sa motorisation permet la modulation temporelle du chemin optique. Ensuite, la lumière est injectée dans les deux fibres unimodales à maintien de polarisation. Les faisceaux sont enfin recombinaisonnés grâce à une cascade de trois coupleurs unimodaux à maintien de polarisation qui permettent d'avoir simultanément le flux provenant des voies photométriques et des voies interférométriques.

Dans le cas où la source est une source monochromatique, l'éclairement vu par le détecteur est :

$$I = (I_1 + I_2) \cdot [1 + C \cdot \cos(\phi)] \quad (2.1)$$

avec I_1 et I_2 les niveaux d'éclairement des champs sur chacune des deux voies de l'interféromètre et C le contraste des franges d'interférences.

Le contraste peut se décomposer sous la forme :

$$C = C_{instrumental} \cdot C_{photométrique} \cdot C_{objet} \quad (2.2)$$

L'interféromètre étant illuminé par une source ponctuelle, on aura $C_{objet} = 1$.

De plus, en supposant que les défauts dus à l'instrument sont décorrélés, il vient :

$$C_{instrumental} = C_{spatial} \cdot C_{polarisation} \quad (2.3)$$

et donc, on peut écrire que :

$$C = C_{spatial} \cdot C_{polarisation} \cdot C_{photométrique} \quad (2.4)$$

C peut donc être dégradé par 3 paramètres qui sont :

- $C_{spatial}$. En prenant une fibre unimodale en sortie de l'interféromètre, les effets dus à un mauvais recouvrement des champs seront filtrés. Ainsi, il vient $C_{spatial} = 1$;

- $C_{photométrique} = \frac{2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2}$: la différence de flux lumineux sur les deux bras (I_1 et I_2) de l'interféromètre. En mesurant le flux sur chacune des deux sorties photométriques nous pouvons normaliser le signal interférométrique et donc effectuer une correction photométrique du contraste.
- $C_{polarisation}$: les effets de polarisation. Au niveau des connexions, les axes neutres des guides peuvent ne pas être rigoureusement alignés ce qui entraîne des couplages entre modes propres de polarisation se répercutant sur le contraste. Un soin particulier doit donc être apporté lors de la recherche et de l'alignement des axes neutres afin de limiter la dégradation du contraste.

Évaluons donc $C_{polarisation}$ quantifiant la baisse de contraste imputable aux effets de polarisation. Lors de la caractérisation des différents composants nous travaillerons avec une source large bande polarisée rectilignement. Notons que les longueurs de battement des fibres étant petites comparativement aux longueurs de fibres utilisées (de la dizaine à la centaine de mètres), la différence de temps de groupe entre les deux polarisations sera donc importante. En conséquence, les couplages liés aux défauts de connexion se traduisent par une superposition incohérente des puissances lumineuses. L'éclairement vu par le détecteur à la sortie du mélange interférométrique s'écrit alors :

$$I = I_{s_1} + I_{p_1} + I_{s_2} + I_{p_2} + 2 \cdot \sqrt{I_{s_1} \cdot I_{s_2}} \cdot \cos(\phi) \quad (2.5)$$

où I_{s_i} est l'éclairement sur le bras interférométrique i provenant de l'axe neutre voulu et I_{p_i} est l'éclairement sur le bras i dû à la propagation de la lumière sur l'axe parasite.

Les effets de polarisation conduisent donc à une dégradation de contraste d'un facteur :

$$\frac{2 \cdot \sqrt{I_{s_1} \cdot I_{s_2}}}{I_{s_1} + I_{p_1} + I_{s_2} + I_{p_2}} = \underbrace{\frac{2 \cdot \sqrt{I_{s_1} \cdot I_{s_2}}}{I_{s_1} + I_{s_2}}}_{C_{photométrique}} \cdot \underbrace{\frac{I_{s_1} + I_{s_2}}{I_{s_1} + I_{p_1} + I_{s_2} + I_{p_2}}}_{C_{polarisation}} \quad (2.6)$$

Pour simplifier, prenons le cas où $I_{s_1} = I_{s_2}$, sachant que le taux d'extinction sur le bras i est défini par $\tau_i = I_{p_i} / (I_{s_i} + I_{p_i})$, on obtient après simplification :

$$C_{polarisation} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau_1}{1 - \tau_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau_2}{1 - \tau_2}} \quad (2.7)$$

Prenons un exemple d'application numérique avec $\tau_1 = -15$ dB et $\tau_2 = -14$ dB. On a alors $C_{polarisation} = 0,964$.

2.3 Dispersion chromatique différentielle

En astronomie, les faibles niveaux de puissance des sources observées imposent de travailler avec de larges bandes spectrales. L'utilisation des fibres optiques unimodales en silice dans ce domaine requiert donc une étude précise des effets différentiels de dispersion chromatique.

2.3.1 Dégradation du contraste

Reprenons la formule du contraste instrumental et supposons maintenant que la source alimentant l'interféromètre décrit précédemment possède une largeur de bande $\Delta\nu$. Le mélange interférométrique comprend donc plusieurs composantes spectrales et les effets de dispersion

chromatique différentielle viennent s'ajouter au contraste instrumental. Toujours en supposant que les effets différentiels de l'instrument sont décorrélés, l'équation 2.3 devient alors :

$$C_{instrumental} = C_{spatial} \cdot C_{polarisation} \cdot C_{dispersion} \quad (2.8)$$

$C_{dispersion}$ caractérise donc les effets de dispersion chromatique différentielle. Ce sont ces effets que nous chercherons à mesurer et à minimiser dans les expériences interférométriques décrites dans ce manuscrit. Supposons que les autres termes de dégradation du contraste ne sont pas dépendants de la fréquence. En faisant l'hypothèse que les spectres sont identiques sur chacune des voies de l'interféromètre et en sommant toutes les composantes spectrales $C_{dispersion}$ s'écrit :

$$C_{dispersion} = \left| \frac{\int I(\nu) \cdot e^{j\phi(\nu)} \cdot d\nu}{\int I(\nu) \cdot d\nu} \right| \quad (2.9)$$

Dans cette expression, on voit apparaître la phase spectrale du mélange interférométrique qui peut se décomposer comme suit :

$$\phi(\nu) = \phi_0(\nu) + \phi_f(\nu) \quad (2.10)$$

où $\phi_0(\nu)$ provient de la propagation dans l'air supposé non dispersif dans notre étude et $\phi_f(\nu)$ est due à la propagation dans les fibres.

La contribution de l'air s'écrit :

$$\begin{aligned} \phi_0(\nu) &= \frac{2\pi \cdot \nu}{c} \cdot \Delta L \\ &= \frac{2\pi \cdot \nu_0}{c} \cdot \Delta L + \frac{2\pi}{c} \cdot \Delta L \cdot (\nu - \nu_0) \end{aligned} \quad (2.11)$$

où ΔL est la différence de chemin d'air entre les deux bras de l'interféromètre, ν_0 est la fréquence moyenne du spectre de l'onde lumineuse et c est la vitesse de la lumière.

La contribution due à la fibre a pour expression :

$$\phi_f(\nu) = \beta_1 \cdot L_1 - \beta_2 \cdot L_2 \quad (2.12)$$

où β_1 et β_2 sont les constantes de propagation dans les fibres 1 et 2, L_1 et L_2 sont les longueurs de ces mêmes fibres.

En supposant $|\nu - \nu_0|$ petit, on peut développer ce terme en série de Taylor autour de ν_0 :

$$\phi_f = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\partial^i \beta_1}{\partial \nu^i} \cdot L_1 - \frac{\partial^i \beta_2}{\partial \nu^i} \cdot L_2 \right) \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^i}{i!} \quad (2.13)$$

Finalement, la phase spectrale du mélange interférométrique peut s'écrire globalement sous la forme :

$$\phi(\nu) = a_0 + a_1 \cdot (\nu - \nu_0) + a_2 \cdot (\nu - \nu_0)^2 + a_3 \cdot (\nu - \nu_0)^3 + \dots \quad (2.14)$$

avec a_0 une constante, a_1 le coefficient d'ordre 1 de dispersion chromatique qui peut être annulé grâce à une ligne à retard dans l'air (ce terme correspond également à la différence de temps de groupe) et a_2 et a_3 les coefficients d'ordre 2 et 3 de dispersion chromatique.

Ce sont ces coefficients d'ordres 2 et 3 qui sont synonymes de dispersion chromatique différentielle due aux fibres et qui sont donc responsables de la dégradation du contraste, cet effet ne pouvant être corrigé par la ligne à retard dans l'air.

Quant aux termes d'ordre plus élevés, ils seront négligeables dans nos études expérimentales.

2.3.2 Illustration de l'effet de la dispersion chromatique différentielle

Pour illustrer la présence de dispersion chromatique différentielle dans un interféromètre, j'ai réalisé un outil de simulation permettant d'obtenir un interférogramme en fonction des valeurs des coefficients d'ordre 2 et 3.

Pour simuler les interférogrammes, j'ai utilisé la formule suivante :

$$I_{tot} = \sum_i A(\nu_i) \cdot \cos \left(2\pi \cdot \frac{\delta \cdot \nu_i}{c} + \phi(\nu_i) \right) \quad (2.15)$$

où $A(\nu)$ représente le spectre de la source alimentant l'interféromètre (possibilité de choisir entre un spectre gaussien en longueur d'onde ou rectangle), $\phi(\nu)$ la phase différentielle due à la dispersion chromatique et δ la différence de marche.

Concrètement, j'ai pris le cas d'une gaussienne centrée sur 1550 nm dont la largeur à mi-hauteur est $\Delta\lambda$. Dans un premier temps, je donne dans le tableau 2.1, pour quelques valeurs de $\Delta\lambda$ et d'ordre 2 et 3, le contraste des franges d'interférences ainsi que la variation maximale de la phase spectrale.

TAB. 2.1 – Contrastes et amplitudes maximales des variations de phase en fonction de la largeur de la gaussienne et des ordres 2 et 3. La flèche est déterminée sur la plage de fréquence définie à 5% du maximum de la gaussienne.

$\Delta\lambda$ (nm)	Ordre 2 (mrad.THz ⁻²)	Ordre 3 (mrad.THz ⁻³)	Contraste	Flèche (rad)
10	0	0	1,00	0
	100	0	1,00	0,01
	0	10	1,00	0,04
	100	10	1,00	0,04
50	0	0	1,00	0
	100	0	0,76	4,4
	0	10	0,94	5,4
	100	10	0,80	7,4
100	0	0	1,00	0
	100	0	0,42	20
	0	10	0,68	46
	100	10	0,60	51

J'ai ensuite gardé une largeur de gaussienne fixe ($\Delta\lambda = 100$ nm) et simulé les interférogrammes pour différentes valeurs d'ordre 2 et 3 (*cf.* figure 2.2).

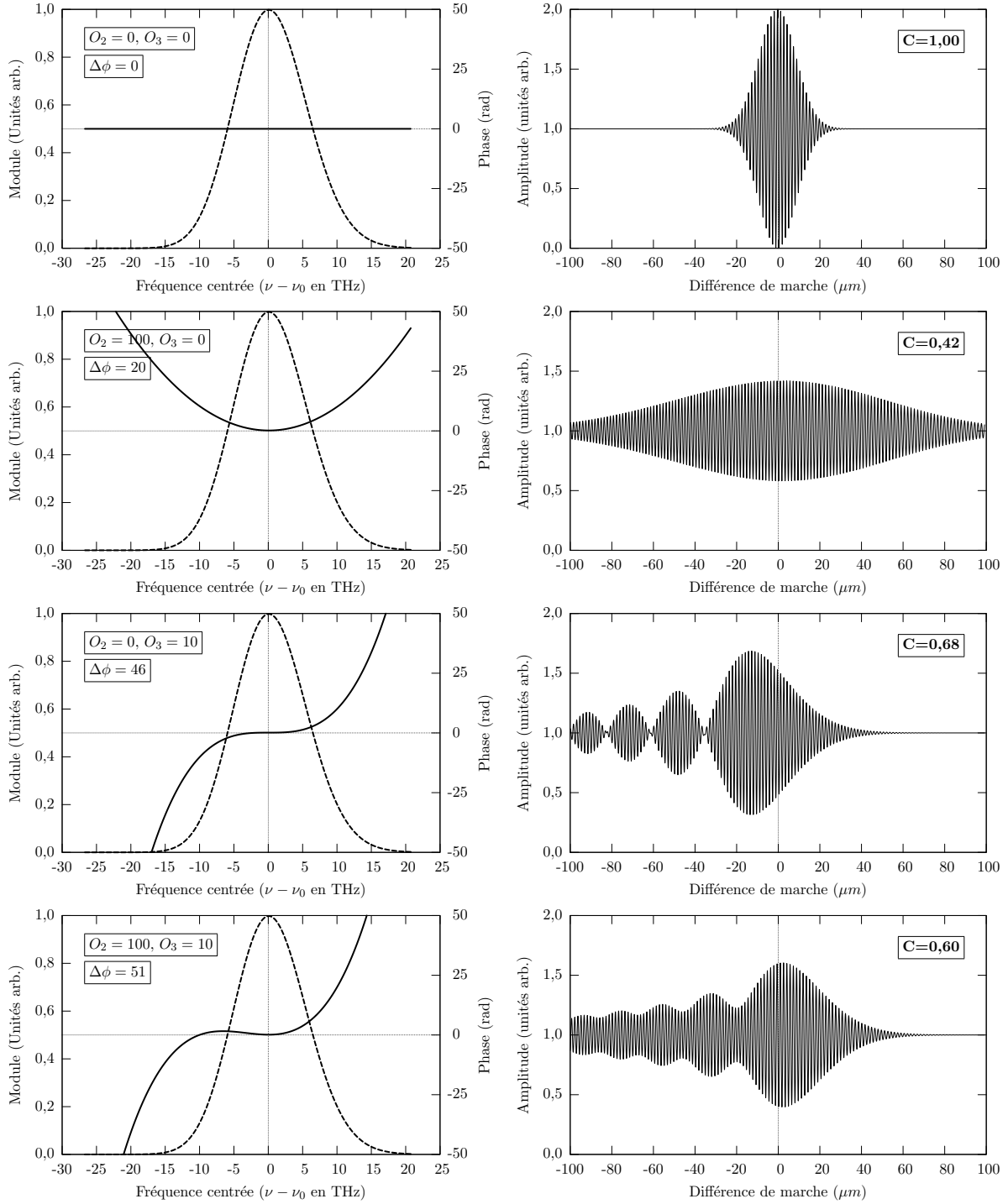


FIG. 2.2 – Simulation de l'effet de la dispersion chromatique sur les interférogrammes. À gauche : module du spectre et phase spectrale accompagnés des valeurs des ordres 2 (O_2 en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$) et 3 (O_3 en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3}$). La flèche $\Delta\phi$, représente l'amplitude maximale de phase entre les deux fréquences pour lesquelles on a 5% du maximum de la gaussienne. À droite : interférogramme correspondant avec son contraste maximum C .

Comme on peut s'en apercevoir sur la figure 2.2, un ordre 2 de dispersion non nul va engendrer un étalement du paquet de franges. L'ordre 3, quant à lui, va contribuer à créer une dissymétrie ainsi que des rebonds dans l'interférogramme. Il faut également noter dans ce dernier cas que le contraste maximum n'est pas obtenu pour une différence de marche nulle !

J'ai également tracé sur la figure 2.3, l'évolution du contraste des franges d'interférences en fonction de la largeur du spectre et de la variation des termes d'ordre 2 ou 3.

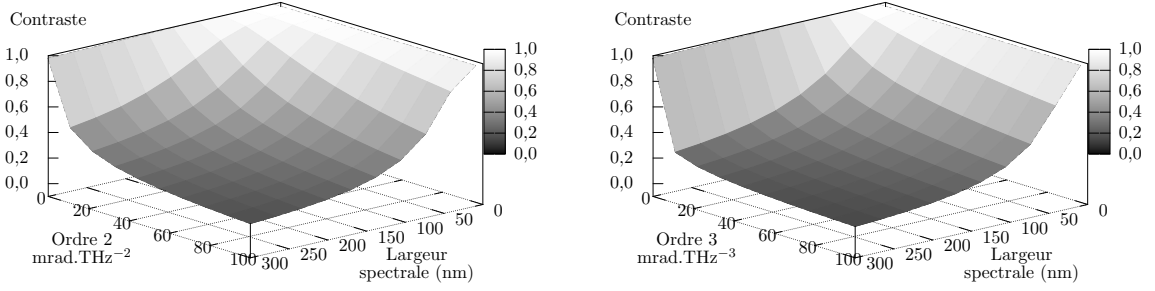


FIG. 2.3 – Contraste en fonction de la largeur à mi-hauteur du spectre et de l'ordre 2 (gauche) et 3 (droite) avec respectivement un ordre 3 nul et un ordre 2 nul

Pour un ordre 3 nul, tant que l'ordre 2 sera inférieur à $30 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$ et que la largeur de la source sera inférieure à 150 nm , le contraste restera supérieur à 50% .

Dans le cas réciproque, c'est-à-dire pour un ordre 2 nul, tant que l'ordre 3 sera inférieur à $10 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-3}$ et que la largeur de la source sera inférieure à 150 nm , le contraste restera supérieur à 50% .

2.3.3 Technique de mesure de l'effet différentiel de dispersion chromatique

Pour mesurer la dispersion chromatique différentielle, nous avons étudié la phase spectrale en utilisant la méthode dite du *spectre cannelé* [Sha 81]. Il s'agit d'enregistrer la densité spectrale du mélange interférométrique et de remonter à la phase spectrale.

Dans un premier temps, il faut normaliser la densité spectrale en utilisant les enregistrements des photométries comme on peut le voir sur la figure 2.4.

Ensuite, un instrument virtuel (*Virtual Instrument, VI*) développé avec le logiciel LabVIEW (*cf.* figure 2.5) nous permet de trouver une courbe d'ajustement du terme de modulation du spectre cannelé normalisé. Cet ajustement nous donne ainsi les différents coefficients du développement limité de la phase spectrale (*cf.* équation 2.14). Ces coefficients correspondent, notamment, aux ordres 2 et 3 de la phase spectrale.

Le VI montre :

- un graphe sur lequel est représenté le spectre cannelé normalisé (courbe d'ajustement et points expérimentaux) en fonction de la fréquence centrée autour de ν_0 ,
- les coefficients d'ajustement au départ (rentrés manuellement) et les coefficients d'ajustement calculés par l'estimateur (cet estimateur utilise l'algorithme de Levenberg-Marquardt pour déterminer le jeu de coefficients des moindres carrés qui s'ajuste le mieux à l'ensemble de points des données d'entrée),

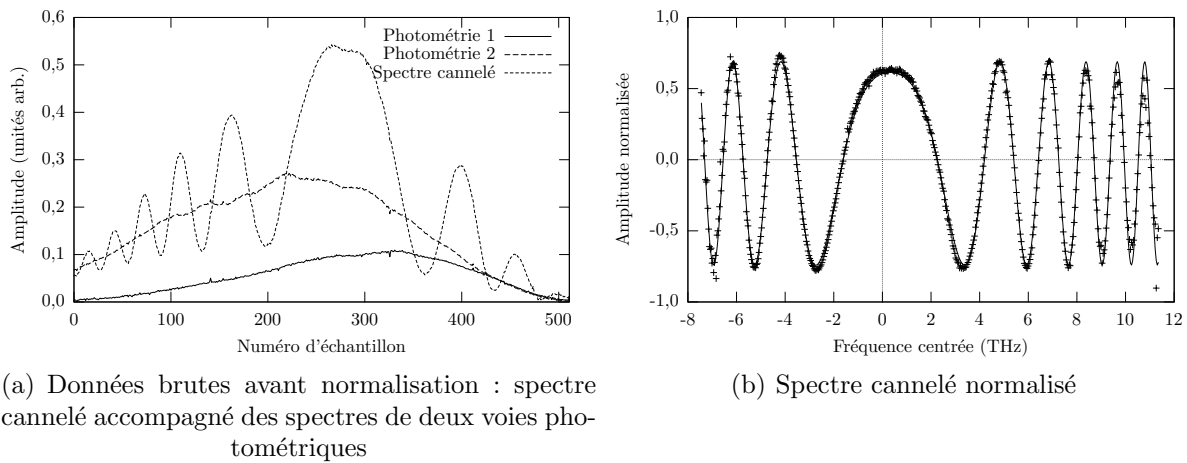


FIG. 2.4 – Exemple d'acquisition et de traitement de spectre cannelé

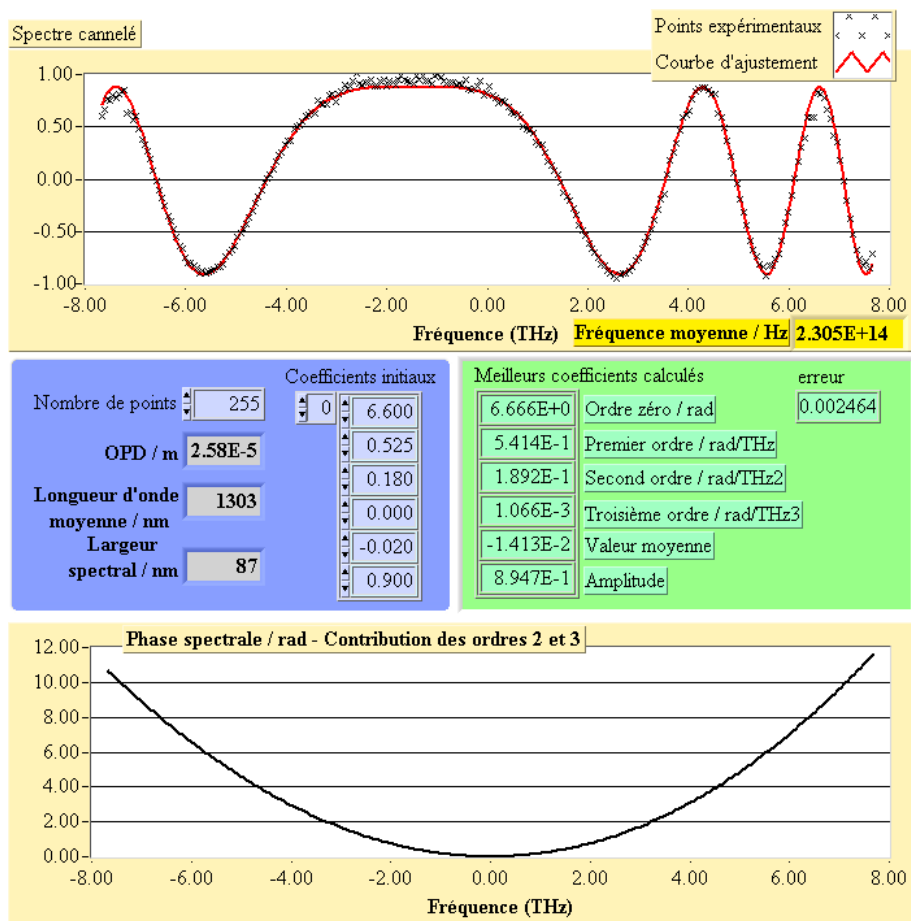


FIG. 2.5 – Face avant du VI LabVIEW nous permettant de trouver la courbe d'ajustement du spectre cannelé et de la phase spectrale

- un graphe qui représente l'évolution des ordres 2 et 3 de la phase spectrale calculée à partir des coefficients d'ajustement du spectre.

Pour réaliser les acquisitions de spectres cannelés, nous avons à disposition deux spectrographes qui ont été préalablement étalonnés afin d'annuler les non-linéarités de l'échelle des fréquences.

2.3.4 Unités utilisées

Suivant les habitudes de travail, différentes unités sont utilisées pour décrire la dispersion chromatique différentielle.

Dans notre équipe, nous représentons généralement la phase spectrale en fonction de la fréquence exprimée en THz. Naturellement, nous utiliserons donc le $\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2}$ pour caractériser le coefficient d'ordre 2 de dispersion et le $\text{rad} \cdot \text{THz}^{-3}$ pour l'ordre 3.

Les astronomes de l'Observatoire de Meudon avec lesquels nous avons collaboré, tracent la phase en fonction du nombre d'onde. Ils utilisent donc le $\text{rad} \cdot \text{cm}^2$ et le $\text{rad} \cdot \text{cm}^3$.

“Nos” unités et celles des “meudonnais” ne diffèrent que d'un facteur d'échelle différent.

Enfin, pour ceux qui travaillent dans les télécommunications, le paramètre utilisé pour caractériser la dispersion est D exprimé en $\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.3.2. Il est intéressant de relier ce paramètre au coefficient d'ordre 2 de dispersion exprimé en $\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2}$ afin de pouvoir comparer, le cas échéant, ces 2 valeurs.

À partir de l'équation 1.41 du chapitre 1.3.2, on peut exprimer D en fonction des unités utilisées couramment dans nos expériences ; on obtient :

$$D = -\frac{\nu^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\nu^2} \cdot 10^6 \quad (2.16)$$

avec D en $\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, ν en THz, c la vitesse de la lumière en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\frac{d^2\beta}{d\nu^2}$ en $\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}$. De plus, ce que nous mesurons à partir des données du spectre cannelé, c'est le terme a_2 du développement de la phase spectrale (*cf.* eq. 2.14). Le terme $\frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\beta}{d\nu^2}$ correspond donc à la pente des courbes représentant la variation du coefficient d'ordre 2 en fonction de la différence de longueur de fibre. Le tableau 2.2 présente les correspondances entre les différentes unités.

TAB. 2.2 – Correspondances entre les différentes unités des coefficients de dispersion chromatique

	$\text{rad} \cdot \text{THz}^{-X} \Rightarrow \text{rad} \cdot \text{cm}^X$	$\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1} \Rightarrow \text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$
ordre 2	$[\text{rad} \cdot \text{cm}^2] = [\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2}] \times 9 \cdot 10^{-4}$	$[\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})] = -\frac{\nu^2}{\pi \cdot c} [\text{rad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}] \cdot 10^6$
ordre 3	$[\text{rad} \cdot \text{cm}^3] = [\text{rad} \cdot \text{THz}^{-3}] \times 27 \cdot 10^{-6}$	-

Deuxième partie

Des fibres en silice pour ‘OHANA



Le Mauna Kea : Subaru, les Kecks et IRTF vus depuis le CFHT (photo G. HUSS)

Chapitre 3

Le projet ‘OHANA



Sommaire

3.1	Présentation	37
3.2	Les enjeux scientifiques de ‘OHANA	39
3.3	Contribution de l'IRCOM	41
3.4	Pour aller plus loin	42
3.4.1	Problématique	42
3.4.2	Théorie	43
3.4.3	Discussion	46

3.1 Présentation

‘OHANA signifie **Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy**. Cela veut également dire “*famille*” en hawaïien.

Cette partie présente une courte description du projet. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à la thèse de Julien Woillez [Woi 03] ainsi qu’à l’article “ ‘OHANA ” de Guy Perrin [PLW 04].

Le projet ‘**OHANA** a vu le jour avec l’article “ *Interferometric connection of large ground-based telescopes* ” [Mar 96]. L’idée est de relier de manière cohérente l’ensemble des télescopes optiques du Mauna Kea à Hawaïi. En effet, ce site offre la plus grande concentration au monde de grands télescopes. Sept d’entre eux ont des miroirs primaires dont le diamètre est supérieur à 3 m. Le tableau 3.1 récapitule l’ensemble de ces télescopes avec leur diamètre ainsi que leur(s) pays de rattachement. Il faut ajouter à cela que 5 télescopes possèdent déjà une optique adaptative³ en fonctionnement (un tel dispositif est en cours de développement sur IRTF et est en projet sur UKIRT). Enfin, le site du Mauna Kea offre un ciel avec une qualité de transparence et de stabilité remarquable.

TAB. 3.1 – *Télescopes du Mauna Kea (source : <http://www.ifa.hawaii.edu/mko/maunakea.htm>)*

Nom	Abréviation	Diamètre (m)	Appartenance
NASA InfraRed Telescope Facility	IRTF	3,0	États-Unis
Canada-France-Hawaii Telescope	CFHT	3,6	Canada, France, Hawaïi
United Kingdom InfraRed Telescope	UKIRT	3,8	Royaume-Uni
Gemini Northern Telescope	Gemini	8,1	États-Unis, Royaume-Uni, Canada, Argentine, Australie, Brésil, Chili
Subaru Telescope	Subaru	8,3	Japon
W. M. Keck Observatory	Keck I	10	États-Unis
W. M. Keck Observatory	Keck II	10	États-Unis

La figure 3.1 représente la disposition des différents télescopes sur le Mauna Kea.

Le projet ‘**OHANA** a nécessité la mise en place de 3 phases qui sont décrites ci-dessous :

- Phase I : injection dans les fibres unimodales. Cette phase a été couronnée de succès [Woi 03, WPG 04]. Des tests ont été réalisés au CFHT, à Gemini et au Keck. Ils ont prouvé que le couplage télescope/fibre optique répondait aux exigences du projet.
- Phase II : démonstrations interférométriques. Cette phase est en cours de développement. En ce qui concerne le recombineur, il a été testé avec succès sur IOTA (utilisation de 2 télescopes) en juin et octobre 2003 [PLW 04] (*cf.* figure 3.2).

Pour les fibres, des tests en bande K sont en préparation aux Kecks. L’intégration des fibres optiques en verre fluoré a été réalisée en décembre 2004. Des franges d’interférences, en utilisant une source interne, ont été obtenues en février 2005. Les tests sur le ciel ont abouti la nuit du 17 juin 2005 malgré des conditions climatiques défavorables. Les premières franges sont présentées sur la figure 3.3.

Toujours dans cette phase du projet, il est prévu de relier le CFHT et Gemini. C’est là qu’est impliqué l’IRCOM. Je reviendrai sur cette contribution plus en détails dans la partie 3.3.

- Phase III : observations régulières incluant au réseau ‘**OHANA** l’ensemble des télescopes
- ...

³L’optique adaptative est une technique qui permet de corriger en temps réel les déformations du front d’onde lumineux dues à la turbulence atmosphérique.

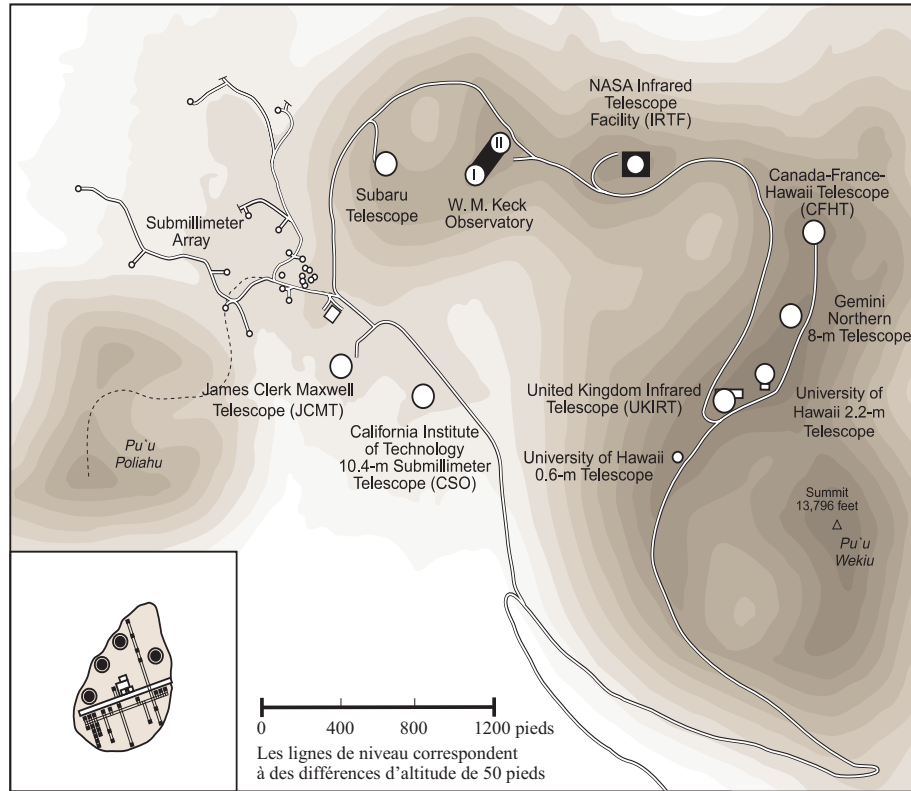


FIG. 3.1 – Plan du site du Mauna Kea sur l’île d’Hawaïi (1 pied vaut 30,48 cm). En bas à gauche, le site du VLTI au Chili à la même échelle.

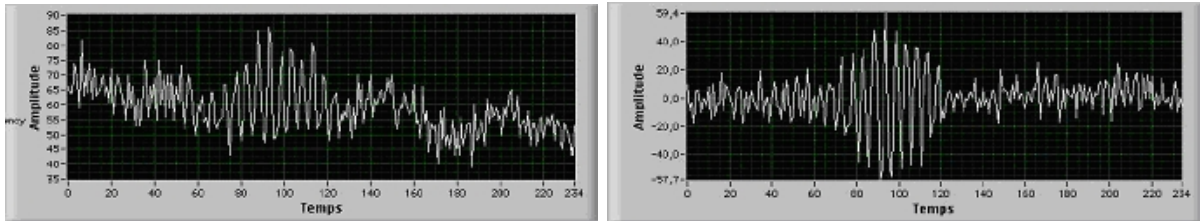


FIG. 3.2 – Premières franges avec le recombineur ‘OHANA obtenues sur l’interféromètre IOTA. Gauche : franges avec fluctuations de photométries dues à la turbulence atmosphérique. Droite : interférogramme normalisé en temps réel.

3.2 Les enjeux scientifiques de ‘OHANA

Le gain que pourrait apporter ‘OHANA en terme de résolution angulaire est considérable. En effet, la base maximale qui pourrait être réalisée au cours de ce projet est de 756 m (base Gemini-Subaru). Cette base permettrait d’atteindre une résolution angulaire de l’ordre de 0,34 milliarc-secondes (noté mas⁴) en bande J. Comparé au VLTI, cela représente une résolution 4 fois meilleure. Pour illustrer l’ensemble des possibilités de ‘OHANA, je reprends un tableau de Guy Perrin [PLW 04] qui regroupe les différentes bases accessibles ainsi que les résolutions angulaires associées à chacune des bases (cf. Tab 3.2).

⁴1 mas $\approx$ 4,85 nrad

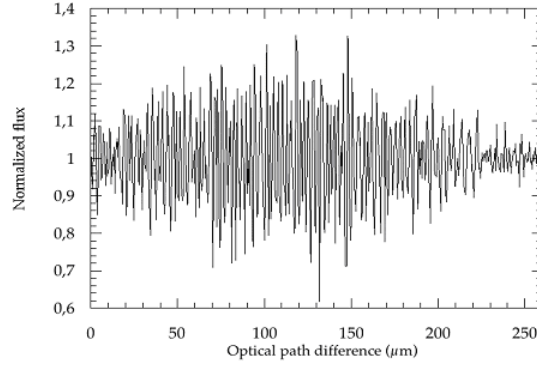


FIG. 3.3 – Premières franges sur le ciel obtenues avec les fibres en verre fluoré

TAB. 3.2 – Bases et résolutions possibles avec ‘OHANA

Base	Longueur (m)	Résolution (mas)		
		J	H	K
Keck I - Subaru	147	1,75	2,32	3,09
Keck II - Subaru	222	1,16	1,53	2,05
IRTF - Keck II	237	1,09	1,43	1,91
IRTF- Keck I	287	0,90	1,19	1,58
Keck I - Keck II	85	3,03	4,00	5,34
IRTF - Subaru	430	0,60	0,79	1,06
CFHT-IRTF	344	0,75	0,99	1,32
CFHT-Gemini	162	1,59	2,10	2,80
UKIRT-Gemini	202	1,28	1,68	2,25
CFHT-UKIRT	347	0,74	0,98	1,31
Gemini-IRTF	410	0,63	0,83	1,11
UKIRT-IRTF	455	0,57	0,75	1,00
CFHT-Keck II	580	0,44	0,59	0,78
UKIRT-Keck I	604	0,43	0,56	0,75
UKIRT-Keck II	615	0,42	0,55	0,74
CFHT-Keck I	617	0,42	0,55	0,74
Gemini-Keck II	624	0,41	0,55	0,73
Gemini-Keck I	641	0,40	0,53	0,71
UKIRT-Subaru	689	0,37	0,49	0,66
CFHT-Subaru	750	0,34	0,45	0,60
Gemini-Subaru	756	0,34	0,45	0,60

‘OHANA a donc un potentiel unique pour apporter une réponse dans différents domaines astrophysiques. Cinq champs d’application ont été étudiés par les astronomes de différentes communautés [Woi 03, LRB 03] (pour plus de détails sur ces objets astrophysiques, le lecteur pourra se référer au glossaire page 189 de ce manuscrit) :

- les Céphéides : il s’agit de mesurer une centaine de rayons de ces objets ainsi que leurs pulsations. Ces mesures simples permettront un meilleur étalonnage de l’échelle de distance

qui repose sur la relation entre pulsation et luminosité intrinsèque de ces objets. **'OHANA** devrait permettre d'élargir l'échantillon disponible.

- les objets stellaires jeunes : la résolution angulaire offerte par **'OHANA** devrait permettre d'étudier la région centrale de ces objets. La perspective de mesurer la taille de l'objet central est tout à fait originale et est inaccessible au VLTI ou aux Kecks.
- les naines brunes : l'objectif est la mesure du diamètre de ces objets. Elle permettra de préciser la connaissance physique de ces objets. Une application de cette étude est notamment la prédiction de la luminosité des planètes extrasolaires.
- les microlentilles gravitationnelles : ces phénomènes permettent d'étudier la distribution en masse du disque et du bulbe galactique. Ces microlentilles possèdent plusieurs paramètres physiques (vitesse de la lentille, distance et rayon d'Einstein). **'OHANA** devrait permettre de résoudre l'anneau d'Einstein et donc de mesurer notamment le rayon d'Einstein.
- les noyaux actifs de galaxie : la résolution de **'OHANA** permettrait d'étudier la région d'émission des raies larges probablement ionisée par le disque d'accrétion, source du rayonnement hautes énergies et environnement proche du trou noir. Contraindre la taille d'un disque d'accrétion, obtenir son flux en bande H ou K, voire étudier la morphologie d'une telle structure constituent un cas unique.

3.3 Contribution de l'IRCOM

Reste que **'OHANA** est un projet très ambitieux, non seulement d'un point de vue technique mais aussi d'un point de vue humain car il va falloir, à terme, réussir à faire travailler ensemble toutes les communautés scientifiques de chaque télescope. Un organigramme [Woi 03] (figure 3.4) montre l'ensemble des communautés impliquées dans le projet.

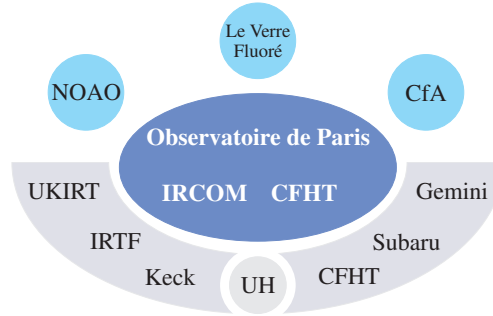


FIG. 3.4 – Les équipes impliquées dans le projet **'OHANA** (dessin J. Woillez)

Le groupe **'OHANA** s'articule autour des trois équipes réalisant le développement de l'instrument : l'Observatoire de Paris, le CFHT et l'IRCOM.

Depuis près de 20 ans, une thématique interférométrie astronomique est développée au sein de l'IRCOM. Le laboratoire a acquis une grande expérience dans ce domaine et notamment dans l'utilisation des fibres optiques en silice. C'est donc naturellement que l'IRCOM a trouvé sa place au sein du projet **'OHANA**. Dans le cadre de la phase II du projet (démonstrations interférométriques), l'IRCOM est en charge du conditionnement et de la caractérisation des fibres optiques unimodales en silice à maintien de polarisation pour les bandes spectrales astronomiques J et H. Le premier jeu de fibres est destiné à réaliser la liaison entre le Canada-France-Hawaii-Telescope

et Gemini. La distance entre les deux foyers des télescopes est de 164 m mais nécessite des guides de 300 m de long. Les fibres utilisées sont des fibres en silice unimodales à maintien de polarisation provenant de chez Fibercore et Fiberlogix dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.3.

TAB. 3.3 – Caractéristiques des fibres silice utilisées pour ‘OHANA

Bande spectrale	Longueur d’onde de coupure	Ouverture numérique	Longueur de battement	Atténuation
bande J	970 nm	0,13	2,8 mm@980 nm	1,4 dB/km@980 nm
bande H (bowtie)	1374 nm	0,16	3 mm@1550 nm	1,3 dB/km@1550 nm
bande H (panda)	1350 nm	0,14	-	<0,5 dB/km@1550 nm

La grosse partie du travail a consisté à minimiser la dispersion chromatique différentielle. L’expérience acquise au laboratoire sur la caractérisation d’un interféromètre kilométrique [Del 01, Hus 03a] nous a permis de prévoir le comportement des fibres. Il a été montré que, malgré l’égalité des longueurs géométriques des fibres, l’effet de dispersion chromatique différentielle était important et conduisait à une diminution importante des franges d’interférences. Les ordres de grandeur des défauts - non évalués lors de ces études initiales - étaient tels que pour remédier à ce problème il fallait rajouter sur le bras le moins dispersif des tronçons de fibres. Le but étant de diminuer la dispersion différentielle. C’est cette technique qui a servi de base pour la caractérisation de fibres pour ‘OHANA.

3.4 Pour aller plus loin ...

Rêvons un peu et projetons-nous dans le futur ...

Imaginons que la phase II de ‘OHANA soit terminée. La phase III s’apprête à démarrer et l’utilisation de la plus grande base Gemini-Subaru (756 m) est possible grâce à la réalisation d’une “ super ” ligne à retard pouvant générer un retard de 800 m afin de compenser le chemin d’air entre les deux télescopes (j’ai bien dit “ *Rêvons un peu* ” ...). Qu’en est-il alors du rôle de l’air ? Peut-il générer de la dispersion chromatique différentielle significative sur des longueurs aussi importantes ?

J’ai souhaité réaliser dans cette partie une étude originale de l’influence de la dispersion chromatique différentielle dans le cadre d’un futur instrument doté de trois télescopes.

3.4.1 Problématique

Le problème de l’influence de la dispersion chromatique de l’air sur le contraste des franges d’interférences dans un interféromètre à deux télescopes a été largement étudié par Lawson [Law 96], Lévêque [Lev 96] et Thureau [Thu 01] notamment. Il a été montré que l’effet différentiel de l’air conduisait à une baisse notable du contraste et à un déplacement de la position

des franges d'interférences. Par contre, à ma connaissance, cet effet n'a jamais été étudié dans un interféromètre à trois voies, l'aspect clôture de phase n'a donc pas été analysé. Cette notion a été abordée dans la partie I et il a été vu qu'elle permettait de s'affranchir de la turbulence atmosphérique. Cette technique est efficace dans le cas d'un instrument dépourvu de dispersion chromatique différentielle. En effet, dans le cas d'un interféromètre fibré et d'une configuration expérimentale utilisant une source large bande, il a été montré au laboratoire que le terme de clôture de phase était " biaisé " sous l'effet de la dispersion chromatique différentielle [Hus 03b].

En conséquence, un biais de clôture de phase dû à la dispersion chromatique introduite par l'air peut donc être attendu mais doit être quantifié pour que chaque utilisateur soit conscient des erreurs potentielles qui peuvent résulter de cet effet dans le cadre d'un instrument à très grandes bases comme 'OHANA.

Cette partie se propose donc de simuler l'évolution de la clôture de phase et des contrastes des franges en fonction du chemin optique parcouru dans l'air pour des bases pouvant atteindre 800 m.

3.4.2 Théorie

Indice de réfraction de l'air

Pour réaliser ces simulations, j'ai utilisé le modèle d'Owens permettant de décrire l'indice de réfraction de l'air sous la forme numérique suivante [Owe 67] :

$$(n - 1) \cdot 10^8 = \left[8342,13 + \frac{2406030}{130 - \sigma^2} + \frac{15997}{38,9 - \sigma^2} \right] \times \left(\frac{p}{720,775} \right) \left[\frac{1 + p \cdot (0,817 - 0,0133 \cdot t \cdot 10^{-6})}{1 + 0,0036610 \cdot t} \right] - f \cdot [5,722 - 0,0457 \cdot \sigma^2] \quad (3.1)$$

avec σ le nombre d'onde, p la pression en torr⁵, f la pression partielle de vapeur d'eau en torr et t la température en degrés Celcius.

Écriture de la phase

En considérant un interféromètre à deux voies et observant un spectre large dont le nombre d'onde moyen est σ_0 , la phase s'écrit :

$$\phi(\sigma) = 2\pi\sigma[n(\sigma) \cdot x_a - x_v] \quad (3.2)$$

où x_a est la différence de chemin optique dans l'air et x_v est la longueur à compenser dans le vide. Le principe d'un tel instrument est représenté figure 3.5.

La différence de temps de groupe sera nulle lorsque la phase spectrale sera plate c'est-à-dire pour $\left. \frac{d\phi(\sigma)}{d\sigma} \right|_{\sigma_0} = 0$ ce qui se traduit par :

$$x_a \cdot \left(\underbrace{n(\sigma) + \frac{dn(\sigma)}{d\sigma} \cdot \sigma}_{\text{Indice de groupe : } N_g} \right) - x_v = 0 \quad (3.3)$$

$$\Leftrightarrow N_g \cdot x_a = x_v \quad (3.4)$$

⁵1 torr = 1 mm Hg = 133,322 Pa

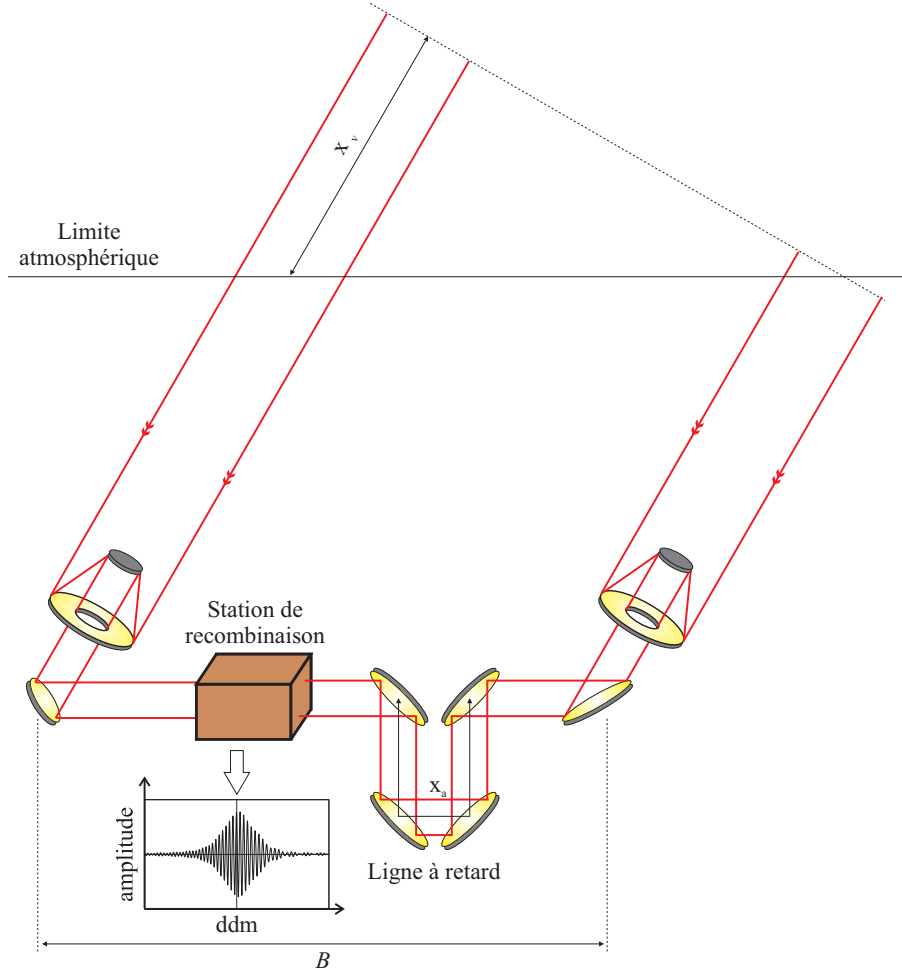


FIG. 3.5 – Schéma de principe d'un interféromètre à deux voies : x_a est la différence de chemin optique dans l'air et x_v est la longueur à compenser dans le vide

Il vient alors dans l'équation 3.2 :

$$\phi(\sigma) = 2\pi\sigma \left(\frac{n(\sigma)}{N_g} - 1 \right) x_v \quad (3.5)$$

À partir de l'écriture de cette phase, la recherche du contraste maximum se fera en rajoutant une petite variation dans l'air du chemin optique δ (typiquement de l'ordre de la centaine de μm). Ce terme est nécessaire pour rechercher la position du maximum des franges du fait de l'influence des termes de dispersion d'ordres élevés. La phase devient alors :

$$\phi(\sigma) = 2\pi\sigma \left[\left(\frac{n(\sigma)}{N_g} - 1 \right) x_v + n(\sigma)\delta \right] \quad (3.6)$$

Dans un premier temps, j'ai simulé ce qui se passait sur un interféromètre deux voies. J'ai donc étudié l'évolution du contraste en fonction de la longueur de la ligne à retard dans l'air.

Dans le but de vérifier la justesse des résultats obtenus par mon programme de simulation, je les ai comparé aux résultats de Lawson [Law 96]. Pour cela, j'ai utilisé un spectre rectangulaire avec les conditions atmosphériques suivantes :

- température : $t = 20^\circ\text{C}$,
- humidité relative : $h = 50\%$,
- pression atmosphérique : $p_{mbar} = 1013\text{ mbar}$.

TAB. 3.4 – Contrastes simulés obtenus en fonction de la longueur d’onde centrale, de la largeur de bande spectrale et de la longueur à compenser dans le vide

x_v (m)	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	C_{Lawson} [Law 96]	$C_{simulé}$
10	550	55	0,50	0,53
	700	90	0,50	0,53
	850	145	0,50	0,56
30	550	27	0,50	0,53
	700	52	0,50	0,53
	850	85	0,50	0,54
100	550	16	0,50	0,52
	700	29	0,50	0,52
	850	48	0,50	0,52

Les résultats obtenus grâce à mon programme de simulation coïncident bien avec les résultats présentés par Lawson. La légère différence provient en partie du fait qu’à partir des courbes présentées dans l’article de Lawson il est difficile de déterminer très précisément la largeur de bande spectrale.

Interféromètre à trois voies

La figure 3.6 montre le principe d’un interféromètre à trois voies. Dans la simulation, la

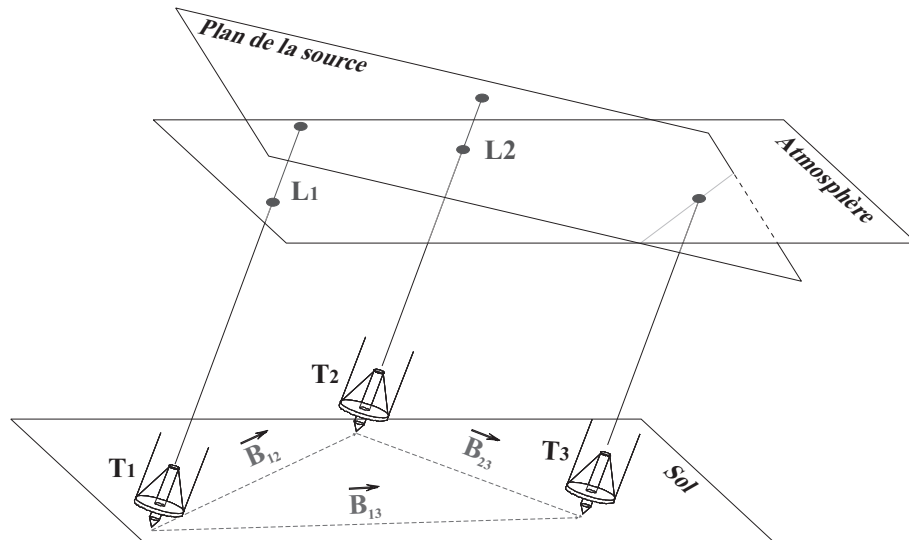


FIG. 3.6 – Schéma de principe d’un interféromètre à trois voies : les longueurs L_1 et L_2 sont les longueurs à compenser dans le vide

clôture de phase est calculée en utilisant les équations suivantes :

$$\phi(\sigma)_{12} = 2\pi\sigma \left[\left(\frac{n(\sigma)}{N_g} - 1 \right) (L_1 - L_2) + n(\sigma)\delta_{12} \right] \quad (3.7)$$

$$\phi(\sigma)_{23} = 2\pi\sigma \left[\left(\frac{n(\sigma)}{N_g} - 1 \right) L_2 + n(\sigma)\delta_{23} \right] \quad (3.8)$$

$$\phi(\sigma)_{13} = 2\pi\sigma \left[\left(\frac{n(\sigma)}{N_g} - 1 \right) L_1 + n(\sigma)\delta_{13} \right] \quad (3.9)$$

Pour les simulations, j'ai utilisé un spectre gaussien en longueur d'onde de largeur $\Delta\lambda$ et centré sur λ_0 . Comme le modèle de calcul de l'air prend en compte les conditions atmosphériques (température, humidité relative et pression), j'ai utilisé comme paramètres les valeurs moyennes au CFHT sur l'année 2004 (source <http://mkwc.ifa.hawaii.edu/archive/>) :

- température : $t = 2,39^\circ\text{C}$,
- humidité relative : $h = 36,75\%$,
- pression atmosphérique : $p_{mbar} = 615,06$ mbar.

Pour ne pas alourdir le manuscrit, j'ai choisi de ne présenter qu'un exemple par bande spectrale étudiée. Je présente ici les résultats pour lesquels l'effet de la dispersion commence à se faire sentir sur la clôture de phase. Pour chacune des bandes spectrales, les bornes maximales de variation de la clôture de phase sont comprises entre -0,5 et +0,5 rad. Les contrastes pour chacun des couples sont toujours supérieurs à 50%.

L'ensemble des simulations est présenté dans l'annexe A.

Bande V, $\lambda_0 = 550$ nm, $R = 110$, *cf.* figure 3.7

Bande J, $\lambda_0 = 1250$ nm, $R = 25$, *cf.* figure 3.8

Bande H, $\lambda_0 = 1650$ nm, $R = 16,5$, *cf.* figure 3.9

Bande K, $\lambda_0 = 2200$ nm, $R = 11$, *cf.* figure 3.10

Attention, il faut noter que le calcul pour la bande spectrale K a été réalisé même si le calcul de l'indice de réfraction de l'air en utilisant le modèle d'Owens atteint sa limite de validité pour ces longueurs d'onde-là.

3.4.3 Discussion

Concernant les contrastes, il est à noter que le contraste sera maximum lorsque les longueurs à compenser seront égales à 0 c'est-à-dire lorsque la source sera au zénith. De même, la clôture de phase sera nulle lorsque $L_1 = L_2 = 0$. Il est également intéressant de noter que pour l'évolution du contraste C_{13} en fonction de L_1 et L_2 , ce contraste reste constant avec les variations de L_2 ce qui est tout à fait logique. Nous observons la même chose pour C_{23} qui reste constant lorsque L_1 varie.

Concernant la clôture de phase, nous constatons que le biais introduit par la dispersion chromatique de l'air devrait être tout à fait négligeable puisque les résolutions utilisées pour commencer à voir un effet sur la clôture de phase sont très faibles. Il faudra quand même faire attention dans le visible puisque l'effet de dispersion se fait sentir à partir d'une résolution dont la valeur est $R = 110$. En revanche, pour le proche infrarouge, il n'y aura aucun problème.

Néanmoins, même en travaillant avec des résolutions très faibles, les courbes présentées ici permettront d'étalonner le défaut sur la clôture de phase engendré par la dispersion atmosphérique.

Dans le cadre de 'OHANA, les résolutions utilisées devraient être de l'ordre de 200 à 300. De plus, les bandes spectrales d'observations seront les bandes J, H et K. L'influence de la dispersion chromatique différentielle de l'air devrait donc être négligeable.

Enfin, pour un projet comme AMBER travaillant également sur les bandes J, H et K, les résolutions utilisées sont $R = 30, 1500$ et 10000 (cf. <http://www.eso.org/instruments/amber/>). Pour l'instant les bases accessibles pour cet instrument sont de l'ordre de 200 m, donc, là encore, l'influence de la dispersion de l'air devrait être minime même avec la résolution la plus faible de $R = 30$. À titre de comparaison, on pourra consulter l'annexe A dans lequel les évolutions des contrastes et de la clôture de phase sont tracées (voir en particulier les figures pour lesquelles la résolution est proche de 30, c'est-à-dire notamment pour $\lambda_0 = 1250$ nm et $\Delta\lambda = 50$ nm soit $R = 25$).

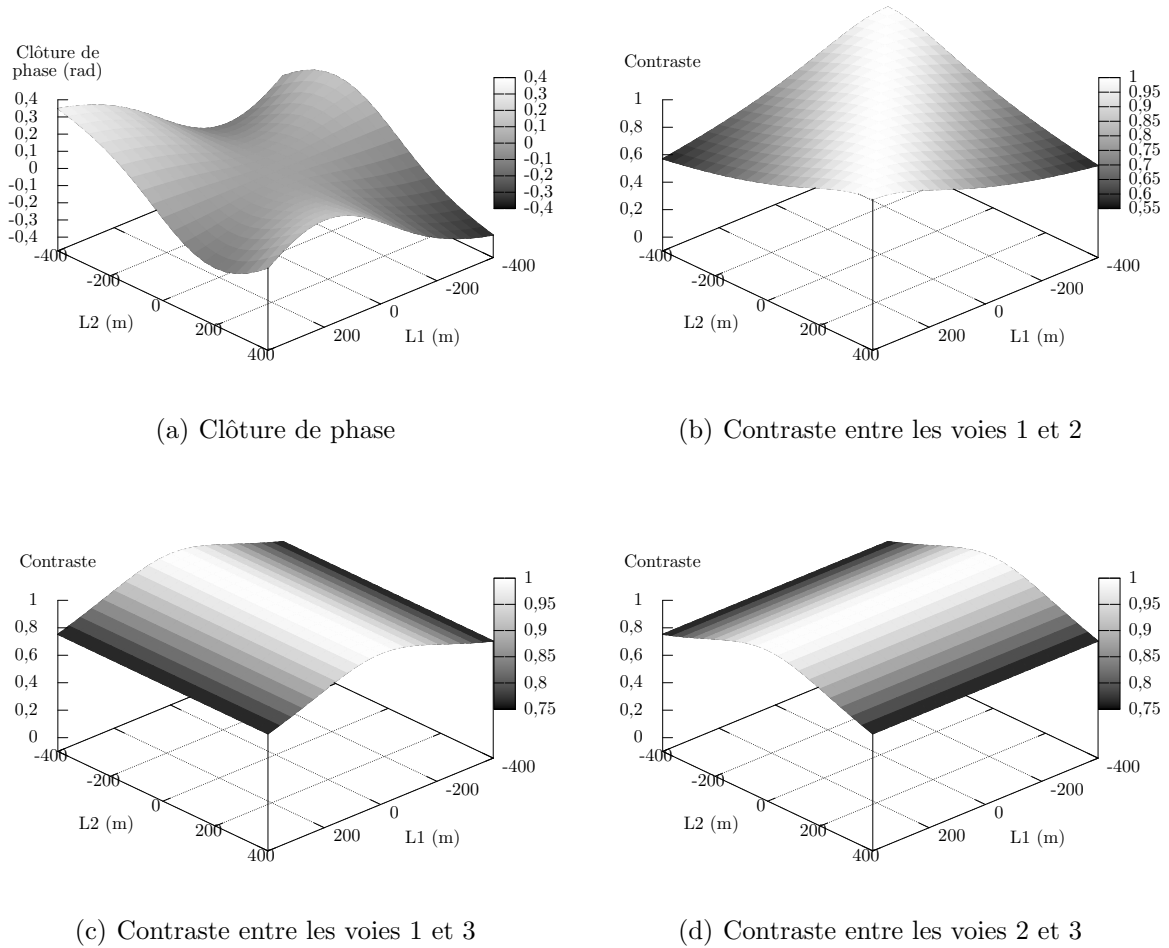
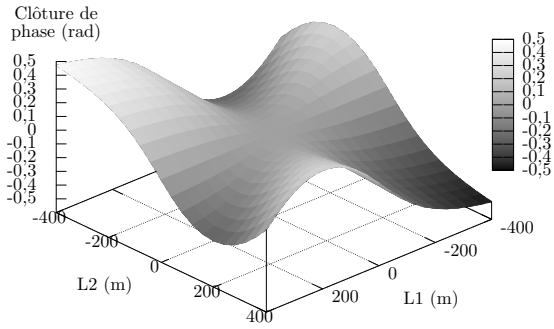
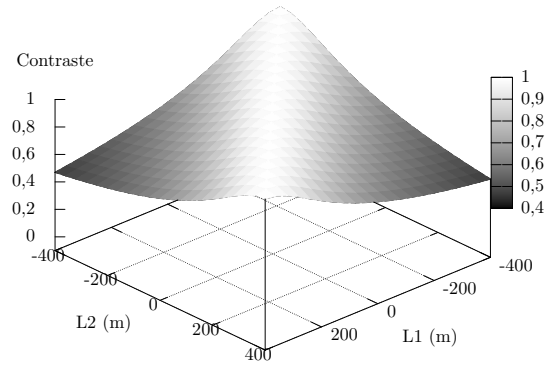


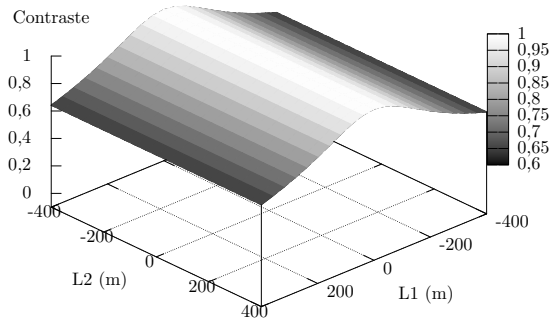
FIG. 3.7 – Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 5$ nm avec $\lambda_0 = 550$ nm



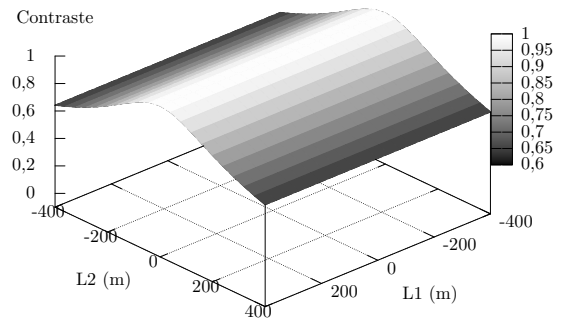
(a) Clôture de phase



(b) Contraste entre les voies 1 et 2

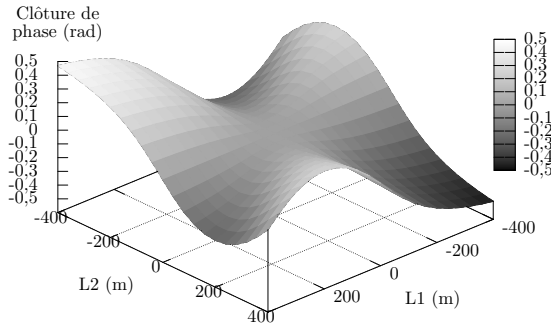


(c) Contraste entre les voies 1 et 3

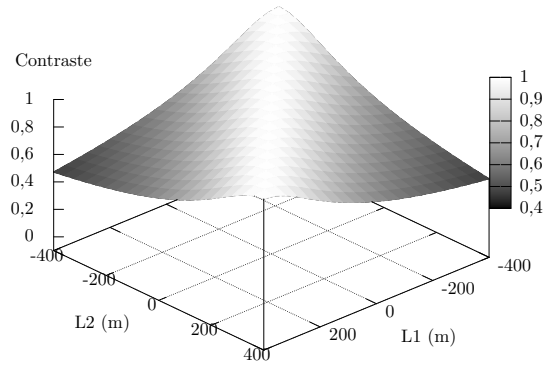


(d) Contraste entre les voies 2 et 3

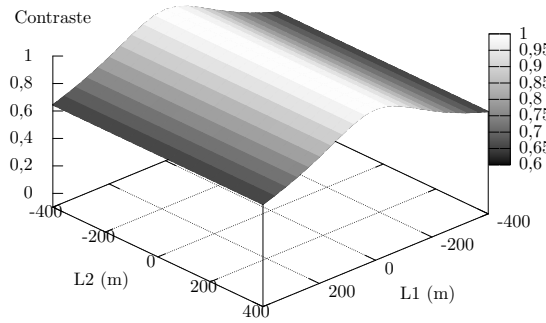
FIG. 3.8 – Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 50$ nm avec $\lambda_0 = 1250$ nm



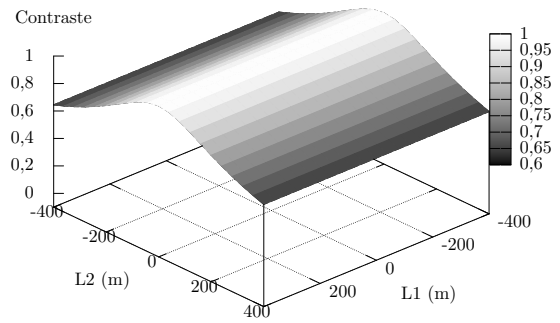
(a) Clôture de phase



(b) Contraste entre les voies 1 et 2

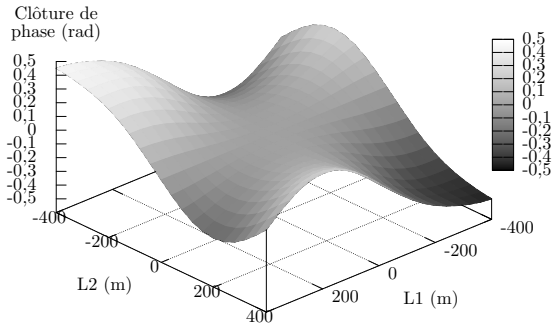


(c) Contraste entre les voies 1 et 3

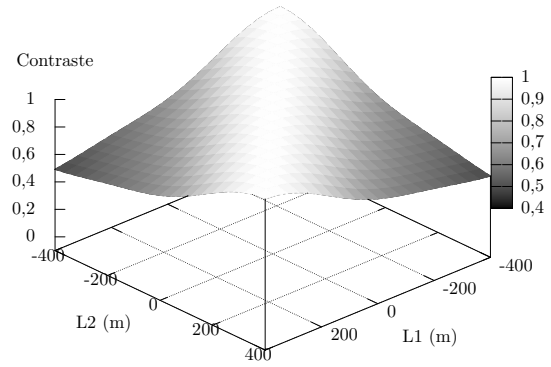


(d) Contraste entre les voies 2 et 3

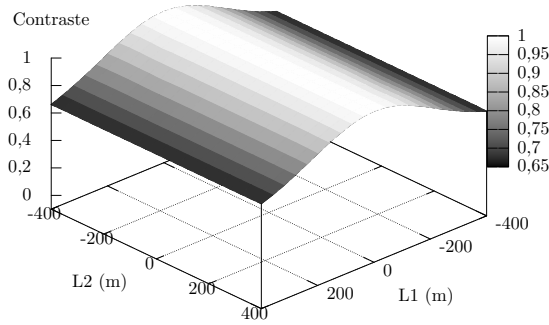
FIG. 3.9 – Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm avec $\lambda_0 = 1650$ nm



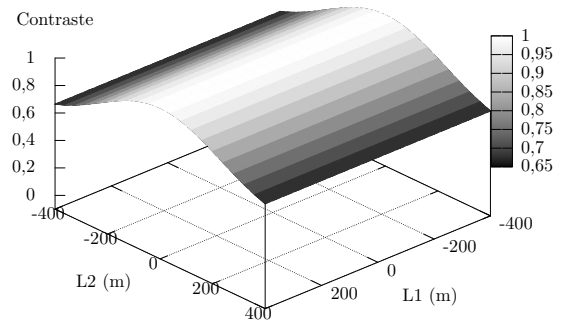
(a) Clôture de phase



(b) Contraste entre les voies 1 et 2



(c) Contraste entre les voies 1 et 3



(d) Contraste entre les voies 2 et 3

FIG. 3.10 – Clôture de phase et contrastes pour une résolution de $\Delta\lambda = 200$ nm avec $\lambda_0 = 2200$ nm

Chapitre 4

Minimisation de la dispersion chromatique différentielle

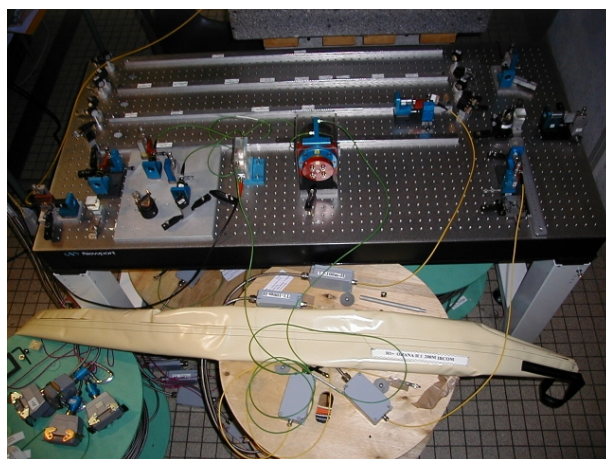


Photo du banc de caractérisation de la dispersion chromatique différentielle des fibres en silice pour 'OHANA

Sommaire

4.1	Préambule	52
4.2	Méthode de minimisation de la dispersion chromatique différentielle	54
4.3	Montage expérimental	56
4.3.1	Descriptif	56
4.3.2	Démarche expérimentale	57
4.4	Polarisation	58
4.5	Mesure et compensation de la dispersion chromatique différentielle	59
4.5.1	Axe rapide	59
4.5.2	Axe lent	64
4.5.3	Récapitulatif	65
4.6	Confrontation des mesures de phase spectrale avec la mesure de contraste	66

4.6.1	Cadre et hypothèse de l'étude	66
4.6.2	Axe rapide	67
4.6.3	Axe lent	68
4.6.4	Bilan sur la maîtrise des effets de dispersion chromatique	70
4.7	Influence de la résolution spectrale de l'instrument sur les contrastes	71
4.7.1	Axe rapide	71
4.7.2	Axe lent	73
4.8	Article Optics Communications (Mars 2004)	75
4.9	Les fibres pour la bande H	89
4.9.1	Version α	89
4.9.2	Version β	90

4.1 Préambule

Dans le cadre de la liaison Gemini-CFHT du projet ‘OHANA, des guides de 300 m de long vont être nécessaires (*cf.* chapitre pour assurer la liaison interférométrique 3).

L'interféromètre de test sera donc composé de bras de 300 m de long utilisant des fibres unimodales maintien de polarisation et observera des sources large bande. Ce type d'interféromètre avec de telles longueurs de fibres et de telles largeurs de bande⁶ de source n'a jamais été réalisé et étudié auparavant.

Dans ce projet, l'IRCOM prend en charge la caractérisation des fibres en silice. Mais avant toutes mesures, une étude des besoins est indispensable afin de bien concevoir notre banc de tests des fibres. Des outils de caractérisations spécifiques ont également dû être mis en place.

La première étape de conditionnement des fibres, bien que n'ayant pas un impact scientifique, n'en n'est pas moins nécessaire et nécessite de résoudre une succession de difficultés techniques. En effet, ce travail - conséquent et pénible - a été effectué à l'IRCOM. Le cahier des charges nous imposait d'avoir pour chaque bras de l'interféromètre deux tronçons de fibres : un de 100 m et un de 200 m (*cf.* figure 4.1). Nous avons donc dû préparer 4 tronçons pour chacune des bandes spectrales.

Le conditionnement consiste à protéger la fibre par une gaine en plastique “ structure libre ” qui est elle-même placée dans une gaine en inox qui joue le rôle de protection mécanique (*cf.* figure 4.2).

La deuxième étape est la caractérisation des propriétés de cohérence des fibres par méthode interférométrique. Trois aspects peuvent être dégagés :

- **déterminer la différence de temps de groupe.** N'ayant pas d'instrument permettant de mesurer de façon très précise les longueurs de fibres, il est important de noter que nous ne pouvions qu'évaluer grossièrement la différence de longueur entre les deux tronçons de 300 m. L'estimation grossière de cette différence est de l'ordre de 5 m. De ce fait, nous partions un peu dans l'inconnu quant à la position des franges d'interférences. Notre banc de test doit donc intégrer une ligne à retard dans l'air capable de compenser une telle différence de longueur.

⁶L'étude est réalisée sur les bandes J et H. La bande J est centrée autour de 1250 nm avec une largeur spectrale de 300 nm, la bande H est centrée sur 1650 nm et a une largeur spectrale de 350 nm.

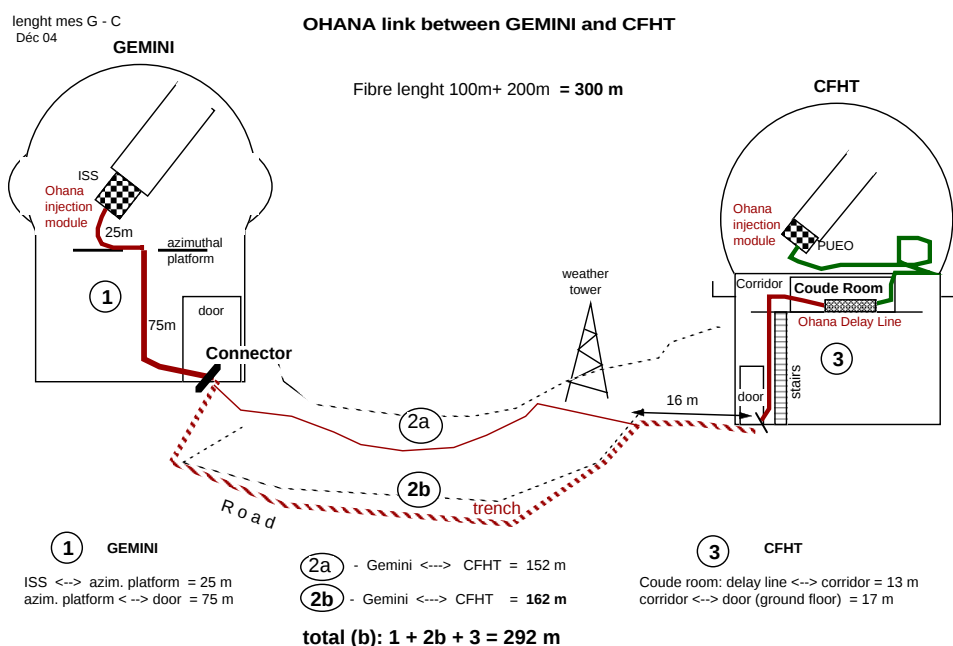


FIG. 4.1 – Liaison Gemini-CFHT (dessin : J. Guérin)

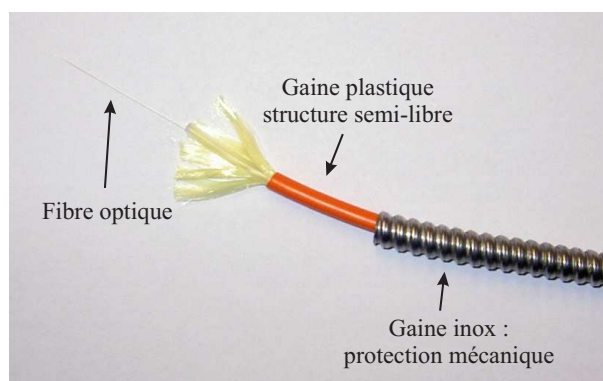


FIG. 4.2 – Photo du conditionnement de la fibre optique

- **caractériser les effets différentiels de dispersion** par mesure de la phase spectrale ainsi que par la mesure de l'évolution du contraste des franges. Dans le domaine de l'astronomie, les faibles niveaux de puissance des sources observées imposent de travailler avec de larges bandes spectrales. C'est pourquoi il est nécessaire d'attacher une importance toute particulière aux effets différentiels de dispersion chromatique. Une technique de minimisation de ces effets a donc été mise au point et est expliquée dans la section 4.2.

Le banc de tests des fibres ne devra pas engendrer de dispersion chromatique différentielle supplémentaire. Pour éviter cela, nous avons donc décidé de rajouter une ligne à retard fibrée de grande course (typiquement de l'ordre de la dizaine de centimètres) permettant d'ajuster la dispersion [Hus 00].

Enfin, dans un souci de vérifier la justesse des résultats obtenus grâce à notre technique de minimisation de la dispersion, nous avons décidé de mesurer le contraste des franges d'interférences. Pour permettre un affichage temporel du phénomène interférométrique, un modulateur temporel fibré de chemin optique est implanté sur un des bras interférométriques.

- **contrôle de la polarisation** lors de la détermination de la différence de temps de groupe et de la caractérisation des effets différentiels de dispersion.

Les éléments constituant le banc de tests ayant été établis, il reste à définir la méthode de minimisation des effets différentiels de dispersion.

4.2 Méthode de minimisation de la dispersion chromatique différentielle

Tango [Tan 90] fut le précurseur en terme d'étude des effets différentiels de dispersion chromatique dans un interféromètre stellaire. Coudé du Foresto et al. [Cou 95] étudièrent et simulèrent les effets de dispersion dans un interféromètre composé de fibres en verre fluoré. Mais les premiers ayant étudié ces effets dans un interféromètre avec des fibres en silice furent Dyer et Christensen [Dye 97]. Ils n'utilisèrent que 2,50 m de fibre unimodale à maintien de polarisation et la source observée était une diode laser émettant à 1307 nm alimentée sous le seuil laser ($\Delta\lambda = 68$ nm). Dans leur expérience, ils considérèrent que les deux fibres utilisées étaient parfaitement identiques et avaient donc les mêmes constantes de propagation. En coupant l'une des deux fibres, ils analysèrent ainsi l'évolution du pic frange, c'est-à-dire la variation du contraste des franges d'interférences. Dans notre étude, sur des longueurs aussi importantes que la centaine de mètres, rien ne nous garantit une homogénéité parfaite des guides utilisés et donc le terme $\int \frac{\partial^2 \beta}{\partial \nu^2} \cdot l \, dl$ a peu de chance d'être le même sur les deux bras de l'interféromètre. Le fait de rajouter simplement un morceau de verre de quelques centimètres, comme a pu le faire Kotani [KNS 03], ne sera donc pas suffisant pour compenser la dispersion chromatique surtout dans la gamme de longueur d'onde étudiée (infrarouge). D'autres méthodes de compensation de la dispersion chromatique différentielle dans des interféromètres large bande ont été étudiées mais avec de très courtes longueurs de fibres [Bur 92, Bur 95, Rey 94].

Pour notre expérience, partant dans l'inconnu d'un point de vue différence de dispersion sur de grandes longueurs de fibres, nous avons donc choisi de rajouter des longueurs de fibres allant de 0 à 3 m pour effectuer cette compensation. Le principe de notre méthode est décrit schématiquement sur la figure 4.3.

Dans un premier temps, il est nécessaire de déterminer la phase spectrale obtenue à la sortie de l'interféromètre et notamment les valeurs des coefficients d'ordres 2 et 3 de cette phase spectrale. Dans un deuxième temps, il faut rajouter des tronçons de fibres provenant, si possible, de la même préforme initiale sur le bras le moins dispersif et ainsi observer l'effet sur la phase spectrale. Il est alors possible de déterminer la longueur à ajouter pour minimiser la dispersion chromatique différentielle.

Décrivons maintenant les effets observables lors de la mise en œuvre de cette méthode.

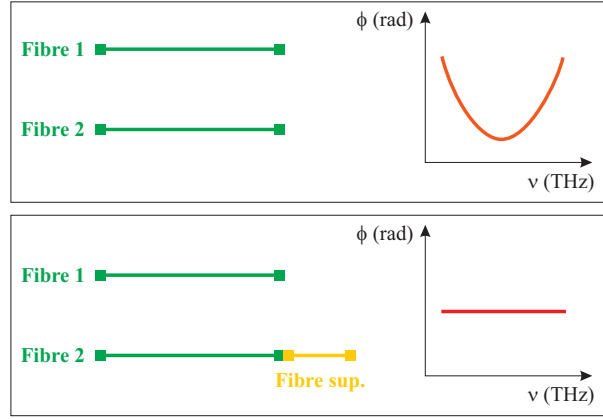


FIG. 4.3 – Illustration du principe de minimisation de la dispersion chromatique différentielle. Haut : les deux fibres ont la même longueur géométrique et pourtant, du fait de l'inhomogénéité des fibres optiques, la phase spectrale n'est pas plate ce qui est synonyme de dispersion chromatique différentielle importante. Bas : on rajoute un tronçon de fibre supplémentaire sur le bras le moins dispersif de façon à minimiser la dispersion chromatique différentielle.

Reprenons l'expression de la phase due à la propagation dans la fibre (cf. équation 2.13) et écrivons les termes d'ordre 2 et 3 :

$$\text{ordre 2} = \frac{1}{2} \cdot \left(\left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \nu^2} \cdot L \right)_1 - \left(\frac{\partial^2 \beta}{\partial \nu^2} \cdot L \right)_2 \right) \quad \text{ordre 3} = \frac{1}{6} \cdot \left(\left(\frac{\partial^3 \beta}{\partial \nu^3} \cdot L \right)_1 - \left(\frac{\partial^3 \beta}{\partial \nu^3} \cdot L \right)_2 \right) \quad (4.1)$$

Rajoutons de la fibre sur un des deux bras. Nous compensons l'ordre 1 par un trajet dans l'air sur l'autre bras en utilisant la LAR dans l'air. En supposant la dispersion de l'air négligeable, $\frac{\partial^2 \beta_{\text{air}}}{\partial \nu^2}$ et $\frac{\partial^3 \beta_{\text{air}}}{\partial \nu^3}$ sont nuls et l'équation 4.1 devient donc :

$$\text{ordre 2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \beta}{\partial \nu^2} \cdot L \quad \text{ordre 3} = \frac{1}{6} \cdot \frac{\partial^3 \beta}{\partial \nu^3} \cdot L \quad (4.2)$$

avec L longueur de la fibre que l'on a rajoutée et β la constante de propagation dans la fibre. Je rappelle ici que les longueurs rajoutées sont très courtes (jusqu'à 4 m) et qu'en moyenne sur de petits tronçons la constante de propagation β peut être considérée comme constante. On peut donc en déduire que les ordres 2 et 3 varient linéairement avec la longueur de fibre rajoutée.

Il faut remarquer que ces équations ne sont valables que lorsque la dispersion chromatique différentielle est nulle pour $L = 0$ m. Mais, comme on le verra dans les parties suivantes, c'est rarement le cas. Il faut donc rajouter une ordonnée à l'origine qui représente l'état de dispersion chromatique différentielle de notre couple de fibres au départ. L'équation 4.2 peut alors se mettre sous la forme : ordre 2/3 = $a \cdot L + b$ avec a la pente, L la longueur de fibre rajoutée en mètres et b l'ordonnée à l'origine. Les coefficients a et b seront déterminés à partir des courbes de variation des ordres 2 et 3 en fonction de la longueur de fibre rajoutée. À partir de ces données, il sera alors possible de connaître les longueurs de fibres pour lesquelles les ordres 2 et 3 s'annuleront et ainsi ajuster ces longueurs pour minimiser la dispersion chromatique différentielle.

Enfin, le fait de tracer cette courbe en tenant compte d'un grand nombre de mesures permet de déterminer plus précisément l'ordonnée à l'origine b et donc l'état de dispersion de nos fibres en l'absence de longueurs supplémentaires.

4.3 Montage expérimental

Présentons maintenant le banc de mesures de la dispersion chromatique différentielle des fibres en silice pour 'OHANA.

4.3.1 Descriptif

Le schéma du montage est présenté figure 4.4.

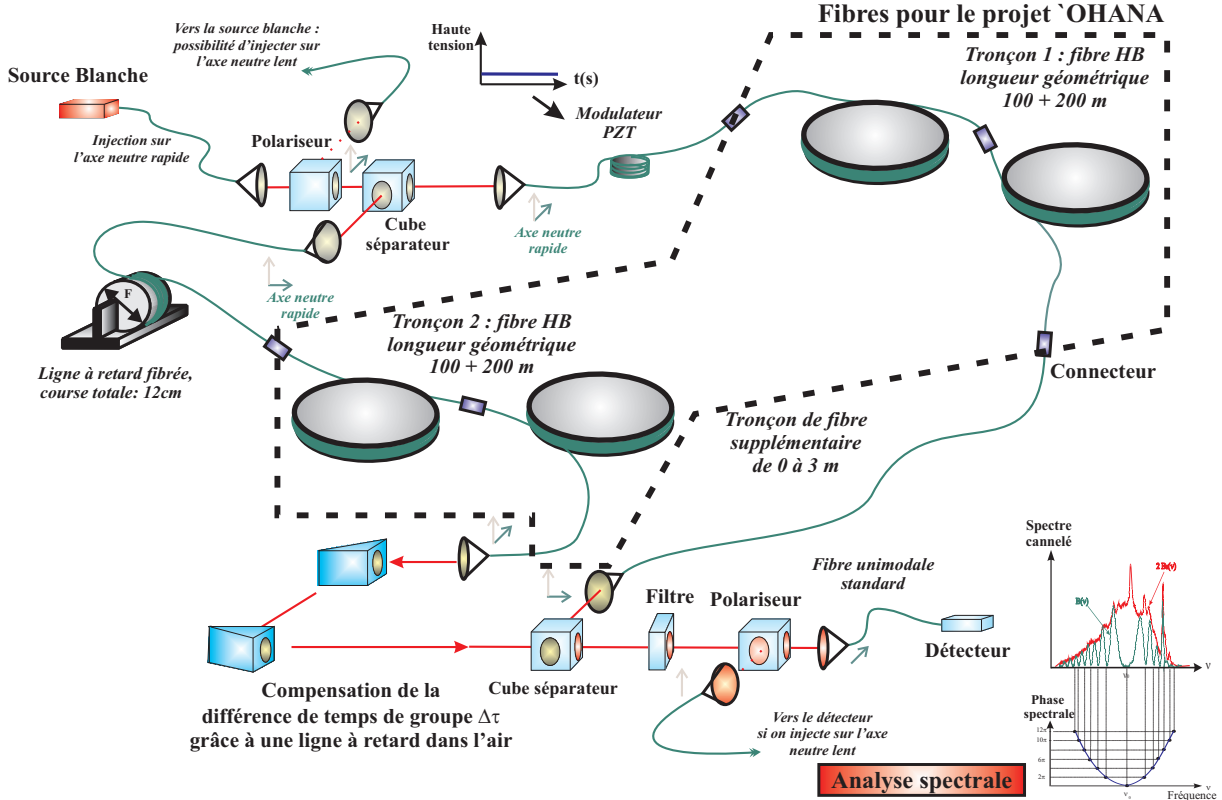


FIG. 4.4 – Schéma du banc de caractérisation des fibres en silice pour le projet 'OHANA

L'interféromètre de type Mach Zehnder peut être alimenté par trois types de sources différentes :

- une diode laser “ rouge ” pour faire les alignements,
- une diode laser infrarouge émettant à 1308 nm pour optimiser le couplage de la lumière dans les fibres autour de 1300 nm, les optiques d'injection étant chromatiques,
- une source halogène blanche pour faire les mesures de phase spectrale et de contraste sur l'ensemble de la bande J.

Chacune de ces sources est fibrée avec une fibre unimodale standard afin d'avoir une source ponctuelle et donc $C_{spatial} = 1$. L'extrémité de cette fibre est placée dans le plan focal du premier objectif de microscope de collimation. Le faisceau collimaté passe ensuite à travers un cube polariseur large bande [1200-1600 nm] qui permet de sélectionner une polarisation rectiligne verticale ou horizontale (suivant la position du collimateur). Le faisceau est ensuite séparé grâce à un cube séparateur hybride non polarisant⁷ [1200-1400 nm]. Deux objectifs de microscope

⁷Cube séparateur 50/50 sur toute la bande quel que soit le type de polarisation

faisant office de télescopes miniatures collectent chacun des deux faisceaux.

Avant de placer les fibres à tester dans l'interféromètre, nous avons rajouté une dizaine de mètres de fibre sur chacun des deux bras. Ces portions de fibres nous permettent de placer sur un bras une ligne à retard fibrée [Sim 99d, Sim 99a]. Il s'agit de 7,50 m de fibre enroulée sur un mandrin expansible qui permet d'étirer la fibre d'une douzaine de centimètres. Cette LAR peut également servir pour compenser la dispersion chromatique introduite par les différentes optiques du montage (objectifs, cubes). Sur l'autre bras, il est possible de rajouter une céramique piézo-électrique cylindrique sur laquelle sont enroulés 4,50 m de fibre. En lui appliquant une tension de type triangulaire ± 150 V qui correspond à un étirement de la fibre d'une centaine de μm , nous pourrions moduler le chemin optique et ainsi réaliser les mesures de contrastes des franges visualisées temporellement. Sans tension appliquée donc sans modulation temporelle du chemin optique, nous procéderons aux mesures de phase spectrale.

La première étude a été la caractérisation en terme de dispersion chromatique différentielle de cet interféromètre avec les deux bras fibrés de 10 m pour pouvoir étalonner le défaut résiduel en fonction de l'étirement de la LAR.

Ensuite, les fibres à caractériser sont insérées dans l'interféromètre. A leur sortie, nous plaçons des objectifs de microscope pour obtenir un faisceau collimaté. Sur le tronçon 1, nous avons la possibilité de rajouter des tronçons de fibres dont la longueur varie de 0 à 3 mètres. Sur le tronçon 2, nous avons placé une ligne à retard dans l'air de longueur pouvant aller jusqu'à 6,50 mètres en équivalent chemin d'air. Les faisceaux sont ensuite recombinaisonnés par l'intermédiaire d'un cube séparateur hybride non polarisant [1200-1400 nm] identique à celui placé en entrée du dispositif. Le mélange interférométrique ainsi obtenu passe à travers un cube polariseur large bande [1200-1600 nm] pour limiter les dégradations de contraste dues au mauvais alignement des axes neutres des fibres engendré par les connexions entre tronçons et/ou par le positionnement des fibres sur les modules de collimation.

A ce stade, nous pouvons soit effectuer une **analyse spectrale** avec les mesures de phase spectrale, soit faire une **analyse temporelle** et ainsi mesurer le contraste des franges d'interférences. Lors de l'analyse spectrale, le flux provenant du mélange interférométrique est acheminé vers un spectrographe à réseau muni d'une barrette InGaAs via une fibre unimodale standard dont la longueur d'onde de coupure est aux alentours de 1300 nm. L'étude consiste à mesurer la phase spectrale en fonction de la fréquence ν autour de la fréquence moyenne de notre fenêtre spectrale : $\nu_0 = 230$ THz. La mesure de la phase spectrale du mélange interférométrique s'effectue à l'aide de la méthode du spectre cannelé décrite précédemment dans la section 2.3.3 de la partie I.

L'analyse temporelle est pour sa part réalisée en modulant le chemin optique à l'aide du modulateur PZT. Nous contrôlons la largeur spectrale de notre sortie interférométrique grâce à des filtres préalablement étalonnés (trois centrés autour de 1300 nm avec des largeurs de 10 nm, 30 nm et 80 nm et un allant de 1000 à 1375 nm), puis le flux est dirigé vers un détecteur monopixel InGaAs par l'intermédiaire d'une fibre unimodale standard pour palier les défauts de recouvrement des champs engendrés lors de la recombinaison des faisceaux.

4.3.2 Démarche expérimentale

Notre démarche de caractérisation et de minimisation de la dispersion chromatique différentielle a été la suivante :

- dans un premier temps, nous avons caractérisé d'un point de vue phase spectrale les 2 tronçons de 100 m,
- nous avons procédé de même pour les tronçons de 200 m,

- nous les avons appairés de façon à se placer dans la meilleure configuration d'un point de vue dispersion chromatique différentielle,
- nous avons caractérisé les tronçons de 300 m en mesurant la phase spectrale du mélange interférométrique,
- grâce à une simulation utilisant les données expérimentales, nous avons déterminé quelle longueur de fibre nous devons couper afin de maximiser le contraste sur toute la bande J,
- la fibre a ensuite été coupée de la longueur prévue par la simulation
- enfin, nous avons à nouveau mesuré la phase spectrale pour valider notre simulation. Nous avons également réalisé les mesures de contrastes sur la nouvelle configuration des bras de 300 m. Le but étant de vérifier la justesse de nos résultats de mesure de phase spectrale.

4.4 Polarisation

Avant toute mesure de phase spectrale ou de contraste, nous avons dû, dans un premier temps, aligner les axes neutres des fibres. Pour cela, nous avons utilisé la méthode polariseur/analyseur croisés. Ce dispositif de mesure a été préalablement étalonné "à vide". Un taux d'extinction de -30 dB a été trouvé. Ceci signifie que lorsque l'on mesure les taux d'extinction des fibres, si leurs valeurs sont supérieures à -30 dB, c'est bien la contribution de la fibre que l'on mesurera.

Les taux d'extinction mesurés sont présentés dans le tableau 4.1. Ces taux ne sont pas homogènes sur l'ensemble des fibres car il faut être conscient des limites de notre dispositif de mesure. La source (supposée polarisée circulairement) alimentant ce dispositif peut en effet connaître des fluctuations de polarisation. De plus, du fait d'un jeu mécanique entre les connecteurs et leurs montures, ce taux d'extinction dépend également de la façon dont on connecte les fibres aux modules d'injection. Ces mesures sont donc pessimistes mais donnent néanmoins une idée de l'ordre de grandeur des taux d'extinction réels.

Le tableau donne également la dégradation du contraste générée par ces taux en utilisant la formule 2.7. Il a également été vu dans la section 1.3.2 de la partie I qu'un mauvais alignement des axes neutres de polarisation entraînait une diminution du taux d'extinction. Ce phénomène risque donc de se produire lors de la connexion entre deux tronçons de fibres ou lors du positionnement des fibres sur les modules d'injection. D'après la formule 1.33 page 20, on peut en déduire le nouveau taux d'extinction ainsi que la dégradation du contraste liée à cette mauvaise connexion. Les résultats pour un désalignement de 8° sont également présentés dans le tableau 4.1.

TAB. 4.1 – Taux d'extinction des fibres 'OHANA J et dégradation du contraste due à ces taux : taux intrinsèques des différents tronçons de fibres connectés. Le taux d'extinction du tronçon total (300 m) n'a pas été mesuré ici car il dépend de la connexion entre le tronçon de 100 m et celui de 200 m.

Fibre	100 mètres		200 mètres	
	<i>tronçon 1</i>	<i>tronçon 2</i>	<i>tronçon 1</i>	<i>tronçon 2</i>
Taux d'extinction en dB	-17,8	-20,8	-14,1	-17,3
$C_{polarisation}$	0,988		0,971	
Cas d'un désalignement des axes neutres de $\theta = 8^\circ$ pour chacune des fibres				
Nouveau taux d'extinction en dB	-14,5	-15,6	-12,5	-14,3
$C_{polarisation}$	0,969		0,953	

Ces données montrent qu'en cas de désalignement, on peut donc avoir une perte de contraste de l'ordre de 2%. Si, en plus, les taux d'extinction sont de l'ordre de 97% au départ, celui-ci peut chuter à 95%.

4.5 Mesure et compensation de la dispersion chromatique différentielle

Dans cette partie, je détaillerai l'étude menée pour les fibres en silice à maintien de polarisation utilisées pour la bande spectrale astronomique J. En ce qui concerne la bande H, je présenterai simplement les résultats finaux, la démarche suivie étant la même.

Comme je l'ai expliqué dans la section 4.1, nous allons rajouter des tronçons de fibres de 0,50 à 3 m provenant de la même préforme initiale sur chacun des deux bras. Nous pourrons ensuite analyser ainsi l'évolution correspondante de la phase spectrale.

Les fibres que l'on rajoute provenant du même tronçon que la fibre à tester, les caractéristiques moyennes de ces tronçons supplémentaires sont alors supposées équivalentes.

La phase spectrale est mesurée à partir des spectres cannelés : pour chaque tronçon rajouté, nous faisons l'acquisition d'une trentaine de spectres cannelés ainsi que du signal photométrique issu de chacun des deux bras. Pour chacun des 30 fichiers, nous enregistrons ces coefficients qui nous permettent de moyenner et d'obtenir des courbes montrant la variation des ordres 2 et 3 en fonction de la longueur de fibre rajoutée.

Chaque point des courbes ayant été obtenu grâce à une moyenne de 30 mesures, ces courbes nous permettront de déterminer plus rigoureusement l'ordonnée à l'origine des courbes de dispersion en fonction de la longueur ajoutée. Le défaut de dispersion chromatique du couple de fibres au départ sera ainsi évalué.

Je présente ici les résultats obtenus sur les 2 axes de polarisation en me focalisant dans un premier temps sur l'axe rapide.

4.5.1 Axe rapide

Chaque bras fibré est composé de deux tronçons : un de 100 m et un de 200 m. Ce paragraphe regroupe les résultats obtenus pour ces deux longueurs ainsi que ceux obtenus pour la longueur totale de 300 m.

Tronçons de 100 mètres

La première étape a donc consisté à caractériser les deux tronçons de 100 m. La figure 4.5 montre la variation de l'ordre 2 et de l'ordre 3 en fonction de la longueur de fibre rajoutée.

Numériquement, ces courbes correspondent à :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -57,0 \cdot L - 168 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -3,1 \cdot L + 0,3 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

Une première constatation s'impose : il sera impossible d'annuler simultanément l'ordre 2 et l'ordre 3. En effet, l'ordre 2 s'annule pour une longueur de fibre de -3 m alors que l'ordre 3 s'annule aux alentours de 0 m. Ceci est en grande partie dû à l'inhomogénéité des fibres utilisées.

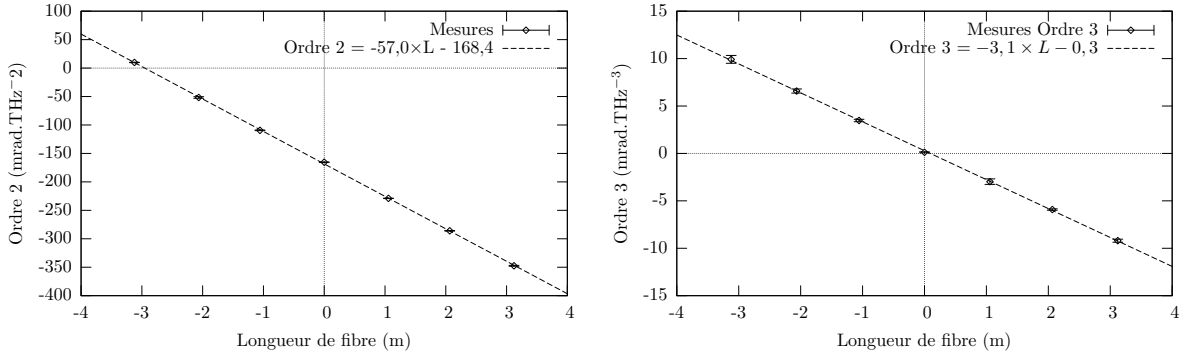


FIG. 4.5 – Tronçons de 100 m : évolution des ordres 2 et 3

Tronçons de 200 mètres

Pour les résultats obtenus lors de la caractérisation des tronçons de 200 m, on observe encore une variation linéaire des ordre 2 et 3 en fonction de la longueur de fibre rajoutée qui s'exprime sous la forme :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -56,4 \cdot L + 108,1 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -3,0 \cdot L - 8,0 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

De même que pour les tronçons de 100 m, on s'aperçoit en regardant la figure que les annulations des ordres 2 et 3 ne sont pas simultanées (4 m pour l'ordre 2 alors que l'ordre 3 s'annule pour -0,30 m).

Notons également que l'on trouve la même pente que pour les tronçons de 100 m. Ce résultat est tout à fait logique car les fibres rajoutées sur les tronçons de 100 m et de 200 m sont les mêmes lors des deux expériences. Ce dernier résultat tend à valider la répétabilité de nos mesures.

Tronçons de 300 mètres

En fonction des résultats obtenus précédemment, il s'agit d'appairer correctement les tronçons de 100 m et de 200 m pour minimiser la dispersion chromatique différentielle entre les deux bras de 300 m ainsi obtenus. Une fois ceci effectué, les mesures de phase spectrale ont été réalisées sur ces tronçons et nous permettent de trouver les évolutions des ordres 2 et 3 suivantes :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -56,6 \cdot L - 58,4 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -2,9 \cdot L - 7,5 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

L'ordre 2 s'annule pour 1 m et l'ordre 3 pour 2,50 m. Ils ne peuvent donc être annulés simultanément. Un compromis est donc nécessaire pour maximiser le contraste sur la plus grande bande de longueurs d'onde possible. Pour rechercher la configuration optimale, j'ai utilisé une simulation qui m'a permis de déterminer la longueur de fibre à couper pour maximiser le contraste sur l'ensemble de la bande J. Cette simulation permet de calculer la phase spectrale sur toute la bande spectrale, cette dernière possédant une dérivée nulle à la fréquence moyenne de la bande. Les coefficients de l'ordre 2 et 3 étant fixés par nos mesures expérimentales, le choix de l'ordre 1 permet de remplir cette condition. Le contraste des franges sera alors optimum pour la résolution choisie sur le canal spectral central. Il est à noter que la simulation permet de déterminer la phase spectrale en prenant une fréquence autre que le centre de la bande spectrale

pour l'optimisation du contraste.

Détaillons à présent les différentes étapes de cette simulation à l'aide de captures d'écran de la face-avant du VI LabVIEW de simulation.

1. Dans un premier temps, choisir la bande spectrale étudiée, la résolution spectrale ($R=\lambda/\Delta=100$, 1000 ou 10000), la résolution correspondant à un canal spectral assimilé à une gaussienne de largeur à mi-hauteur λ / R et la plage de variation de la longueur de fibre rajoutée (cf. figure 4.6).

FIG. 4.6 – Choix des données de départ

2. Rentrer les données de la phase spectrale à partir des mesures effectuées et déterminer la plage de variation de la différence de marche (choix de l'ordre 1) (cf. figure 4.7).

FIG. 4.7 – Données de la phase spectrale

3. Balayer la différence de marche nulle et calculer autour du centre de la bande spectrale (ici 1250 nm) la phase spectrale qui permet d'obtenir le meilleur contraste, c'est-à-dire lorsque la dérivée de la phase spectrale est nulle (cf. figure 4.8).
4. une fois cette phase spectrale trouvée, un gabarit gaussien d'intégration est déplacé sur l'ensemble de la bande spectrale afin de prédire le comportement du contraste sur chaque canal spectral (cf. figure 4.9).
5. La dernière étape consiste à refaire les étapes 1 à 4 pour différentes longueurs de fibres rajoutées.

La simulation de la figure 4.10 représente l'évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de fibre rajoutée. On s'aperçoit que sur l'ensemble de la bande J le contraste est supérieur à 50% sur une plus grande bande pour $L=-2,20$ m. C'est pourquoi nous

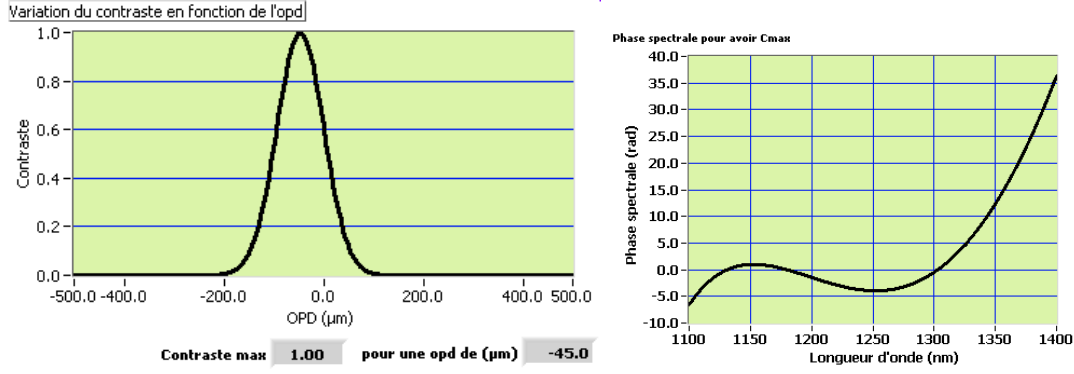


FIG. 4.8 – Contraste en fonction de la différence de marche (gauche) et phase pour avoir le meilleur contraste (droite)

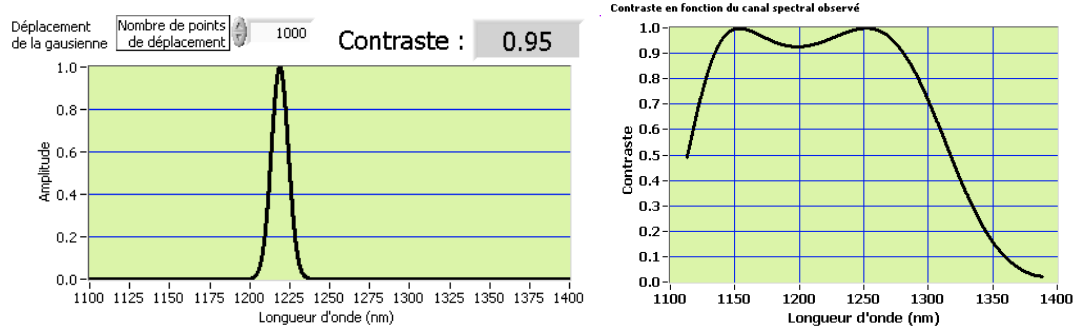


FIG. 4.9 – Déplacement de la gaussienne sur l'ensemble de la phase spectrale (gauche) et contraste pour chaque canal spectral (droite)

avons choisi de couper la fibre de cette longueur afin d'optimiser le contraste. Théoriquement, en coupant cette longueur, on aurait alors :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -56,5 \times (-2,20) - 58,4 = 65,9 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -2,9 \times (-2,20) - 7,5 = -1,1 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

En pratique, une fois coupée la fibre de la longueur L déterminée par la simulation, nous avons vérifié le comportement des tronçons de 300 m en mesurant à nouveau la phase spectrale différentielle (*cf.* figure 4.11).

Les nouveaux coefficients trouvés sont les suivants :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -57,1 \cdot L + 65,9 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -3,0 \cdot L - 0,7 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

Pour l'ordre 2, on retrouve ce que l'on avait calculé et un écart pour l'ordre 3 de $0,4 \text{ mrad.THz}^{-3}$ qui provient du fait que les barres d'erreurs sont plus importantes pour cet ordre. Cela démontre que les caractéristiques moyennes des fibres sont bien constantes ce qui nous permet de valider a posteriori notre méthode de correction de la dispersion chromatique différentielle.

Comme je l'ai déjà évoqué dans la partie I, chaque équipe utilise ses propres unités pour caractériser la dispersion. J'ai donc converti les équations précédentes en les exprimant en fonction du nombre d'onde (écriture "meudonnaise"). Il vient :

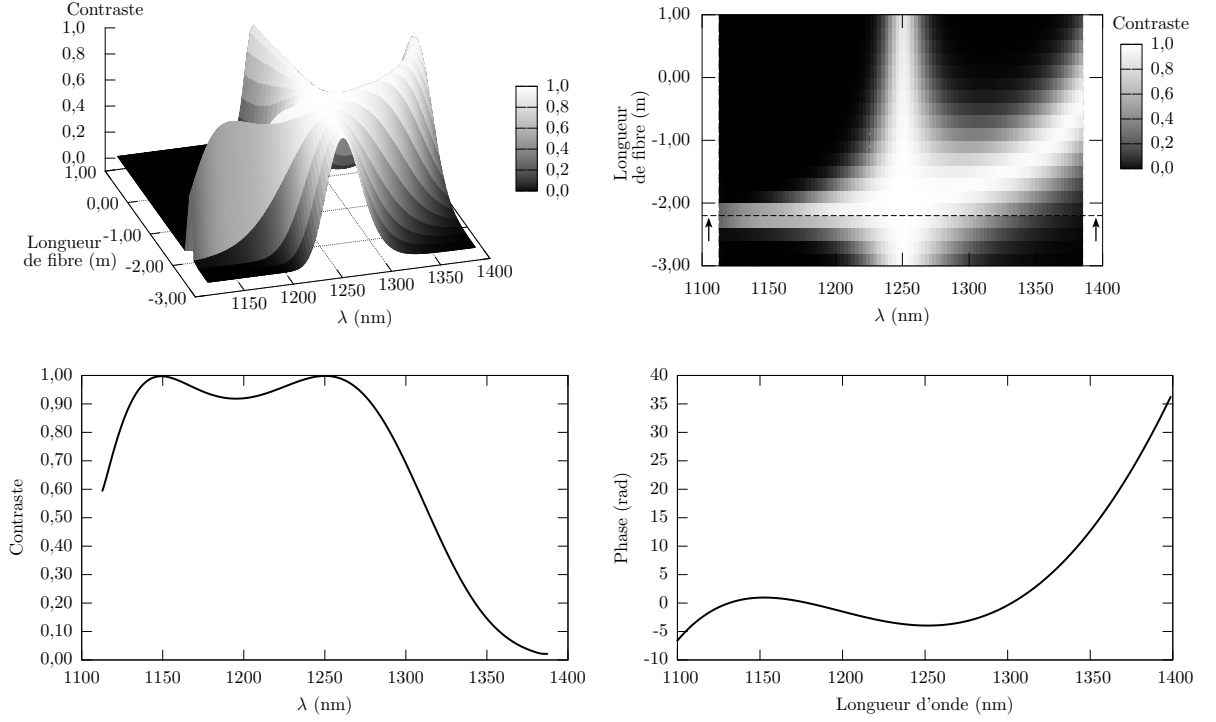


FIG. 4.10 – Évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de fibre rajoutée pour une résolution spectrale de $R = 100$. Simulation de -3 m à 1 m par pas de 20 cm (haut gauche). Vue de dessus de la simulation (haut droite), le trait pointillé horizontal repéré par les flèches représente le plan pour lequel le contraste est maximum sur la plus large bande. Vue en coupe pour $L = -2, 20$ m (bas gauche) avec la phase associée (bas droite).

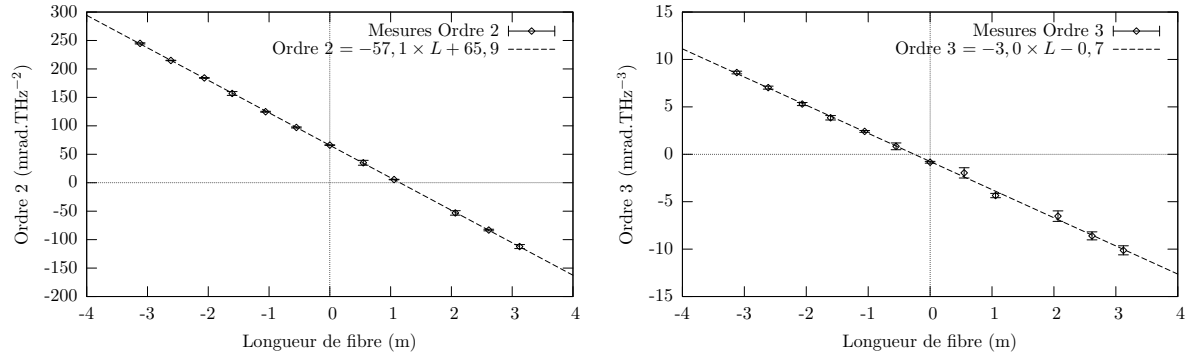


FIG. 4.11 – Tronçons de 300 m sur l'axe rapide après optimisation : évolution des ordres 2 et 3

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -51,4 \cdot L + 59,3 \mu\text{rad.cm}^2 \\ \text{ordre 3} = -0,081 \cdot L - 0,019 \mu\text{rad.cm}^3 \end{cases}$$

Enfin, il est intéressant de regarder l'évolution des ordres 2 et 3 ainsi que de la phase spectrale globale en fonction de la fréquence et de différentes longueurs de fibres rajoutées (*cf.* figure 4.12).

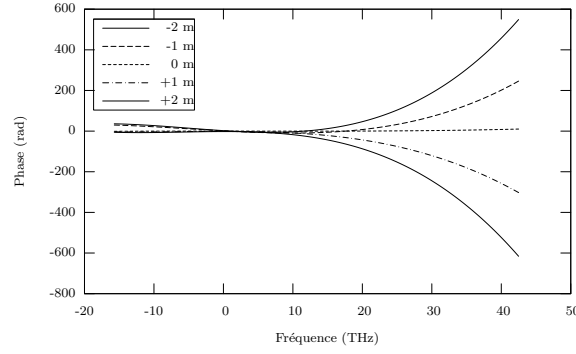


FIG. 4.12 – Évolution des ordres 2 (haut gauche) et 3 (haut droite) de la phase spectrale (bas) pour différentes longueurs de fibres rajoutées. La phase spectrale est optimisée pour 1250 nm.

La phase spectrale est quasi plate pour $L = 0$ m et augmente de plus en plus avec l'augmentation de la longueur. Ces courbes montrent donc bien que nous avons réussi à minimiser la dispersion chromatique différentielle.

4.5.2 Axe lent

Après avoir étudié la phase spectrale sur l'axe rapide de polarisation, nous avons regardé la phase spectrale sur l'autre axe, c'est-à-dire sur l'axe lent.

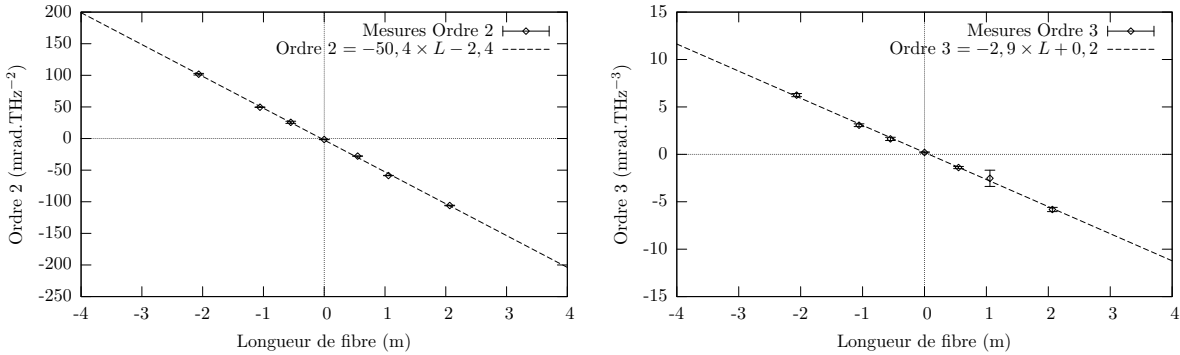


FIG. 4.13 – Tronçons de 300 m sur l'axe lent après optimisation : évolution des ordres 2 et 3

Les évolutions des ordres 2 et 3 se traduisent numériquement par :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -50,4 \cdot L - 2,4 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -2,9 \cdot L + 0,2 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

soit en équivalent en nombre d'onde :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -45,4 \cdot L - 2,2 \mu\text{rad.cm}^2 \\ \text{ordre 3} = -0,078 \cdot L + 0,005 \mu\text{rad.cm}^3 \end{cases}$$

Les résultats obtenus sur l'axe lent de polarisation sont meilleurs que ceux obtenus sur l'axe rapide. En effet, sur cet axe, les ordres 2 et 3 s'annulent en même temps.

En revanche, nous avons constaté que l'optimisation de la dispersion chromatique différentielle sur l'axe rapide correspondait à l'optimisation sur l'axe lent. Nous ne sommes pas capables de

dire si c'est vrai pour tous les types de fibres hautement biréfringentes mais il est quand même important de faire remarquer ce point.

Notons également que la ligne à retard dans l'air n'est que de quelques centimètres dans nos conditions de travail où les deux fibres sont à la même température. Le comportement des fibres en fonction d'un écart différentiel de température sera étudié dans le chapitre 5.

4.5.3 Récapitulatif

Cette partie récapitule les résultats de la mesure de la phase spectrale obtenus sur les deux axes (*cf.* tableau 4.2).

TAB. 4.2 – Récapitulatif des ordres 2 et 3 mesurés pour les différents tronçons de fibre

Axe de polarisation	Tronçons	ordre 2		ordre 3	
		<i>pente</i>	<i>offset</i>	<i>pente</i>	<i>offset</i>
Axe rapide (avant coupure)	100m	-57,0	-168,4	-3,1	0,3
	200m	-56,4	108,1	-3,0	-8,0
	300m	-56,6	-58,4	-2,9	-7,5
Axe rapide (après coupure)	100m	-57,0	-168,4	-3,1	0,3
	200m	-56,8	231,6	-3,0	-1,1
	300m	-57,1	65,9	-3,0	-0,7
Axe lent	100m	n.m.	-178,8	n.m.	0,4
	200m	n.m.	175,8	n.m.	-0,3
	300m	-50,4	-2,4	-2,9	0,2

n.m. signifie que ces valeurs n'ont pas été mesurées.

L'offset de l'ordre 2 est exprimé en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$ et la pente en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}$; l'offset de l'ordre 3 est en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3}$ et la pente en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}$.

Sur un même axe et pour un même ordre, les pentes sont bien identiques.

Il est également possible de vérifier la concordance des résultats en calculant à partir des mesures effectuées sur les tronçons de 100 m et 200 m la valeur des ordres pour le tronçon de 300 m et en les comparant aux mesures réalisées sur ce tronçon (*cf.* tableau 4.3).

TAB. 4.3 – Comparaison des ordonnées à l'origine des ordres 2 et 3 mesurés et calculés pour les tronçons de 300 m

Axe de polarisation	offset ordre 2 $\times 10^{-3} \text{rad} \cdot \text{THz}^{-2}$			offset ordre 3 $\times 10^{-3} \text{rad} \cdot \text{THz}^{-3}$		
	<i>mesuré</i>	<i>calculé</i>	<i>écart</i>	<i>mesuré</i>	<i>calculé</i>	<i>écart</i>
Axe rapide (avant coupure)	-58,4	-168,4+108,1 -60,3	1,9	-7,5	0,3-8,0= -7,7	0,2
Axe rapide (après coupure)	65,9	-168,4+231,6= 63,2	2,7	-0,7	0,3-1,1= -0,8	0,1
Axe lent	-2,4	-178,8+175,8= -3,0	0,6	0,2	0,4-0,3= 0,1	0,1

Les écarts obtenus peuvent être expliqués par les limites de notre instrument de mesure (particulièrement vrai pour l'ordre 3) mais aussi et surtout par le fait que les mesures ont été faites sur plusieurs jours, les conditions de température n'étant pas forcément constantes.

Remarquons également ici que la dispersion chromatique différentielle est différente sur les deux axes neutres de la fibre silice à maintien de polarisation.

4.6 Confrontation des mesures de phase spectrale avec la mesure de contraste

4.6.1 Cadre et hypothèse de l'étude

L'objectif des mesures de contrastes est de valider notre technique de mesure de la dispersion chromatique. Pour corroborer les résultats précédents, nous avons donc mesuré le contraste des franges d'interférence pour différentes largeurs spectrales de source. À partir des mesures de la phase spectrale (*cf.* section 4.5), il a été possible de prédire l'évolution du contraste. Les résultats de la simulation sont comparés aux résultats expérimentaux. Les interférogrammes mesurés avec deux types de filtre spectral sont également présentés sur chaque axe de polarisation.

Les mesures de contrastes et les acquisitions d'interférogrammes ont été effectuées en utilisant le montage expérimental dans sa configuration "analyse temporelle" c'est-à-dire en pilotant le modulateur PZT avec une tension triangulaire de ± 150 V. Les mesures du contraste ont été réalisées en calculant l'intégrale du pic frange.

Le principe de la simulation est décrit ci-dessous :

- les données mesurées de la phase spectrale (pente et ordonnée à l'origine des ordres 2 et 3) sont utilisées pour calculer la phase sur chacun des axes de polarisation :

$$\begin{aligned}
 \phi_{rap}(\nu) &= \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \Delta x \cdot (\nu - \nu_0) + (-5,71E^{-2} \cdot L + 6,59E^{-2}) \cdot (\nu - \nu_0)^2 \\
 &\quad + (-2,96E^{-3} \cdot L - 7,34E^{-4}) \cdot (\nu - \nu_0)^3 \\
 \phi_{lent}(\nu) &= \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \Delta x \cdot (\nu - \nu_0) + (-50,4 \cdot L - 2,4)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^2 \\
 &\quad + (-2,9 \cdot L + 0,2)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^3
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide en $m.s^{-1}$, Δx , une ddm supplémentaire (en m) [Law 96] pour trouver le maximum de contraste (phase plate), ν , la fréquence en THz, ν_0 , la fréquence centrale en THz, L , la longueur de fibre rajoutée en m.

- la simulation utilise les courbes de transmission spectrale réelles des différents filtres (10 nm, 30 nm et 80 nm) mesurés grâce au spectrographe,
- on obtient ainsi le module et la phase du spectre qui nous permettent de remonter au contraste en utilisant la formule 2.9 (page 28),
- le contraste peut donc être tracé en fonction de la longueur de fibre rajoutée et ce pour les deux axes neutres de polarisation.

La face-avant de l'outil de simulation est présentée sur la figure 4.14.

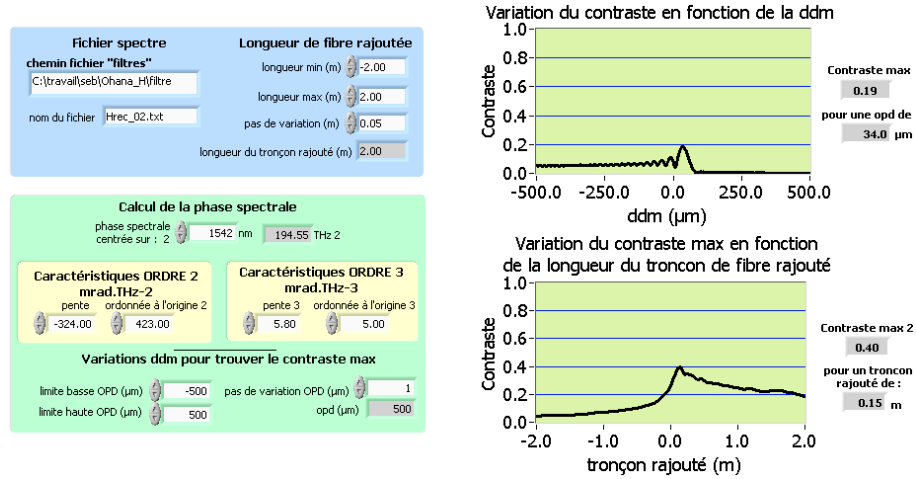


FIG. 4.14 – Face-avant LabVIEW du VI de simulation de l'évolution du contraste en fonction de la longueur de fibre rajoutée

4.6.2 Axe rapide

La figure 4.15 présente l'évolution du contraste pour différentes largeurs de filtres sur l'axe rapide de polarisation en fonction de la longueur de fibre rajoutée. Les mesures expérimentales de contrastes et la simulation coïncident bien. Les écarts résiduels proviennent :

- des problèmes de polarisation dus aux connexions entre les différents tronçons de fibre : couplage entre les deux polarisations lors de l'ajout de cordons supplémentaires,
- d'une connaissance partielle du spectre injecté sur les 2 voies (particulièrement pour le filtre 80 nm),
- du fait que le spectre n'est pas tout à fait le même sur les 2 voies photométriques et légèrement différent d'un point de mesure à un autre (injection chromatique notamment due aux objectifs de microscope),
- enfin, on considère la sensibilité spectrale du détecteur monopixel identique à celle du spectrographe.

Pour le filtre 80 nm, le contraste maximum atteint une valeur de 85%. L'observation de l'ensemble de ces courbes permet de mettre en évidence un décalage des maxima en fonction du filtre utilisé : le maximum de la courbe du contraste en fonction de la longueur se situe à 0,75 m pour le filtre 80 nm, à 1 m pour le filtre 30 nm et à 1,50 m pour le filtre 10 nm. Ce comportement résulte du fait que l'ordre 2 et l'ordre 3 ne s'annulent pas pour la même longueur et qu'il existe alors une compétition entre ces deux ordres en fonction de la largeur du spectre : pour un spectre étroit, l'effet de l'ordre 2 est prédominant. Le contraste sera donc maximum pour une longueur annulant cet ordre. Pour un spectre large, l'effet de l'ordre 3 deviendra plus important et à ce moment-là, le contraste sera maximum lors de l'annulation de celui-ci. En résumé, plus le spectre utilisé s'élargit et plus les effets des ordres supérieurs sont importants.

Observons maintenant les interférogrammes de la figure 4.16. Les paquets de franges sont fortement étalés et possèdent un grand nombre de franges. Cette situation résulte d'un ordre 2 important ce qui est bien en accord avec les résultats de la partie 4.5.1. Les contrastes sont d'ailleurs peu élevés : de l'ordre de 25% avec le filtre [1000-1375 nm] et de l'ordre de 50% avec

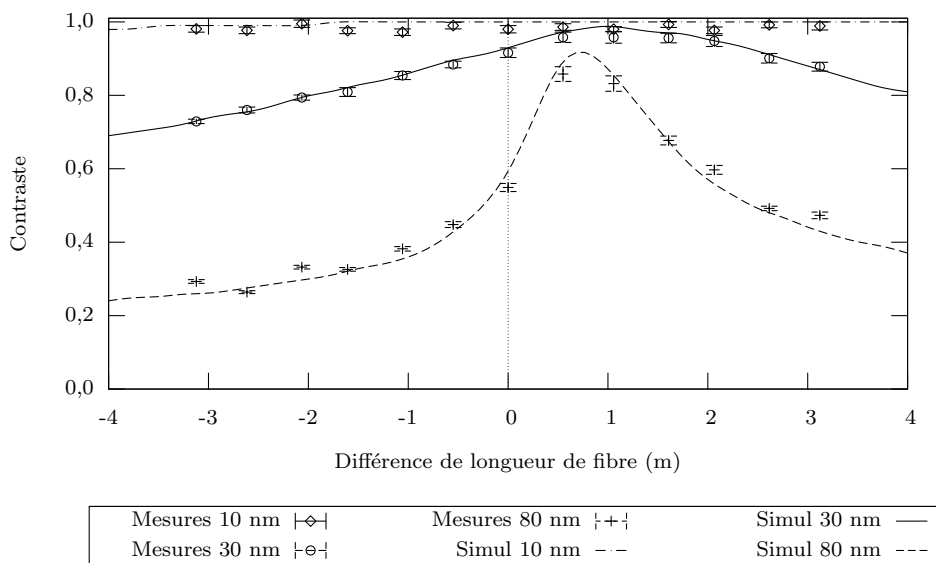


FIG. 4.15 – Comparaison de l'évolution du contraste sur l'axe rapide de polarisation pour différentes largeurs spectrales obtenues par filtrage de la source. Pour chaque filtre, le contraste maximum n'est pas obtenu pour la même longueur de fibre rajoutée.

le filtre 80 nm.

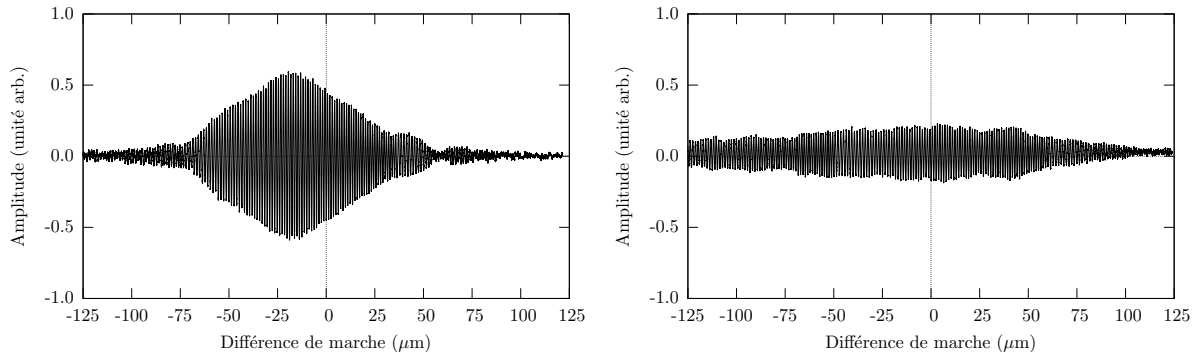


FIG. 4.16 – Interférogrammes obtenus sur l'axe rapide avec les deux tronçons de 300 m : avec le filtre 80 nm (gauche), avec le filtre [1000-1375 nm] (droite)

4.6.3 Axe lent

En ce qui concerne l'axe lent (*cf.* figure 4.17), là encore la simulation et les mesures expérimentales coïncident. Les écarts observés résultent des mêmes causes que pour l'axe rapide. En revanche, pour cet axe, l'ordre 2 et l'ordre 3 s'annulent simultanément. Les maxima sont donc tous au même endroit pour $L = 0$ et sont tous voisins de 1. Ce résultat était bien prévisible du fait des résultats obtenus dans la partie 4.5.2.

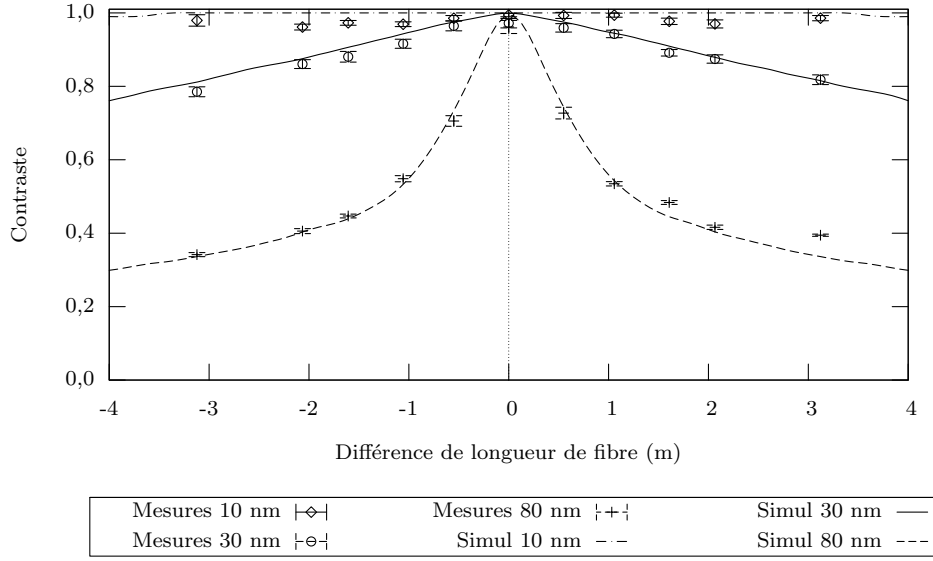


FIG. 4.17 – Comparaison de l'évolution du contraste sur l'axe lent de polarisation pour différentes largeurs spectrales obtenues par filtrage de la source. Contrairement à l'axe rapide, pour chaque filtre, le contraste maximum est obtenu pour la même longueur de fibre rajoutée.

Dans le cas de l'étude sur l'axe lent, les paquets de franges sont moins étalés et possèdent moins de franges que les interférogrammes obtenus sur l'axe rapide. Ces résultats sont en accord avec la partie 4.5.2 et le fait que les ordres 2 et 3 s'annulent quasiment simultanément.

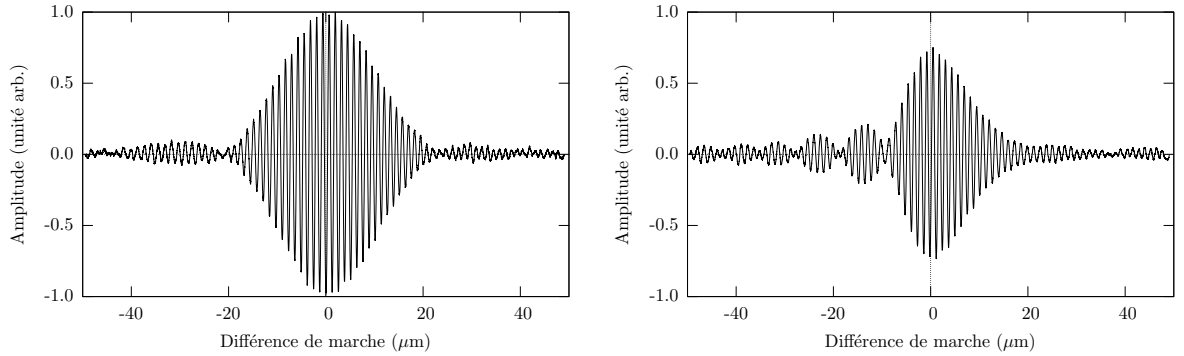


FIG. 4.18 – Interférogrammes obtenus sur l'axe lent avec les deux tronçons de 300 m : avec le filtre 80 nm (gauche), avec le filtre [1000-1375 nm] (droite)

L'interférogramme obtenu avec le filtre [1000-1375 nm] permet de faire les constatations suivantes :

- les interférogrammes possèdent peu de franges ce qui signifie que l'ordre 2 est faible, $L_{cohérence} = \lambda^2 / \Delta\lambda = (1300 \cdot E^{-9})^2 / 375 \cdot E^{-9} \approx 4,5 \mu\text{m}$
- l'interférogramme est dissymétrique. Ceci provient du fait que pour des spectres larges, l'effet de l'ordre 3 se fait sentir.
- enfin, on peut se poser la question de savoir s'il y a compatibilité entre mesures et si-

mulations pour 375 nm de largeur de bande. En effet, pour un spectre aussi large, le développement limité de la phase spectrale (cf. équation 2.14, partie I) peut être insuffisant pour modéliser les effets de phase spectrale.

L'interférogramme 80 nm possède peu de franges car l'ordre 2 reste faible ($L_{cohérence} = \lambda^2/\Delta\lambda = (1300 \cdot E^{-9})^2/80 \cdot E^{-9} \approx 21 \mu\text{m}$) et la dissymétrie est très peu visible car l'ordre 3 n'est pas significatif pour cette largeur de bande.

Par rapport à l'autre axe de polarisation, les contrastes sont beaucoup plus élevés : pour le filtre 1000-1375 nm il vaut environ 75% et est voisin de 100% pour le filtre 80 nm.

J'ai également calculé à partir des données de la phase spectrale l'enveloppe des franges pour la comparer à l'enveloppe mesurée avec le filtre 80 nm.

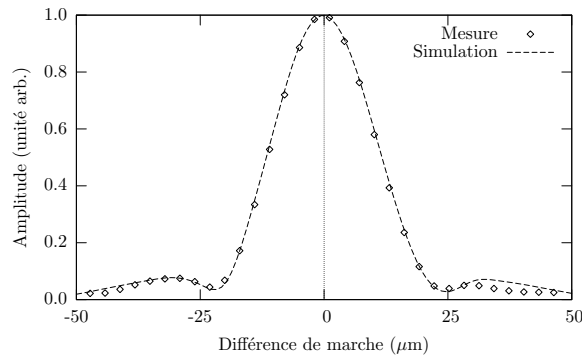


FIG. 4.19 – Enveloppe des franges 80 nm mesurée et simulée

La figure 4.19 montre que la simulation de l'enveloppe des franges coïncide très bien avec la mesure de ce paquet. Ceci montre une bonne compréhension du phénomène permettant une simulation très proche des résultats expérimentaux.

4.6.4 Bilan sur la maîtrise des effets de dispersion chromatique

Pour l'ensemble de cette partie, deux points principaux sont à retenir.

Le premier, correspondant à notre objectif, nous permet de constater que nous avons réussi à équilibrer en dispersion chromatique les deux tronçons de 300 m de fibres unimodales à maintien de polarisation pour la bande astronomique J. Cette étude révèle que pour obtenir les meilleurs résultats en terme de contraste, il faut travailler sur l'axe lent de polarisation de ces fibres. Ces résultats permettent d'atteindre, par exemple, un contraste voisin de 100% lors d'une observation d'une source ayant une largeur spectrale de 80 nm.

Le second point concerne la cohérence de l'ensemble de ces résultats. En effet, les mesure de contrastes et des interférogrammes coïncident bien avec les mesures de phase spectrale effectuées. Le bon accord entre ces deux méthodes nous permet donc de valider notre technique de caractérisation de la dispersion chromatique différentielle.

4.7 Influence de la résolution spectrale de l'instrument sur les contrastes des mélanges interférométriques

À partir des données de la phase spectrale qui ont été validées dans les sections précédentes, il est possible de simuler des courbes d'étalonnage de contraste en fonction des configurations expérimentales envisageables. En effet, lors d'une utilisation sur le ciel, il sera nécessaire de coupler l'acquisition du signal interférométrique avec une analyse spectroscopique. Cependant, la dispersion différentielle analysée dans le paragraphe précédent montre à l'évidence qu'un certain nombre de compromis doivent être faits. Pour une résolution spectrale donnée, il ne sera pas possible d'optimiser le contraste sur l'ensemble de la bande spectrale observée. Les simulations présentées dans cette section ont pour but de montrer l'évolution du contraste en fonction de la résolution spectrale du spectrographe et de la longueur d'onde pour laquelle est optimisé le contraste.

Compte tenu des résultats des sections précédentes, les simulations ont été réalisées à partir des coefficients de la phase spectrale mesurés sur les fibres de 300 m. Différentes résolutions spectrales ont été sélectionnées : $R=100$, 1000 ou 10000 (avec $R=\lambda/\Delta\lambda$). L'effet du choix de la longueur d'onde pour laquelle la différence de temps de groupe est nulle sera analysé. Trois longueurs d'onde ont été choisies : 1250 nm correspondant au centre de la bande J et deux autres sur les bords de cette fenêtre spectrale (1100 nm et 1400 nm). Naturellement, ces simulations ont été effectuées sur les deux axes de polarisation.

Notons enfin que l'outil de simulation utilisé est identique à celui décrit dans la partie 4.5.1.

4.7.1 Axe rapide

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1250 nm (cf. figure 4.20) :

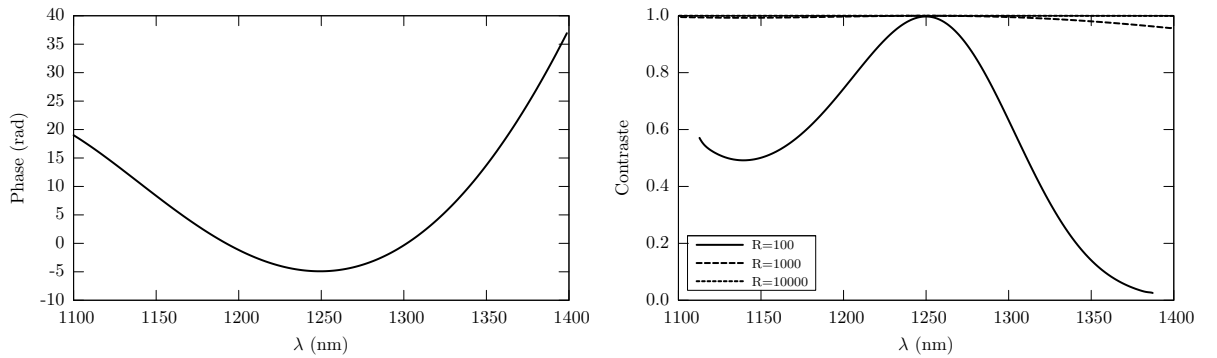


FIG. 4.20 – Phase spectrale et contrastes associés pour différentes résolutions spectrales à 1250 nm sur l'axe rapide de polarisation (la ddm est bloquée)

La flèche de phase est d'une quarantaine de radians (soit une douzaine de π) sur l'ensemble de la fenêtre spectrale.

- pour $R=100$: le contraste est supérieur à 50% sur 200 nm de bande,
- pour $R=1000$: le contraste est supérieur à 90% sur toute la bande,
- pour $R=10000$: le contraste est voisin de 100% sur l'ensemble de la bande J.

L'utilisation des réseaux possédant les résolutions spectrales $R=1000$ et 10000 permet donc d'éviter des pertes de contraste masquant ainsi la dispersion différentielle.

Regardons à présent les résultats obtenus pour la résolution spectrale la plus faible ($R=100$), lorsque la différence de temps de groupe est annulée sur les bords de la bande spectrale.

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1100 nm (cf. figure 4.21) :

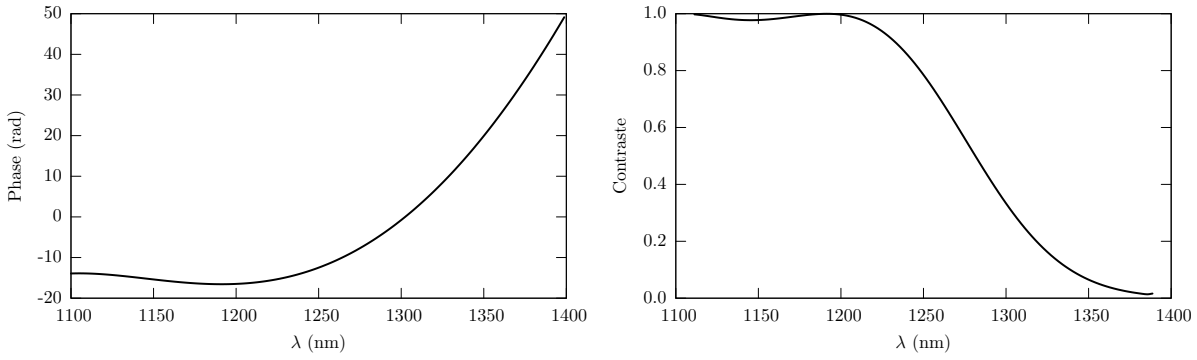


FIG. 4.21 – Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1100 nm (la ddm est bloquée)

La phase varie maintenant d'une soixantaine de radians et le contraste est supérieur à 50% sur 175 nm de bande de 1100 à 1275 nm.

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1400 nm (cf. figure 4.22) :

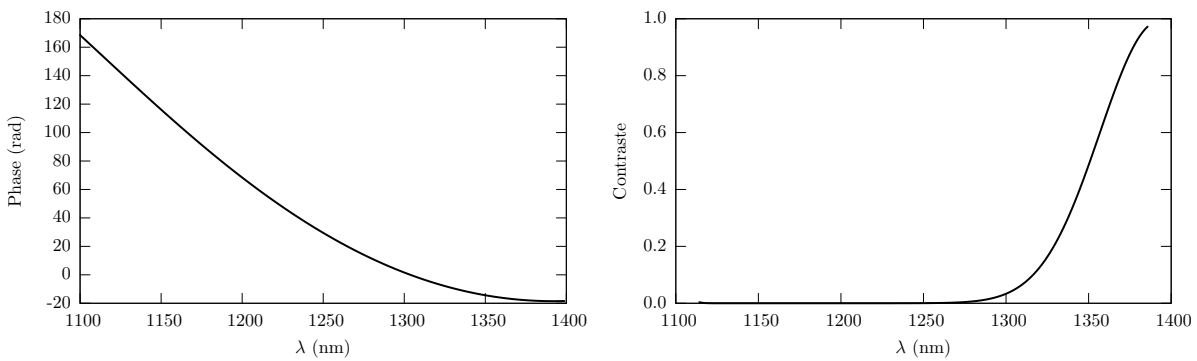


FIG. 4.22 – Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1400 nm (la ddm est bloquée)

La flèche de phase varie à présent sur une plage de 170 radians et le contraste est supérieur à 50% sur à peine 50 nm de la bande J.

En conclusion, on peut dire que, même en travaillant sur cet axe de polarisation, en recherchant la différence de temps de groupe nulle autour de 1250 nm il sera possible d'obtenir au moins 50% de contraste sur 200 nm de bande même pour la plus faible résolution spectrale.

4.7.2 Axe lent

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1250 nm (cf. figure 4.23) :

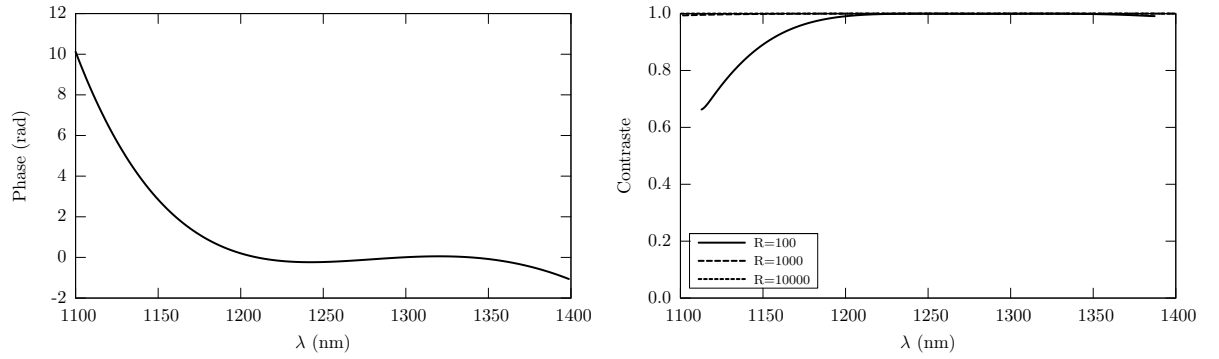


FIG. 4.23 – Phase spectrale (à gauche) et contrastes associés (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1250 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)

La flèche de phase varie de 10 radians (soit environ 5π) sur l'ensemble de la bande J.

- pour $R=100$: le contraste est supérieur à 65% sur toute la bande. De plus, de 1200 à 1400 nm, le contraste vaut 100% ce qui signifie que sur ce domaine les éventuelles dégradations du contraste seront uniquement dues à des problèmes de photométries et/ou de polarisation.
- pour $R=1000$ et 10000 : le contraste est voisin de 100% sur toute la bande J.

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1100 nm (cf. figure 4.24) :

La flèche de phase varie alors d'une trentaine de radians conduisant à des contrastes supérieurs à 75% sur l'ensemble de la bande J.

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour une longueur d'onde de 1400 nm (cf. figure 4.25) :

La flèche de phase varie d'une petite dizaine de radians et le contraste est supérieur à 75% sur l'ensemble de la bande J.

Sur cet axe, le contraste, quelle que soit la configuration, sera supérieur à 65% sur l'ensemble de la bande J. On aura même intérêt à rechercher la différence de temps de groupe nulle autour de 1400 nm pour avoir un contraste supérieur à près de 80% simultanément sur toute la bande.

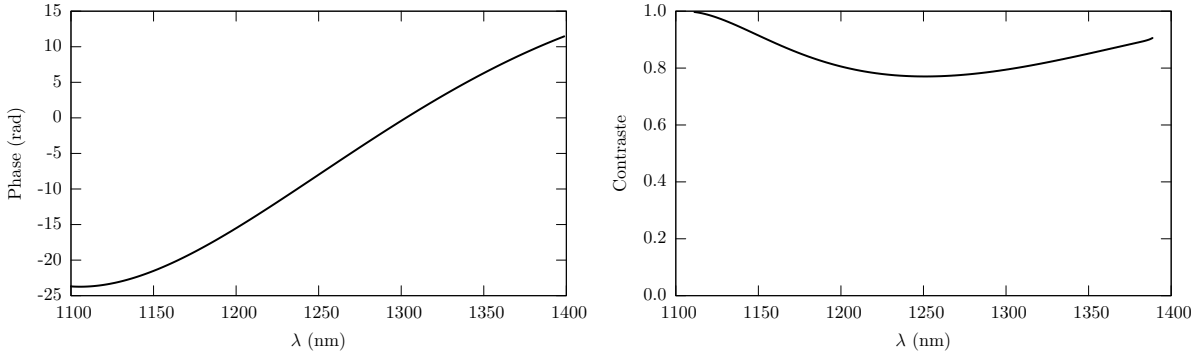


FIG. 4.24 – Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1100 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)

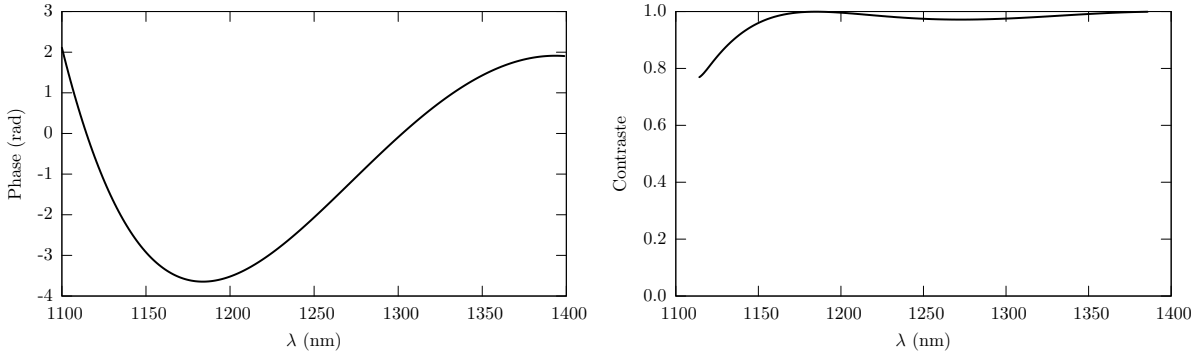


FIG. 4.25 – Phase spectrale (à gauche) et contraste associé (à droite) pour une résolution $R=100$ à 1400 nm sur l'axe lent de polarisation (la ddm est bloquée)

Hypothèse : différence de temps de groupe nulle pour chaque canal spectral (cf. figure 4.26) :

Si l'on prend en compte l'ensemble de la bande J et que l'on balaye la différence de marche, on s'aperçoit que l'on aura une ddm où le contraste est proche de 100% quel que soit le canal spectral observé.

En conclusion de cette section, j'insiste sur le fait qu'il est possible d'observer les franges d'interférences sur tous les canaux spectraux avec un contraste instrumental élevé c'est-à-dire supérieur à 60%. Enfin, ces courbes sont très utiles pour étalonner ce contraste instrumental.

L'article suivant résume le travail de ce chapitre.

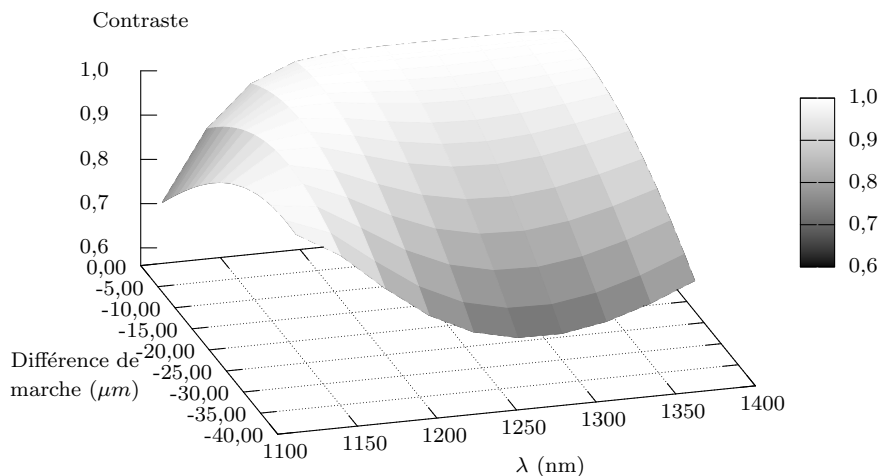


FIG. 4.26 – Contraste en fonction de la longueur d'onde et de la différence de marche

4.8 Article Optics Communications “ Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hec-tometric silica fibre interferometer in the frame of ‘OHANA project ”

L'ensemble du travail de ce chapitre a donc fait l'objet :

- d'une présentation d'une affiche lors de la conférence nationale COLOQ8 en septembre 2003
- d'une présentation orale lors des Journées Nationales de l'Optique Guidée en novembre 2003
- d'une présentation d'une affiche lors de la conférence internationale “ New Frontiers in Stellar Interferometry ” [Ver 04b]
- d'une publication dans *Optics Communications*, vol. 232/1-6 pp. 31-43 (mars 2004) [Ver 04a] reproduite dans ce manuscrit.



Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Optics Communications 232 (2004) 31–43

OPTICS
COMMUNICATIONS

www.elsevier.com/locate/optcom

Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project

S. Vergnole *, L. Delage, F. Reynaud *

*Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, Team Optique Cohérente et Non-Linéaire,
123 Avenue Albert Thomas, 87 060 LIMOGES, Cedex, France*

Received 17 October 2003; received in revised form 18 December 2003; accepted 19 December 2003

Abstract

In the frame of 'OHANA project (phase II), IRCOM institute characterizes the 300-m long silica fibres which will link the Canada–France–Hawaii–Telescope and the Gemini telescope. In this paper, we report a method to compensate the differential chromatic dispersion between two 300-m long silica polarization-maintaining fibres. We experimentally show that the differential dispersion is not the same on each neutral axis of the fibre. Moreover, thanks to a channeled spectrum analysis, we are able to foresee the evolution of the contrast as a function of the wavelength and the spectral resolution over a given spectral band. Consequently, we are able to adjust the fibre lengths in order to maximize the contrast over J spectral window.

© 2003 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 95.75.Kk; 42.81.Cn

Keywords: Stellar interferometry; Optical fibre interferometer; Chromatic dispersion

1. Introduction

The Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy ('OHANA) project plans to connect large unitary telescopes with very long baselines. This project is driven by the *Observatoire de Paris* and was proposed by Mariotti et al. [1,2]. It con-

sists in coupling coherently existing large telescopes on the Mauna Kea site by means of optical fibres. A full description of this project was given by Perrin et al. [3].

Successful injections in silica and fluoride glass fibres was realized in August 2002 at the Canada–France–Hawaii–Telescope [4], in December 2002 at the Keck telescope and in summer 2003 at the Gemini telescope. The next step of this project is to link the Keck I and Keck II telescopes using single-mode fluoride glass fibres and then the CFHT and Gemini telescopes with both fluoride glass and

* Corresponding authors. Tel.: +33-555-45-74-15; fax: +33-555-45-77-80.

E-mail addresses: sebastien.vergnole@ircom.unilim.fr (S. Vergnole), reynaud@ircom.unilim.fr (F. Reynaud).

silica fibres (phase II). The distance between foci of these telescopes is about 160 m but 300-m long fibres are needed because of the complex path to be followed by the waveguides.

With such a baseline, expected resolutions are in the range of 10 nrad. Our laboratory is in charge of the silica fibre for *J*-band (1.1; 1.4 μm). The first requirement is to ensure high contrast fringes to allow detection. Then comes the calibration issue making polarization and dispersion parameters to be controlled [5]. Thus, polarization-maintaining fibres are required to ensure the coherent propagation of the light over such distance [6]. We characterize and optimize interference fringes contrasts by minimizing differential chromatic dispersion between the two fibres. The effect of dispersion in an air path stellar interferometer has been experimentally studied by Tango [7].

As far as a fibre interferometer is concerned, dispersion has been studied by Dyer and Christensen [8] in visible and near IR. For near IR wavelength, they used two 2.5-m sections of single-mode polarization-maintaining fibres with an IR laser diode below threshold. They consider that the fibres have the same propagation constant all over the waveguide. By cutting one of the two fibres they have been able to analyse the variation of the peak fringe visibility.

Kotani et al. [9] achieved high fringes contrast using a wide-band visible source (160 nm) and two 60-m long polarization-maintaining fibres. For this purpose, they used a BK7 wedge glass to compensate chromatic dispersion. Other methods to compensate the chromatic dispersion imbalance in broadband interferometers have been studied but on quite short length [10–12].

Our laboratory worked on this problem of dispersion and, as we have already shown in previous publications [13,14], the differential chromatic dispersion remains important even if the fibres have the same geometrical length. To solve this problem, we have to add fibre to the less dispersive arm in order to minimize the variation of differential dispersion over the spectrum or cut the most dispersive arm.

This paper presents the study of differential chromatic dispersion between two 300-m long fibre arms for *J*-band which will be used in the

frame of 'OHANA project. These very large lengths lead us to consider fibre as inhomogeneous and make us consider discrepancy between the fibre propagation constants. In the frame of our interferometer, differential defects are expected. We are going to use the channeled spectrum method [15] to measure with accuracy the spectral phase and to analyse the differential dispersion with a second and third order model. Measurements have been achieved on the two neutral axes of the birefringent waveguides.

We developed tools by means of the LabVIEW software which allow us to simulate the evolution of the contrast over a given spectral band. These tools enable us to optimize the fibre length to maximize the contrast over the *J*-band taking into account the operating spectral resolution.

Section 2 presents the experimental setup used for different tests. We study theory in Section 3. Results on measurements of spectral phase, contrast and interferogram are presented in Sections 4.1 and 4.2. Finally, Section 4.3 deals with simulations which enable us to foresee the evolution of fringes contrast.

2. Experimental setup

A Mach–Zehnder inteferometer is used to test the two 300-m long fibres. The fibres used are silica polarization-maintaining fibre provided by Fibre-core corporation (Cut-off wavelength: 970 nm, Numerical aperture: 0.13, Beat length: 2.8 mm@980 nm). A spectral or a temporal analysis of the interferometric mixing is possible.

Our interferometer can be fed by three kinds of sources:

- a red laser diode to perform the alignment of the full setup;
- an IR laser diode emitting at 1308 nm, mean wavelength, devoted to optimize the focalization of the IR beams;
- an halogen white source to realize the measurements over the full *J*-band (i.e. (1.1; 1.4 μm)).

Each source is fibre ended with a standard single-mode fibre and can be collimated by a microscope objective. The beam passes through a wide-band polarizer (1200–1600 nm) and the two

linear polarizations can be alternately selected. The beam is split thanks to an hybrid non-polarizing beamsplitter cube and each beam feeds microscope objectives which act as two telescopes. The two fibre arms are patched with two 10-m long fibres including a fibre delay line [16,17] on the first arm and a fibre optical path modulator on the second one. The fibre delay line has a 12 cm stroke and enables to compensate the differential chromatic dispersion introduced by optical elements (objectives, beamsplitter, polarizer). Thus, these effects are negligible. The PZT modulator is driven by a triangular voltage ± 150 V for contrasts measurements. The spectral phase measurements are achieved without driving voltage.

In a first time, the optical fibre delay line and the OPD modulator are tested in order to characterize their differential dispersion. In a second time, the fibres to be tested are connected to these two arms. On one arm, we can add fibre width length from 0 to 3 m. These fibres come from the same fibre roll and have quite the same characteristics as the 300-m long fibres. On the other arm, we put an air delay line which length goes up to 6.50 m in order to find the zero group delay.

Microscope objectives allow to collimate the emerging beam. Finally, the beams are combined through an hybrid non-polarizing beamsplitter. The resulting interferometric mixing passes through a wide-band polarizer to avoid contrast losses due to a misalignment of neutral axes of fibres.

For the spectral analysis, the inteferometric mixing goes to a spectroscopie fitted with a 256 pixels cooled InGaAs linear detector to measure the spectral phase.

For temporal analysis, the spectral band is controlled by means of different filters which spectral bandwidths are set to 10, 30 or 80 nm. Finally, the beam is focused on a monapixel InGaAs detector.

3. Theoretical framework

In a two-beam fibre interferometer with an air delay line, the spectrum of the interferometric mixing is given by

$$B(\nu) = B_0(\nu) \cdot [1 + C(\nu) \cdot \cos(\phi(\nu))], \quad (1)$$

where $B_0(\nu) = B_1(\nu) + B_2(\nu)$ is the total spectral power density as a function of the frequency ν , $B_1(\nu)$ and $B_2(\nu)$ are the spectral power density on each arm of the interferometer, $C(\nu)$ is the fringes contrast and $\phi(\nu)$ is the spectral phase.

Moreover, if the interferometric mixing is spectrally broadband, C is integrated over the spectrum and is of the form

$$C = \left| \frac{\int B(\nu) \cdot e^{i\phi(\nu)} \cdot d\nu}{\int B(\nu) \cdot d\nu} \right|. \quad (2)$$

The contrast can be expanded as

$$C = C_{\text{instrument}} \cdot C_{\text{object}}. \quad (3)$$

In our laboratory experiment, we use a point-like source in order to calibrate the interferometer. Consequently, $C_{\text{object}} = 1$.

$C_{\text{instrument}}$ depends on many factors. These degradations may arise from a bad superimposition of the optical fields, photometric imbalance, polarization effects or dispersion difference between the two fibre arms.

First, there are spatial effects corresponding to the overlapping of the beams to be mixed: C_{spatial} . Taking a single-mode fibre at the input and at the output of our setup enable to achieve a very efficient spatial filtering and therefore, both fields will be perfectly superimposed ($C_{\text{spatial}} = 1$).

Secondly, in our setup, we assume that the two spectra propagating into the fibre arms are identical. Thus, $B_2 = k \cdot B_1$ where k is a constant whatever ν . Consequently, it is possible to introduce

$$C_{\text{photometric}} = \frac{2 \cdot \sqrt{B_1 \cdot B_2}}{B_1 + B_2}.$$

This term can be deduced from each photometric output so that the normalization of the interferometric signal can be achieved.

The remaining factors able to corrupt the fringes contrast are polarization and differential chromatic dispersion effects. Using polarization-maintaining fibres allows to control polarization state of the optical field. Nevertheless, misalignment of neutral axes in a connector may induce coupling between the two polarization axes. Thus, contrast loss may

be observed. This loss remains steady and may be calibrated.

The fringes contrast given by Eq. (2) is related to the differential chromatic dispersion. So that, taking into account the previous comments, we can propose a global model for the contrast of the instrument

$$C_{\text{instrument}} = C_{\text{photometric}} \cdot C_{\text{polarization}} \cdot C_{\text{dispersion}} \quad (4)$$

The spectral phase expressed in Eq. (2) can be split into two parts

$$\phi(v) = \phi_0(v) + \phi_f(v), \quad (5)$$

$\phi_0(v)$ comes from the air propagation assumed to be non-dispersive in our study and $\phi_f(v)$ comes from the propagation into the fibres.

Air contribution can be written as

$$\begin{aligned} \phi_0(v) &= \frac{2 \cdot \pi \cdot v}{c} \cdot \Delta L \\ &= \frac{2 \cdot \pi \cdot v_0}{c} \cdot \Delta L + \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \Delta L \cdot (v - v_0), \end{aligned} \quad (6)$$

where ΔL is the air path difference between the two interferometer arms, v_0 the mean frequency and c the speed of light.

Fibre contribution is of the form

$$\phi_f(v) = \beta_1 \cdot L_1 - \beta_2 \cdot L_2, \quad (7)$$

where β_1 and β_2 are the propagation constants of each fibre. These coefficients are different for the two fibre arms as long as fibres are not homogeneous over few hundred meters. L_1 and L_2 are the respective fibre lengths.

The Taylor series expansion of the propagation constant around v_0 yields

$$\phi_f = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\partial^i \beta_1}{\partial v^i} \cdot L_1 - \frac{\partial^i \beta_2}{\partial v^i} \cdot L_2 \right) \cdot \frac{(v - v_0)^i}{i!}. \quad (8)$$

Finally, spectral phase of the interferometric mixing can be written as

$$\begin{aligned} \phi(v) &= a_0 + a_1 \cdot (v - v_0) + a_2 \cdot (v - v_0)^2 \\ &\quad + a_3 \cdot (v - v_0)^3 + \dots, \end{aligned} \quad (9)$$

where a_0 is a constant, a_1 is the first order of the Taylor series expansion (cf. Eqs. (6) and (8)) and

can be cancelled thanks to an air delay line. a_2, a_3 are higher order terms which modelize differential chromatic dispersion and are responsible for the contrast corruption.

Experimentally, we add fibre patch on one arm to study the evolution of differential chromatic dispersion. We measure the spectral phase variation as a function of the additional fibre length.

An additional patch $F(L, \beta)$ on fibre 1 makes necessary an air compensation (L_{air}) on arm 2. In our experiment, we assume air to be non-dispersive, it results in Taylor's coefficients

Second order

$$= \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \beta}{\partial v^2} \cdot L + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial^2 \beta_1}{\partial v^2} \cdot L_1 - \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial v^2} \cdot L_2 \right),$$

Third order

$$= \underbrace{\frac{1}{6} \cdot \frac{\partial^3 \beta}{\partial v^3} \cdot L}_{\text{slope}} + \underbrace{\frac{1}{6} \cdot \left(\frac{\partial^3 \beta_1}{\partial v^3} \cdot L_1 - \frac{\partial^3 \beta_2}{\partial v^3} \cdot L_2 \right)}_{\text{dispersion offset}}. \quad (10)$$

The variations of the second and third order coefficients are linear as a function of the additional fibre length L . “Dispersion offset” stands for the dispersion imbalance between the two fibres to be tested without additional fibre. The goal of our experiment is to find the length for which the second or/and the third order are cancelled or minimized.

4. Experimental results and data reduction

Experimentally, the study of the differential chromatic dispersion has been achieved following different steps:

- calibration of fibre 10-m interferometer and cancellation of differential chromatic dispersion introduced by optical elements thanks to the delay line;
- first measurements of spectral phase of the interferometric mixing by adding 0.5 to 3-m long fibre patch on the fibres to be tested;
- thanks to a simulation, determination of the length to be removed to maximize the contrast

over the *J*-band for the two 300 m fibres under test;

- finally, fibre cutting and new measurements of the spectral phase before measuring contrast by applying an optical path modulation to the PZT.

These results are corroborated by contrast measurements and simulations.

4.1. Differential dispersion investigation by spectral phase measurements

We measure the spectral phase thanks to the normalized channeled spectrum with a 1303 nm mean wavelength. A LabVIEW virtual instrument (cf. Fig. 2) enables us to fit the channeled spectrum. The main results correspond to the second and the third order terms of the differential dispersion.

We measure the variation of these terms as a function of the length of the additional fibre. The

additional fibres come from the same initial perform of fibres we have to characterize. Therefore, we assume that these additional fibres have the same characteristics – over very short length – as the tested fibres. The length of the additional fibre patch varies from 0.50 to 3 m.

We measure the spectral phase on each neutral axis of the polarization-maintaining fibre. The results are presented in the following sections.

Fig. 3 shows the evolution of the second and the third order terms as a function of the length of the fibre patch on the fast axis of the polarization-maintaining fibre. Positive length corresponds to fibre patch added on the less dispersive arm whereas negative length corresponds to fibre patch added on the more dispersive arm.

The experimental results are fitted by the following equations:

$$\text{Second order} = -56,6 \cdot L - 58,4 \quad \text{in mrad THz}^{-2},$$

$$\text{Third order} = -2,9 \cdot L - 7,5 \quad \text{in mrad THz}^{-3}.$$

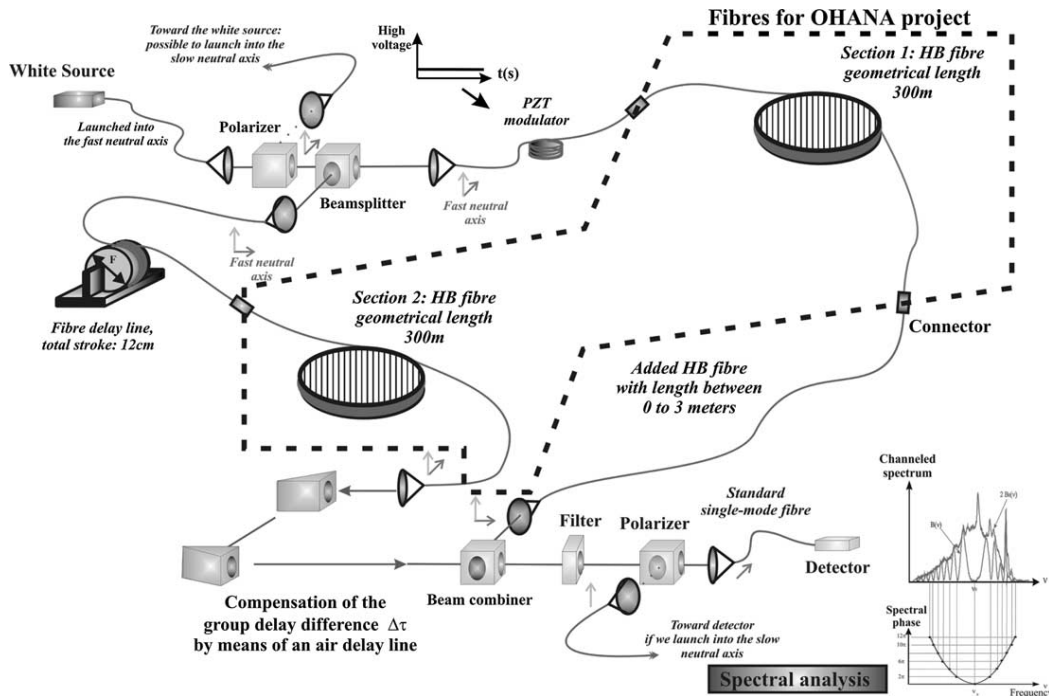


Fig. 1. Experimental setup: for temporal analysis, we apply a ± 150 V voltage to the PZT modulator and for spectral analysis we apply no voltage to the PZT.

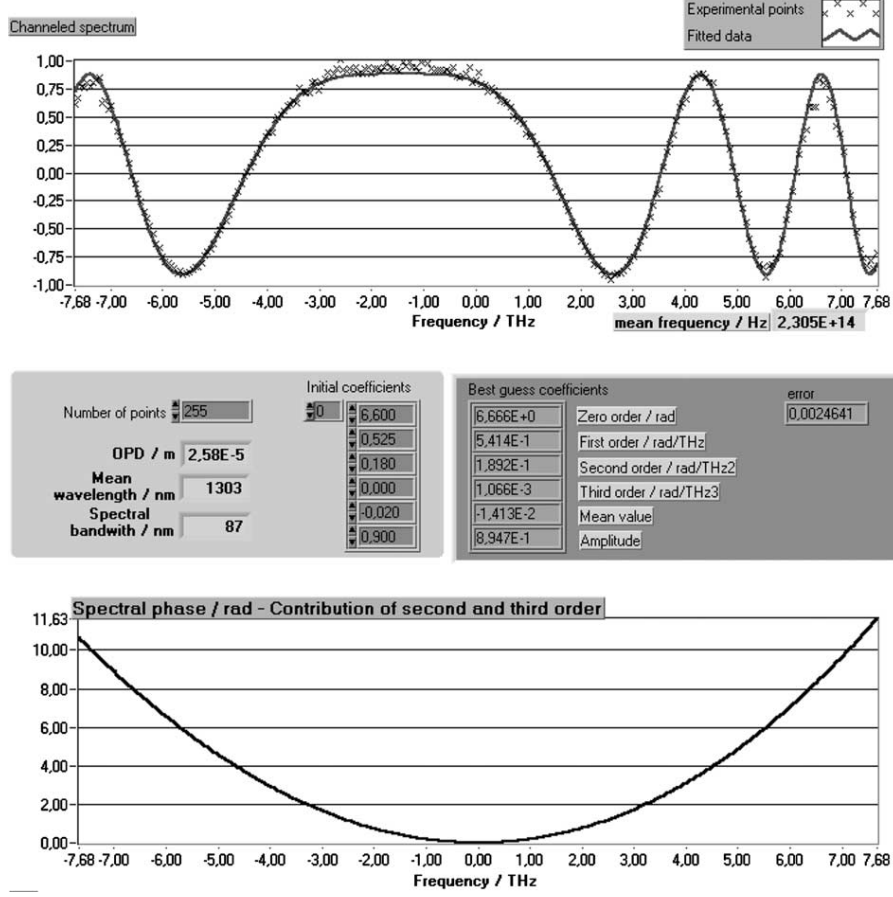


Fig. 2. LabVIEW virtual instrument fit of the channeled spectrum. Top: normalized channeled spectrum (experimental points and fitted curve). Middle: fitted coefficients. Bottom: contribution of the second and third order of the spectral phase.

The second order can be cancelled for a fibre length L of -1.0 m whereas the third order is cancelled for -2.6 m.

A tradeoff is necessary in order to maximize fringe contrast all over the J -band. In Fig. 4, a fringe contrast simulation using the experimental data gives us the following result (cf. Fig. 4): for an additional fibre length of -2.20 m, the spectral domain over which the contrast is greater than 50% is optimized. It corresponds to the following coefficients:

$$\begin{aligned} \text{Second order} &= -56.5 \times (-2.20) - 58.4 \\ &= 65.9 \text{ mrad THz}^{-2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Third order} &= -2.9 \times (-2.20) - 7.5 \\ &= -1.1 \text{ mrad THz}^{-3}. \end{aligned}$$

By cutting this 2.20 m fibre length we restart new spectral phase measurements (cf. Fig. 5):

$$\begin{aligned} \text{Second order} &= -57.1.L + 65.9 \text{ in mrad THz}^{-2}, \\ \text{Third order} &= -3.0.L - 0.7 \text{ in mrad THz}^{-3}. \end{aligned}$$

The experimental results are in good agreement with the expected values (cf. Table 1).

We reduce the third order by a factor 10 whereas the second order increases but is still in the same range.

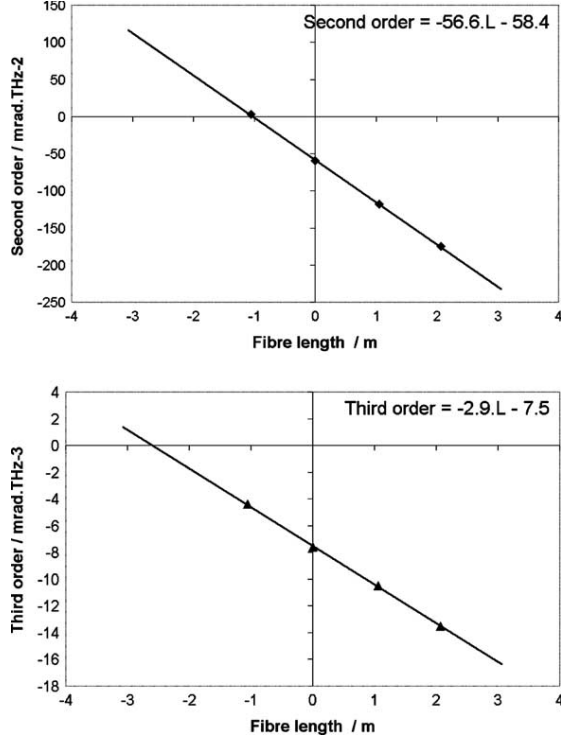


Fig. 3. Evolution of the second (top) and third order (bottom) as a function of the length of added fibre: the second and third order do not cancel for the same fibre length.

Finally, considering this configuration, we note that the second order is cancelled for $L = 1.15\text{ m}$ and the third order for $L = -0.23\text{ m}$.

Similar measurements have been achieved on the slow neutral axis (cf. Fig. 6).

The corresponding variation of the second and third order are given by:

$$\text{Second order} = -50,4.L - 2,4 \quad \text{in mrad THz}^{-2},$$

$$\text{Third order} = -2,9.L + 0,2 \quad \text{in mrad THz}^{-3}.$$

In this case, we find that the second order is cancelled for -5 cm and the third order is cancelled for 7 cm that is very close from 0. The air path delay line needed to cancel the group delay is about only few centimeters.

We optimize the fibre length to maximize the contrast over a large spectral band. Table 2 gives the level of dispersion of our fibres with no additional fibre.

On the fast axis, the improvement between the two cases is due to the reduction of the third order by about a factor 10. The second order remains in the same range.

On the slow axis, the second and third orders are respectively, about 25 and 3.5 times less important than those obtained on the fast axis after fibre cutting.

We can infer that we will achieve the best contrast using the slow axis of the polarization-maintaining fibre. That is what is going to be checked in next section by measuring contrasts.

4.2. Confirmation of the differential dispersion characterisation by contrasts measurements and simulations

The goal of this section is to compare the measured contrasts using the temporal modulation in our experimental setup (cf. Fig. 1) and simulations using the data coming from the spectral phase and the measured spectrum. These calculations are given as a function of the additional fibre length L . The following formulas are used to modelize the phase:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{fast}}(\nu) &= \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \Delta x \cdot (\nu - \nu_0) \\ &\quad + (-57.1 \cdot L + 65.9)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^2 \\ &\quad + (-3.0 \cdot L - 0.7)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^3, \\ \phi_{\text{slow}}(\nu) &= \frac{2 \cdot \pi}{c} \cdot \Delta x \cdot (\nu - \nu_0) \\ &\quad + (-50.4 \cdot L - 2.4)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^2 \\ &\quad + (-2.9 \cdot L + 0.2)E^{-3} \cdot (\nu - \nu_0)^3, \end{aligned}$$

c is the speed of light (m s^{-1}). According to [18], Δx is an additional OPD (m) to find the maximum of contrast at the spectral channel of the mean frequency ν_0 . ν is the frequency (Hz), and L is the length of added fibre (m).

For this experiment, we have used three filters centered around 1300 nm and with three different bandwidths (10, 30 and 80 nm).

We note (cf. Fig. 7) that there is a very good agreement between measurements and simulations. The slight differences come from:

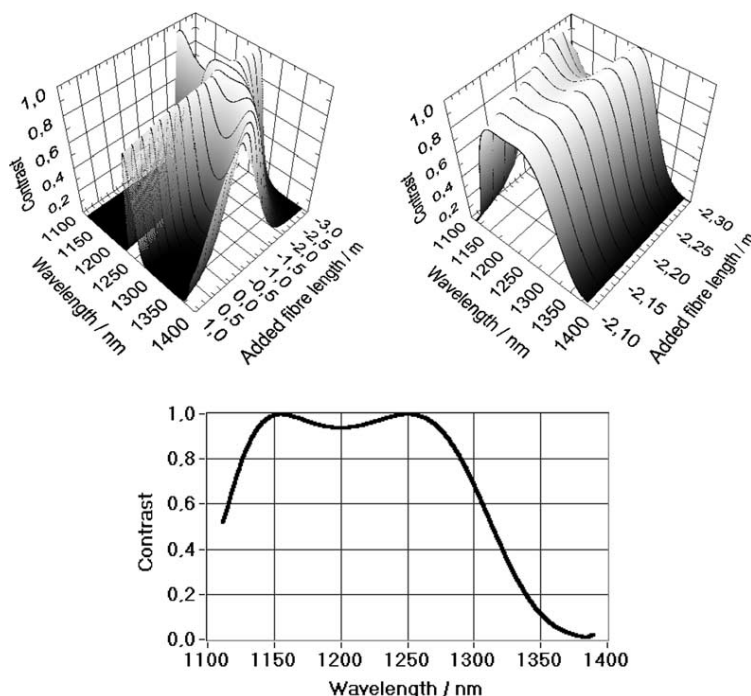


Fig. 4. Evolution of the contrast as a function of wavelength and of additional fibre length (spectral resolution $R = 100$). Left top: simulation from -3 to 1 m by steps of 25 cm. Right top: zoom of the left figure, simulation from -2.30 to -2.10 by steps of 5 cm. Bottom: contrast versus wavelength for $L = -2.20$ m. Optical path difference is fixed optimizing contrast at a given wavelength (1250 nm). Then, contrasts for the other spectral channels are computed without changing the optical path difference.

- connections between fibres which can introduce a misalignment between polarizations (in our experiment this contrast factor lies between 0.94 and 0.99 because of connections and disconnections);
- a partial knowledge of the spectrum launched into the waveguide (notably for the 80 -nm wide filter);
- the small fluctuations of the spectrum launched on each arm and this bias fluctuate over the different measurement points.

For the fast neutral axis, the maxima are shifted: from $L = 0.75$ m for 80 nm filter to $L = 1$ m for 30 nm filter and $L = 1.50$ m for 10 nm filter. This evolution is due to the competition between the second and the third order. The wider the spectrum, the more important the effects of higher order. Indeed, for a narrow spectrum, the second order is predominant and the contrast is maximum close to the second order cancellation ($L = 1.15$

m). On the other hand, for a large spectrum, the third order is predominant and the contrast is maximum close to the third order cancellation ($L = 0.23$ m).

For the slow axis, the second and the third order are cancelled nearly for the same fibre length (cf. Section 4.1). Thus, maxima occur for $L = 0$ m for all spectral bandwidths and are very close to 100% . These results lead us to work with the slow axis in order to achieve the best contrast.

We confirm our results by measuring and simulating the contrast distribution. The interferogram presented here is measured on the slow neutral axis of the fibres using the temporal analysis and with the 80 nm filter.

Without differential dispersion, the number of fringes is given by $\lambda/\Delta\lambda$. In this case, it gives 16 fringes and it may be counted on Fig. 8 that there is 16 fringes between the first zero and the maximum. It means that the second and the third order

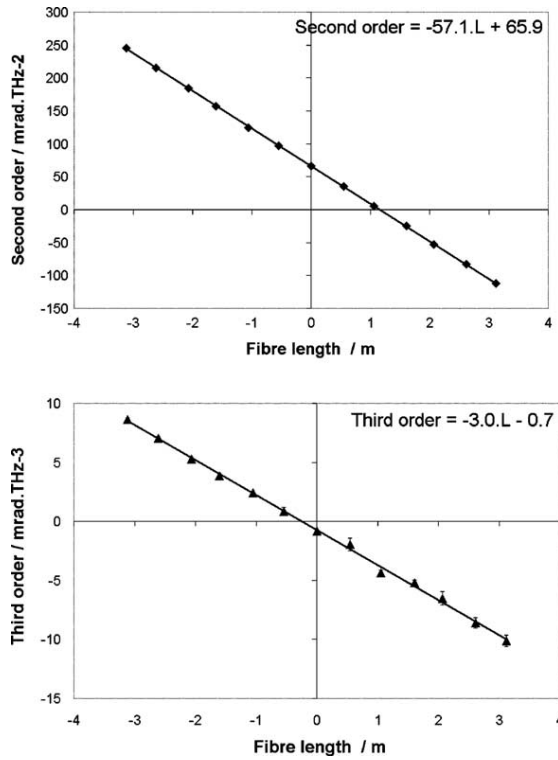


Fig. 5. Evolution of the second (top) and third order (bottom) as a function of the length of added fibre: fast neutral axis after cutting.

Table 1
Comparison of the expected and measured differential chromatic dispersion level after cutting

Offset second order $\times 10^{-3}$ rad THz $^{-2}$		Offset third order $\times 10^{-3}$ rad THz $^{-3}$	
Expected	Measured	Expected	Measured
65.9	65.9	-1.1	-0.7

are low: this is in agreement with the results obtained in Section 4.1.

Finally, it may be seen that the maximum contrast is high and close to 100%. Thus, this interferogram is dispersion free.

Fig. 9 shows the comparison of the envelope of the fringes packet between measurement and simulation.

The very good agreement between experiment and simulation enables us to validate our model

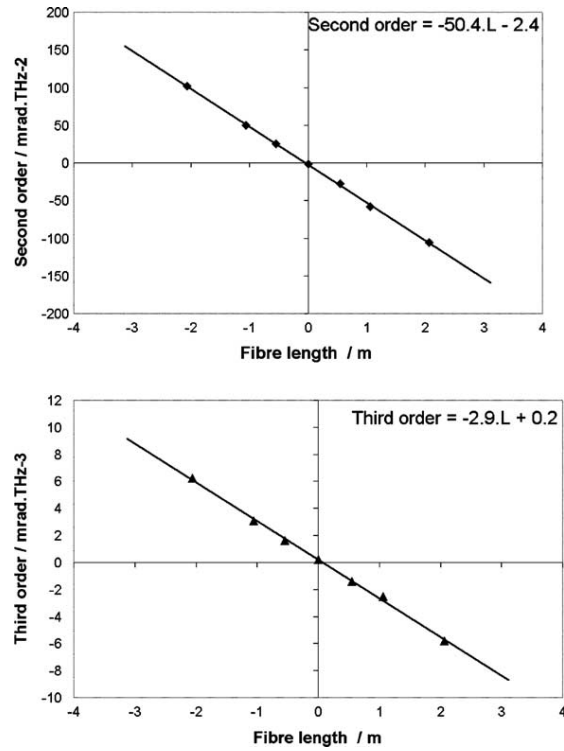


Fig. 6. Evolution of the second (top) and third order (bottom) as a function of the length of added fibre: slow neutral axis after cutting.

Table 2
Comparison of the differential chromatic dispersion level

Neutral axis	Offset second order $\times 10^{-3}$ rad THz $^{-2}$	Offset third order $\times 10^{-3}$ rad THz $^{-3}$
Fast axis (before cutting)	-58.4	-7.5
Fast axis (after cutting)	65.9	-0.7
Slow axis (after cutting)	-2.4	0.2

and to foresee the evolution of the contrast knowing the filter bandwidth.

4.3. Simulations of contrast variation as a function of wavelength and of spectral resolution

To make our simulations we choose gratings spectroscopy to have $R = 100$, 1000 and 10,000 spectral resolution ($R = \lambda/\Delta\lambda$). Note that typical

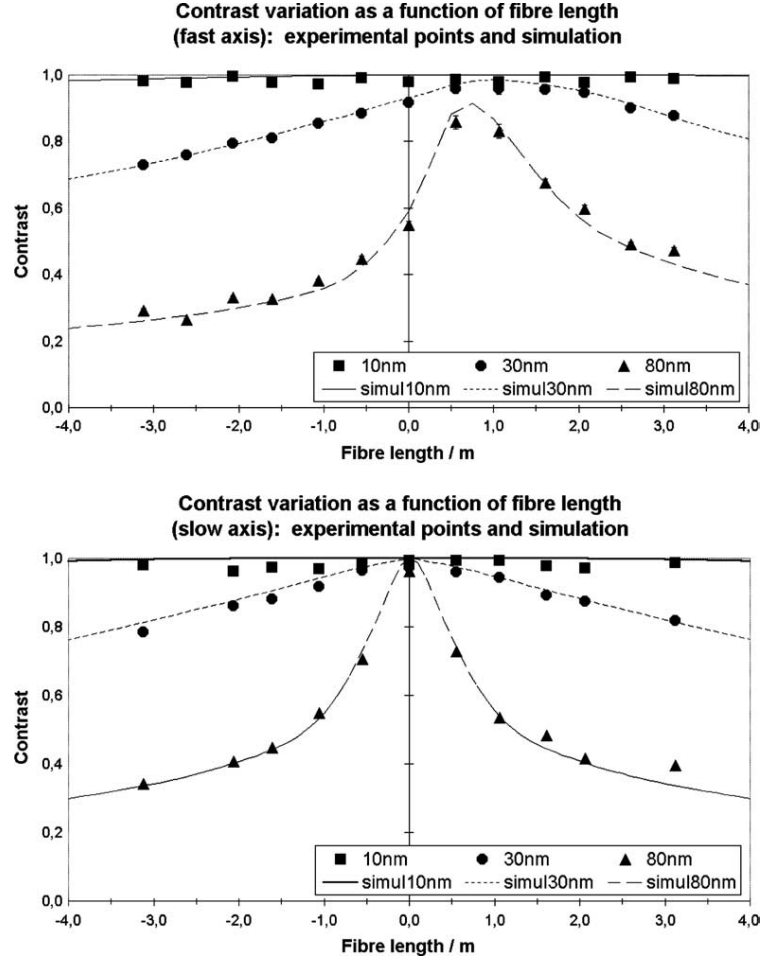


Fig. 7. Comparison of the evolution of the contrast. Top: fast neutral axis. Bottom: slow neutral axis.

resolutions for the OHANA project are planned to be $R = 200\text{--}300$.

In this section, we study the effect of the spectral resolution on the contrast over the J -band. Besides, we examine the effect of the choice of the

reference wavelength for which the group delay is zero. To be illustrative, three wavelengths have been chosen: 1250 nm, the middle of the J -band, 1100 and 1400 nm which correspond to the edges of the J -band.

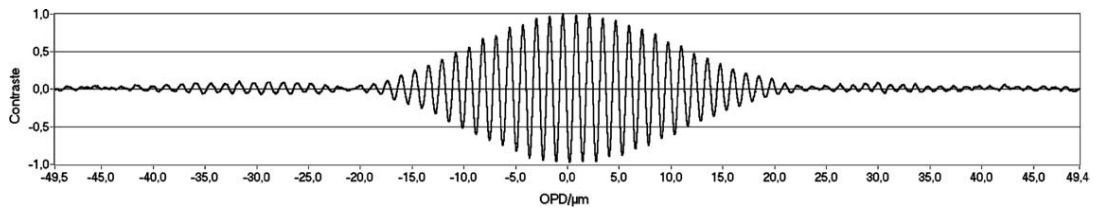


Fig. 8. Measured interferogram on the slow axis with the 80 nm filter.

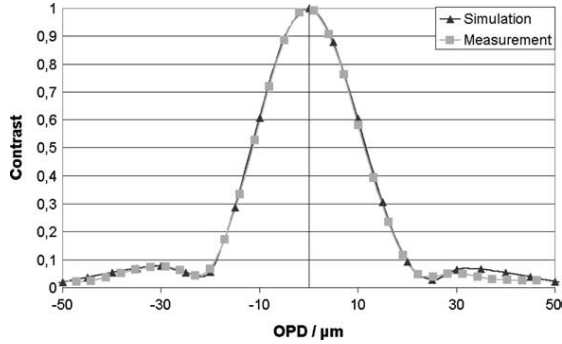


Fig. 9. Comparison of the evolution of the contrast between measurement and simulation.

The simulation follows different steps:

- first, we choose the spectral resolution and the wavelength for which we want to maximize the contrast;
- the resolution stands for a spectral channel assumed to have a Gaussian shape with a λ/R width;

- then, we compute the spectral phase which enables to maximize the contrast for the given wavelength. It corresponds to the zero of the derivative of the spectral phase around the given wavelength. It enables to fix the delay line position;
- once we have found the spectral phase, we move the Gaussian function over the spectral band and, finally, we compute the contrast for each spectral channel without changing the delay line position.

This process enables to acquire all the spectral channels simultaneously. We present here the results on the slow neutral axis.

Group delay is set to zero at 1250 nm: cf. Fig. 10.

Spectral phase varies by 16 rad over the J -band.

As far as the contrast (Fig. 10) is concerned, it may be seen that:

- for $R = 100$: contrast is better than 70% over the J -band;
- for $R = 1000$ and 10,000: contrasts are close to 100% over the J -band.

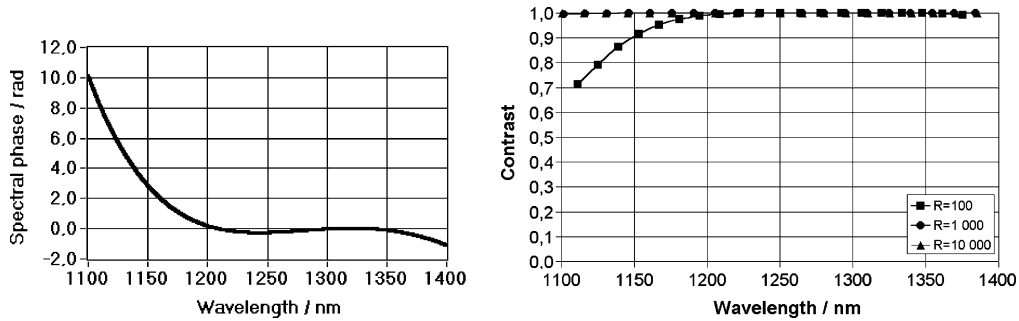


Fig. 10. spectral phase (left) and contrasts (right) for different spectral resolution at 1250 nm.

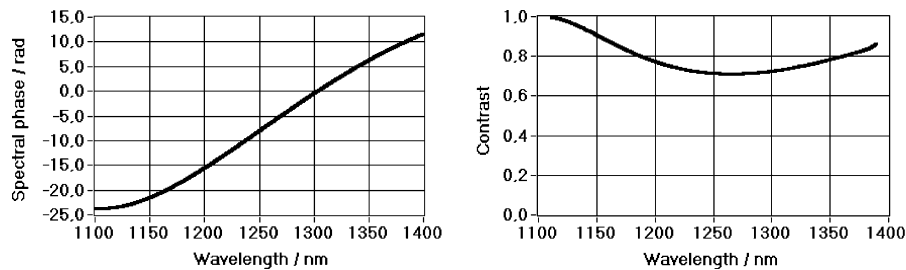
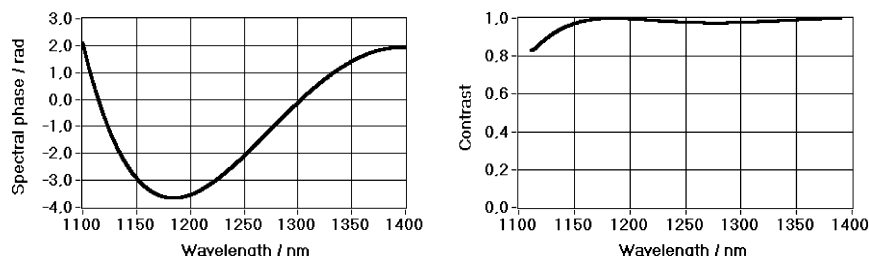
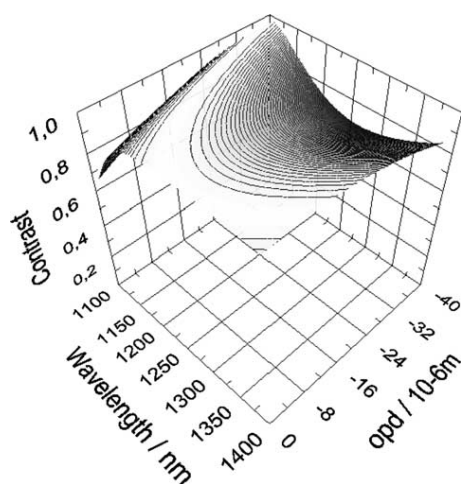


Fig. 11. spectral phase (left) and contrast (right) for $R = 100$ at 1100 nm.

Fig. 12. Spectral phase (left) and contrast (right) for $R = 100$ at 1400 nm.Fig. 13. Contrasts as a function of wavelength and of optical path difference for $R = 100$. Curves stand for “isocontrast”. The upper “isocontrast” is 0.95.

Group delay is set to zero at 1100 nm: cf. Fig. 11. Spectral phase varies by about 35 rad and contrast is better than 70% over the J -band.

Group delay is set to zero at 1400 nm: cf. Fig. 12. Spectral phase varies by about 6 rad and contrast is better than 80% over the J -band.

Group delay is set to zero for each spectral channel: cf. Fig. 13.

Looking at the whole J -band and scanning the optical path difference, it may be seen that we have for each spectral channel, at least, one optical path difference where contrast is close to 100%.

5. Conclusion

We have characterized two 300-m long silica polarization-maintaining fibres devoted to the

’OHANA project. We have optimized the differential chromatic dispersion over the J -band: indeed, thanks to spectral phase measurement achieved with a 90 nm window, we extrapolate from these results the evolution of the contrast for the full J -band.

We have minimized the dispersion with the aim to maximize the contrast over the J -band (1.1; 1.4 μm).

Measurements have shown that the differential chromatic dispersion was not the same on each neutral axis of the fibre. In our experiment, considering the fibres dedicated to the J -band, we have to use these fibres on the slow axis of polarization to get the best contrasts. If a spectral analysis is performed with the lower spectral resolution ($R = 100$) and maximizing contrast for the middle of the J -band (1250 nm), contrast is greater than 70% over the J -band.

Moreover, we have developed a very good model to foresee the evolution of the fringes contrast.

These silica fibres are ready to be used to link CFHT and Gemini telescopes. Finally, we are characterizing silica fibres for H -band (1.475; 1.825 μm) using the same method as described in this paper.

Acknowledgements

We would like to thank the “Institut National des Sciences de l’Univers” for their financial support. This work was made in collaboration with the “Laboratoire d’Etudes Spatiales et d’Instrumentation en Astrophysique” at “Observatoire de Paris”.

References

- [1] J.-M. Mariotti, V. Coude, *A&AS* 116 (1996) 381.
- [2] J. Mariotti, V. Coude Du Foresto, G. Perrin, P.J. Lena, Interferometric connection of large telescopes at Mauna Kea, in: Robert D. Reasenberg (Ed.), *Proceedings of the SPIE*, vol. 3350, *Astronomical Interferometry*, 1998, pp. 785–792.
- [3] G. Perrin, O. Lai, P.J. Lena, V. Coude du Foresto, Fibered large interferometer on top of Mauna Kea: OHANA, the optical Hawaiian array for nanoradian astronomy, in: Pierre J. Lena, Andreas Quirrenbach, (Eds.), *Proceedings of the SPIE*, vol. 4006, *Interferometry in Optical Astronomy*, 2000, pp. 708–714.
- [4] J. Woillez, J. Guerin, G.S. Perrin, O. Lai, F. Reynaud, C. Collin, J. Cretenet, C. Marlot, S. Pau, J. Reess, D. Ziegler, C. Berthod, B. Brient, Injection into single mode fibers for OHANA, in: *Interferometry for Optical Astronomy II*, *Proceedings of the SPIE*, vol. 4838, 2003, pp. 1341–1343.
- [5] G. Huss, L.M. Simohamed, F. Reynaud, *Opt. Commun.* 182 (2000) 71.
- [6] L. Delage, F. Reynaud, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2 (2000) 147.
- [7] W.J. Tango, *Appl. Opt.* 29 (1990) 516.
- [8] S. Dyer, D.A. Christensen, *Opt. Eng.* 36 (1997) 2440.
- [9] T. Kotani, J. Nishikawa, K. Sato, M. Yoshizawa, N. Ohishi, T. Fukushima Y. Torii, K. Matsuda, K. Kubo, H. Iwashita, S. Suzuki, Long-baseline optical fiber interferometer instruments and science, in: *Interferometry for Optical Astronomy II*, *Proceedings of the SPIE*, vol. 4838, 2003, pp. 1370–1377.
- [10] J.G. Burnett, J.D.C. Jones, *Appl. Opt.* 31 (1992) 2977.
- [11] J.G. Burnett, A.H. Greenaway, R. McBride, J.D.C. Jones, *Appl. Opt.* 34 (1995) 2194.
- [12] F. Reynaud, J.J. Alleman, H. Lagorceix, Interferometric fiber arms for stellar interferometry, in: M.G. Cerutti-Maori; Philippe Roussel, (Eds.), *Proceedings of the SPIE*, vol. 2209, *Space Optics 1994: Earth Observation and Astronomy*, 1994, pp. 431–435.
- [13] L. Delage, F. Reynaud, *Opt. Exp.* 9 (2001) 267.
- [14] G. Huss, L. Delage, E. Longuetau, F. Reynaud, Characterization of the differential chromatic dispersion in a kilometric silica fiber stellar interferometer, in: *Interferometry for Optical Astronomy II*, *Proceedings of the SPIE*, vol. 4838, 2003, pp. 321–328.
- [15] H. Shang, *Opt. Soc. Am. J.* 71 (1981) 1587.
- [16] L.M. Simohamed, F. Reynaud, *Opt. Commun.* 159 (1999) 118.
- [17] L.M. Simohamed, Lignes à retard metrique utilisant l'étirement de fibres optiques en silice. application à l'interférométrie stellaire, Ph.D. Thesis, Université de Limoges, 1999.
- [18] P.R. Lawson, *Appl. Opt.* 35 (1996) 5122.

4.9 Les fibres pour la bande H

Lors de l'étude sur cette deuxième bande spectrale, nous avons été amenés à utiliser deux versions de fibres 'OHANA H. En effet, après avoir opté pour des fibres de type bow-tie, nous nous sommes aperçus que le jeu de fibres conditionnées avait une trop grande inhomogénéité ne permettant pas de minimiser raisonnablement la dispersion chromatique différentielle. L'utilisation de ces bras interférométriques est donc impossible sur le ciel, les dégradations des contrastes et le nombre de franges étant trop importants. Pour bien comprendre le problème, je présente néanmoins les résultats dans la section 4.9.1.

Pour obtenir des bras interférométriques compatibles avec les objectifs du projet 'OHANA, nous avons donc décidé de nous orienter vers des fibres PANDA ayant des caractéristiques de dispersion chromatique différentielle beaucoup plus exploitables comme des résultats préliminaires ont pu le montrer lors d'une étude pour le CNES. C'est ce qui est présenté dans la section 4.9.2.

Les caractéristiques des fibres utilisées sont répertoriées dans le tableau 4.4. Ce sont des fibres unimodales en silice et à maintien de polarisation. Les bow-ties proviennent de chez Fibercore et les PANDA nous ont été fournies par Fiberlogix.

TAB. 4.4 – Caractéristiques des fibres silice utilisées pour 'OHANA

Bande spectrale	Longueur d'onde de coupure	Ouverture numérique	Longueur de battement	Atténuation
bande H (bow-tie)	1374 nm	0,16	3 mm@1550 nm	1,3 dB/km@1550 nm
bande H (panda)	1350 nm	0,14	non disponible	<0,5 dB/km@1550 nm

Le banc de mesures utilisé ainsi que les techniques de mesures de la phase spectrale sont identiques à ceux développés dans la partie consacrée aux fibres pour la bande spectrale astronomique J à l'exception des filtres spectraux et de quelques optiques.

4.9.1 Version α

Les résultats après optimisation de la dispersion chromatique différentielle sont les suivants (la procédure n'est pas rappelée puisqu'elle est identique à celle menée en bande J) :

Sur l'axe rapide :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -323,9 \cdot L + 423,0 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = 5,7 \cdot L + 5,2 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

Sur l'axe lent :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -334,8 \cdot L + 540,6 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = 5,6 \cdot L + 4,3 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

Dans les deux cas, il est impossible d'annuler simultanément l'ordre 2 et l'ordre 3. La dispersion chromatique différentielle sera donc très importante et une forte dégradation des contrastes est à attendre.

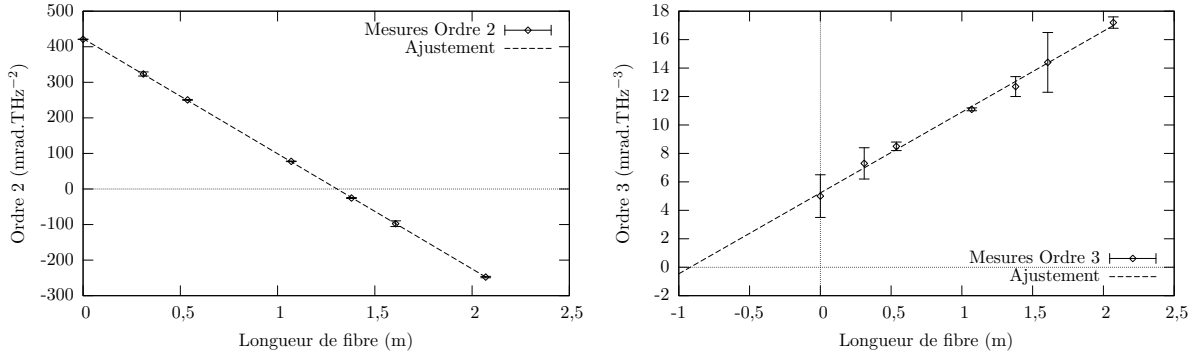


FIG. 4.27 – Tronçons de 300 m fibres $H\alpha$: évolution des ordres 2 et 3 sur l'axe rapide de polarisation

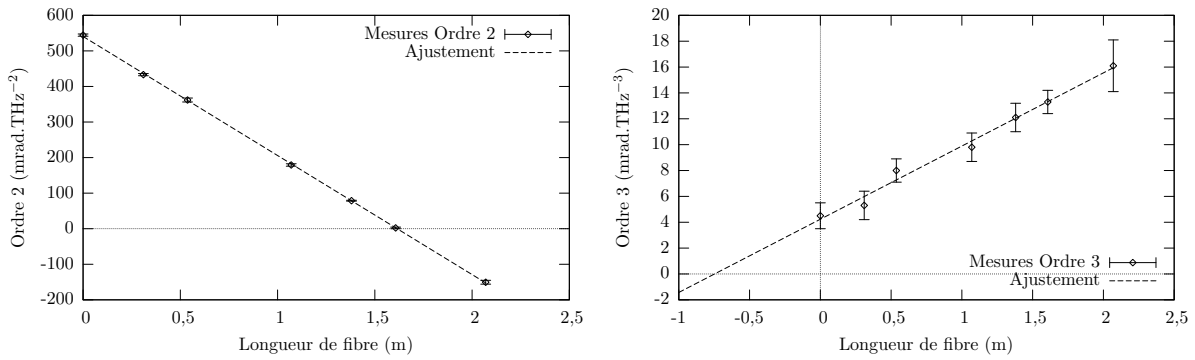


FIG. 4.28 – Tronçons de 100 m fibres $H\alpha$: évolution des ordres 2 et 3 sur l'axe lent de polarisation

La figure 4.29 montre un exemple d'un interférogramme acquis à Meudon avec ces fibres. Le contraste ne dépasse pas les 35%. La configuration expérimentale prend en compte les deux tronçons de 300 m, le coupleur pour réaliser la recombinaison et deux tronçons supplémentaires de fibres de 10 m et 10,20 m. Remarquons qu'avec ces fibres-là les meilleurs résultats ont été obtenus sur l'axe rapide.

Les coefficients de dispersion obtenus sont alors :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = -315 \cdot L + 287 \text{ mrad.THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = 4,9 \cdot L + 6,4 \text{ mrad.THz}^{-3} \end{cases}$$

Comme on peut le constater sur les interférogrammes de la figure 4.29, les effets de dispersion chromatique différentielle sont beaucoup trop importants pour pouvoir obtenir des contrastes convenables. La dispersion ne peut être compensée à cause de la compétition entre les ordres 2 et 3. Ces tronçons sont donc très difficilement utilisables sur le ciel. De ce fait, nous avons décidé de réaliser de nouveaux tronçons de 300 m utilisant une fibre plus homogène.

4.9.2 Version β

Les tronçons de fibres de 100 m ont bien été conditionnés. En revanche, nous avons rencontré des difficultés lors du conditionnement des tronçons de 200 m. Je présente néanmoins dans le tableau 4.5 les caractéristiques optiques de l'ensemble des tronçons. Ces résultats sont ceux obtenus sur l'axe rapide de polarisation avant optimisation de la dispersion chromatique

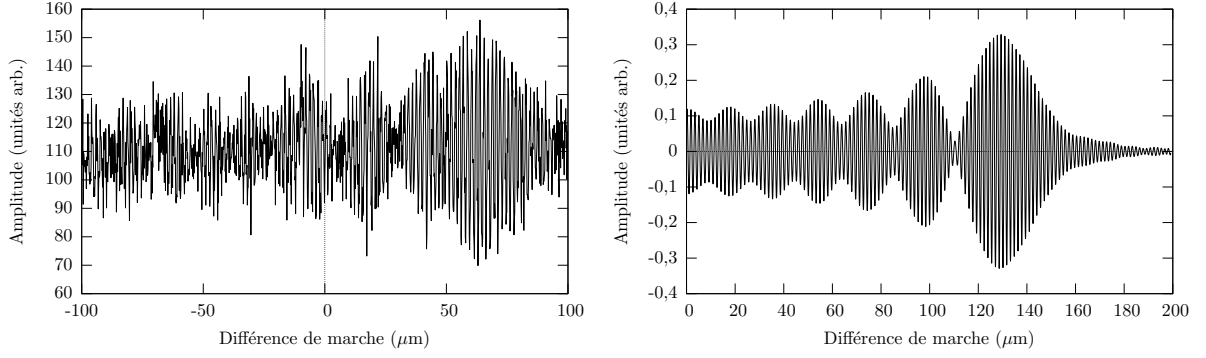


FIG. 4.29 – Interférogrammes mesuré (gauche) et simulé (droite) obtenus avec la première version des fibres H. Avec ces fibres, le contraste ne dépasse pas les 35%

différentielle.

TAB. 4.5 – Récapitulatif des ordres 2 et 3 mesurés pour les différents tronçons de fibre pour la bande H

Tronçons	ordre 2			ordre 3		
	<i>pente</i>	<i>offset</i>	$L_{Ann.}$	<i>pente</i>	<i>offset</i>	$L_{Ann.}$
100 m	458,5	2,5	-0,01	-5,6	0,1	0,02
200 m	457,5	67,1	-0,15	-5,7	-0,1	-0,02
300 m	458,4	71,6	-0,16	-6,1	0,2	0,03

$L_{Ann.}$ représente la longueur de fibre pour laquelle l'ordre 2 ou 3 est annulé et est exprimé en m. L'offset de l'ordre 2 est exprimé en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$ et la pente en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}$; l'offset de l'ordre 3 est en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3}$ et la pente en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}$.

Pour les tronçons de 100 m, il est à noter que ce couple est équilibré. Les annulations des ordres 2 et 3 se produisent en effet quasiment au même endroit pour une longueur de fibre rajoutée très proche de 0 cm. En ce qui concerne le couple de 200 m, l'annulation de l'ordre 2 est située aux alentours de 15 cm et l'ordre 3 s'annule près de 0 cm. Et c'est principalement la contribution des tronçons de 200 m qui se répercute sur le couple final composé des tronçons de 300 m. Donc en minimisant la dispersion chromatique différentielle sur le couple de 200 m, le contraste sera maximisé pour la totalité du tronçon de 300 m.

En adaptant l'outil de simulation développé pour les fibres pour la bande J présenté dans la partie 4.5 (page 61 et suivantes), il est possible de trouver la longueur à couper afin de maximiser le contraste des franges d'interférences sur l'ensemble de la bande H. Les résultats sont présentés sur la figure 4.30.

En conclusion, en coupant 12 cm sur un des deux bras de 200 m, le contraste sera maximisé sur l'ensemble de la bande H de 1500 nm à 1800 nm. Avec une résolution $R = 100$, ce contraste sera supérieur à 90% sur toute la bande. En conséquence, les fibres PANDA se révèlent être beaucoup plus homogènes que les fibres Bow-tie d'un point de vue dispersion chromatique.

En coupant la fibre de 12 cm, les nouveaux coefficients du couple de 200 m seront :

$$\begin{cases} \text{ordre 2} = 457,5 \cdot (-0,12) + 67,1 = 12,2 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-2} \\ \text{ordre 3} = -5,7 \cdot (-0,12) - 0,1 = -0,6 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-3} \end{cases}$$

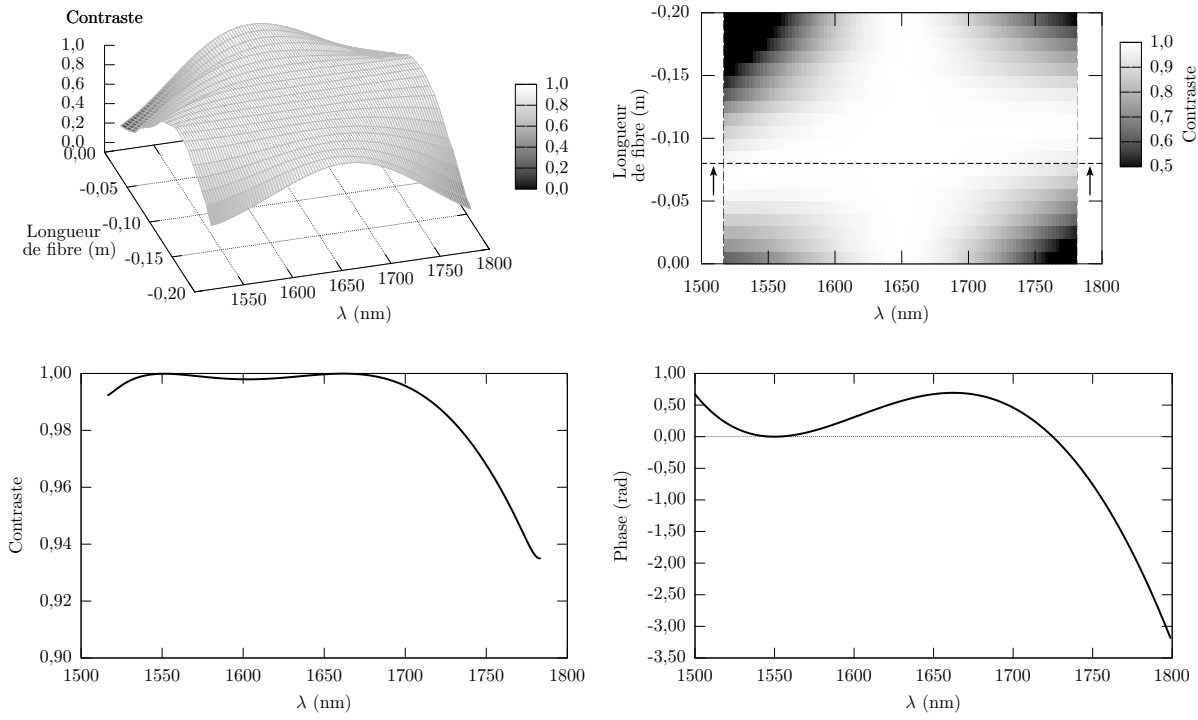


FIG. 4.30 – Bande H : évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde et de la longueur de fibre rajoutée pour une résolution spectrale de $R = 100$. Simulation de $-0,2$ m à 0 m par pas de 1 cm (haut gauche). Vue de dessus de la simulation (haut droite), le trait pointillé horizontal repéré par les flèches représente le plan pour lequel le contraste est maximum sur la plus large bande. Vue en coupe pour $L = -0,12$ m (bas gauche) avec la phase associée (bas droite).

La figure 4.31 présente un interférogramme simulé après optimisation en utilisant les coefficients calculés précédemment.

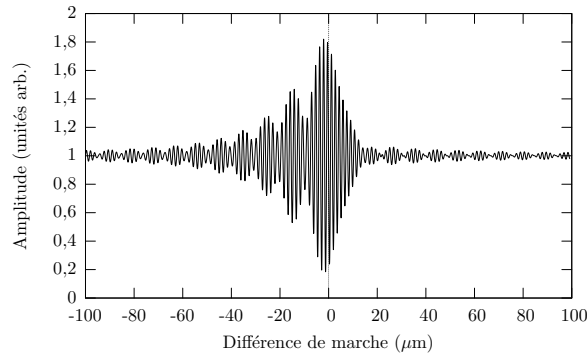


FIG. 4.31 – Interférogramme obtenu avec les nouvelles fibres H (PANDA) avec les tronçons de 200 m : simulation réalisée avec un filtre rectangulaire de 300 nm de large et centré sur 1650 nm. Le contraste est de 82% .

Comparé à l'interférogramme obtenu avec la première version des fibres H, il possède beaucoup

moins de franges ce qui signifie que la dispersion chromatique différentielle a été sensiblement diminuée.

De plus, par rapport aux fibres utilisées sur la bande J, si besoin, il sera possible d'utiliser de façon indépendante le couple de 100 m et le couple de 200 m puisqu'ils sont tous les deux équilibrés en terme de dispersion chromatique différentielle.

Chapitre 5

Évaluation de l'impact des contraintes thermiques sur les caractéristiques interférométriques des fibres 'OHANA



Le télescope du bâtiment de la table équatoriale de l'Observatoire de Meudon

Sommaire

5.1	Introduction	96
5.2	Théorie sur la dépendance en température	97
5.3	Montage expérimental	97
5.4	Résultats Expérimentaux	99
5.4.1	Évolution de la position du maximum de visibilité des franges . . .	99

5.4.2	Évolution de la dispersion chromatique différentielle	100
5.5	Compensation de la dispersion chromatique différentielle	102
5.5.1	Ligne à retard à fibre optique utilisée comme compensateur de dispersion variable	102
5.5.2	Utilisation de lames de CaF_2 pour compenser la dispersion différentielle variable	106
5.6	Conclusion	109
5.7	Article Optics Communications (Février 2005)	110

5.1 Introduction

Suite à l'étude réalisée à l'IRCOM sur les fibres 'OHANA pour la bande spectrale astronomique J, nous avons décidé de compléter les mesures en étudiant la variation de la dispersion chromatique différentielle en fonction de l'évolution de la température. En effet, lorsque les fibres seront en place sur le Mauna Kea, une partie de celles-ci sera placée à l'extérieur des coupoles des télescopes. De ce fait, une différence de température entre les deux bras fibrés pourrait apparaître. Ce chapitre présente les mesures de dispersion chromatique différentielle réalisées en laboratoire où une différence de $\pm 5^\circ\text{C}$ a été générée sur environ 90 mètres d'un des deux bras fibrés. L'ensemble de ces mesures a été réalisé à l'Observatoire de Meudon avec Takayuki Kotani et Guy Perrin. Il est à noter que les " Meudonnais " ayant l'habitude de parler de dispersion chromatique en fonction du nombre d'onde et non de la fréquence, les unités utilisées dans ce chapitre sont les $\text{rad} \cdot \text{cm}^2$ pour l'ordre 2 et les $\text{rad} \cdot \text{cm}^3$ pour l'ordre 3 de la phase spectrale du mélange interférométrique (pour la correspondance avec les unités utilisées dans le chapitre précédent, voir la partie I, 33).

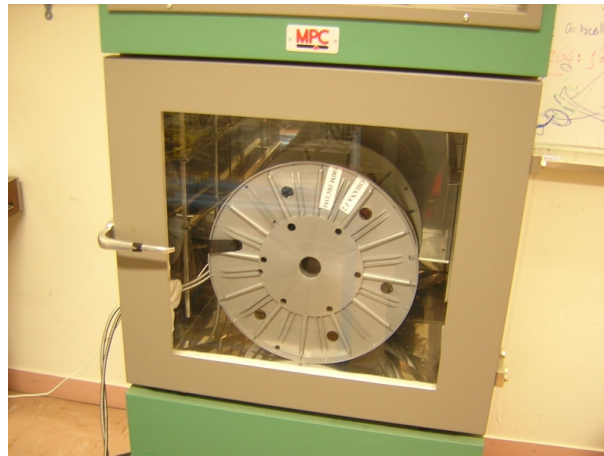


FIG. 5.1 – Photo de la bobine de fibre placée dans l'enceinte climatique

Les points analysés en fonction de la différence de température entre les deux bras dans les paragraphes suivants seront donc :

- le décalage de la position du maximum de la visibilité des franges d'interférences,
- l'évolution de la dispersion différentielle et de ses conséquences sur les contrastes.

5.2 Théorie sur la dépendance en température

L'apparition d'une différence de température entre les deux bras fibrés engendre un déplacement de la position du maximum de la visibilité des franges d'interférences x . Ceci provient d'une part d'une différence de longueur de la fibre due à la variation thermique (dilatation ou contraction) et, d'autre part, d'une dépendance de l'indice de réfraction de la fibre vis-à-vis de la température. Ce phénomène a été largement étudié notamment pour le développement de capteurs de température à fibres [Hoc 79, Lag 81]. De façon classique, cette variation s'écrit sous la forme [Tat 80] :

$$\frac{1}{L} \cdot \frac{dx}{dT} = N(\lambda) \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} + \frac{dN}{dT} \quad (5.1)$$

où N est l'indice de groupe de la fibre, L est la longueur de fibre dans l'enceinte climatique, $\frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT}$ est le coefficient d'expansion linéaire de la fibre, $\frac{dN}{dT}$ est la variation de l'indice de groupe en fonction de la température et λ , la longueur d'onde.

L'indice de groupe N peut être exprimé en fonction de n , l'indice effectif de la fibre :

$$N(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (5.2)$$

L'expérience proposée ci-dessous a donc pour objectif de déterminer expérimentalement les coefficients de dispersion différentielle.

5.3 Montage expérimental

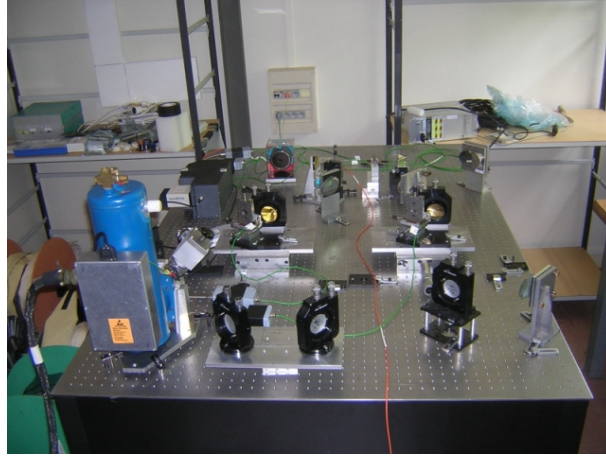


FIG. 5.2 – Photo du banc de mesures du LESIA

Pour mener à bien ce travail, nous utilisons un interféromètre de Mach-Zehnder afin de tester les deux bras de 300 mètres de fibres. Le schéma du montage expérimental est décrit sur la figure 5.3.

Ce montage est très semblable au montage 4.4 du chapitre 4. Néanmoins, je rappelle ici les principaux éléments le composant.

L'interféromètre est alimenté soit par une diode laser rouge pour réaliser les alignements, soit par une source blanche (halogène) pour effectuer les mesures. Ces deux sources sont fibrées.

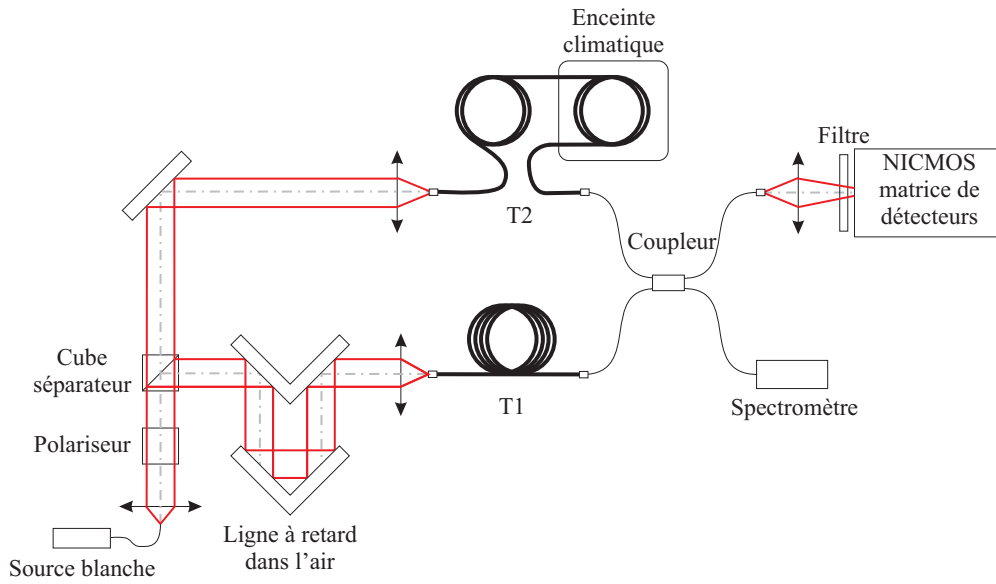


FIG. 5.3 – Montage expérimental

Le faisceau lumineux est collimaté par l'intermédiaire d'une parabole hors-axe et passe à travers un cube polariseur large bande [1200-1600 nm]. Un cube séparateur hybride non polarisant [1200-1400 nm] permet d'alimenter les deux bras de l'interféromètre. Une ligne à retard dans l'air permettant de générer un retard ΔL est placée sur un des deux trajets. Elle est composée d'un rétroreflet placé sur une platine motorisée pouvant réaliser des déplacements avec une résolution micrométrique. Elle permet non seulement d'ajuster la différence de marche entre les deux bras mais aussi de balayer la différence de marche afin de visualiser des franges modulées temporellement.

La lumière est ensuite injectée dans chacun des deux tronçons fibrés grâce à deux paraboles hors axe jouant le rôle de petits télescopes. Sur un des deux bras de l'interféromètre, environ 90 m de fibre sont placés dans une enceinte climatique afin de quantifier les effets de la température sur les caractéristiques interférométriques des fibres. Le reste de la fibre ainsi que l'autre tronçon sont placés à température ambiante supposée constante autour de 20°C.

Les fibres sont ensuite connectées à un coupleur 2 × 2 maintien de polarisation permettant de recombiner simplement la lumière. Ce coupleur a été préalablement étudié et caractérisé à l'IRCOM.

En vue d'une analyse spectrale, un spectrographe permet de recueillir le mélange interférométrique. Ce spectrographe est composé d'un détecteur InGaAs linéaire refroidi comportant 256 pixels. Cet instrument permet de faire les acquisitions des spectres cannelés. L'analyse temporelle des franges est effectuée en focalisant sur un pixel de la matrice du module de détection NICMOSIII⁸ le faisceau issu de la sortie du coupleur, après être passé au travers d'un filtre spectral J.

⁸Cette matrice de détecteurs a été choisie pour sa très bonne sensibilité

5.4 Résultats Expérimentaux

La démarche expérimentale a été la suivante : après avoir relevé la température dans le laboratoire, nous programmions l'enceinte climatique pour générer la différence de température souhaitée. Une vingtaine de minutes était nécessaire pour obtenir un équilibre thermique dans l'enceinte. Nous réalisions alors les mesures suivantes : acquisitions d'interférogrammes dans les conditions d'analyse temporelle ; analyse spectrale avec les acquisitions de spectres cannelés (une soixantaine pour chaque point de mesure).

5.4.1 Évolution de la position du maximum de visibilité des franges

À chaque point de mesure, c'est-à-dire pour chaque différence de température, nous avons également relevé la différence de position du maximum des franges d'interférence afin de tracer son évolution en fonction de la température (figure 5.4). Ce paramètre permet de voir si la LÀR dans l'air possède une course suffisante pour permettre l'observation des franges malgré des variations de la différence de température importantes.

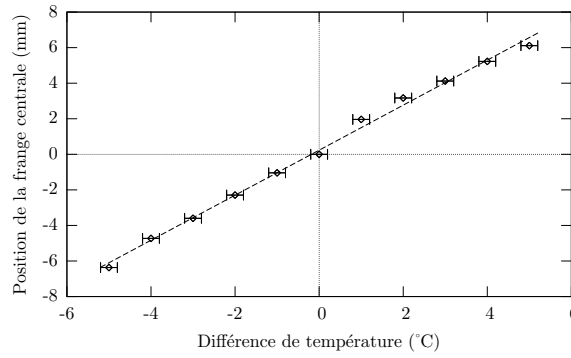


FIG. 5.4 – Variation de la position du maximum de visibilité en fonction de la différence de température entre les deux bras fibrés

La pente de la courbe donnant la variation de la position du maximum de visibilité en fonction de la température a pour valeur $1,27 \text{ mm}/^\circ\text{C}$ pour 90 m de fibre placés dans l'enceinte climatique. On peut donc également l'écrire $1,27 \frac{L}{90\text{m}} \text{ mm}/^\circ\text{C}$ (par la suite, les différentes pentes seront exprimées de cette façon). Ceci nous permet donc d'évaluer le déplacement du maximum de visibilité des franges en fonction de la longueur de fibre affectée par la température. Au cours d'une nuit d'observation sur le Mauna Kea, l'amplitude de variation de température envisageable est en moyenne inférieure à 3°C (source <http://mkwc.ifa.hawaii.edu/archive/>). En considérant qu'environ 160 m de fibre seront soumis à cette variation de température (partie de la fibre à l'extérieur des coupes), la variation du maximum de visibilité des franges d'interférences se déplacera de :

$$1,27 \times \frac{160 \text{ m}}{90 \text{ m}} \times 3^\circ\text{C} \approx 6,7 \text{ mm}$$

ce qui est tout à fait compatible avec les capacités de correction fine de la LÀR fibrée.

Le tableau 5.1 donne la comparaison entre valeur attendue et valeur obtenue en utilisant l'équation 5.1, pour $\frac{dx}{dT}$.

TAB. 5.1 – Caractéristiques de la fibre utilisée, $\frac{dx}{dT}$ attendue et mesurée

N @ $\lambda_0 = 1250$ nm	1,47	
L (m)	90	
$\frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT}$ ($^{\circ}\text{C}$)	$5,5 \cdot 10^{-7}$	
$\frac{dN}{dT}$ ($^{\circ}\text{C}$)	réf. [Mal 65] $1,15 \cdot 10^{-5}$	réf. [Toy 83] $1,22 \cdot 10^{-5}$
$\frac{dx}{dT}$ ($\text{mm} \cdot \text{K}^{-1}$) attendu	1,11 ($\frac{L}{90\text{m}}$)	1,17 ($\frac{L}{90\text{m}}$)
$\frac{dx}{dT}$ ($\text{mm} \cdot \text{K}^{-1}$) mesuré	1,27 ($\frac{L}{90\text{m}}$)	
Erreur	14,4%	8,5%

L'erreur obtenue est relativement importante. Elle provient du fait que l'on ne connaît qu'à environ 5% près la longueur de fibre présente dans l'enceinte climatique. En effet, la longueur de fibre à l'extérieur de l'enceinte climatique a pu être évaluée (environ 15 m) mais ce qui est plus difficile à connaître, c'est la longueur de fibre totale. Nous savons que le tronçon fait plus de 300 m de long, mais nous ne sommes pas capables d'estimer de façon précise sa longueur exacte. De plus, $\frac{dx}{dT}$ a été calculée avec les paramètres de la silice fondue qui peuvent être légèrement différents de ceux de la fibre utilisée. Néanmoins, l'ordre de grandeur est le même et l'ordre de grandeur de la correction à apporter est donc connu.

5.4.2 Évolution de la dispersion chromatique différentielle

Le deuxième point à aborder concerne la dispersion chromatique différentielle. La figure 5.5 montre l'évolution de la dispersion chromatique différentielle en fonction de la variation de température entre les deux bras. Les coefficients d'ordre 2 et 3 ont été obtenus à partir de l'ajustement des spectres cannelés utilisant une technique strictement similaire à celle détaillée dans le chapitre 4.

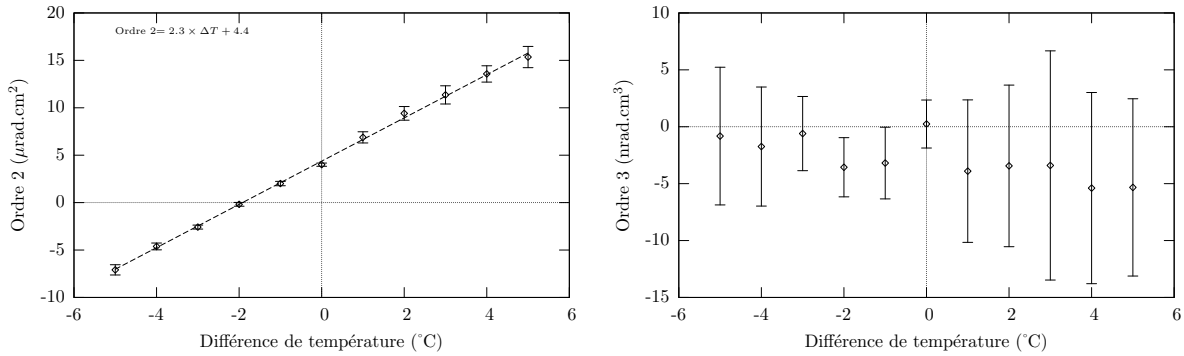


FIG. 5.5 – Variation des ordres 2 et 3 de la dispersion chromatique différentielle en fonction de la différence de température entre les deux bras

L'ordre 2 varie linéairement avec la différence de température. Sa pente est de $2.3 \frac{L}{90\text{m}} \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2 / ^{\circ}\text{C}$. Les variations de l'ordre 3 sont de l'ordre de notre bruit de mesure. Nous n'observons donc pas de variations significatives. L'effet de la température sur l'ordre 3 semble donc être négligeable compte tenu des variations de température appliquées dans notre expérience.

La figure 5.6 permet de comparer deux interférogrammes : celui du haut a été acquis sans différence de température entre les deux bras. La dispersion étant très faible, seule une petite vingtaine de franges est observable. L'interférogramme du bas a été acquis avec une différence de température de $+5^{\circ}\text{C}$ entre les deux bras. Le nombre de franges est maintenant à peu près 35 et un étalement du paquet est très nettement observable. Cet effet est donc imputable à une variation de dispersion chromatique différentielle.

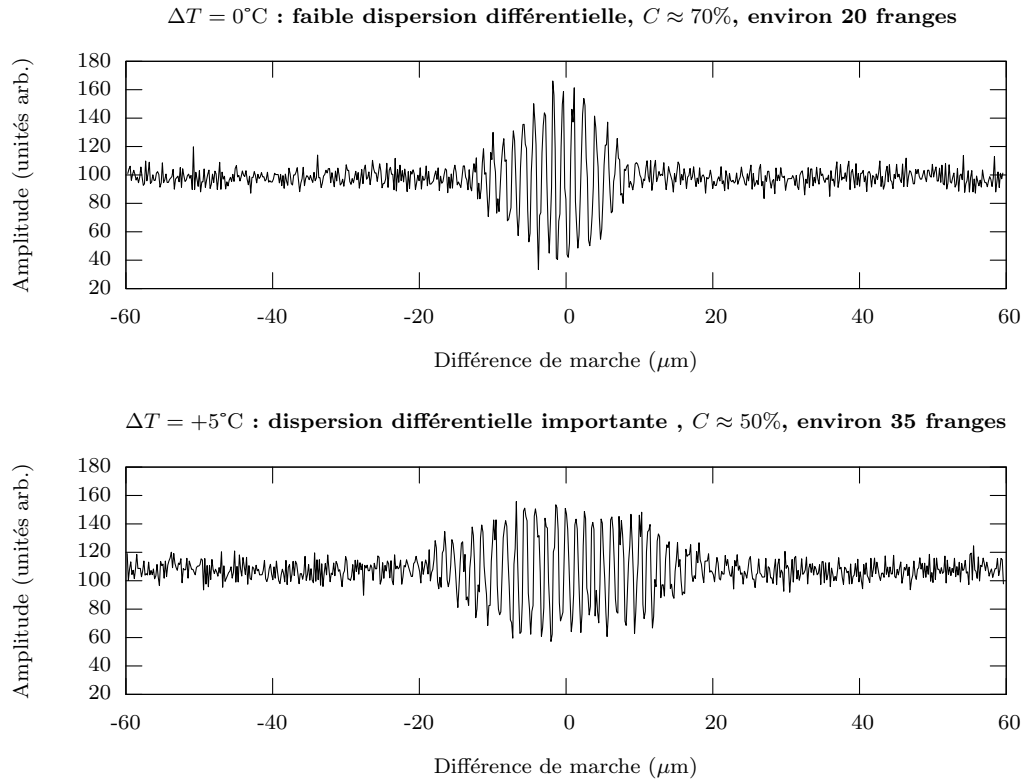


FIG. 5.6 – *Interférogrammes. Haut : sans écart de température. Bas : avec $+5^{\circ}\text{C}$ d'écart.*

L'écart en température entre les deux bras fibrés est donc un point critique. Outre le fait de conduire à un glissement du paquet de franges, il contribue également à faire chuter le contraste : dans notre cas, on observe une baisse de contraste d'environ 20% lors d'une augmentation de température de $+5^{\circ}\text{C}$ sur 90 m de fibre optique. Une solution pourrait être d'asservir en température les fibres [Rey 96], mais ce procédé se révèle compliqué à mettre en œuvre sur de telles longueurs (300 mètres). C'est pourquoi nous proposons ci-dessous deux méthodes pour compenser la dispersion chromatique différentielle supplémentaire introduite par cet écart en température.

5.5 Compensation de la dispersion chromatique différentielle engendrée par la différence de température

Cette partie décrit les deux méthodes utilisées pour compenser les variations de dispersion résultant des contraintes thermiques.

La première consiste à utiliser une ligne à retard à fibre optique largement étudiée au laboratoire par Lotfy Simohamed [Sim 97, Sim 99a, Sim 99b, Sim 99c, Sim 99d]. La deuxième propose d'utiliser des cales de verre de CaF_2 , et de les insérer sur le trajet optique. Ce matériau étant dispersif, il en résulte une dispersion chromatique supplémentaire ajustable. Un choix judicieux de l'épaisseur ajoutée sur l'un des deux trajets permet de contrecarrer les effets induits par la différence de température. Cette dernière méthode a été proposée par Sato [SNY 00].

5.5.1 Ligne à retard à fibre optique utilisée comme compensateur de dispersion variable

Deux bras de 10 m de fibres ont été rajoutés aux 300 m de fibres à tester. Ces fibres de 10 m proviennent du même tronçon initial que les 300 m. Sur un des bras de 10 m une ligne à retard à fibre optique a été mise en œuvre.

Dans un premier temps, elle a été caractérisée seule afin de déterminer le chemin d'air équivalent en fonction de la position d'étirement. La *position d'étirement* mesurée en degré ($^\circ$) correspond au nombre de tours effectués avec la LÀR fibrée (exemple : un tour de mandrin correspondra à une position d'étirement de 180°). Elle possède une course d'une douzaine de centimètres en équivalent chemin d'air. La dispersion chromatique différentielle introduite par l'étirement a également été caractérisée. Cette étude a été réalisée à l'IRCOM et le montage utilisé est un interféromètre de type Mach Zehnder dont les deux bras sont les 10 m de fibres à caractériser. Il est présenté sur la figure 5.7. Il est à noter que la LÀR fibrée utilisée ici est la même que celle du chapitre 4.

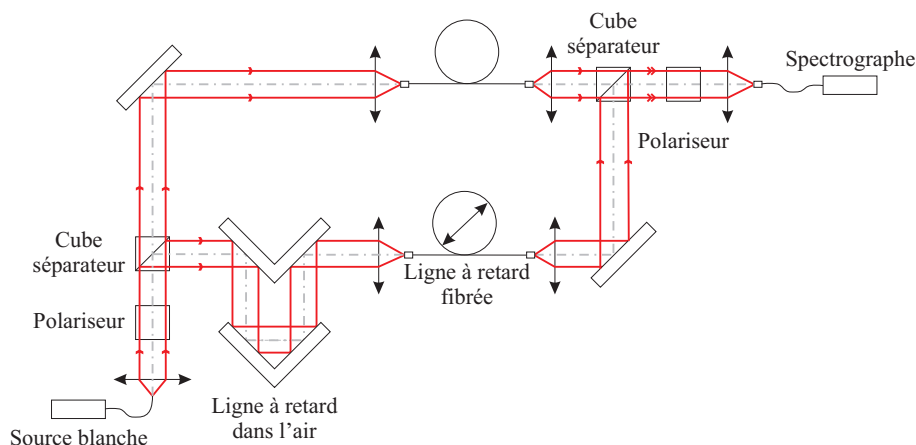


FIG. 5.7 – Montage expérimental permettant de tester les caractéristiques de la LÀR fibrée

Propriétés de la LÀR fibrée

Le première étape consiste à tracer l'évolution du chemin d'air équivalent en fonction de la position d'étirement de la LÀR fibrée.

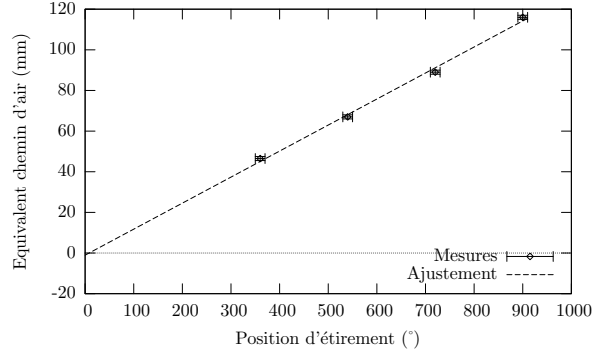


FIG. 5.8 – Évolution du chemin d'air en fonction de l'étirement de la ligne à retard fibrée

En réalisant l'ajustement linéaire (*cf.* figure 5.8), on obtient :

$$\text{Chemin d'air (mm)} = 0,128 \cdot \text{Position d'étirement (°)} - 1,05 \quad (5.3)$$

Nous avons ensuite mesuré les variations d'ordre 2 et d'ordre 3 de la phase spectrale en fonction de l'étirement de la LAR fibrée afin d'effectuer une analyse fine de la variation de dispersion chromatique différentielle (*cf.* figure 5.9). Pour l'ordre 2, l'étirement correspond à une variation linéaire avec une pente de $-0,0215 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2 / ^\circ$. Pour l'ordre 3, il n'y pas de variation significative. Une tendance se dégage mais, du fait des barres d'erreur, aucune conclusion ne peut en être tirée raisonnablement.

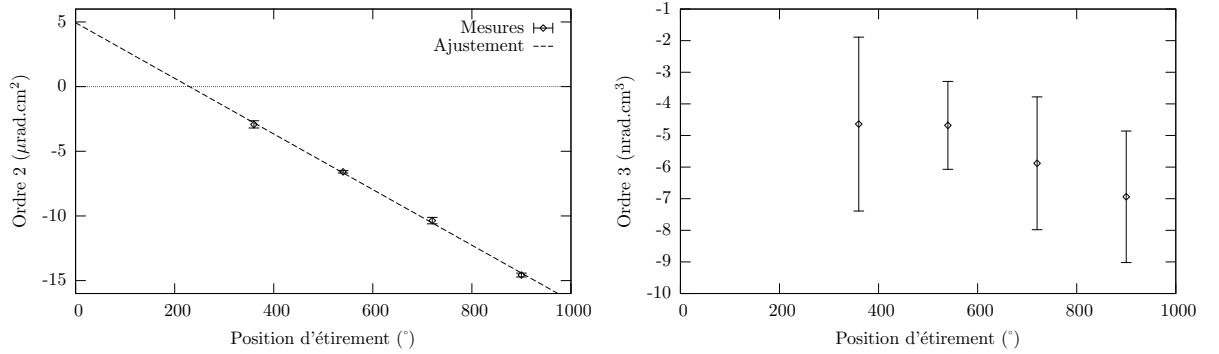


FIG. 5.9 – Ordre 2 et 3 de la LAR fibrée à utiliser en tant que compensateur de dispersion

Il est à souligner que sur la gamme d'étirement possible, l'intervalle de variation de l'ordre 2 est du même ordre de grandeur que celui mesuré lors des variations de température et ceci sans variation notable de l'ordre 3. C'est pourquoi il est envisageable d'utiliser la LAR fibrée pour compenser la dispersion chromatique supplémentaire introduite par les variations de température.

Compensation

Nous avons donc décidé d'intégrer les tronçons de 2×10 m comprenant la LAR fibrée dans le banc de tests des fibres de 300 m comme le montre la figure 5.10 dans le but de compenser la dispersion due aux variations de température.

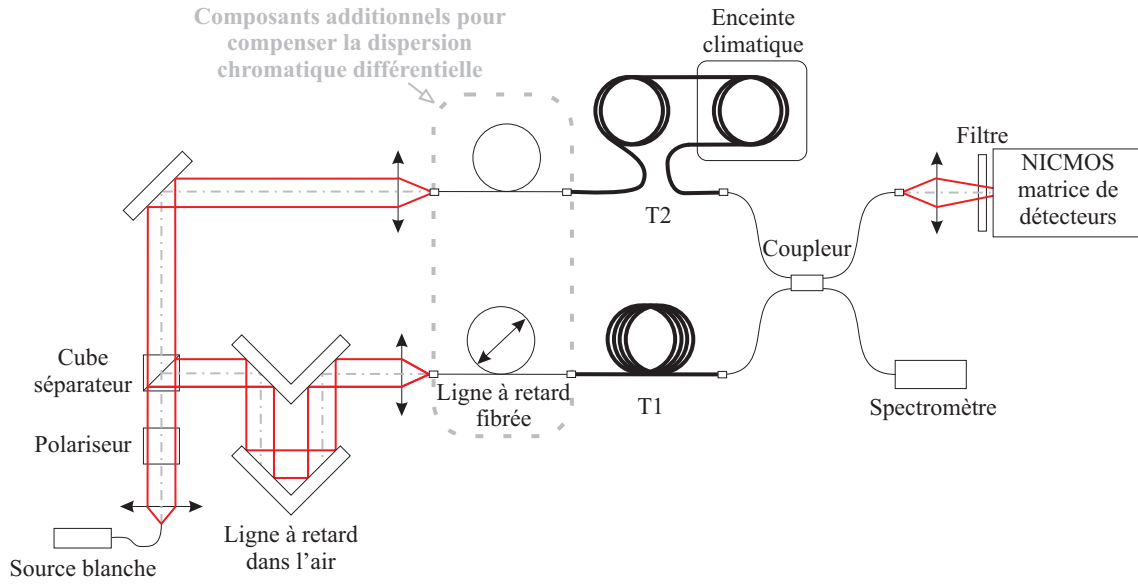


FIG. 5.10 – Montage expérimental : ajout d'une ligne à retard fibrée pour compenser la dispersion

La photo de la figure 5.11 montre l'intégration de la LÀR fibrée sur le banc de mesures de l'Observatoire de Meudon.

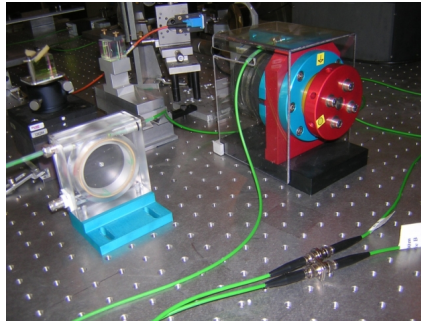


FIG. 5.11 – Ligne à retard fibrée en place sur le banc de mesure du LESIA

Nous avons ensuite mesuré la dispersion chromatique différentielle pour différentes positions d'étirement de la LÀR fibrée avec à chaque point de mesure une différence de température fixe égale à $+5^{\circ}\text{C}$. Pour chaque point de mesure, nous avons également relevé la position de la LÀR dans l'air afin de comparer cette évolution avec l'étalonnage.

La mesure de l'évolution du chemin d'air en fonction de l'étirement de la LÀR fibrée est donnée figure 5.12. L'ajustement donne (cf. figure 5.12) :

$$\text{Chemin d'air} = 0,130 \cdot \text{Position d'étirement}$$

Les pentes de cette partie et de la partie précédente sont logiquement égales avec un écart relatif de 1,5%.

Viennent ensuite les mesures des deuxième et troisième ordres en fonction de l'étirement de la

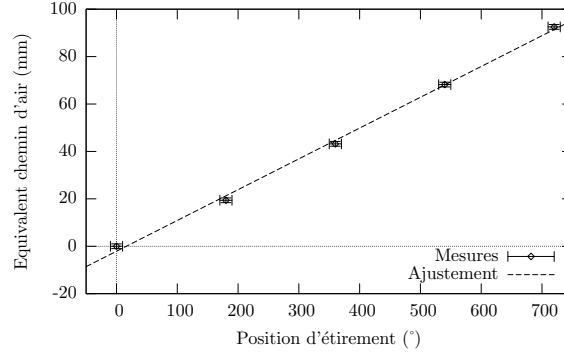


FIG. 5.12 – Évolution du chemin d'air en fonction de l'étirement de la ligne à retard fibrée

LÀR (cf. figure 5.13). Pour l'ordre 2, nous trouvons une pente de $-0,0226 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2 / ^\circ$ comparable avec la valeur $-0,0215 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2 / ^\circ$ obtenue lors de l'étalonnage de la LÀR (différence de 5%). Le zéro de dispersion (point A) est obtenu pour une position d'environ 490° (c'est-à-dire 1 tour et 130°).

Il faut remarquer que le premier point de mesure (position 0°) n'est pas pris en compte pour réaliser l'ajustement car il existe une non-linéarité de l'étirement en début de course.

Pour l'ordre 3, aucune variation significative n'est observable.

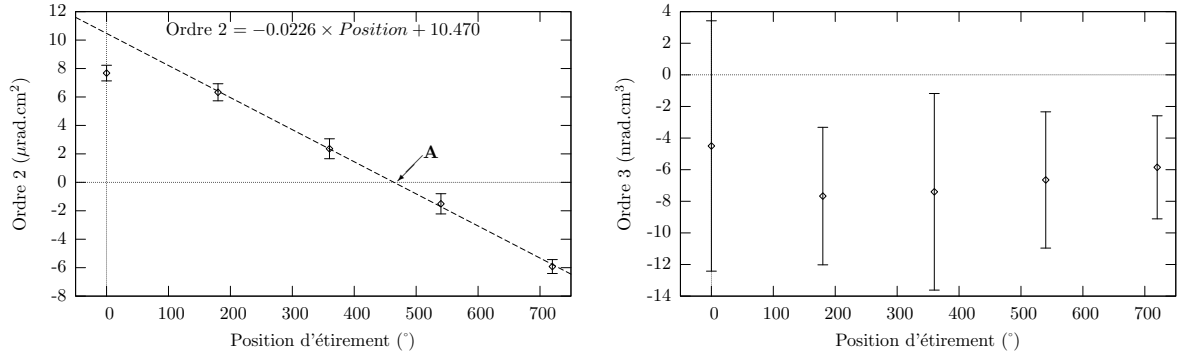


FIG. 5.13 – Compensation grâce à la LÀR fibrée de la dispersion chromatique différentielle due à l'écart en température

Dans un second temps, nous présentons sur la figure 5.14 les interférogrammes avant et après compensation partielle. L'interférogramme après compensation a été obtenu pour une position de 540° qui n'est pas tout à fait la position optimale pour laquelle l'ordre 2 est annulé⁹. Néanmoins, cet interférogramme possède environ 25 franges ce qui est proche de l'interférogramme obtenu sans écart de température. Concernant le contraste, il remonte à hauteur de 65%.

Grâce à la ligne à retard fibrée, il est donc possible de compenser la dispersion chromatique différentielle engendrée par une variation de température.

⁹Ceci mérite quelques explications. Mes missions à Meudon étaient courtes, il fallait donc réaliser un maximum de mesures en peu de temps. J'ai donc effectué le traitement des données de retour à l'IRCOM. Ce n'est qu'après ce traitement que j'ai pu déterminer la position d'étirement optimale de ligne à retard fibrée. Je ne peux donc pas présenter ici l'interférogramme obtenu pour cette position

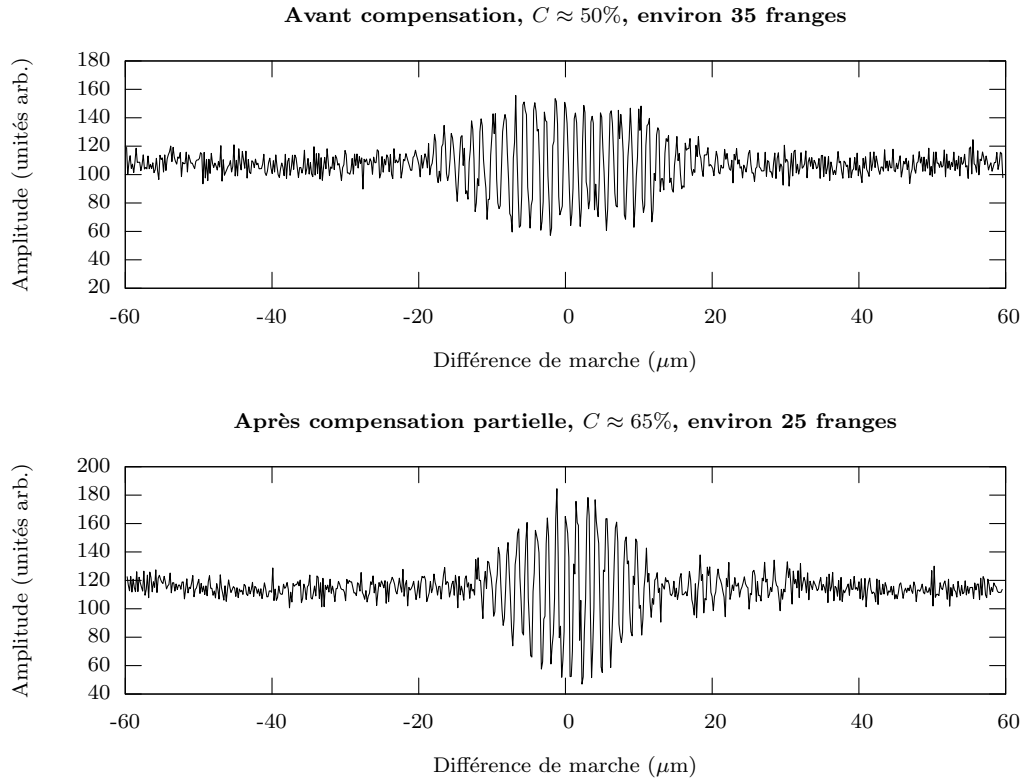


FIG. 5.14 – Interférogrammes. Haut : avec $+5^\circ\text{C}$ de différence sans compensation. Bas : avec $+5^\circ\text{C}$ et compensation de la ligne à retard à fibre optique.

5.5.2 Utilisation de lames de CaF_2 pour compenser la dispersion différentielle variable

Une autre solution a été envisagée et consiste à utiliser des lames de verre pour compenser cette dispersion. Dans un premier temps, il a fallu chercher le matériau le mieux adapté pour réaliser cette compensation. Ensuite, expérimentalement, l'ajustement de la compensation a consisté à rajouter les lames de verre sur le trajet le moins dispersif jusqu'à obtention d'une dispersion différentielle permettant d'avoir de bons contrastes de franges d'interférences.

Simulation

La première étape a été de réaliser plusieurs simulations avec différents types de verre afin de déterminer le matériau le mieux adapté pour compenser la dispersion chromatique différentielle supplémentaire introduite par la différence de température. C'est Takayuki Kotani qui a effectué ce travail.

Le CaF_2 s'est révélé être le meilleur " antidote " permettant de compenser la dispersion en rajoutant une épaisseur raisonnable (de l'ordre de 5 cm). De plus, ce matériau permet la compensation de la dispersion chromatique de fibres en verre fluoré utilisé pour la bande spectrale astronomique K [Kot 05].

Grâce à la formule 5.4 donnée par Malitson [Mal 63], il est possible de simuler, d'une part, la variation de la position du maximum de la visibilité des franges d'interférences en fonction de

l'épaisseur de CaF_2 rajoutée et, d'autre part, l'évolution de l'ordre 2 en fonction de l'épaisseur rajoutée.

$$n_{\text{CaF}_2}^2(\lambda) - 1 = \frac{0,5675888 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,050263605^2} + \frac{0,4710914 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,1003909^2} + \frac{3,8484723 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 34,649040^2} \quad (5.4)$$

Théoriquement, si on rajoute une épaisseur e de CaF_2 d'indice n_{CaF_2} sur le trajet optique L_1 , le nouveau trajet L'_1 s'écrit :

$$L'_1 = L_1 - e + N_{\text{CaF}_2} \cdot e \quad (5.5)$$

avec N_{CaF_2} l'indice de groupe. Après simplification, il vient :

$$L'_1 = L_1 + (N_{\text{CaF}_2} - 1) \cdot e \quad (5.6)$$

La pente de la variation de la position du maximum de contraste des franges est donc $(n_{\text{CaF}_2} - 1)$.

Étudions à présent le comportement de l'ordre 2 de la phase spectrale en fonction de l'épaisseur de CaF_2 rajoutée. Notons $\phi_{\Delta T}$ la phase spectrale pour une variation de température ΔT et ϕ_{CaF_2} la phase due au CaF_2 . La phase spectrale totale s'écrit donc :

$$\phi(\sigma) = \phi_{\Delta T}(\sigma) + \phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) \quad (5.7)$$

$$\text{où : } \phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) = 2\pi\sigma \cdot e_{\text{CaF}_2} \cdot n_{\text{CaF}_2}(\sigma) \quad (5.8)$$

avec c la vitesse de la lumière, σ le nombre d'onde, e_{CaF_2} l'épaisseur de CaF_2 rajoutée.

Détaillons la contribution du CaF_2 en faisant un développement limité autour de $\sigma_0 = 7228 \text{ cm}^{-1}$ qui correspond au centre de la fenêtre de notre spectrographe. Numériquement, il vient :

$$\begin{aligned} \phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) = & \left[6,84 \cdot 10^3 + 9,01 \cdot 10^{-1}(\sigma - \sigma_0) \right. \\ & \left. + 1,56 \cdot 10^{-7}(\sigma - \sigma_0)^2 + 3,12 \cdot 10^{-11}(\sigma - \sigma_0)^3 \right] \cdot e_{\text{CaF}_2} \end{aligned} \quad (5.9)$$

avec σ en cm^{-1} et e_{CaF_2} en mm.

Notons au passage que la pente théorique de variation de l'ordre 2 en fonction de l'épaisseur de CaF_2 est égale à $0,156 \text{ } \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$.

En tenant compte de $\phi_{\Delta T}$ mesuré à $\Delta T = +5^\circ\text{C}$ et sans rajouter de lames CaF_2 , il est alors possible de simuler l'évolution de la phase spectrale en fonction de l'épaisseur de CaF_2 et du nombre d'onde. C'est ce qui est proposé sur la figure 5.15. Notons que la courbe pour $e_{\text{CaF}_2} = 0 \text{ mm}$ correspond à la phase spectrale mesurée.

La dispersion chromatique différentielle sera minimisée quand les variations de phase seront les moins importantes. Il apparaît sur la figure que ce minimum se situe pour des épaisseurs comprises entre 50 et 70 mm.

Reste donc à mettre en œuvre expérimentalement cette correction.

Résultats expérimentaux

Côté expérimental, nous avons utilisé le même montage que celui de la section 5.5.1 dans le but de pouvoir comparer les deux méthodes. La LAR fibrée reste à la position d'étirement 0° c'est-à-dire qu'elle est détendue.

De plus, nous avons à notre disposition différentes épaisseurs qui nous permettent de rajouter jusqu'à 50 mm de CaF_2 sur un des deux trajets optiques. Le montage est présenté sur la figure 5.16.

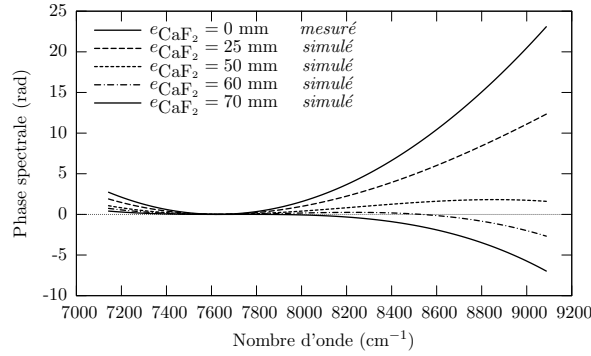


FIG. 5.15 – Évolution de la phase spectrale (seulement contribution des ordres 2 et 3) en fonction de l'épaisseur de CaF_2

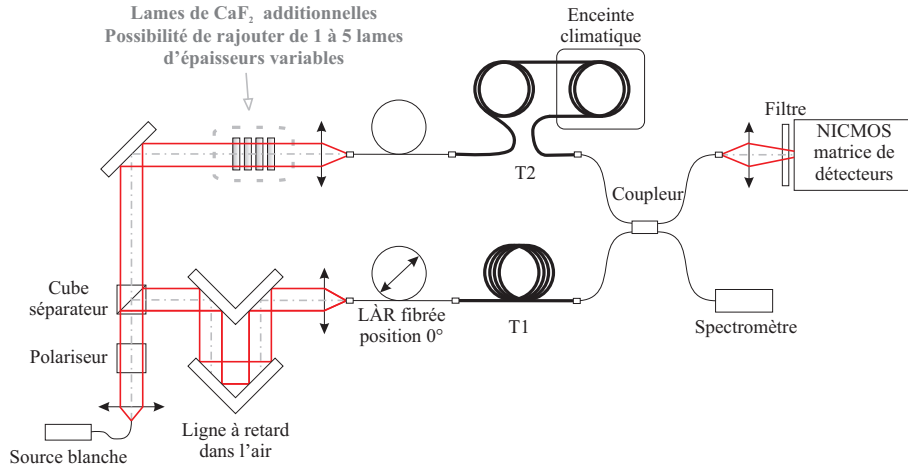


FIG. 5.16 – Montage expérimental : ajout de CaF_2 pour compenser la dispersion chromatique différentielle

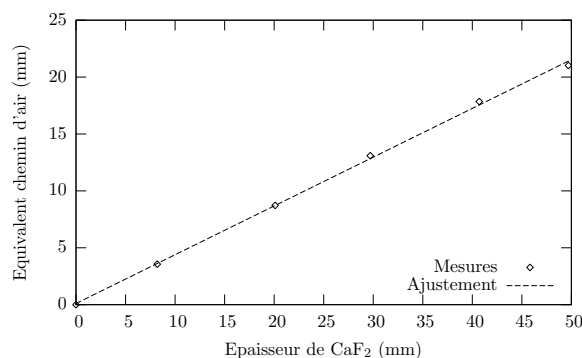
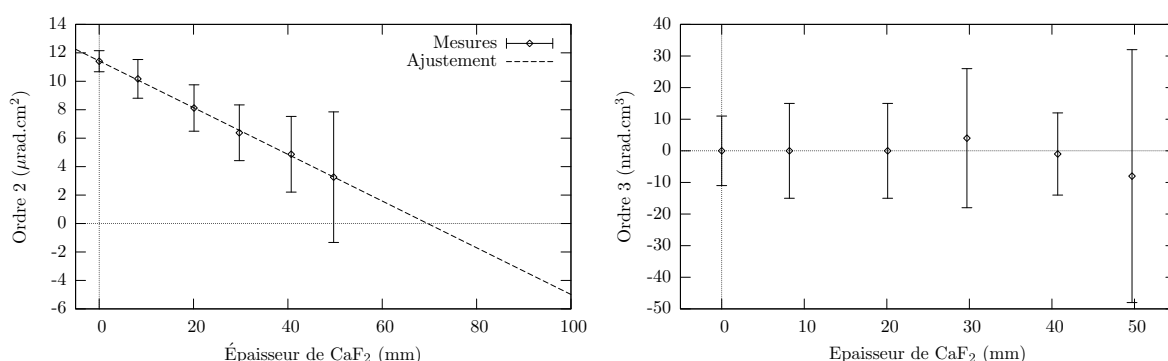
Dans un premier temps, nous avons mesuré l'évolution du chemin optique en fonction de l'épaisseur de CaF_2 rajoutée. Elle est reportée figure 5.17.

Par la mesure, la pente vaut 0,4286. Théoriquement, on a vu qu'elle s'écrivait $(n_{\text{CaF}_2} - 1)$. En faisant l'application numérique en prenant $n_{\text{CaF}_2} @ 1250 \text{ nm} = 1,4275$, on trouve une pente théorique 0,4275. Ces résultats sont en accord avec un écart relatif de 0,3%.

Dans un deuxième temps, les ordres 2 et 3 de la phase spectrale du mélange interférométrique ont été mesurés expérimentalement en fonction de l'épaisseur de CaF_2 rajoutée (cf. figure 5.18).

Pour l'ordre 2, la pente expérimentale est de $-0,164 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$. Par ailleurs, il a été vu que la pente de la courbe théorique valait $-0,156 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$. Les résultats sont donc une nouvelle fois en accord à 5% près. En pratique, l'annulation de l'ordre 2 se situera plutôt autour de 70 mm. Malheureusement, nous n'avons pu le vérifier par manque de lames de CaF_2 .

Remarquons également que plus l'épaisseur de verre augmente et plus les barres d'erreurs augmentent. Ceci vient du fait que le CaF_2 possède une mauvaise qualité de surface et n'est pas

FIG. 5.17 – Évolution du chemin d'air en fonction de l'épaisseur de CaF₂FIG. 5.18 – Compensation de la dispersion grâce au CaF₂

traité anti-reflet. Rajouter plusieurs lames de CaF₂ entraîne donc une détérioration du front d'onde et un mauvais recouplage dans la fibre. N'oublions pas non plus les pertes par réflexions de Fresnel qui, bien évidemment, augmentent avec le nombre de lames rajoutées. En conséquence, la puissance lumineuse arrivant sur la barrette du spectrographe est alors moins importante et les spectres cannelés sont donc moins faciles à ajuster car plus bruités. Enfin, concernant l'ordre 3, une fois de plus, aucune variation significative n'est observée.

5.6 Conclusion

Dans cette partie, j'ai décrit et mesuré l'évolution des ordres 2 et 3 de dispersion chromatique différentielle en fonction de l'écart en température entre les deux fibres.

La position du maximum de visibilité des franges d'interférences et le coefficient d'ordre 2 de la dispersion chromatique différentielle varient linéairement avec la température et ces variations sont respectivement de $1,27 \left(\frac{L}{90m}\right) \text{ mm}/^\circ\text{C}$ et de $2,3 \left(\frac{L}{90m}\right) \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/^\circ\text{C}$ où L est la longueur de fibre affectée par la différence de température. Enfin, aucune variation significative de l'ordre 3 n'a été observée dans nos expériences.

Deux méthodes ont été proposées pour compenser cette dispersion chromatique différentielle supplémentaire engendrée par la différence de température. L'une utilisant un composant fibré et l'autre utilisant des blocs de CaF₂. Les avantages et les inconvénients de ces deux techniques sont reportées dans le tableau suivant :

TAB. 5.2 – Avantages et inconvénients des méthodes de compensation

Méthode	Avantages	Inconvénients
Ligne à retard fibrée	- Continuité de la correction - reste guidé avec des pertes négligeables	- utilisable uniquement sur la bande J
CaF ₂	- utilisation sur une large bande (bande J et K [Kot 05])	- pas de continuité de la correction mais possibilité d'utiliser un bi-prisme sur le ciel - optique de volume, pertes supplémentaires

Un *pouvoir de compensation* peut également être défini. Dans le cas de l'utilisation de la ligne à retard fibrée, il est de $-0,0226 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/^\circ$. Avec le CaF₂, il vaut $-0,164 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$.

Pour conclure, d'un point de vue pratique, la mise en place des lignes à retard fibrées pour compenser la dispersion chromatique différentielle s'avère plus simple que l'utilisation de CaF₂. C'est donc ce système qui a été retenu dans le cadre du projet 'OHANA.

5.7 Article Optics Communications “ Calibration of silica fibers for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy ('OHANA) : Temperature dependence of differential chromatic dispersion ”

L'ensemble du travail de ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans *Optics Communications* Vol. 251/1-3 pp. 115-123 (juillet 2005) [Ver 05a].

Erratum :

En rédigeant le manuscrit et en reprenant certains calculs, je me suis aperçu qu'il y avait une erreur dans les simulations de cet article. En effet, l'équation (8) représente le développement limité de la phase spectrale due au CaF₂ autour de $\sigma_0 = 8000 \text{ cm}^{-1}$ qui correspond au centre de la bande J ($\lambda = 1250 \text{ nm}$). Or, les mesures de phase spectrale ont été réalisées en ajustant les spectres cannelés autour $\sigma_0 = 7228 \text{ cm}^{-1}$ correspondant au centre de la fenêtre de notre spectrographe ($\lambda = 1311 \text{ nm}$).

En conséquence, pour pouvoir comparer expérience et théorie, l'équation (8) de l'article doit s'écrire :

$$\phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) = \left[6,84 \cdot 10^3 + 9,01 \cdot 10^{-1}(\sigma - \sigma_0) + 1,56 \cdot 10^{-7}(\sigma - \sigma_0)^2 + 3,12 \cdot 10^{-11}(\sigma - \sigma_0)^3 \right] \cdot e_{\text{CaF}_2}$$

Ainsi, la figure 9 de l'article représentant l'évolution de la phase spectrale en fonction du nombre d'onde et de l'épaisseur de CaF₂ rajoutée doit être remplacée par la figure 5.15 du manuscrit (page 108).

Enfin, la simulation de la figure 10 de l'article n'est pas correcte puisque la pente théorique n'est pas de $-0,19 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$ mais bien de $-0,164 \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\text{mm}$ comme cela a été expliqué dans la section 5.5.2 du manuscrit.



Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Optics Communications 251 (2005) 115–123

OPTICS
COMMUNICATIONS

www.elsevier.com/locate/optcom

Calibration of silica fibers for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy (‘OHANA): Temperature dependence of differential chromatic dispersion

S. Vergnole ^{a,*}, T. Kotani ^{b,c}, G. Perrin ^b, L. Delage ^a, F. Reynaud ^{a,*}

^a *Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR CNRS 6615, Faculté des Sciences et Techniques, Université de Limoges, 123 avenue A. Thomas, 87060 LIMOGES cedex, France*

^b *LESIA, Observatoire de Paris – Section de Meudon, 5 place Jules Janssen, 92195 MEUDON Cedex, France*

^c *Department of Astronomy, Graduate School of Science, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan*

Received 29 October 2004; received in revised form 10 January 2005; accepted 28 February 2005

Abstract

In the frame of the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy (‘OHANA) project, 300-m long silica fibers are necessary to coherently link the Canada–France–Hawaii and Gemini telescopes.

In this paper, we report measurements of the differential chromatic dispersion between two 300-m long silica polarization maintaining fibers for the astronomical J band (1.10–1.40 μm) as a function of the temperature variation on one fiber arm of the interferometer. We demonstrate that the second order coefficient of chromatic dispersion increases linearly with the temperature. Consequently, we propose two methods to compensate this additional and variable differential chromatic dispersion: the first one using a dispersive optical fiber delay line and the second one using a set of CaF_2 bulk plates.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 07.60.Ly; 42.81.Cn; 95.75.Kk

Keywords: Astronomical high resolution imaging; Optical fiber interferometer; Chromatic dispersion; Temperature variation

* Corresponding authors. Tel.: +33 555 45 74 15; fax: +33 555 45 77 80.

E-mail addresses: vergnole@ircom.unilim.fr, sebastien.vergnole@ircom.unilim.fr (S. Vergnole), reynaud@ircom.unilim.fr (F. Reynaud).

0030-4018/\$ - see front matter © 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.
doi:10.1016/j.optcom.2005.02.077

1. Introduction

In the frame of the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy (‘OHANA) project in which the shortest baselines up to 160 m are

formed, IRCOM institute is in charge of the 300-m long silica fibers for the astronomical J and H bands which will link the Canada–France–Hawaii–Telescope and the Gemini telescope. This project plans to connect large unitary telescopes with very long baselines. It was initially proposed by Mariotti [1]. It consists in coupling coherently existing large telescopes on the Mauna Kea site by means of optical fibers. The current status of the project is reported by Perrin et al. [2].

In a previous paper [3], we described the method to measure and minimize differential chromatic dispersion between fibers dedicated to the J band (1.1–1.4 μm) at room temperature. We presented the results which proved that this specific technology complies with the requirements for ‘OHANA.

This current paper reports the study on differential chromatic dispersion between these fibers taking into account a differential variation of temperature which may happen on the top of Mauna Kea. Many studies on temperature dependence concerning fiber parameters have been made mainly for sensing [4,5] and telecommunication [6,7] applications.

Here, it is the first time to our best knowledge that such a complete study has been led in the context of a long coherent fiber linkage. This work has been carried out in collaboration with Paris Observatory. A similar study with fluoride glass fibers for the K band (2.0–2.4 μm) is described in Kotani et al. [8]. Indeed, a section of the fiber will be laid between the telescopes and, during a night of observation, temperature may change slowly but up to 5 $^{\circ}\text{C}$. Thus, a temperature difference between the two fibers may appear and have an effect on light propagation, especially on differential chromatic dispersion.

We present measurements of differential chromatic dispersion as a function of temperature differences over a $\pm 5^{\circ}\text{C}$ span. Then, we propose two methods to compensate the additional dispersion introduced by temperature variation: the first one using a fiber delay line widely studied at IRCOM institute [9–13] and the second one using calcium fluoride (CaF_2) glass plates as proposed by Sato et al. [14].

2. Theoretical framework

2.1. General considerations

In a two-beam fiber interferometer with an air delay line, the spectrum of the interferometric mixing as a function of the wavenumber σ is given by

$$B(\sigma) = B_0(\sigma) \cdot [1 + C(\sigma) \cdot \cos(\phi(\sigma))], \quad (1)$$

where $B_0(\sigma) = B_1(\sigma) + B_2(\sigma)$ is the total spectral power density, $B_1(\sigma)$ and $B_2(\sigma)$ are, respectively, the spectral power densities of each arm of the interferometer, $C(\sigma)$ is the fringes contrast and $\phi(\sigma)$ is the differential spectral phase.

The Taylor series expansion of the propagation around σ_0 the central wavenumber (i.e., $\sigma_0 = 8000 \text{ cm}^{-1}$) yields

$$\phi(\sigma) = \sum_{i=0}^n \left(\frac{\partial^i \beta_1}{\partial \sigma^i} \cdot L_1 - \frac{\partial^i \beta_2}{\partial \sigma^i} \cdot L_2 \right) \cdot \frac{(\sigma - \sigma_0)^i}{i!}, \quad (2)$$

where β_1 and β_2 are the propagation constants of the two fibers. The spectral phase of the interferometric mixing can be written as

$$\phi(\sigma) = a_0 + a_1 \cdot (\sigma - \sigma_0) + a_2 \cdot (\sigma - \sigma_0)^2 + a_3 \cdot (\sigma - \sigma_0)^3 + \dots, \quad (3)$$

where a_0 is a constant, a_1 is the first order coefficient of the Taylor series expansion and can be cancelled thanks to an air delay line through the linear term $2\pi\sigma x$, with x the optical path difference (OPD). a_2 , a_3 are higher order coefficients which model the differential chromatic dispersion, a source of contrast corruption (for further details see Vergnole et al. [3]).

2.2. Temperature dependence

The temperature difference between two fibers involves a change of the central fringe position x . It comes from a fiber length difference due to thermal expansion or contraction and from a temperature dependence of the group refractive index. It can be written as [15]

$$\frac{1}{L} \cdot \frac{dx}{dT} = N \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} + \frac{dN}{dT}, \quad (4)$$

where N is the group refractive index of the fiber, L is the length of fiber in the thermal enclosure, $\frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT}$ is the relative linear expansion coefficient of the fiber and $\frac{dn}{dT}$ is the temperature dependence of the group refractive index. N is described as

$$N = n - \lambda \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (5)$$

where n is the effective refractive index of the fiber and λ is the wavelength.

3. Differential chromatic dispersion measurements

3.1. Experimental set-up

A Mach–Zehnder interferometer is used to test the two 300-m long fibers (Fig. 1). The fibers used are silica bow-tie polarization maintaining fibers. A spectral or a temporal analysis of the interferometric mixing can be performed at the output of the interferometer.

Our interferometer can be fed by two sources: either a red laser diode to perform the alignment of the full set-up, or an halogen white source to carry out the measurements over the full J band.

Each source is pigtailed with a standard single-mode fiber and can be collimated by an off-axis parabola. The beam first passes through a wide-band polarizer (1.2–1.6 μm) which enables us to select a linear polarization parallel to one of the principal axis of polarization of the fiber so that the instrument operates along one polarization mode. Then, the beam is split thanks to an hybrid non-polarizing beam splitter cube. The reflected beam is directed towards an air delay line. It is composed of a retroreflector and a motorized translation stage. It allows to compensate the OPD between the two arms. This air delay line is also used for scanning the OPD to obtain temporally modulated fringes. Each beam feeds the 300-m-long fibers with two off-axis parabolas which act as two telescopes.

On one arm of the interferometer, about 90 m of fiber is inserted into a temperature-controlled box in order to characterize the effect of temperature difference between two fibers. The remaining fiber length and the other fiber arm are kept at room temperature, which remains constant around 20 °C during all the experiment.

Finally, the fibers are connected to a polarization maintaining 2×2 coupler to combine the two beams. For the spectral analysis, the interferometric

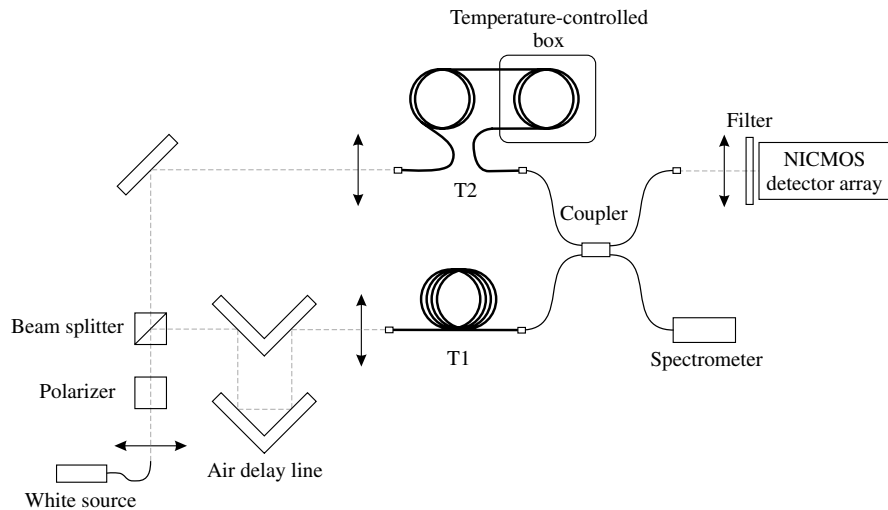


Fig. 1. Experimental set-up.

mixing goes to a spectroscope fitted with a 256 pixels cooled InGaAs linear detector to measure the channelled spectrum.

For temporal analysis, the spectral band is controlled by means of a J band filter. Eventually, the beam is focused onto one pixel of a NICMOS3 infrared detector array.

3.2. Experimental results

Fig. 2 shows the evolution of the central fringe position as a function of the temperature. The slope is $1.27 \text{ mm}/^\circ\text{C}$ for 90 m of fiber which is the length affected by the temperature change. Thus, it may be written as a function of a normalized length $1.27(\frac{L}{90 \text{ m}}) \text{ mm}/^\circ\text{C}$.

Considering Eq. (4) and assuming that the fiber parameters are those of fused silica, expected and measured $\frac{dx}{dT}$ are given in Table 1.

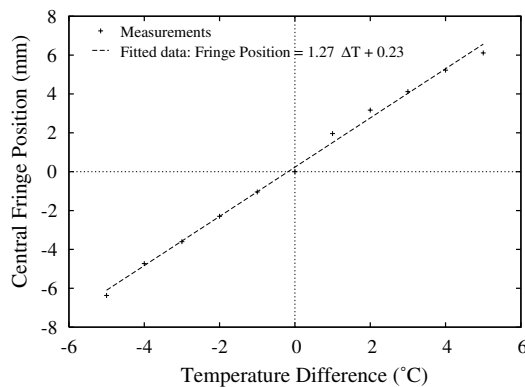


Fig. 2. Measurement of variation of the central fringe position as a function of the temperature.

The differences between measured and expected values are rather high. It depends on the fiber length affected by temperature change which is known with a $\pm 5\%$ accuracy. These uncertainties may explain this difference.

Moreover, we have calculated $\frac{dx}{dT}$ with the parameters of fused silica and it may have differ-

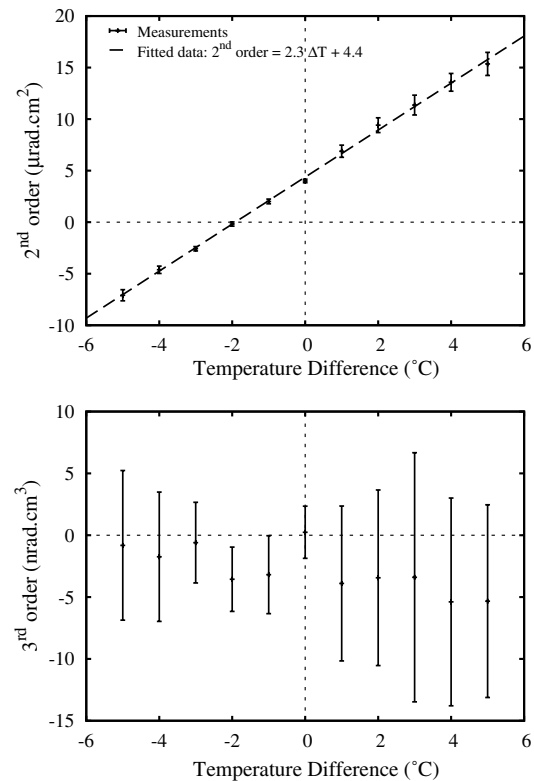


Fig. 3. Variation of the 2nd (top) and 3rd (bottom) order coefficient of dispersion as a function of the temperature difference.

Table 1

Fiber parameters, expected and measured $\frac{dx}{dT}$

N at $\lambda_0 = 1250 \text{ nm}$	1.47	
L (m)	90	
$\frac{1}{L} \cdot \frac{dx}{dT}$ ($^\circ\text{C}$)	5.5×10^{-7}	
$\frac{dx}{dT}$ ($^\circ\text{C}$)	Ref. [16] 1.15×10^{-5}	Ref. [17] 1.22×10^{-5}
Expected $\frac{dx}{dT}$ (mm K^{-1})	$1.11(\frac{L}{90 \text{ m}})$	$1.17(\frac{L}{90 \text{ m}})$
Measured $\frac{dx}{dT}$ (mm K^{-1})	$1.27(\frac{L}{90 \text{ m}})$	
Error	14.4%	8.5%

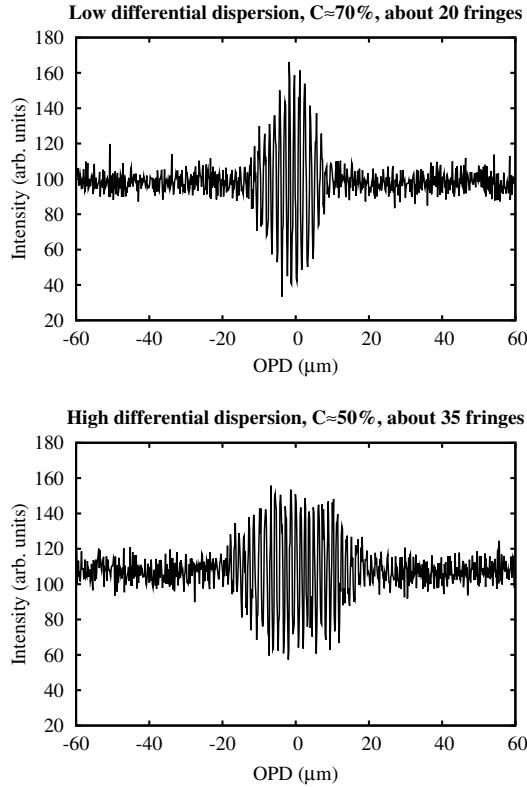


Fig. 4. Interferograms. Top: without temperature difference. Bottom: with +5 °C difference.

ences with parameters of the fibers used in our experiment.

For each temperature difference, we acquired a channelled spectrum. To estimate a_2 and a_3 which are the second and third order coefficients of the Taylor series expansion of the spectral phase, we fitted Eq. (3) using the spectral phase extracted from the channelled spectrum measurement. The variation of the second and third order coefficients as a function of the temperature difference is plotted Fig. 3.

As the graph shows, the second order of differential chromatic dispersion increases linearly with temperature difference between the two arms. The slope of this variation is $2.3(\frac{L}{90 \text{ m}}) \mu\text{rad cm}^2/\text{°C}$.

The third order coefficient variation as a function of temperature is negligible. This coefficient is very low but different from 0 and, despite a potential trend, it remains below noise level. Therefore, the third order will not be taken into account in the following.

Fig. 4 allows to compare two interferograms: the upper one is achieved with no temperature difference. There is no differential chromatic dispersion. Nine fringes are counted at half maximum whereas 20 fringes are counted on the lower one, a direct consequence of dispersion and a critical point in astronomical interferometers. On the other hand, no polarization effects have been observed with temperature change.

Along with the fringe number increase, we measured a 20% contrast loss with a +5 °C temperature difference over 90 m of fiber. Servo-controlling the temperature fiber [18] could be a solution but over such a length (300 m) it is difficult to implement for the current 'OHANA. Therefore, we propose two alternative methods to compensate actively this additional differential chromatic dispersion.

4. Compensation of the differential chromatic dispersion due to temperature difference

In this section, we propose two active methods devoted to compensate the differential chromatic dispersion variation. The first one uses a fiber delay line widely studied in our laboratory. The second one consists in inserting dispersive bulk material in the air path. Here, CaF_2 glass has been chosen.

4.1. Optical fiber delay line used as tunable dispersive component

The two fiber arms are patched with two 10-m long polarization maintaining fibers including a fiber delay line on one arm.

The fiber delay line consists of a fiber coiled around an expansible mechanical mounting to stretch the fiber. By doing so, the length can be varied and chromatic dispersion increased with path length. This fiber delay line has a 12 cm

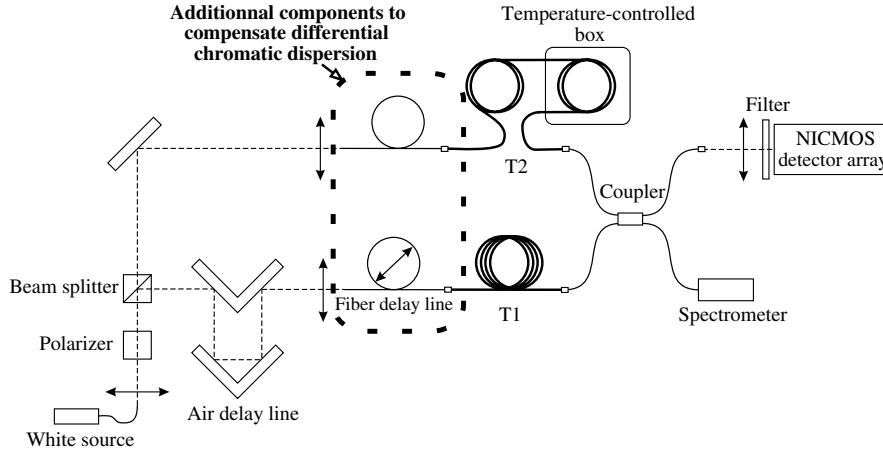


Fig. 5. Experimental set-up with additional components to compensate dispersion.

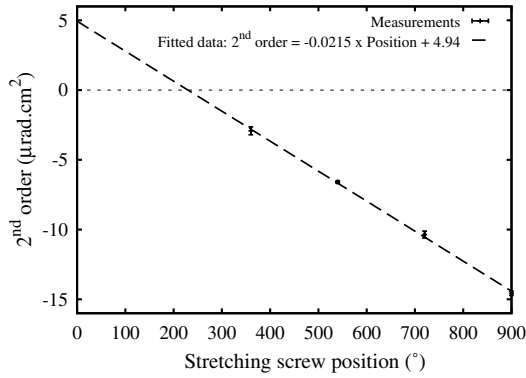


Fig. 6. Second order coefficient of chromatic dispersion of fiber delay line to be used as dispersion compensator.

corresponding air path stroke obtained with a 900° stretching screw position. The 10-m long fibers are first tested in order to characterize their own differential chromatic dispersion. Besides, it must be kept in mind that the fiber stretching does not corrupt the polarization maintaining properties of the fiber [11].

4.1.1. Optical fiber delay line properties

The second order coefficient of differential chromatic dispersion has been characterized (Fig. 6) as a function of the stretching screw position. The second order varies linearly with the increasing

stretching screw position and the slope is about $-0.0215 \mu\text{rad cm}^2/\text{°C}$.

4.1.2. Compensation

In this section, we present the measurement of the second order coefficient of dispersion for a fixed $+5 \pm 0.2 \text{ °C}$ temperature difference between the two arms as a function of the stretching screw position (see Fig. 7). Zero dispersion is reached for a 465° stretching screw position.

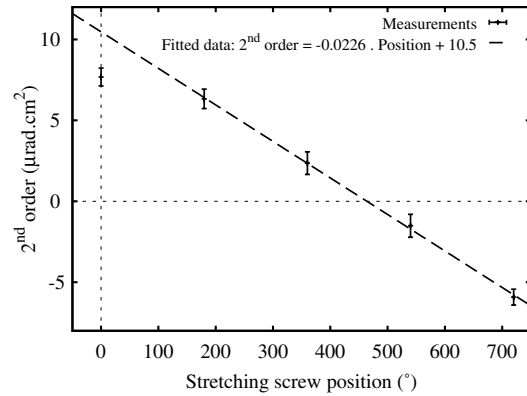


Fig. 7. Compensation of thermally induced differential chromatic dispersion by the external optical fiber delay line. As the fiber stretching is not linear at the very beginning, we do not take into account the first measurement point to plot the fitted data.

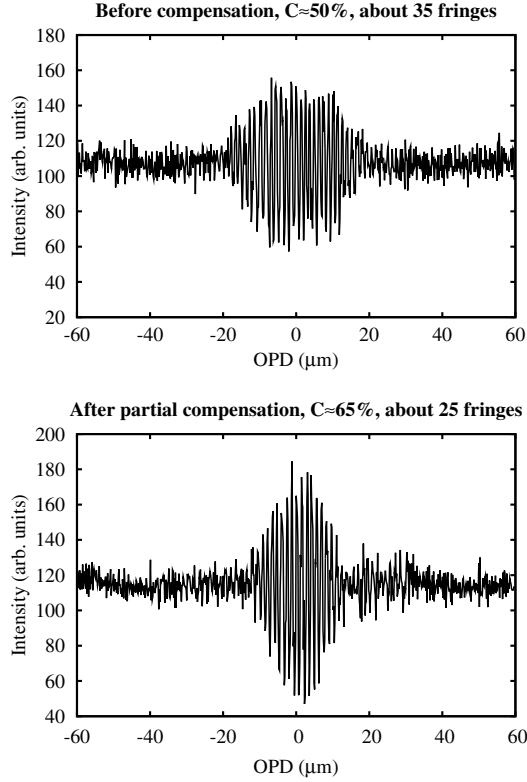


Fig. 8. Interferograms. Top: with +5 °C difference without compensation. Bottom: with +5 °C and fiber delay line compensation.

We found a $-0.0226 \mu\text{rad cm}^2/\text{°C}$ slope which is close to the value obtained during the characterization of the fiber delay line with a 5% accuracy.

Interferograms before and after compensation are displayed on Fig. 8. After compensation of dispersion by means of the fiber delay line, the number of fringes at half maximum drops from 20 to 10 which is of the same order as for the interferogram with no temperature difference.

At last, the third order coefficient has been measured as for Section 3.2 but remains below noise level and therefore cannot be exploited.

4.2. Method with CaF_2 glass plate

In order to compare the two methods we keep the configuration of Fig. 5 with the fiber delay line

not stretched. Different pieces of CaF_2 glass plate with various thicknesses allow us to add up to 50 mm of glass. The pieces are inserted in the less dispersive arm just between the air and fiber delay lines.

First, we have simulated the variation of the second order of differential chromatic dispersion as a function of the thickness of CaF_2 plate using the following dispersion equation given as a function of wavelength [19]:

$$n_{\text{CaF}_2}^2(\lambda) - 1 = \frac{0.5675888 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.050263605^2} + \frac{0.4710914 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1003909^2} + \frac{3.8484723 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 34.649040^2}. \quad (6)$$

To simulate the evolution of the second order coefficient of dispersion, we assume that we add a phase coming from the CaF_2 to the phase due to fibers and temperature difference

$$\phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) = 2\pi\sigma \cdot L_{\text{CaF}_2} \cdot n_{\text{CaF}_2}(\sigma), \quad (7)$$

where c is the vacuum speed of light, σ the wave-number and L_{CaF_2} the thickness of CaF_2 .

If we expand numerically this expression we find

$$\phi_{\text{CaF}_2}(\sigma) = \left[7.18 \times 10^3 + 9.01 \times 10^{-1}(\sigma - \sigma_0) + 1.91 \times 10^{-7}(\sigma - \sigma_0)^2 + 3.12 \times 10^{-11}(\sigma - \sigma_0)^3 \right] \times L_{\text{CaF}_2}. \quad (8)$$

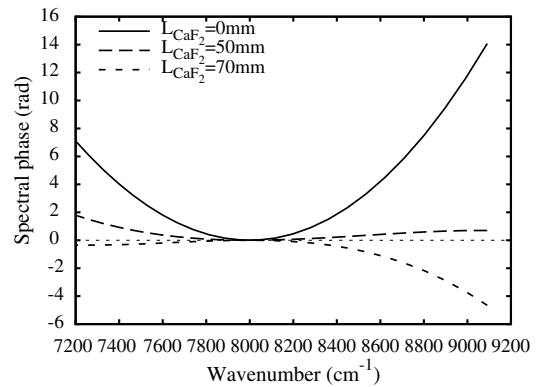


Fig. 9. Evolution of the spectral phase (contribution of second and third order) as a function of the wavenumber and of the thickness of CaF_2 : for $L_{\text{CaF}_2} = 0$ mm, it corresponds to the measured spectral phase; for $L_{\text{CaF}_2} \neq 0$ mm, these are simulated phase.

Knowing the spectral phase of our interferometer with a $+5^\circ\text{C}$ temperature difference, and taking into account results of equation (8), we have simulated on Fig. 9 the spectral phase evolution over the J band for different thicknesses of CaF_2 plates. It may be seen that a rather flat spectral phase (i.e., $a_2 \neq 0$) is obtained for a value which lies between $L_{\text{CaF}_2} = 50\text{ mm}$ and $L_{\text{CaF}_2} = 70\text{ mm}$.

Second order coefficient measurement is plotted in Fig. 10. The measured slope is $-0.16\text{ }\mu\text{rad cm}^2/\text{mm}$ whereas the theoretical slope is $-0.19\text{ }\mu\text{rad cm}^2/\text{mm}$ (see Eq. (8)). The difference between theory and measurements is within the error bars.

60 mm of CaF_2 glass are therefore needed to cancel the second order of dispersion always for a $+5^\circ\text{C}$ temperature difference.

Besides, as the graph shows, error bars are getting larger and larger with the increasing thickness of CaF_2 . The reason is that to increase the thickness, many CaF_2 plates are simultaneously included in one arm, as a consequence, losses due to Fresnel reflections increase and less power makes it to the spectrometer. Moreover, the plates used in our laboratory experiment have bad surface quality leading to a wavefront distortion. It implies a bad coupling efficiency into the waveguide. A double wedge system will be preferred for on-sky use.

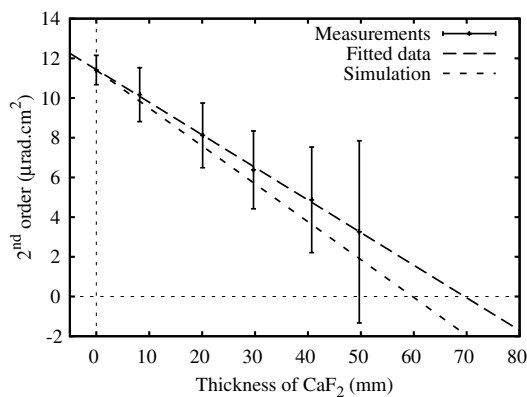


Fig. 10. Compensation of differential chromatic dispersion thanks to CaF_2 glasses. Variation of the second order as a function of the thickness of CaF_2 plate.

At last, once again third order coefficient measurements have been taken but remains below noise level.

5. Conclusion

We have characterized the temperature dependence of differential chromatic dispersion between the two arms of a silica fiber interferometer dedicated to the 'OHANA project. We show that the position of the central fringe and the second order coefficient of differential chromatic dispersion vary linearly with temperature. For the position of the central fringe, this variation is $\frac{dx}{dT} = 1.27(\frac{L}{90\text{ m}})\text{ mm}/^\circ\text{C}$ and for the second order coefficient, the slope is $2.3(\frac{L}{90\text{ m}})\text{ }\mu\text{rad cm}^2/^\circ\text{C}$, where L is the fiber length affected by the temperature difference in meters.

Moreover, we did not observed significant variation of the third order coefficient.

We have proposed two methods to compensate actively this differential dispersion: the first one using an optical fiber delay line and the second one using CaF_2 plates. The advantages of the optical fiber delay line are: its high transmission, it keeps the light guided into the optical fiber and produces a continuous variation of the second order coefficient. Its measured compensation capability is about $-0.0226\text{ }\mu\text{rad cm}^2/^\circ\text{C}$.

The advantage of the CaF_2 method is that this material can be used over a wide wavelength bandwidth. In practice, this material is used to compensate thermally induced dispersion in K band fibers ($2.0\text{--}2.4\text{ }\mu\text{m}$) as well in the 'OHANA test bench [8]. Its measured compensation capability is around $-0.16\text{ }\mu\text{rad cm}^2/\text{mm}$ of thickness of added CaF_2 plate.

References

- [1] J.-M. Mariotti, V. Coude Du Foresto, G. Perrin, P. Zhao, P. Lena, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 116 (1996) 381.
- [2] G. Perrin, O. Lai, J. Woillez, J. Guerin, T. Kotani, S. Vergnole, A.J. Adamson, C. Ftaclas, O. Guyon, P.J. Lena, J. Nishikawa, F. Reynaud, K.C. Roth, S.T. Ridgway, A.T. Tokunaga, P.L. Wizinowich, in: W.A. Traub (Ed.), *Pro-*

- ceedings of the SPIE vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, Glasgow, UK, 2004, pp. 391–404.
- [3] S. Vergnole, L. Delage, F. Reynaud, *Opt. Commun.* 232 (2004) 31.
 - [4] G.B. Hocker, *Appl. Opt.* 18 (1979) 1445.
 - [5] D.A. Flavin, R. McBride, J.D.C. Jones, J.G. Burnett, A.H. Greenaway, *Opt. Lett.* 19 (1994) 2167.
 - [6] T. Kato, Y. Koyano, M. Nishimura, *Opt. Lett.* 25 (2000) 1156.
 - [7] M.J. Hamp, J. Wright, M. Hubbard, B. Brimacombe, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14 (2002) 1524.
 - [8] T. Kotani, G. Perrin, J. Woillez, J. Guerin, G. Maze, in: W.A. Traub (Ed.), *Proceedings of the SPIE*, vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, Glasgow, UK, 2004, pp. 647–654.
 - [9] L.M. Simohamed, F. Reynaud, *Pure Appl. Opt.* 6 (1997) 37.
 - [10] L.M. Simohamed, F. Reynaud, *Opt. Commun.* 159 (1999) 118.
 - [11] L.M. Simohamed, L. Delage, F. Reynaud, *Opt. Lett.* 24 (1999) 95.
 - [12] L.M. Simohamed, J.L. Auguste, J. Rioublanc, J.M. Blondy, F. Reynaud, *Opt. Fiber Technol.* 5 (1999) 403.
 - [13] L.M. Simohamed, *Lignes à retard métrique utilisant l'étirement de fibres optiques en silice. application à l'interférométrie stellaire*, Ph.D. thesis, Université de Limoges (1999).
 - [14] K. Sato, J. Nishikawa, M. Yoshizawa, T. Fukushima, Y. Torii, K. Matsuda, K. Kubo, H. Iwashita, S. Suzuki, D. Saint-Jacques, in: Pierre J. Lena, Andreas Quirrenbach (Eds.), *Proceedings of the SPIE*, vol. 4006, Interferometry in Optical Astronomy, Munich, Germany, 2000, pp. 1102–1106.
 - [15] M. Tateda, S. Tanaka, Y. Sugawara, *Appl. Opt.* 19 (1980) 770.
 - [16] I.H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.* 55 (1965) 1205.
 - [17] T. Toyoda, M. Yabe, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 16 (1983) 97.
 - [18] F. Reynaud, H. Lagorceix, in: P. Kern, F. Malbet (Eds.), *Proceedings of the Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, Grenoble, France, 1996, pp. 249–257.
 - [19] I.H. Malitson, *Appl. Opt.* 2 (1963) 1103.

Chapitre 6

Conclusion sur l'étude menée dans le cadre du projet 'OHANA

'OHANA est donc un projet d'interféromètre stellaire qui, pour la première fois, prévoit d'utiliser des fibres optiques pour assurer le transport cohérent de la lumière depuis la sortie des télescopes jusqu'à la station de mélange interférométrique. Dans le cadre de ma thèse, j'ai participé à ce projet innovant et ambitieux en conditionnant et caractérisant les fibres en silice destinées à relier les télescopes CFHT et Gemini.

Les points cruciaux de cette recherche ont été les suivants :

- la caractérisation complète des tronçons de fibres concernant notamment la dispersion chromatique différentielle. Cet aspect, à ma connaissance, n'a jamais été étudié en utilisant d'aussi grandes longueurs (300 m) de fibre en silice à maintien de polarisation et d'aussi large bande spectrale (300 nm) ;
- l'étude de l'influence d'une variation différentielle de température entre les deux bras fibrés sur les propriétés optiques des guides. L'originalité de cette démarche réside dans la longueur des bras fibrés et le type de fibre mis en jeu ;
- la proposition et la mise en œuvre de solutions élégantes pour compenser la dispersion chromatique engendrée par un écart différentiel de température.

En se plaçant du point de vue de l'utilisateur, voici résumés les résultats actuels. Deux tronçons de 300 m de fibre silice à maintien de polarisation ont été mis en œuvre pour la bande J (1100 - 1400 nm). Ces fibres ont été caractérisées, ce qui nous a permis de prévoir l'évolution du contraste sur l'ensemble de la bande J grâce à la mesure de la phase spectrale. L'optimisation des longueurs de fibre a pu ainsi être effectuée de façon à minimiser la dispersion chromatique différentielle entre les deux bras et le contraste a pu être maximisé sur la bande J.

Expérimentalement, les mesures ont montré qu'il était préférable d'utiliser ces fibres sur l'axe lent de polarisation (c'est-à-dire l'axe parallèle aux contraintes). Ces différents résultats permettent également de conclure qu'en utilisant le spectrographe ayant une résolution spectrale minimum ($R=100$) et en maximisant le contraste pour le centre de la bande J (1250 nm), le contraste sera supérieur à 65% sur l'ensemble de la bande J et supérieur à 90% de 1150 à 1400 nm. Pour un contraste maximisé autour de 1400 nm, il sera alors supérieur à près de 80% sur l'ensemble de la bande J et supérieur à 95% entre 1150 et 1400 nm.

Ce contraste instrumental élevé permet d'envisager l'utilisation de ces fibres pour une observation sur le ciel de façon sereine.

L'ensemble de ce travail a été effectué en collaboration scientifique avec l'Observatoire de Meudon. En particulier, les mesures des variations de dispersion chromatique différentielle en fonction de l'écart en température entre les deux bras ont été réalisées à Meudon. L'évolution de la position du maximum des franges d'interférences et des ordres 2 et 3 de dispersion chromatique différentielle en fonction de l'écart en température entre les deux fibres ont notamment été étudiées. Ces mesures ont montré que la position du maximum de visibilité des franges d'interférences et le coefficient d'ordre 2 de la dispersion chromatique différentielle varient linéairement avec la température. Ces variations sont respectivement de $1,27 \left(\frac{L}{90\text{m}}\right) \text{ mm}/^\circ\text{C}$ et de $2,3 \left(\frac{L}{90\text{m}}\right) \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/^\circ\text{C}$ où L est la longueur de fibre affectée par la différence de température. Des solutions pour compenser les variations de dispersion chromatique différentielle ont également été proposées et mises en œuvre. L'une utilise un composant fibré et l'autre des blocs de CaF_2 . D'un point de vue pratique, la mise en place des lignes à retard fibrées pour compenser la dispersion chromatique différentielle s'avère plus simple que l'utilisation de CaF_2 . C'est donc ce système qui a été retenu dans le cadre du projet 'OHANA.

Les fibres sont désormais prêtes à être utilisées et devraient être envoyées à Hawaï dès l'automne 2005 pour être installées ensuite sur le Mauna Kea.

Enfin, j'ai également participé à la caractérisation des fibres en verre fluoré. J'ai eu l'opportunité de travailler sur ces fibres, de les manipuler et d'en étudier le comportement. Ce travail a donné lieu à un article intitulé “ *Characterization of fluoride fibers for the OHANA project* ” publié dans *Applied Optics* en août 2005 [Kot 05].

Characterization of fluoride fibers for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy project

Takayuki Kotani, Guy Perrin, Sébastien Vergnole, Julien Woillez, and Jean Guerin

We report on the interferometric characterization of a pair of 300 m long single-mode non-polarization-maintaining fibers designed for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy ('OHANA) project whose goal is to realize a kilometric near-infrared astronomical array by connecting the large telescopes of the Mauna Kea observatory with single-mode fibers. The fluoride glass fibers are operated in the astronomical *K* band (2.0–2.4 μm) in which their attenuation is low. We have measured very low differential chromatic dispersion, and the wideband fringe visibility is 0.9 if the two fiber arms have the same temperature. The thermal sensitivity of fibers with respect to their interferometric properties has been studied. The differential chromatic dispersion of the fibers is highly sensitive to the temperature difference. On the contrary, the coherent loss due to mismatch of polarization states is not significantly dependent on the temperature difference. Compensation of thermally induced differential dispersion by use of CaF_2 glass plates is demonstrated. © 2005 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2310, 120.3180, 350.1260.

1. Introduction

The single-mode fiber-based beam combination has achieved great successes in infrared long-baseline stellar interferometry¹ and has proved to accurately measure celestial object visibilities. Moderate fiber lengths are used in fibered beam combiners. But single-mode fibers are also considered as an alternative to classical optical trains for long-distance coherent light transport. This point had been previously investigated in the *K* band.²

The Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy ('OHANA) project aims at demonstrating the potential of single-mode fibers to make large telescope arrays with kilometric baselines. 'OHANA was proposed by Mariotti *et al.*,³ and a prototype is being

built to demonstrate the principle.⁴ The first phase of 'OHANA was dedicated to the injection of light into single-mode fibers and to the building of injection modules. Injection modules were tested in 2002 at the Canada–France–Hawaii Telescope and at the Keck I Telescope and in 2003 at the Gemini North Telescope.⁵ 'OHANA has now entered phase II during which a two-telescope interferometer is tested on the shortest baselines available. The first step of phase II is to link the Keck I and Keck II telescopes (85 m) and then the Canada–France–Hawaii Telescope and Gemini telescopes (162 m) using single-mode fibers.⁶ The detailed current status of this project was given by Perrin *et al.*⁴ For the phase II baselines, 300 m long fibers are required for a focus-to-beam combiner connection. 'OHANA will use two kinds of single-mode fibers: silica and fluoride glass fibers. The 300 m long silicate fibers will be used for the astronomical *J* (1.1–1.4 μm) and *H* (1.4–1.8 μm) bands. Characterization of these fibers has been recently reported.⁷ In the *K* band, fluoride glass fibers are preferred because of their lower attenuation. The 300 m long *K*-band fibers were manufactured by Le Verre Fluoré. In this paper we report the result of laboratory tests of the *K*-band fibers that will be used in 'OHANA. In Section 2 we present general characteristics of single-mode fibers. In Section 3 we describe the configuration of the 'OHANA fiber cables. The experimental setup is shown in Section 4, and the results are presented in Sections 5 and 6, respectively, for equal and differential temperature condi-

T. Kotani (takayuki.kotani@obspm.fr) is with LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92190 France, and the Department of Astronomy, Graduate School of Science, University of Tokyo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan. G. Perrin and J. Guerin are with LESIA, Observatoire de Paris, 5 place Jules Janssen, 92190 France. S. Vergnole is with the Department of Coherent and Non-linear Optics, Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes, UMR 6615, Faculté des Sciences, Université de Limoges, 123 avenue Albert Thomas, 87 060, Limoges cedex, France. J. Woillez is with the Keck Observatory, 65-1120 Mamalahoa Highway, Kamuela, Hawaii 96743.

Received 19 November 2004; revised manuscript received 17 March 2005; accepted 21 March 2005.

0003-6935/05/245029-07\$15.00/0

© 2005 Optical Society of America

tions. Finally, in Section 7 we demonstrate the compensation of thermally induced differential dispersion by using CaF_2 (calcium fluoride) glass plates.

2. Basics

The aim of this section is to describe how to characterize a single-mode fiber used for long-baseline interferometry. The characterization can be divided into three categories: differential chromatic dispersion, polarization, and thermal sensitivity.

A. Differential Chromatic Dispersion

Optical fibers typically display significantly high dispersion, that is to say, a nonlinear variation of effective refractive index with wavelength. This leads to a reduction of the apparent fringe contrast of the fringe packet as the zero optical path difference (OPD) varies with wavelength. In double Fourier interferometry, the fringe visibility is estimated from the modulus of the Fourier transform of the interferogram.⁸ In this case, dispersion affects only the spectral phase of fringes. However, the differential dispersion increases the apparent number of fringes as the interferogram becomes spread out and decreases the apparent fringe contrast. The scan length needs to be increased so as to not miss information, thus degrading sensitivity as more samples, and hence more noise, are accumulated.

Following Coudé Du Foresto *et al.*,² in a fiber interferometer the wideband interferogram is given by

$$I(x) = \int_0^\infty B(\sigma) d\sigma + \int_0^\infty B(\sigma) T_i(\sigma) V(\sigma) \cos[\phi(\sigma)] d\sigma, \quad (1)$$

where $B(\sigma)$ is the source spectral intensity injected into a fiber as a function of wave number, $V(\sigma)$ is the object visibility, and $T_i(\sigma)$ is the instrument transfer function that accounts for coherence losses due, for example, to polarization mismatches. We consider here the spectral phase $\phi(\sigma)$ of the interferogram. It can be expressed as

$$\begin{aligned} \phi(\sigma) &= \phi_0 + 2\pi\sigma x + \beta_2 \Delta L + (\beta_2 - \beta_1) L_1 \\ &= 2\pi\sigma x + \Phi(\sigma). \end{aligned} \quad (2)$$

The fibers have lengths L_1 and $L_2 = L_1 + \Delta L$. Generally, fibers may have different propagation constants β_1 and β_2 . Here we assume that fibers are homogeneous and that the propagation constant does not vary along a given fiber, which is not exactly true in practice as the core diameter may vary slightly, for example, thus changing the properties of the fundamental mode. ϕ_0 is a possible object phase, phase shift on mirrors, or other sources of phase; x is the OPD. The constant term of the phase is arbitrary and the slope of the phase just shifts the global interferogram position. This term can therefore be canceled with the delay lines. In the follow-

ing, we focus on the second derivative of the phase, or phase curvature:

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = \frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} \Delta L + \left(\frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} - \frac{d^2\beta_1}{d\sigma^2} \right) L_1. \quad (3)$$

Equation (3) shows that dispersion is produced by two effects: different fiber lengths and different propagation constants. It also shows that the dispersion produced by different propagation constants can be compensated by adjusting the difference of fiber length. In this paper, dispersion is characterized by measuring the phase curvature of interferograms. The curvature of phase is measured by taking a Fourier transform of the fringe packet. It is expressed in units of microradians square centimeter.

B. Polarization

To obtain high interferometric efficiency, it is necessary to match the polarization states of the two beams. Use of polarization-maintaining fibers is one of the solutions. Although such a fiber will be used in the J and H bands for 'OHANA, nonpolarization-maintaining fibers (hereafter standard fiber) will be used in the K band because no such components are available for long-distance links. However, the state of polarization of light propagated through a standard fiber can be controlled by the relative amount of bending and twist of the fiber.^{9,10} We employed this method to match polarization states.

C. Thermal Sensitivity

Under the actual observation condition on the top of Mauna Kea, a major part of the fiber cables will be outdoors while some sections will be inside the telescope domes. Fibers will be affected by inhomogeneous temperature conditions. Optical fibers are highly sensitive to thermal stresses^{11,12}; any differential temperature condition will change the characteristics of the fibers, for example, fiber length, differential dispersion, and birefringence. The differential thermal response of a fiber interferometer with over 100 m long fibers is poorly known.

Let us assume that a length of fiber L_d in one of the arms of the fiber interferometer at temperature T is affected by a temperature difference T_d . The propagation constant and fiber length difference are sensitive to temperature and can be written as $\beta(T + T_d)$ and $L(T + T_d)$.

Taking into account the temperature difference in the expression of the phase of the interferogram,

$$\begin{aligned} \Phi(T + T_d, \sigma) &= \beta_2(T + T_d, \sigma) L_d + \beta_2(T, \sigma) [L_1 - L_d \\ &\quad + \Delta L(T + T_d)] - L_1 \beta_1(T, \sigma). \end{aligned} \quad (4)$$

The curvature of the phase of the interferogram can be rewritten as

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} &= \frac{\partial^2 \beta_2(T, \sigma)}{\partial \sigma^2} \Delta L(T + T_d) \\ &+ \left[\frac{\partial^2 \beta_2(T, \sigma)}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2 \beta_1(T, \sigma)}{\partial \sigma^2} \right] L_1 \\ &+ \left[\frac{\partial^2 \beta_2(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2 \beta_2(T, \sigma)}{\partial \sigma^2} \right] L_d. \end{aligned} \quad (5)$$

Thermal sensitivity is given by

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial T_d} \left[\frac{\partial^2 \Phi(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} \right] &= \frac{\partial}{\partial T_d} \left[\frac{\partial^2 \beta_2(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} \right] L_d \\ &+ \frac{\partial^2 \beta_2(T, \sigma)}{\partial \sigma^2} \frac{\partial \Delta L(T + T_d)}{\partial T_d}. \end{aligned} \quad (6)$$

Equation (6) shows that the thermal sensitivity of differential dispersion comes from both the temperature dependence of the fiber length difference and the propagation constant sensitivity to the temperature difference.

Moreover, the polarization state of the light propagated through a standard fiber is also temperature dependent because the temperature variation will change the fiber length and the birefringence property of a fiber. It may change the instrumental transfer function $T_i(\sigma)$.

D. Compensation of Thermally Induced Differential Dispersion

The differential dispersion of the fiber can be compensated by inserting an additional dispersive media, for example, a glass plate. If one adds a glass plate of thickness D and propagation constant β_c , the curvature of phase becomes

$$\left[\frac{\partial^2 \Phi(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} \right]_{\text{cmp}} = \frac{\partial^2 \Phi(T + T_d, \sigma)}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2 \beta_c(\sigma)}{\partial \sigma^2} D. \quad (7)$$

To minimize phase curvature, i.e., to compensate differential dispersion, the additional dispersive material must have an appropriate thickness and propagation constant. This method was proposed by Sato *et al.*¹³ They used BK7 glass wedges to compensate differential dispersion caused by a fiber length difference between two silica fibers. Another idea of compensation is to stretch a fiber wrapped on an expandable cylinder. This method has been tested for the J -band fibers.¹⁴

3. Fiber Configuration

The K -band single-mode fiber cables were manufactured by Le Verre Fluoré in France. The fiber is optimized for operation in the K band (2.0–2.4 μm) with the following parameters: The diameter of fiber core

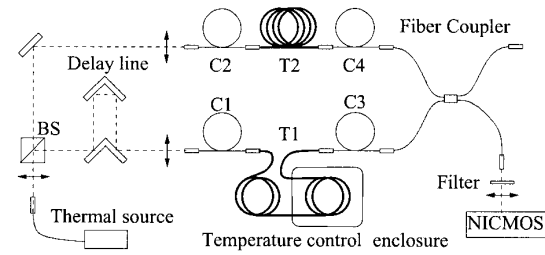


Fig. 1. Experimental setup. C1, C2, C3, C4: dispersion compensation fibers. T1 and T2: 300 m long transmission fibers. C3 and C4 are used for polarization control. BS, beam splitter.

and cladding is 6.5 and 125 μm , respectively; the cutoff wavelength is 1.95 μm ; and the numerical aperture is 0.23.

Each fiber cable is made of a 300 m long transmission fiber with ~ 5 m long compensation fibers at both ends of the transmission fiber. The transmission cables are designed for outdoor use and consist of 6 $\times$ 50 m long sections. Sections were selected so that the best combination would provide minimum spectral phase variation. Fibers are embedded in a stainless-steel and flexible waterproof tube. The cable has an excellent mechanical resistance. E2000 (Diamond Inc.) connectors and adapters are used to connect the sections together. Each connection is secured with a waterproof two-flange sleeve arrangement. The compensation fiber is used to compensate the static differential dispersion between the two fiber cables. It is not supposed to be set up outdoors and is designed for laboratory use and to be easily manipulated. It is protected by a polyvinyl chloride and polytetrafluorethylen reinforced tube.

4. Description of the Laboratory Interferometer

The experimental setup is shown in Fig. 1. The two 300 m long single-mode K -band fibers were placed in the arms of a Mach-Zehnder interferometer. A thermal source was injected into a standard single-mode fiber to make a spatially coherent point source and collimated to be launched in the interferometer. The beam was amplitude divided by a beam splitter. The reflected light was directed toward a delay line that consisted of a retroreflector mounted on a motorized translation stage to compensate the OPD between the two arms. This delay line was also used to scan the OPD to obtain temporally modulated fringes. The two beams were injected into dispersion compensation fibers (C1 and C2) by off-axis parabolas. These fibers were connected to the 300 m long transmission fibers (T1 and T2). On the first arm of the interferometer, a 150 m long fiber was loosely coiled into 35 cm diameter loops and placed in a temperature-controlled enclosure to characterize the effect of the temperature difference between two fibers. The rest of the fiber of the first arm and the second arm was wrapped around drums and maintained at room temperature that was constant at $\sim 20^\circ\text{C}$ during this experiment. The outputs of transmission fibers were

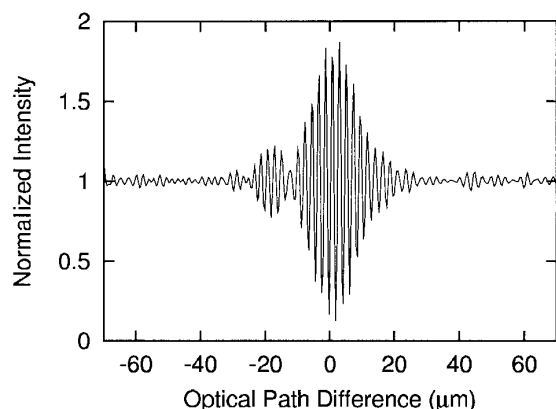


Fig. 2. Laboratory interferogram.

connected to the second dispersion compensation fibers (C3 and C4). These fibers were twisted to match the polarization states of the two output beams. The dispersion compensation fibers were connected to a fiber coupler to recombine the beams. After beam combination in the coupler, the light from one of the outputs of the coupler was *K*-band filtered and focused onto a pixel of the NICMOS3 (Rockwell Scientific) infrared array detector.

5. Case of No Differential Temperature Condition

A. Transmission

The cables' transmission was obtained by comparing the intensity of the light through a fiber link (transmission fiber and dispersion compensation fiber, including connection losses) plus a reference fiber to the intensity of the light through the reference fiber only. The transmission measured over the *K* band was ~50%. This is competitive compared with classical optical trains to guide the beams and compares with an optical train with $15 \times 95\%$ reflections.

B. Differential Chromatic Dispersion

The compensation of differential chromatic dispersion with both cables at equal temperature has been achieved by Le Verre Fluoré. Figure 2 shows a laboratory interferogram, and Figure 3 shows the spectral phase obtained with a *K*-band filter on an artificial point source. The spectrum of the light detected by NICMOS chips is shown in Fig. 4. The estimated phase curvature is $6.2 \mu\text{rad cm}^2$. For this measurement, we put the T1 and T2 fiber in the laboratory and rolled it around the same bobbin. There are small higher-order phase variations, but they are difficult to measure accurately. The asymmetry of the interferogram is associated with the residual dispersion that is difficult to compensate. The remaining orders may be attributed to inhomogeneities of the fibers such as core diameter variations.

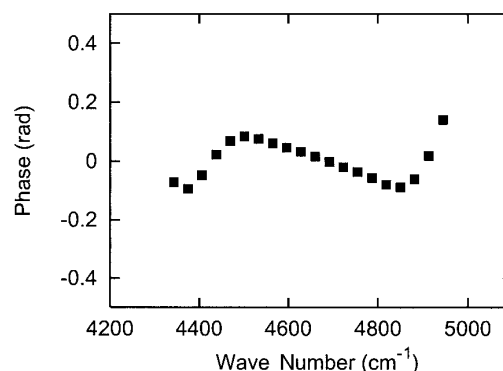


Fig. 3. Spectral phase of laboratory interferogram.

C. Polarization

The polarization state of fibers has been controlled by twisting loops made with the compensation fibers. The polarization controller consists of two sets of 20 cm diameter fiber loops. Ninety percent apparent fringe contrasts have been achieved in the wideband after the polarization states were matched.

6. Case of Differential Temperature Condition

On the summit of Mauna Kea, the typical temperature variation is within 3 °C during a night. To identify if any temperature conditions on Mauna Kea could lead to a serious problem, we carried out a stability test of the following parameters as a function of temperature difference between the two fibers: (1) the position of the central fringe, (2) differential dispersion, and (3) mismatch of the polarization state.

We varied the temperature difference from 0° to 3 °C of a 150 m long section by changing the temperature of the enclosure. For each 0.5 °C increase in temperature, we waited 20 min for thermal equilibrium of the fiber in the enclosure to be achieved. Then the position of the central fringe, differential dispersion,

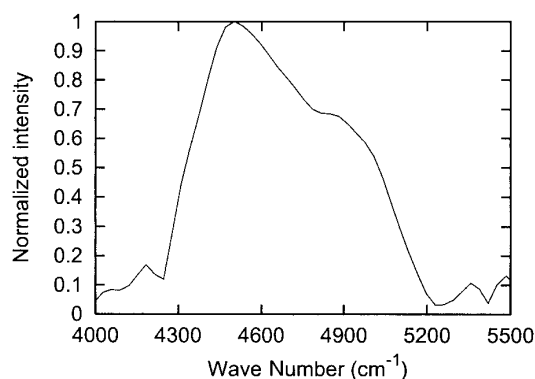


Fig. 4. Spectrum of the light source detected by NICMOS chips.

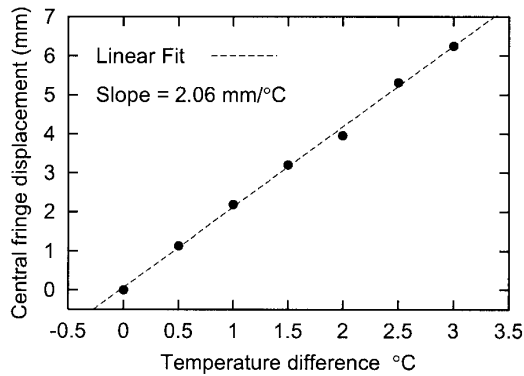


Fig. 5. Measured sensitivity of the displacement of the fringe position.

and the effect of mismatch of the polarization state were measured.

A. Central Fringe Position

The temperature difference between two fibers causes a change of the position of the central fringe x that is the first derivative of the phase with respect to the wave number. This arises from a fiber length difference due to thermal expansion or contraction and from the temperature dependence of the effective refractive index. As a consequence, the thermal sensitivity of the fringe displacement for the monochromatic source is given by

$$\frac{dx}{dT_d} = \frac{d(\Phi\lambda/2\pi)}{dT_d} = \frac{dn}{dT_d} L_d + \left(\frac{dl}{dT_d} \right) n L_d, \quad (8)$$

where n is the effective refractive index of the fiber and dl/dT_d is the linear expansion coefficient of the fiber. In case the light is not monochromatic, the refractive index can be replaced by group refractive index N . It is described as

$$N = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}, \quad (9)$$

where λ is the wavelength. The computation of the displacement of the fringe position is carried out using $L = 150$ m (Ref. 15) and $N = 1.51$, $dn/dT_d = -1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $dl/dT_d = 180 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$, $\lambda = 2.14 \text{ } \mu\text{m}$ and yields $dx/dT_d = 2.58 \text{ mm/}^\circ\text{C}$ ($L/150$ m). We did not take into account the waveguide dispersion of the fiber.

Figure 5 shows the measured temperature dependence of the position of the central fringe. As we increased the temperature from 0° to 3°C , the interferogram shifted by ~ 6 mm with a slope of $2.06 \pm 0.05 \text{ mm/}^\circ\text{C}$ ($L/150$ m). The difference between the calculated and the measured value may come from the measurement error of the fiber length and the difference of the estimated refractive index. How-

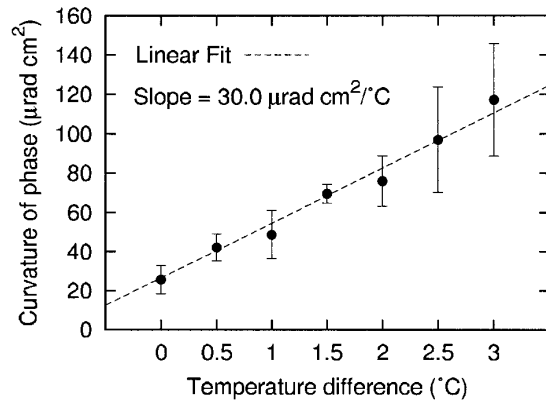


Fig. 6. Evolution of the curvature of spectral phase as a function of the temperature difference.

ever, most of the effect of temperature has been modeled in our equations.

B. Temperature Dependence of Differential Dispersion

With differential dispersion being the second derivative of the spectral phase with respect to the wave number, the temperature difference between the two fibers also causes differential dispersion to increase for the same reasons as for fringe displacement.

The measured differential dispersion as a function of temperature difference is shown in Fig. 6. Differential dispersion clearly increases linearly as a function of temperature difference. The relatively large measurement error is due to the OPD error of the delay line. The sensitivity of differential dispersion is evaluated to $30.0 \text{ } \mu\text{rad cm}^2/^\circ\text{C}$ ($L/150$ m). The curvature of phase for no temperature difference is slightly different from the one shown in Section 5. This difference may come from the temperature bias between the temperature enclosure and the laboratory and tension difference of the fibers due to the different manner of fiber winding between T1 and T2. The interferogram of Fig. 7 was obtained after a 3°C temperature difference was set to the fiber. It shows that the interferogram is highly dispersive because 42 fringes at half-maximum can be counted, compared with the seven fringes at half-maximum in the interferogram of Fig. 2 when no temperature difference is applied. Because the interferogram becomes spread out, it takes longer to record all fringes, which is required to estimate the fringe visibility in the case of a double Fourier interferometer; hence there is a decrease of the sensitivity of the interferometer as more noise is accumulated. The temperature difference between two fibers on site therefore has important consequences for the sensitivity of the interferometer. Active dispersion compensation on site is required to solve this issue. We propose such a system in Section 7.

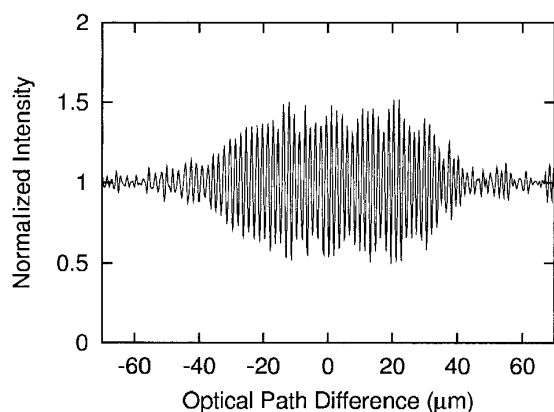


Fig. 7. Highly dispersive interferogram obtained after a 3 °C temperature difference was set between the fibers.

C. Temperature Dependence of Polarization State in Fibers

The temperature difference between two fibers may change the state of polarization of light propagated through the standard fibers. This arises from various reasons: temperature dependence of the birefringence properties of the fibers or the change of bending and twist of the fibers. These effects may alter the matching of the polarization states and result in contrast losses.

To investigate the temperature dependence of the mismatch of polarization states, we measured the contrast of narrowband interferograms as a function of temperature difference. If the bandwidth is narrow enough, this prevents confusing contrast losses due to polarizations with contrast losses due to the spreading of the interferograms by dispersion. The FWHM of the Brackett γ narrowband filter used in this measurement is 20 nm and the central wavelength is 2.165 μm .

Figure 8 shows the measured narrowband fringe contrast versus the temperature difference between

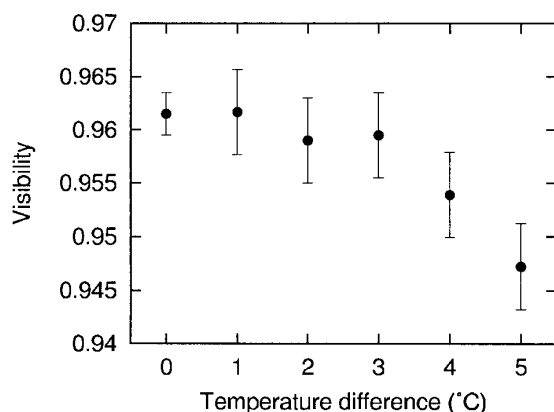


Fig. 8. Measured apparent narrowband visibility versus temperature difference.

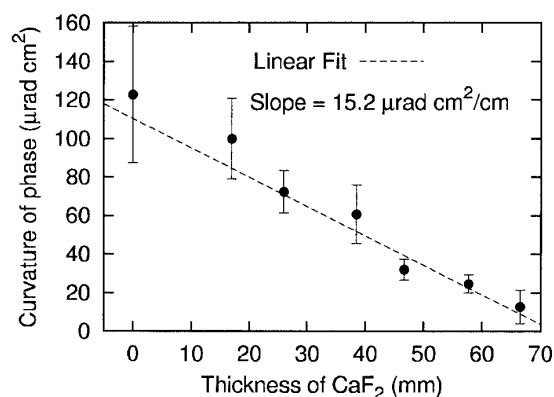


Fig. 9. Phase curvature measurements versus various thicknesses of CaF_2 . The applied temperature difference was 3 °C.

the two fibers. The visibility slightly decreased with the increasing temperature difference. The decrease of less than 1.5% of the fringe contrast is not serious, but is not negligible compared with the precision achieved by fiber beam combiners on visibilities that are better than 1%.⁸ To be biased by temperature variations and to keep the few 0.1% visibility accuracy level, it is important to calibrate the system visibility as the temperature changes.

7. Compensation of Thermally Induced Differential Dispersion

In Section 6 we showed that fibers are highly sensitive to thermal conditions and that differential dispersion reduces the performance of an interferometer. Hence, under realistic observing conditions, an active dispersion compensation is required. In this section we describe an experimental result of the active compensation of the differential dispersion using CaF_2 glass plates.

According to Eq. (7), a dispersion compensator must have dispersion properties similar to those of the fiber and an appropriate thickness. In addition, a good transmittance in the wavelength range of operation is required. We selected CaF_2 glass as material for the dispersion compensator device because its dispersion properties are close to fluoride glass, the material of the fibers.

We used almost the same setup as described in Section 4. At first, we set a 3 °C temperature difference between two 150 m long fibers by changing the temperature of the enclosure, and we obtained highly dispersive interferograms as can be seen in Fig. 7. The curvature of the spectral phase of this interferogram was $\sim 120 \mu\text{rad cm}^2 (L/150 \text{ m})$. Plates of various thicknesses of CaF_2 were inserted in the beam of the arm maintained at room temperature to study how the compensator works.

Figure 9 shows the measured variation of phase curvature as a function of the thickness of the CaF_2 glass plates. It is found that the differential dispersion of the fiber cables in the presence of a 3 °C tem-

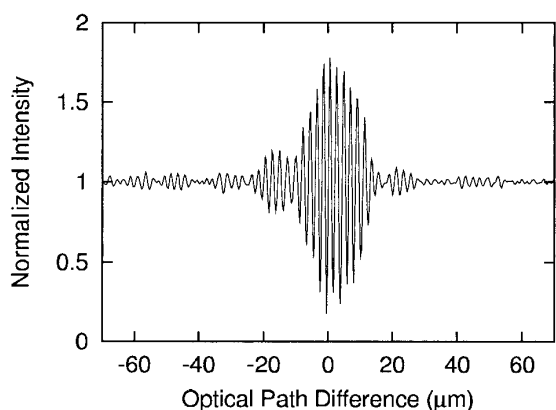


Fig. 10. Dispersion compensated interferogram. The temperature difference was 3 °C and the thickness of the CaF₂ compensator was 66.5 mm.

perature difference is the same as that of a 70 mm thickness of CaF₂. In addition, the compensation of dispersion varies linearly with the thickness of glass. The compensation capability is 15.2 μrad cm²/cm. The best dispersion compensated interferogram is shown in Fig. 10. This clearly illustrates that the differential dispersion was well compensated by a CaF₂ glass plate. To compensate a 1 °C temperature difference between 150 m of fiber, ~2 cm of thickness of CaF₂ is required.

This experiment showed that the differential dispersion due to the temperature difference of the fiber could be easily compensated with an adjustable CaF₂ glass thickness. The advantage of this method is that the optics are quite simple and compensation can be done actively. Moreover, CaF₂ has a wide wavelength range compensation capability. Actually, compensation of the differential dispersion of the *J*-band fiber has been achieved with CaF₂ glass plates as well.¹⁴

8. Conclusion

We have characterized a pair of 300 m long standard *K*-band fibers that will be used for 'OHANA. The chromatic differential dispersion is negligible when the fibers are at the same temperature. After matching the polarization states by twisting the fibers, the maximum visibility in the *K* band is ~90%. The thermal sensitivity of the fiber has been investigated. We applied a temperature variation in the range of 0°–3 °C to a 150 m long section of fiber of one arm of the interferometer and measured the change of the position of the central fringe and differential dispersion. The thermal sensitivity of the fringe position displacement was 2.06 mm/°C (*L*/150 m), and the gradient of differential dispersion was ~30.0 μrad cm²/°C (*L*/150 m). We also showed that the mis-

match of the polarization states of the two fibers did not evolve significantly with temperature difference. We have demonstrated differential dispersion compensation that could be applied to an active control system. CaF₂ was used as a compensator and the compensation capability was measured to be 15.2 μrad cm²/cm.

References

1. V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, C. Ruilier, B. Mennesson, W. A. Traub, and M. G. Lacasse, "FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer," *Proc. SPIE* **3350**, 856–863 (1998).
2. V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, and M. Boccas, "Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers," *Astron. Astrophys.* **293**, 278–286 (1995).
3. J.-M. Mariotti, V. Coude Du Foresto, G. Perrin, P. Zhao, and P. J. Lena, "Interferometric connection of large ground-based telescopes," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **116**, 381–393 (1996).
4. G. Perrin, O. Lai, J. Woillez, J. Guerin, A. J. Adamson, C. Ftaclas, O. Guyon, P. J. Lena, K. C. Roth, S. T. Ridgway, A. T. Tokunaga, and P. L. Wizinowich, "OHANA," *Proc. SPIE* **5491**, 391–404 (2004).
5. J. Woillez, J. Guerin, G. Perrin, O. Lai, F. Reynaud, C. Collin, J. Cretenet, C. Marlot, S. Pau, J.-M. Reess, D. Ziegler, C. Berthod, and B. Brient, "Injection into single-mode fibers for 'OHANA," *Proc. SPIE* **4838**, 1341–1343 (2003).
6. G. Perrin, O. Lai, J. Woillez, J. Guerin, F. Reynaud, S. T. Ridgway, P. J. Lena, P. L. Wizinowich, L. Peter, A. Tokunaga, J. Nishikawa, F. Rigaut, A. J. Adamson, and O. Guyon, "OHANA phase II: a prototype demonstrator of fiber linked interferometry between very large telescopes," *Proc. SPIE* **4838**, 1290–1295 (2003).
7. S. Vergnole, L. Delage, and F. Reynaud, "Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project," *Opt. Commun.* **232**, 31–43 (2004).
8. V. Coude Du Foresto, S. Ridgway, and J.-M. Mariotti, "Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **121**, 379–392 (1997).
9. S. Shaklan and F. Roddier, "Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer," *Appl. Opt.* **26**, 2159–2163 (1987).
10. H. C. Lefevre, "Single-mode fractional wave devices and polarization controllers," *Electron. Lett.* **16**, 778–780 (1982).
11. T. Musha, J. I. Kamimura, and M. Nakazawa, "Optical phase fluctuations thermally induced in a single-mode optical fiber," *Appl. Opt.* **21**, 694–698 (1982).
12. G. B. Hocker, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Appl. Opt.* **18**, 1445–1448 (1979).
13. K. Sato, J. Nishikawa, M. Yoshizawa, T. Fukushima, Y. Torii, K. Matsuda, K. Kubo, H. Iwashita, S. Suzuki, and D. Saint-Jacques, "Experiments with the fiber-connected interferometer for the MIRA project," *Proc. SPIE* **4006**, 1102–1106 (2000).
14. S. Vergnole, L. Delage, and F. Reynaud, "Calibration of silica fibres for 'OHANA: temperature dependence of differential chromatic dispersion," *Opt. Commun.* **251**, 115–123 (2005).
15. G. Mazé, Le Verre Fluoré, Campus Kerlann F-35170 Bruz, Brittany, France (personal communication, 2005).

Troisième partie

Les Fibres à Cristaux Photoniques pour l'interférométrie large bande

Lorsqu'ils observent un objet stellaire, les astronomes ont besoin d'informations sur la forme de cet objet, sur son environnement proche, ...

Chacune de ces informations n'est pas forcément observable à la même longueur d'onde. Les interféromètres doivent donc tenir compte de cet aspect et être capables de fonctionner sur une grande variété de bandes spectrales. Nous venons d'ailleurs de voir dans la partie précédente de ce manuscrit que, dans le cadre du projet 'OHANA, trois couples de fibres ont été nécessaires pour travailler sur trois bandes spectrales différentes. Ceci engendre donc un travail conséquent en terme de caractérisation des fibres puisque les mêmes opérations sont effectuées à trois reprises.

Imaginons maintenant qu'il existe une fibre spéciale capable de propager la lumière de façon cohérente sur une très large bande spectrale. Avec une telle fibre, un seul couple serait alors nécessaire au lieu d'avoir recours à trois ou quatre fibres unimodales " conventionnelles " et à des lames dichroïques occasionnant des pertes supplémentaires. Le principe de cette idée est présenté sur la figure suivante.

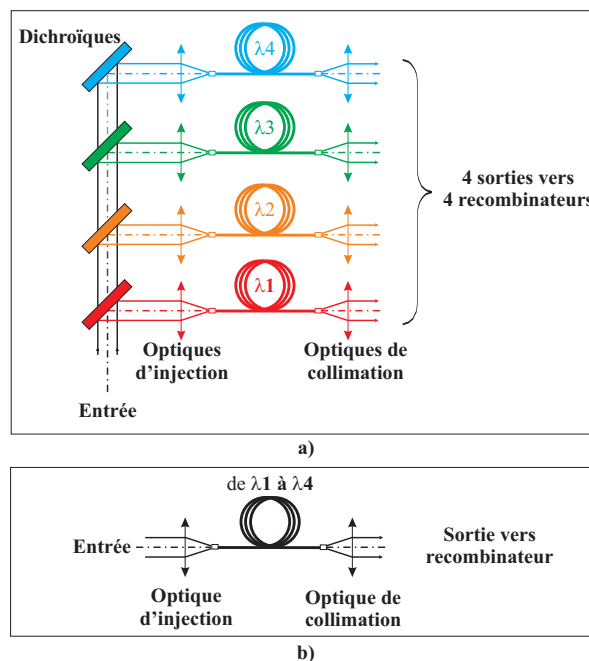


Schéma d'un bras fibré d'un interféromètre stellaire. a) avec des fibres " classiques " : quatre types de fibres sont nécessaires pour couvrir l'ensemble du domaine spectral. b) avec une fibre spéciale capable de couvrir l'ensemble du domaine

C'est alors que les fibres à cristaux photoniques - plus communément appelée PCF (de leur nom anglais Photonic Crystal Fibre) - " entrent en scène ! "

En effet, l'apparition en 1996 [Kni 96] de ce nouveau type de fibres a beaucoup attiré l'attention à cause de ses nombreuses propriétés. Ces fibres sont fabriquées uniquement avec de la silice pure et de l'air et, en fonction de leurs caractéristiques, elles ont notamment la propriété d'être infiniment unimodales sur la fenêtre de transparence de la silice [Bir 97, Kni 98].

La PCF semble donc être en mesure de répondre au problème que nous nous posions au début de cette partie, à savoir assurer une propagation cohérente de la lumière sur un très large domaine spectral.

Après avoir fait un rapide état de l'art des PCFs, l'ensemble de cette partie montrera donc s'il est souhaitable ou non d'utiliser les PCFs dans un contexte d'interférométrie large bande au travers d'une première étude expérimentale qui a vu la mise en œuvre d'interféromètres fibrés à deux et trois voies.

Je tiens enfin à souligner ici que cette étude a été financée par l'Action Spécifique Haute Résolution Angulaire (ASHRA) de l'Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) et que la PCF nous a été fournie par Alcatel Resarch and Innovation à Marcoussis en région parisienne.

Chapitre 7

Description des Fibres à Cristaux Photoniques

Sommaire

7.1	État de l’art	133
7.1.1	Caractère “ infiniment ” unimodal	133
7.1.2	Pertes	134
7.1.3	Dispersion chromatique	134
7.1.4	Caractère hautement biréfringent	134
7.1.5	Connectique	134
7.1.6	Récapitulatif des principales réalisations de PCFs	135
7.2	Les fibres à cristaux photoniques utilisées pour nos applications	137
7.2.1	Caractéristiques géométriques	137
7.2.2	Dispersion chromatique	137
7.2.3	Rayon critique	138
7.2.4	Mesure de l’ouverture numérique	138
7.2.5	Propriétés de biréfringence - Taux d’extinction	140

7.1 État de l’art

Cette section dresse un état des lieux des performances atteintes aujourd’hui par les PCFs (présentées dans le chapitre I). Nous nous attacherons à mettre en valeur les propriétés optiques susceptibles d’être exploitées dans le domaine de l’interférométrie large bande.

7.1.1 Caractère “ infiniment ” unimodal

Un des tous premiers aspects remarqué et étudié sur les PCFs est que certaines d’entre elles possèdent un caractère “ infiniment ” unimodal. En effet, il suffit que la condition $d/\Lambda < 0,4$ soit respectée [Bir 97, Kni 98] pour mettre en évidence cette propriété. Aujourd’hui, ce type de fibre est fabriqué commercialement (voir par exemple <http://www.crystal-fibre.com/products/1ma.shtml>). De plus, les modes d’ordres supérieurs étant beaucoup plus sensibles aux pertes par courbure, une bonne qualité de filtrage peut être attendue avec une longueur de fibre raisonnable de l’ordre de quelques mètres.

7.1.2 Pertes

Les pertes de propagation dans les PCFs sont aujourd'hui comparables à ce que l'on peut trouver dans les fibres "conventionnelles". En effet, les processus de fabrication étant de mieux en mieux maîtrisés, l'utilisation d'une silice très pure conduit à des valeurs de 0,48 dB/km@1550 nm [Nie 04a].

Les pertes par courbure ont également été étudiées et un modèle de prédiction de ces pertes a été établi [Nie 04b].

Ces niveaux de pertes sont du même ordre de grandeur que pour les fibres "conventionnelles". Du point de vue des pertes, les PCFs sont donc tout à fait utilisables en interférométrie astronomique.

7.1.3 Dispersion chromatique

Cette propriété a donné lieu à un nombre très important d'études dont beaucoup de simulations dans le but d'obtenir des fibres à dispersion nulle et plate [Fer 00, Fer 01]. Les premières démonstrations expérimentales ont été effectuées par Reeves et al. [Ree 02]. La variation de dispersion de 900 à 1600 nm est de l'ordre de 3 ps/(nm · km) et la pente vaut 0,017 ps/(nm² · km)@1000 nm et -0,003 ps/(nm² · km)@1550 nm. Mais les pertes sont conséquentes de l'ordre de 2 dB/m@1550 nm. Plus récemment, Hansen [Han 03] a réalisé une fibre dont la dispersion varie de 1 ps/(nm · km) de 1465 à 1655 nm avec une pente minimale de 0,001 ps/(nm² · km) et dont les pertes s'élèvent à 7,9 dB/km@1550 nm.

L'obtention d'une PCF à dispersion plate et nulle est très intéressante dans le cadre de l'interférométrie astronomique pour la réalisation d'une ligne à retard fibrée non dispersive. L'utilisation d'un tel instrument permettrait alors de concevoir des systèmes entièrement fibrés.

7.1.4 Caractère hautement biréfringent

Comme nous venons de le voir, d'intenses recherches ont été menées pour déterminer les caractéristiques du mode de propagation, les caractéristiques de dispersion, ou encore réduire les pertes de propagation. Les recherches se sont naturellement tournées vers les propriétés de maintien de polarisation. La première PCF maintien de polarisation a été réalisée par Ortigosa et al. [Ort 00]. Cette première réalisation a donné une longueur de battement de 0,4 mm@1540 nm. Pour créer la biréfringence, des trous d'air de diamètres différents ont pris place dans la structure de la PCF.

Suzuki et al. [Suz 01] ont réalisé une PCF à maintien de polarisation ayant de faibles pertes (1,3 dB/km@1550nm). Cette fibre a, de plus, la particularité d'être unimodale de 1,0 à 1,7 μm. Une fois encore les valeurs de biréfringence atteintes laissent penser que les PCFs ont les caractéristiques potentielles permettant une utilisation en interférométrie astronomique.

Ce type de fibre est commercialement disponible (voir par exemple <http://www.crystal-fibre.com/products/pm.shtm>).

7.1.5 Connectique

Une fois la PCF souhaitée fabriquée, il reste le problème crucial de la connectique. En effet, du fait de la présence des trous d'air, il n'est pas possible de polir l'extrémité de la fibre sous peine de remplir les trous d'impuretés et de nuire ainsi à la propagation de la lumière dans ce guide. Des solutions ont néanmoins été trouvées [BVP 04] et sont proposées commercialement (<http://www.crystal-fibre.com/products/termination.shtm>). Elles consistent à fondre la

fibre à son extrémité de façon à ce que les trous “ s’effondrent ” sur eux-mêmes et se bouchent. On obtient ainsi une surface pleine et la pose d’un connecteur en est facilitée.

7.1.6 Récapitulatif des principales réalisations de PCFs

Le tableau 7.1 présente une sélection de fibres possédant des caractéristiques susceptibles d’être utiles dans le domaine de l’interférométrie astronomique. Ces fibres ont été fabriquées et certaines sont même disponibles commercialement. Dans ce tableau, seules les propriétés optiques des PCFs sont mentionnées. Pour leurs propriétés physiques (i.e. leurs structures), voir la référence associée.

TAB. 7.1 – État de l'art des PCFs

Référence	Caractère	Pertes	Dispersion ¹	Maintien de polarisation ²	Remarques
[Bir 97]	unimodal en nm 337-1550	dB/km@1,55 μm ?	?	non	1 ^{er} article sur le caractère infiniment unimodal
[Suz 01]	1000-1700	1,3	Axe lent : $D = 59, 5,$ $p = 0, 070$ Axe rapide : $D = 66, 8,$ $p = 0, 071$	$\Delta n = 1, 4 \cdot 10^{-3}$	
[Ree 02]	400-1750	2000	$D < 1,$ $p = -0, 003$	non	pertes par courbure non-mesurables
[Yam 03]	?	22	$D = 0, 23,$ $p = 0, 01$	$\Delta n = 1, 3 \cdot 10^{-3}$	
[Han 03]	?	9,9	$D = -2,$ $p = 0, 001$	$\Delta n = 10^{-5}$ à 10^{-4}	
[Fol 04]	635-1550	<5	?	$\Delta n = 1, 2 \cdot 10^{-4}$	Combinaison PCF et PANDA
LMA.10 ³	infini	<2	$D = -2$	non	
ESM-12-01 ³	infini	<1	$D = 30, p = 0, 07$	non	
LMA.PM.9 ³	infini	<5	?	$\Delta n > 10^{-4}$	
PM-1550-01 ³	?	<1,5	axe 1 : $D = 54,$ axe 2 : $D = 59$	$L_B < 4$ mm	

¹ Lorsque les informations sont fournies, je donne la dispersion D en ps/(nm · km)@1,55 μm ainsi que la pente p en ps/(nm² · km).

² Δn est la biréfringence @1,55 μm.

³ Fibres commerciales de chez Crystal Fiber (<http://www.crystal-fibre.com/>)

7.2 Les fibres à cristaux photoniques utilisées pour nos applications

La question qui se pose est donc : peut-on utiliser les PCFs pour des applications interférométriques large bande et plus particulièrement en interférométrie astronomique ?

En guise de réponse, une première approche théorique concernant cette application a été réalisée par Ambre Peyrilloux [Pey 03] de l'équipe Optique Guidée et Intégrée (OGI) de l'IRCOM. Elle a élaboré un profil optogéométrique de PCF particulier et a calculé son domaine unimodal, ses propriétés de dispersion chromatique ainsi que l'évolution de l'ouverture numérique.

La continuité de ce travail est présentée dans ce manuscrit puisque des tests expérimentaux ont été conduits. Malheureusement, nous n'avons pas pu utiliser la fibre conçue par Ambre car cette fibre n'a pas encore été fabriquée. En revanche, Alcatel nous a fourni une fibre pour pouvoir réaliser de premiers essais. Ce type de fibre n'est pas spécialement dédié à l'interférométrie large bande, c'est pourquoi ses caractéristiques ne sont pas optimisées pour cette application. Cependant, ses performances permettront de confirmer si les PCFs ont un potentiel exploitable dans le cadre d'une application telle que la synthèse d'ouverture.

7.2.1 Caractéristiques géométriques

Rappelons tout d'abord que les principales propriétés physiques d'une PCF sont le diamètre des trous d'air d et la distance entre les centres de ces trous Λ (*cf.* partie I, page 23). Les caractéristiques géométriques de la fibre utilisée sont les suivantes : le diamètre des trous vaut $d = 1,9 \mu m \pm 0,1 \mu m$ et la distance entre les trous est égale à $\Lambda = 2,3 \mu m \pm 0,1 \mu m$. La figure 7.1 montre une coupe transversale de cette fibre .

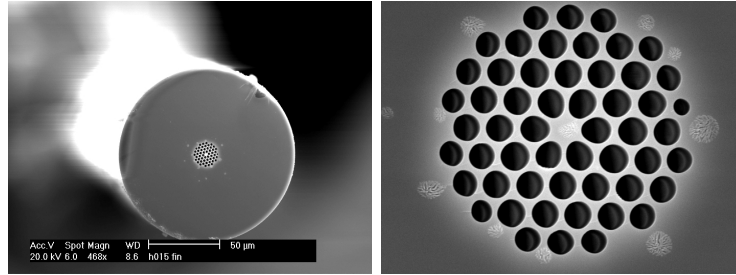


FIG. 7.1 – Coupe transversale de la fibre utilisée dans notre expérience réalisée au microscope électronique

7.2.2 Dispersion chromatique

La mesure et la simulation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde sont reportées sur la figure 7.2. Cette courbe de dispersion a été réalisée par Laurent Labonté de l'équipe OGI de l'IRCOM dans le cadre de sa thèse. La mesure a été effectuée en utilisant une méthode interférométrique proposée par Diddams [Did 96]. Les calculs de la simulation sont basés sur la méthode des éléments finis en tenant compte de la forme réelle des trous d'air mesurée au microscope.

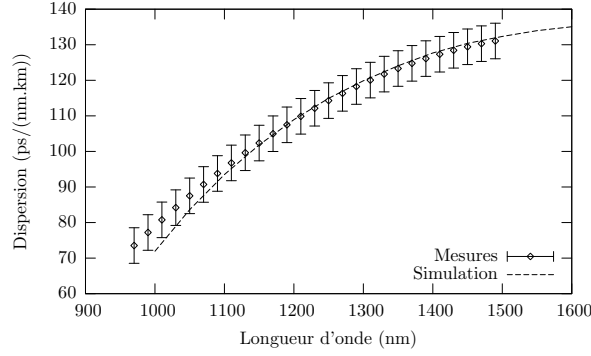


FIG. 7.2 – Dispersion chromatique de la H008 en fonction de la longueur d'onde. La simulation prend en compte la forme réelle des trous. Ainsi, à cause du traitement d'images, une incertitude de ± 5 ps/(nm · km) existe sur la simulation mais n'a pas été représentée sur cette figure dans un souci de clarté.

7.2.3 Rayon critique

Grâce à la théorie de Birks [Bir 97], des tests sur les pertes de courbure ont été menés. Le rayon critique est inférieur à 1 mm. Expérimentalement, des pertes inférieures à 0,1 dB ont été observées en faisant un enroulement de 50 spires autour d'un crayon de 4 mm de diamètre. Ces pertes très faibles seront largement compatibles avec la mise en œuvre de cette fibre dans le cadre d'un interféromètre stellaire avec, en particulier, la possibilité de créer des modulateurs de chemin optique fibrés.

7.2.4 Mesure de l'ouverture numérique

L'ouverture numérique de cette fibre a été mesurée pour trois longueurs d'onde différentes en utilisant un montage basé sur un principe goniométrique : l'extrémité d'une PCF est placée au centre de rotation d'une monture tournante. Une fibre multimode standard a été placée sur le bord de cette monture. En faisant pivoter la monture, le flux lumineux en sortie de fibre a pu être mesuré en fonction de différents angles.

En supposant que la forme du faisceau de sortie est une gaussienne, les données mesurées ont été ajustées à l'aide d'une fonction gaussienne de la forme :

$$g_{\lambda}(a) = A \cdot \exp \left(-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{a - a_0}{\Delta a} \right)^2 \right) \quad (7.1)$$

où A est l'amplitude, a l'angle, a_0 l'angle central et Δa la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Les paramètres d'ajustement sont répertoriés dans le tableau suivant :

TAB. 7.2 – Résultats de l'ajustement de l'ouverture numérique

Longueur d'onde	A	a_0 (°)	Δa (°)
1543 nm	5,79	-12,5	35,9
1308 nm	2,75	-13,0	34,2
670 nm	0,05	-10,8	21,2

La figure 7.3 présente les résultats des mesures ainsi que leur ajustement pour les différentes

longueurs d'onde.

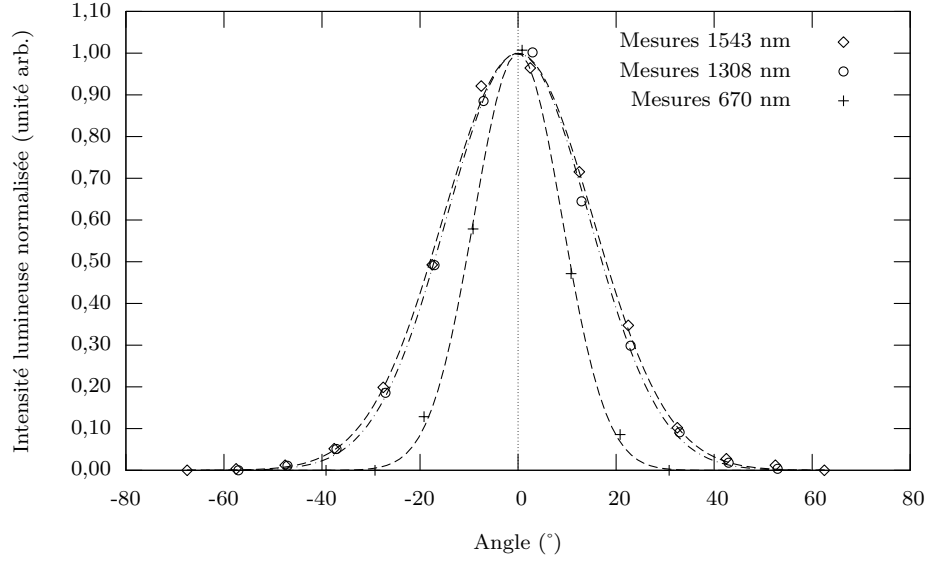


FIG. 7.3 – Ouverture numérique pour différentes longueurs d'onde. 1543 nm (diamant), 1308 nm (cercle) et 670 nm (croix). Les pointillés représentent les courbes d'ajustement pour chaque longueur d'onde.

Une fois normalisées et recentrées, les gaussiennes expérimentales sont ajustables par les fonctions suivantes :

$$\begin{aligned}
 - 1543 \text{ nm} : g_{1543}(a) &= \exp \left(-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{a}{35,9} \right)^2 \right) \\
 - 1308 \text{ nm} : g_{1308}(a) &= \exp \left(-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{a}{34,2a} \right)^2 \right) \\
 - 670 \text{ nm} : g_{670}(a) &= \exp \left(-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{a}{21,2} \right)^2 \right)
 \end{aligned}$$

En prenant 5% du maximum, on peut remonter aux ouvertures numériques. Il suffit de résoudre l'équation du type : $0,05 = \exp \left(-4 \cdot \ln(2) \cdot \left(\frac{a}{\Delta a} \right)^2 \right)$ pour chaque longueur d'onde. La solution de cette équation est $x = \pm \Delta a \cdot \sqrt{\frac{1}{4} \cdot \frac{\ln 20}{\ln 2}}$ et donc l'angle total de sortie 2β vaut $2 \cdot \Delta a \cdot \sqrt{\frac{1}{4} \cdot \frac{\ln 20}{\ln 2}}$. Les résultats expérimentaux sont donnés dans le tableau 7.3.

TAB. 7.3 – Évolution de l'ouverture numérique en fonction de la longueur d'onde

Longueur d'onde (nm)	2β (°)	Ouverture numérique = $\sin \beta$
670	44,0	0,375
1310	71,2	0,582
1543	74,7	0,607

La figure 7.4 permet de comparer les mesures d'ouverture numérique aux simulations réalisées par Laurent Labonté. On s'aperçoit que l'écart a tendance à s'accroître pour les hautes longueurs d'onde. Ces simulations qui ont été réalisées en utilisant la méthode des éléments finis donnent des résultats supérieurs aux mesures. Pour effectuer ces simulations, nous avons considéré que

les trous d'air étaient parfaitement ronds. En réalité, ceci n'est pas vérifié à cause du processus de fabrication qui ne permet pas d'atteindre une géométrie parfaite. Le deuxième point concerne le modèle utilisé. En effet, nous avons considéré un modèle théorique simulant une structure infinie alors que la fibre mesurée ne possède que quatre rangées de trous. La différence entre mesures et simulations provient donc de ces deux points.

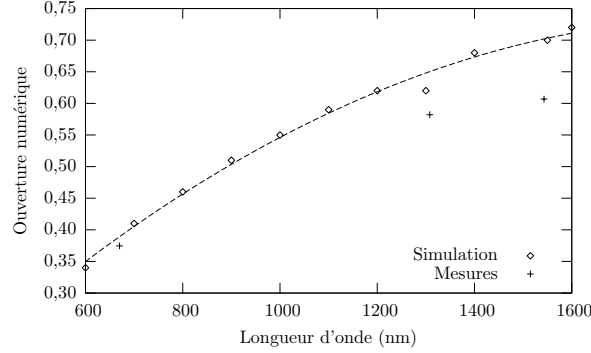


FIG. 7.4 – Ouverture numérique en fonction de la longueur d'onde : mesures (croix) et simulation (diamant)

En toute rigueur, dans les montages expérimentaux, il faudrait donc adapter l'ouverture numérique des optiques d'injection en fonction de la longueur d'onde de travail afin d'optimiser le couplage du flux dans la fibre.

7.2.5 Propriétés de biréfringence - Taux d'extinction

Même si à la base cette fibre n'est pas faite pour maintenir la polarisation, nous avons constaté qu'elle était effectivement hautement biréfringente. Laurent Labonté a mesuré la longueur de battement ainsi que la biréfringence [Lab 03]. Il a trouvé une valeur de 1,84 mm @ 1550 nm. Ceci correspond à une biréfringence de phase de $\Delta n = 0,84 \times 10^{-3}$. Ce résultat est dans le même ordre de grandeur que la biréfringence d'une fibre PANDA.

J'ai donc dû aligner les axes principaux de ces fibres et j'ai trouvé des taux d'extinction allant de -10 à -18 dB. Notons que nous avons constaté que ces taux pouvaient dépendre de la façon dont les fibres ont été clivées.

Ils dépendent également du tronçon utilisé. En effet, sur la fibre fabriquée la plus récemment, les taux d'extinction sont systématiquement plus bas (aux alentours de -10 dB) que pour les fibres anciennes (aux alentours de -15 dB). Ceci laisse supposer que sur les nouvelles fibres, le procédé de fabrication est mieux maîtrisé, et les fibres sont donc plus homogènes.

Chapitre 8

Interféromètre à deux voies

Sommaire

8.1 Montage expérimental	141
8.1.1 Description	141
8.1.2 Modulateur piézoélectrique de chemin optique	143
8.2 Résultats	143
8.3 Article Applied Optics “ Test of photonic crystal fiber in broad-band interferometry ”	145
8.4 Synthèse des résultats	151

Ce chapitre propose la première étude expérimentale permettant de valider l'utilisation des PCFs dans un contexte d'interférométrie large bande.

Dans ce but, un interféromètre de Mach-Zehnder avec des bras fibrés de 10 m de long a été mis en place. De plus, un modulateur piézoélectrique de chemin optique utilisant une PCF a été réalisé.

Enfin, les propriétés de cohérence de ces guides ont été étudiées en mesurant le contraste des franges d'interférences.

8.1 Montage expérimental

8.1.1 Description

Un interféromètre de type Mach-Zehnder a donc été utilisé pour tester les deux bras de 10 m de PCFs. Le schéma du montage est représenté sur la figure 8.1. Grâce à ce montage, une analyse temporelle du signal interférométrique est réalisée.

Notre interféromètre peut être alimenté par quatre types de sources :

- une diode laser rouge émettant à 670 nm qui permet non seulement d'enregistrer des données interférométriques mais aussi de réaliser l'alignement du montage,
- une diode laser à 980 nm,
- une diode laser à 1308 nm,
- une diode laser à 1543 nm.

Ces sources sont alimentées sous le seuil laser afin d'obtenir des bandes spectrales plus larges. Les largeurs de bande à mi-hauteur ont été mesurées avec un analyseur de spectre Anritsu et sont reportées dans le tableau 8.1.

Chaque source est fibrée avec une fibre unimodale standard et peut être collimatée avec une

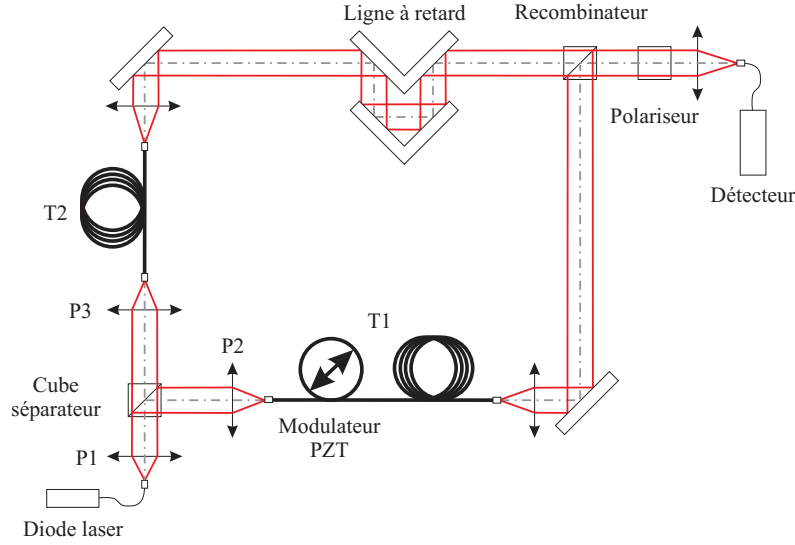


FIG. 8.1 – Montage expérimental de l'interféromètre 2 voies PCFs. $P1$, $P2$, $P3$: paraboles hors axe. $T1$, $T2$: tronçons de 10 m de PCF

TAB. 8.1 – Sources utilisées dans notre expérience

Longueur d'onde centrale (nm)	Largeur à mi-hauteur (nm)	Bande astronomique correspondante
670	8	R [0,6 – 0,8 μm]
980	10	I [0,8 – 1,0 μm]
1310	18	J [1,1 – 1,4 μm]
1543	26	H [1,5 – 1,8 μm]

parabole hors-axe. Le faisceau est divisé en deux grâce à un cube séparateur hybride non-polarisant. Chacun des deux faisceaux est injecté dans un bras fibré à l'aide d'une parabole hors axe. Les paraboles hors-axe sont utilisées pour éviter les problèmes d'aberrations chromatiques. Elles permettent un réglage plus rapide du montage lorsque l'on change de source et de coupler de façon relativement homogène les spectres larges.

Pour réaliser les mesures de contrastes, un modulateur piézoélectrique de chemin optique fibré avec une PCF a été mis en œuvre afin d'afficher les franges temporellement. Son fonctionnement est décrit dans le paragraphe 8.1.2.

Une LAR dans l'air ayant une course de quelques centimètres permet de se placer autour de la différence de marche nulle. Les faisceaux sortant des PCFs sont ensuite collimatés à l'aide d'objectifs de microscope avant d'être recombinaés à l'aide d'un cube séparateur large bande. Le mélange interférométrique passe à travers un polariseur (différent en fonction de la longueur d'onde de travail) et est enfin envoyé vers un détecteur monopixel InGaAs muni d'une fibre unimodale standard (là encore différente en fonction de la longueur d'onde de travail) permettant de couvrir l'ensemble des longueurs d'onde utilisées.

8.1.2 Modulateur piézoélectrique de chemin optique

Une des particularités de ce montage est l'utilisation pour la première fois à notre connaissance d'un modulateur piézoélectrique de chemin optique fibré PCF (*cf.* Fig. 8.2).

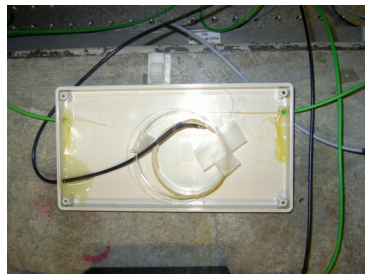


FIG. 8.2 – Modulateur PZT de chemin optique fibré PCF

Ce modulateur est constitué d'une céramique PZT de 60 mm de diamètre autour de laquelle sont enroulés environ 5 m de fibre. La céramique est pilotée par une tension triangulaire de $\pm 150V$. La course de ce modulateur est d'environ $100\text{ }\mu\text{m}$ et a été étalonnée à l'aide d'une source quasi-monochromatique (diode laser à 1543 nm utilisée au-dessus du seuil laser avec une largeur de bande de $\Delta\lambda = 2,5\text{ nm}$ mesurée avec un spectrographe, *cf.* figure 8.3).

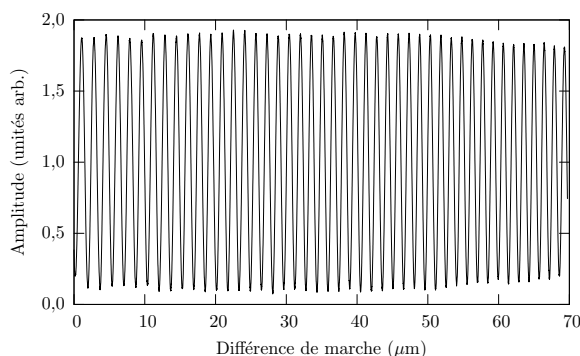


FIG. 8.3 – Interférogramme obtenu en utilisant la diode laser émettant à 1543 nm alimentée au-dessus du seuil

De plus, étant données les caractéristiques de la PCF utilisée, notamment en terme de rayon de courbure critique, la transmission reste constante durant l'étirement de la fibre. Il faut également noter que l'étirement produit est légèrement non-linéaire à cause de la réponse de la céramique piézoélectrique à la tension appliquée. Il est néanmoins possible d'asservir le chemin optique pour le rendre linéaire comme pour les systèmes à fibres "conventionnelles" [Rey 93]. C'est la première fois qu'un tel dispositif utilisant des PCFs a été réalisé.

8.2 Résultats

Ce paragraphe présente les différents interférogrammes obtenus pour les différentes longueurs d'onde de travail. Nous avons obtenu pour chaque longueur d'onde un seul paquet de franges très bien contrasté comme le montre la figure 8.4. Ceci montre que ces PCFs sont capables de

transporter la lumière de façon cohérente sur une large bande spectrale de 670 nm à 1543 nm.

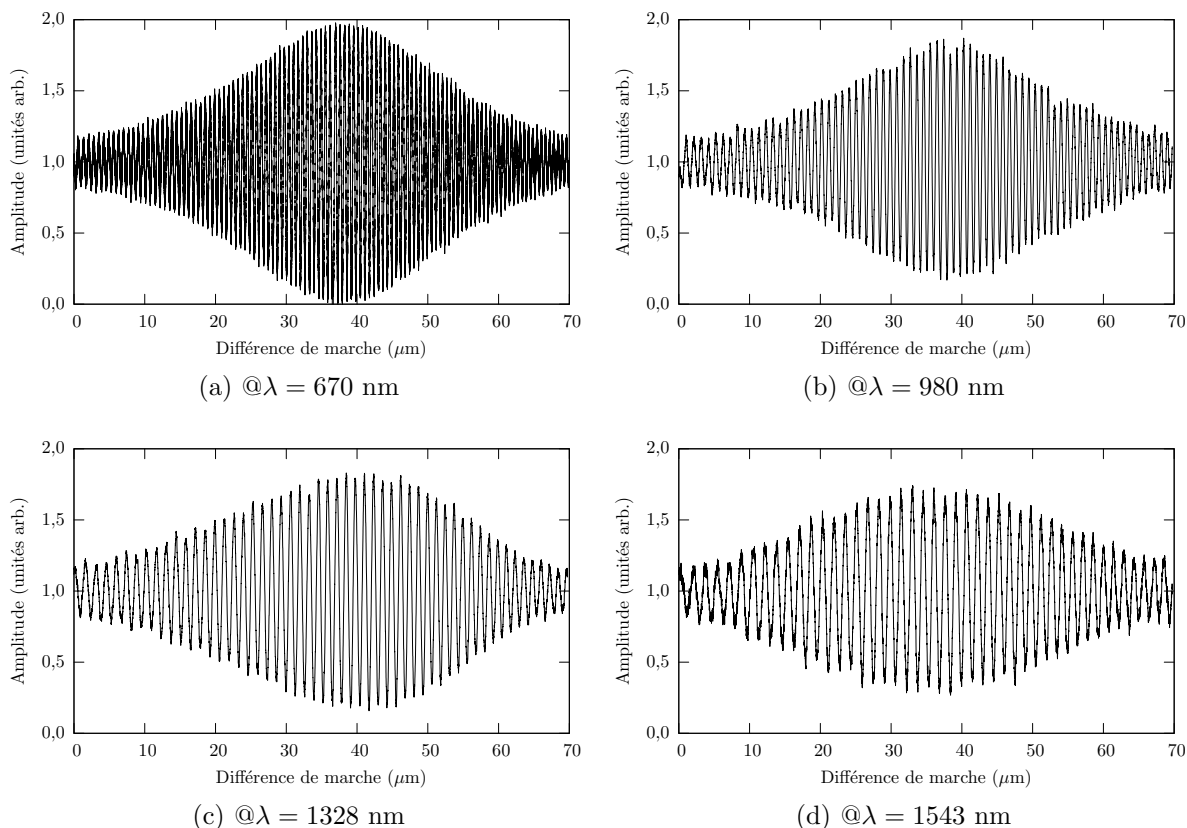


FIG. 8.4 – Interférogrammes obtenus aux différentes longueurs d’onde de travail

Une variation du pas des franges est visible sur ces interférogrammes. Elle provient de l’étirement non-linéaire généré par le modulateur PZT.

Les contrastes mesurés pour chaque longueur d’onde ainsi que la position de la ligne à retard dans l’air sont reportés dans le tableau 8.2.

TAB. 8.2 – Variation du contraste et de la position de la ligne à retard en fonction de la longueur d’onde

Longueur d’onde (nm)	Contraste mesuré		Position L��R (μm) (origine arbitraire)
	au-dessus du seuil	en dessous du seuil	
670	95% $\pm$ 1%	96% $\pm$ 1%	0
980	88% $\pm$ 1%	87% $\pm$ 1%	20
1328	92% $\pm$ 1%	83% $\pm$ 1%	100
1543	93% $\pm$ 1%	74% $\pm$ 1%	200

Il y a un écart de 200 μm entre le paquet de franges autour de 670 nm et celui autour de 1543 nm comme l’illustre la figure 8.5.

Cet écart est dû au fait que, pour cette expérience d’interféromètre    deux voies, la disper-

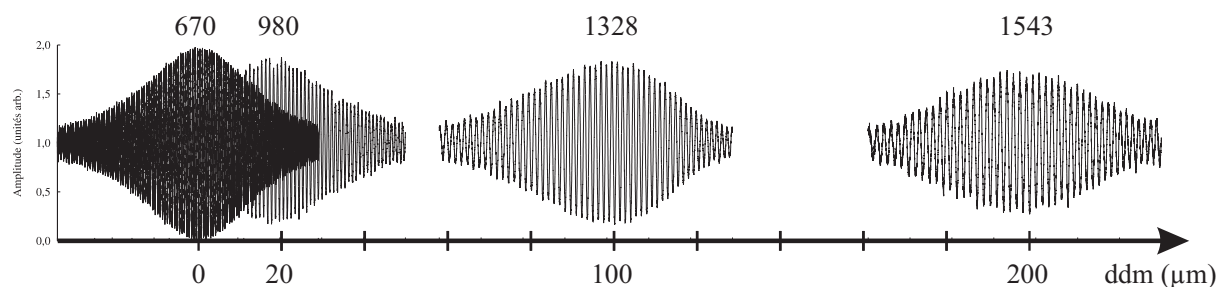


FIG. 8.5 – Position des différents paquets de franges obtenus aux différentes longueurs d’onde de travail

sion chromatique différentielle n’a pas été mesurée et donc n’a pas pu être minimisée. Notons enfin que pour l’interférogramme @1543 nm, la différence de chemin d’air entre les deux bras interférométriques est de 1,3 cm.

8.3 Article *Applied Optics* “ Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry ”

L’ensemble du travail de ce chapitre a fait l’objet d’une présentation d’une affiche lors de la conférence internationale “ New Frontiers in Stellar Interferometry ” [Ver 04c] et d’une publication dans *Applied Optics* [Ver 05c] ci-jointe.

Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry

Sébastien Vergnole, Laurent Delage, François Reynaud, Laurent Labonté, Philippe Roy, Gilles Mélin, and Laurent Gasca

Photonic crystal fibers (PCFs) are microstructured waveguides that are used in metrology, nonlinear optics, and coherent tomography. PCF studies are focused mainly on the improvement of dispersion properties and wide spectral single-mode operating domains. Consequently, in the astronomical context this kind of fiber is a good candidate for use in the design of a fiber-linked version of a stellar interferometer for aperture synthesis. We discuss the potential of these fibers to take advantage of wide spectral single-mode operation. We propose an experimental setup that acts as a two-beam interferometer that uses PCFs to measure fringe contrast at four wavelengths (670, 980, 1328, and 1543 nm), which correspond to the *R*, *I*, *J*, and *H* astronomical bands, respectively, with the same couple of PCFs. For this purpose we use, for the first time to our knowledge, a piezoelectric PCF optical path modulator. © 2005 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2430, 120.3180, 350.1270.

1. Introduction

Photonic crystal fibers (PCFs) have been subjects of intensive study during the past few years. The main application of PCFs are in metrology,¹ nonlinear optics,² and coherent tomography.³ These fibers consist of a pure-silica core surrounded by a silica–air photonic crystal acting as cladding. This cladding typically consists of thin cylindrical airholes running along the fiber axis in a silica bulk material. The guiding process results from a difference in refractive indices of the core and the cladding that is due to the presence of airholes in the photonic crystal. Since the experimental feasibility of PCFs was demonstrated,⁴ it has been possible to experimentally investigate their use in interferometry and for aperture synthesis in astronomy. The single-mode propagation property

over a large spectral range^{5,6} permits significant simplification for achievement of a fiber-linked interferometer. For example, it is possible to design a single-mode waveguide operating over a 1- μm spectral bandwidth from 0.6 to 1.6 μm . With such characteristics, only one fiber would be required for each fiber arm, whereas a set of three or four classic fibers would be necessary for the same feature, for example, as in the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy (OHANA) project⁷ (Fig. 1).

Our purpose in this paper is to demonstrate the ability of PCFs to propagate large spectra in a single-mode operation and to report our testing of their ability to operate in a broadband interferometric context. For this purpose, a PCF optical path modulator has been achieved for the first time to our knowledge.

2. Experimental Setup

The experimental setup is shown in Fig. 2. A set of four broadband sources allows us to scan a large spectral domain that corresponds to the *R*, *I*, *J*, and *H* astronomical bands. The setup is fed by one of the four sources (a Fabry–Perot laser diode under or beyond the lasing threshold) located at the input of a broadband beam splitter. The laser diode's mean wavelength and FWHM are listed in Table 1. The emerging beams reach the launching assemblies that consist of off-axis parabolas. Their achromatic properties facilitate efficient coupling in the PCFs over the whole spectral domain. Nevertheless, the numer-

S. Vergnole (sebastien.vergnole@ircom.unilim.fr), L. Delage, F. Reynaud, L. Labonté, and P. Roy are with the Institut de Recherches en Communications Optiques et Microondes, Unité Mixte de Recherche 6615, Centre National de la Recherche Scientifique, 123 Avenue A. Thomas, 87 060 Limoges Cedex, France; S. Vergnole, L. Delage, and F. Reynaud are with Optique Cohérente et Non-Linéaire and L. Labonté and P. Roy are with Optique Guidée et Intégrée. G. Mélin and L. Gasca are with Alcatel Research and Innovation, 91 461 Marcoussis, France.

Received 27 July 2004; revised manuscript received 14 October 2004; accepted 20 October 2004.

0003-6935/05/132496-05\$15.00/0

© 2005 Optical Society of America

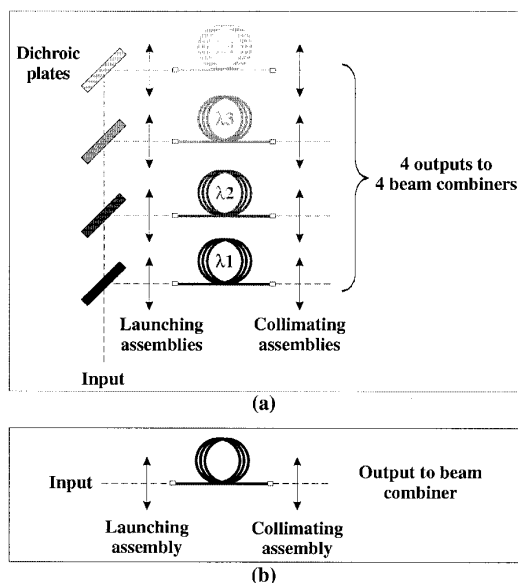


Fig. 1. Stellar interferometer arms: (a) With conventional single-mode fiber, four kinds of fiber are needed for a 1000-nm bandwidth. (b) With PCF, the same fiber is used from 600 to 1600 nm.

ical aperture is wavelength dependent. In our experiment, injection is optimized near 670 nm, and a detailed analysis of the entire operating spectrum is planned for future applications. The two fiber arms consist of two 10-m-long PCFs manufactured by Alcatel. Each fiber consists of a pure-silica core surrounded by a photonic crystal acting as the cladding. This cladding is made with a triangular lattice of four layers of thin cylindrical airholes running along the fiber axis in a silica bulk material. Their main characteristics are an airhole diameter d of $1.9 \pm 0.1 \mu\text{m}$ and a pitch that is the distance between airhole centers, i.e., $\Lambda = 2.3 \pm 0.1 \mu\text{m}$. Figure 3 shows a transverse section of the PCFs used.

The chromatic dispersion was measured by use of a

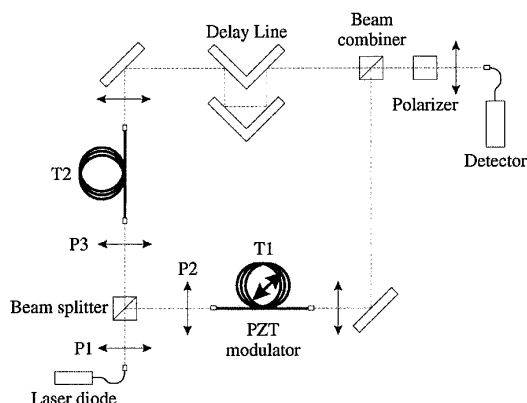


Fig. 2. Experimental setup: PCFs and a Mach-Zehnder interferometer. P1–P3, off-axis parabolas; T1, T2, 10-m-long PCFs; PZT, piezoelectric transducer.

Table 1. Properties of Sources Used in Our Experiment

Mean Wavelength (nm)	FWHM under the Threshold (nm)	Corresponding Astronomical Band
670	8	<i>R</i> (0.59–0.81 μm)
980	10	<i>I</i> (0.78–1.02 μm)
1 328	18	<i>J</i> (1.1–1.4 μm)
1 543	26	<i>H</i> (1.4–1.8 μm)

low-coherence interferometric principle.⁸ It was also determined by calculations based on a finite-element method. Experimental and theoretical curves are plotted Fig. 4.

It must be kept in mind that this PCF is not specially designed for stellar interferometry; thus its characteristics are not optimized for this application. The interferometric quality and the fringe contrasts are linked not to the intrinsic properties of fibers but to the homogeneity between the two fiber arms of the interferometer. It is not these intrinsic parameters that are important but the fluctuations of the parameters between the two arms. Thus our experiment aims at characterizing the homogeneity rather than the intrinsic properties of the fibers.

The attenuation remains steady over the operating domain (except for the OH peak near 1400 nm), and no bending losses were observed whatever the wavelength had a bending radius greater than 4 mm. This result is due to the large air–silica ratio of these PCFs. Even if the level of attenuation of our fiber is rather high, near 40 dB/km, polarization-maintaining PCFs are now available commercially with attenuation in the same range as that of conventional fibers (a few decibels per kilometer⁹).

Taking advantage of our experience with conventional fiber,¹⁰ we placed on one of the two arms an optical fiber modulator with a 70- μm stroke calibrated with an almost monochromatic source ($\Delta\lambda = 2.5 \text{ nm}$; Fig. 5). This device uses a stretching process: a PCF is wound onto a 6-cm-diameter cylindrical piezoelectric actuator. As these PCFs have no bending losses, the transmission remains steady during the stretching. This stretching is weakly nonlinear, and it is possible to servo control the optical path

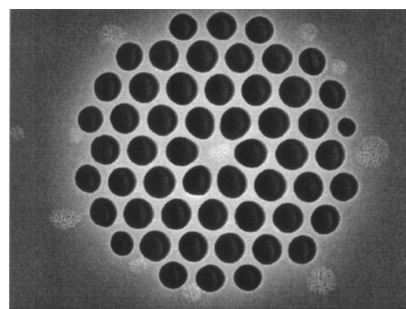


Fig. 3. Transverse section of PCF used in our experiment.

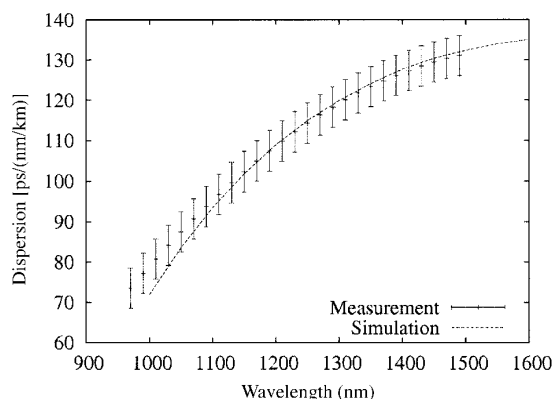


Fig. 4. Chromatic dispersion as a function of wavelength: measurement and simulation. The simulations were made with the real shape of the hole taken into account. Thus, because of the image processing of the transverse section of the PCF, uncertainties [± 5 ps/(nm/km)] exist, but error bars for simulation have been eliminated here to keep the figure readable.

modulation to be linear, as for conventional fibers.¹⁰ This is the first time to our best knowledge that such a device has been achieved. An air delay line allows the instrument to operate near zero group delay. A 1.3-cm air path difference has been measured between the two arms. The beams emerging from the PCF waveguides are mixed by a broadband beam splitter. The output of the Mach-Zehnder interferometer is sent to detectors dedicated to specific spectral channels.

Although these PCFs are not designed to be polarization maintaining, they exhibit highly birefringent properties that are attributable to the manufacturing process that induced a slight geometrical default and stress along the fiber. Labonté *et al.*¹¹ made experimental and theoretical analyses of the birefringence in such fibers. A birefringence of $\Delta n = 1.2 \times 10^{-3}$ at $\lambda = 1550$ nm was measured. Therefore these PCFs are highly birefringent, and the two principal axes of

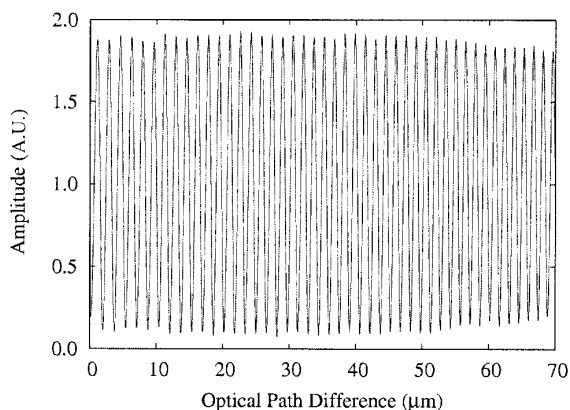


Fig. 5. Fringe pattern for a 1543-nm mean wavelength beyond the lasing threshold.

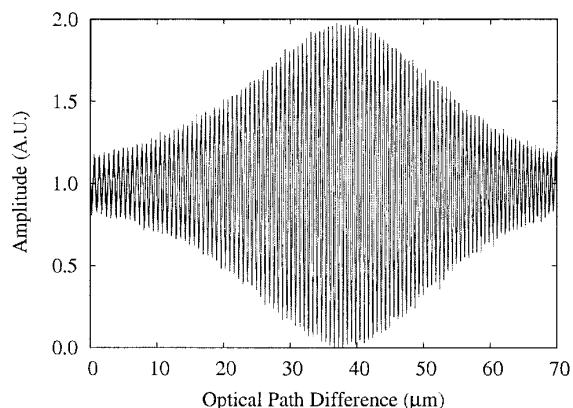


Fig. 6. Fringe pattern for a 670-nm mean wavelength.

polarization of the fibers have to be aligned at the input and the output of the interferometer. A polarizer selects a linear polarization parallel to a fiber's principal axis of polarization such that the instrument operates along one polarization mode. The polarization-preserving properties were preliminarily tested. We experimentally observed a 20.0-dB extinction ratio for one fiber arm and a 13.6-dB ratio for the other one. These ratios will involve a weak contrast loss. The difference in extinction ratio between the two arms comes from the experimental inhomogeneity of the fibers.

3. Experimental Results

The ability of a PCF to operate in an interferometric context over a broadband spectrum was evaluated by fringe contrast measurements as follows:

$$\text{Contrast} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1)$$

where $I_{\max}$ is the maximum intensity of the fringe pattern and $I_{\min}$ is the minimum intensity.

Optimization of the visibility function necessitates control of various parameters. The polarization co-

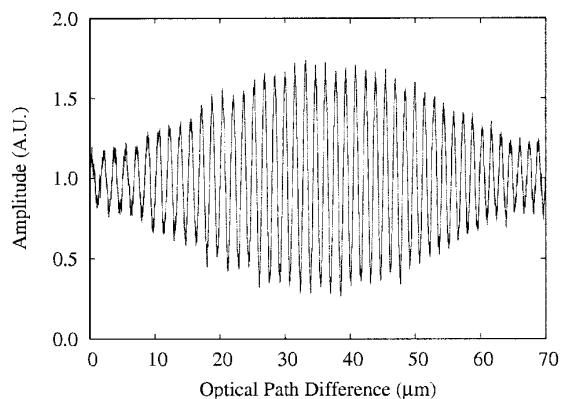


Fig. 7. Fringe pattern for a 1543-nm mean wavelength.

Table 2. Variation of Contrast and Delay Line Position as Functions of Wavelength

Mean Wavelength (nm)	Measured Contrast		Delay Line Position (μm ; Arbitrary Origin)
	Beyond the Threshold	Under the Threshold	
670	95% $\pm$ 1%	96% $\pm$ 1%	0
980	88% $\pm$ 1%	87% $\pm$ 1%	20
1 328	92% $\pm$ 1%	83% $\pm$ 1%	100
1 543	93% $\pm$ 1%	74% $\pm$ 1%	200

herence is preserved mainly because of the alignment of the principal axes of the fibers and the launching of a linearly polarized source along one principal axis. We minimized the differential dispersion effects by cutting the fibers with a typical 5-mm relative length accuracy. Nevertheless, the inhomogeneity of the waveguide and the imperfect equalization of the fiber arm lengths led to a reduction of the fringe contrasts and to observation of the interferograms at different positions on the delay line. Figures 6 and 7 show examples of normalized fringe patterns for extreme spectral bands.

Table 2 lists contrasts and delay positions for the several spectral bands. Contrasts beyond the threshold total less than 100% because of the polarization effect. Under the threshold, we reached high fringe contrasts. Moreover, the difference in contrast between the two operating modes of the laser diode (broadband or laser emission) and the delay line position show that differential chromatic dispersion is greater for 1328- and 1543-nm mean wavelengths than for 670 and 980 nm. The experimental contrasts are comparable to those achieved with conventional fibers dedicated to one spectral band.^{12–14}

Moreover, to point out the PCFs' potential, we carried out an experiment with a classic silica highly birefringent fiber with a 600-nm cutoff wavelength. We fed this fiber with 1328- and 1543-nm mean-wavelength laser diodes. We observed an extremely large attenuation and a high sensitivity to bending. Consequently, it is impossible to use classic fibers in the same single-mode operating domain as PCFs.

4. Conclusions

These preliminary measurements have shown that PCFs are able to operate coherently in single mode from 670 to 1543 nm (astronomical bands *R*, *I*, *J*, and *H*). With this kind of fiber, the implementation of a fiber-linked broadband stellar interferometer is simplified: Instead of using three or four sets of fibers to cover a 1000-nm spectral bandwidth, from 670 to 1543 nm we use only a single fiber. Besides, we have obtained, for the first time to our knowledge, a PCF optical path modulator with a 70- μm stroke and with no transmission losses. These properties make PCF a good candidate for applications in aperture synthesis.

Of course, some remaining points need to be tested:

- Differential chromatic dispersion should be studied in the context of our background on silica fibers.¹³

- We should add a third arm to our interferometer and take closure phase measurements.^{15,16}

- We should design and build a PCF delay line, taking advantage of our experience with silica fiber delay lines.¹⁷ One potential quality of a PCF is low chromatic longitudinal dispersion, which may allow a low dispersive fiber delay line to be achieved. This device would be an important feature for an all-fiber astronomical delay line.

- A special optogeometrical configuration (hole diameter and pitch) should be designed for the manufacture of a PCF sample dedicated to stellar interferometry.¹⁸

Finally, the next step will be to design an all-PCF interferometer by using the PCF coupler under development.¹⁹

References

1. R. Holzwarth, M. Zimmermann, T. Udem, T. W. Hänsch, P. Russbüldt, K. Gäbel, R. Poprawe, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, “White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser,” *Opt. Lett.* **26**, 1376–1378 (2001).
2. P. A. Champert, V. Couderc, and A. Barthélémy, “Multi-watt, continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source,” presented at the Meeting on NonLinear Guided Waves and Their Applications, Toronto, Canada, 28–31 March 2004.
3. Y. Wang, Y. Zhao, J. S. Nelson, Z. Chen, and R. S. Windeler, “Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **28**, 182–184 (2003).
4. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,” *Opt. Lett.* **21**, 1547–1549 (1996).
5. T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **22**, 961–963 (1997).
6. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and J. P. de Sandro, “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model,” *Opt. Soc. Am. A* **15**, 748–752 (1998).
7. G. Perrin, O. Lai, P. J. Lena, and V. Coude du Foresto, “Fibered large interferometer on top of Mauna Kea: OHANA, the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy,” in *Interferometry in Optical Astronomy*, P. J. Lena and A. Quirrenbach, eds., Proc. SPIE **4006**, 708–714 (2000).
8. S. Diddams and J. C. Diels, “Dispersion measurements with white-light interferometry,” *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1120–1129 (1996).
9. These data are available at <http://www.blazephotonics.com/>.
10. F. Reynaud and E. Delaire, “Linear optical path modulation

- with $\lambda/200$ accuracy using a fiber stretcher," *Electron. Lett.* **29**, 1718–1719 (1993).
11. L. Labonté, F. Bahloul, P. Roy, D. Pagnoux, J. M. Blondy, J. L. Auguste, G. Mélin, L. Gasca, and M. Zghal, "Experimental and numerical analysis of the birefringence into microstructured optical fibres," presented at the European Conference on Optical Communication, Stockholm, Sweden, 5–9 September 2004.
 12. F. Reynaud and H. Lagorceix, "Stabilization and control of a fiber array for the coherent transport of beams in a stellar interferometer," in *Proceedings of Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, P. Kern and F. Malbet, eds. (Academic, Grenoble, France, 1996), pp. 249–253.
 13. S. Vergnole, L. Delage, and F. Reynaud, "Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project," *Opt. Commun.* **232**, 31–43 (2004).
 14. S. Vergnole, L. Delage, and F. Reynaud, "Measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project," in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed., *Proc. SPIE* **5491**, 1406–1415 (2004).
 15. D. H. Rogstad, "A technique for measuring visibility phase with an optical interferometer in the presence of atmospheric seeing," *Appl. Opt.* **7**, 585–588 (1968).
 16. L. Delage, F. Reynaud, and A. Lannes, "Laboratory imaging stellar interferometer with fiber links," *Appl. Opt.* **39**, 6406–6420 (2000).
 17. L. M. Simohamed and F. Reynaud, "Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line," *Opt. Commun.* **159**, 118–128 (1999).
 18. A. Peyrilloux, D. Pagnoux, and F. Reynaud, "Evaluation of photonic crystal fiber potential for fiber linked version of stellar interferometers," in *Interferometry for Optical Astronomy II*, W. A. Traub, ed., *Proc. SPIE* **4838**, 1334–1340 (2003).
 19. B. H. Lee, J. B. Eom, J. Kim, D. S. Moon, U. Paek, and G. Yang, "Photonic crystal fiber coupler," *Opt. Lett.* **27**, 812–814 (2002).

8.4 Synthèse des résultats

Ces mesures préliminaires ont montré que la PCF utilisée pouvait transporter la lumière de façon cohérente sur une large bande spectrale de près de 900 nm (de 670 à 1543 nm). Ce domaine spectral permet de couvrir quatre bandes spectrales astronomiques : les bandes R, I, J et H. Avec les PCFs, la mise en œuvre d'un interféromètre stellaire fibré large bande en est simplifiée : au lieu d'utiliser trois ou quatre jeux de fibres " conventionnelles " pour couvrir un domaine de 1000 nm, un seul couple de PCFs sera nécessaire.

Grâce à cette propriété, la fibre à cristaux photoniques semble donc être une bonne candidate pour des applications en interférométrie astronomique mais aussi pour toutes les applications où il est nécessaire de conserver la cohérence de la lumière sur un large domaine spectral. Ces résultats très encourageants nous ont donc poussé à aller plus loin et à aborder dans le chapitre suivant de nouveaux points qui sont :

- l'étude de la dispersion chromatique différentielle en procédant de la même façon que pour la partie sur les fibres pour **'OHANA** (partie II, chapitre 4 de ce manuscrit)
- l'ajout d'une troisième voie à notre interféromètre dans le but de réaliser des mesures de clôture de phase en utilisant l'expérience acquise au laboratoire [Del 00a]

Enfin, gardons à l'esprit que des améliorations devront être apportées afin d'optimiser l'injection dans les fibres. En effet, une solution pour diminuer les pertes de couplage passe par une adaptation des ouvertures numériques des optiques de collimation aux ouvertures numériques de la fibre. Ceci impliquera donc un nouveau design de l'interféromètre.

Chapitre 9

Interféromètre à trois voies

Sommaire

9.1 Montage expérimental	153
9.2 Minimisation de la dispersion chromatique différentielle	155
9.2.1 Cas défavorable : axes décalés de 90°	156
9.2.2 Cas favorable : axes alignés	156
9.2.3 Correspondance des résultats	159
9.3 Mesure de la clôture de phase	160
9.3.1 Acquisition du signal	160
9.3.2 Étude de l'effet du détecteur sur la clôture de phase	161
9.3.3 Injection avec une source	166
9.3.4 Injection simultanée de deux sources de longueurs d'onde différentes	167
9.4 Communications	169

Après avoir montré dans le chapitre précédent qu'il était possible d'utiliser les PCFs dans un contexte interférométrique large bande, nous avons voulu étudier leur comportement dans le cas d'une configuration expérimentale utilisant trois bras fibrés. En effet, un interféromètre à trois voies permet d'effectuer des mesures de clôture de phase (*cf.* partie I, page 11). Guillaume Huss [Hus 03b] a montré que dans le cas d'un interféromètre utilisant des fibres "conventionnelles" un biais de clôture de phase dû à la dispersion chromatique différentielle des fibres était mesurable. Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est de mesurer les éventuels défauts de mesure sur la clôture de phase liés à notre instrument incluant un transport des faisceaux au moyen de PCFs.

Dans un premier temps, je présenterai le montage expérimental de l'interféromètre à trois voies. Ensuite, j'exposerai les résultats de la minimisation de la dispersion chromatique différentielle entre chaque couple de l'interféromètre, avant de m'intéresser à l'influence du détecteur sur la mesure de la clôture de phase. Enfin, je décrirai dans une dernière partie les résultats expérimentaux obtenus lors des mesures de clôture de phase.

9.1 Montage expérimental

L'interféromètre à deux voies décrit dans le chapitre précédent a servi de base pour la réalisation de l'interféromètre à trois voies. Notre montage expérimental est donc un interféromètre de Mach-Zehnder fibré auquel une voie a été rajoutée. Chacun des bras fibrés a une longueur de 10 m. Ce montage est présenté sur la figure 9.1.

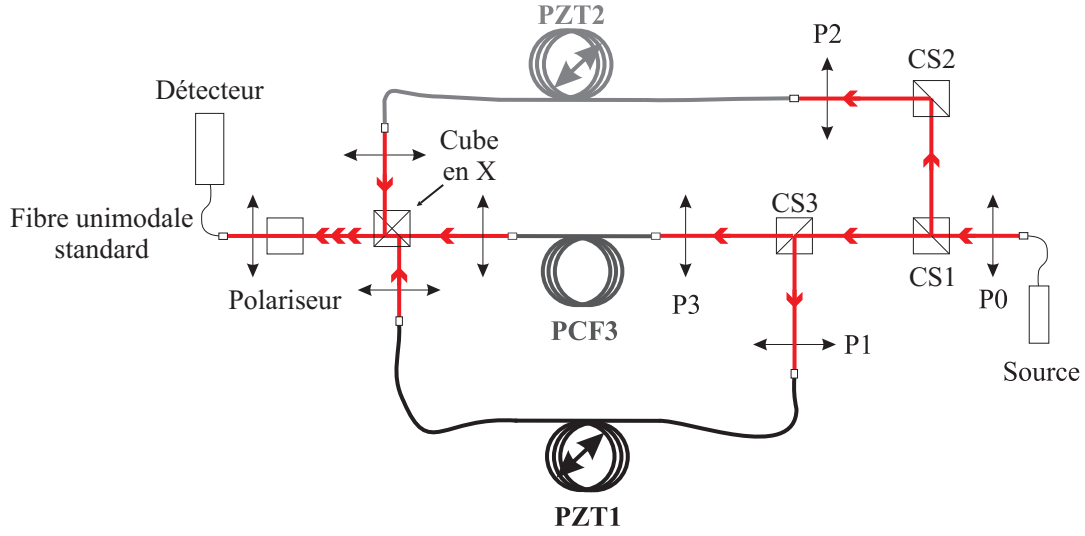


FIG. 9.1 – Schéma de l'interféromètre à trois voies. $P0$, $P1$, $P2$, $P3$: paraboles hors axe. $CS1$, $CS2$, $CS3$: cubes séparateurs $PZT1$, $PZT2$: modulateurs PZT PCF. $PCF3$: tronçon de PCF. Cube en X : cube à quatre entrées et quatre sorties permettant la recombinaison des faisceaux.

Dans ce nouveau montage, il est également possible d'injecter le flux lumineux de deux sources simultanément. Les sources à disposition sont :

- une diode laser superluminescente SLED EXALOS ESL1501-1111, où $\lambda_0 = 1575$ nm et $\Delta\lambda = 120$ nm. Dans la suite du manuscrit j'appellerai cette source $S_{1575,120}$,
- une diode laser superluminescente SLED EXALOS ESL1505-1710, $\lambda_0 = 1550$ nm et $\Delta\lambda = 60$ nm, appelée dorénavant $S_{1550,60}$,
- une diode électro-luminescente émettant autour de 1300 nm avec 55 nm de bande à mi-hauteur appelée $L_{1300,55}$,
- une diode laser émettant à 1543 nm (DL 1543),
- une diode laser émettant à 980 nm (DL 980),
- une diode laser émettant à 670 nm (DL 670).

Trois cubes séparateurs sont ensuite utilisés pour partager le faisceau en trois. Ces cubes possèdent les mêmes caractéristiques pour minimiser au maximum les problèmes de dispersion chromatique dus au verre. La lumière est ensuite injectée dans les PCFs grâce à des paraboles hors-axe. Deux des trois bras fibrés possèdent un modulateur PZT identique à celui décrit dans le chapitre précédent.

En sortie de PCFs, les faisceaux sont combinés grâce à un cube en X. Ce cube possède une architecture spécifique : c'est un coupleur 4 vers 4 volumique constitué de quatre prismes collés les uns aux autres permettant de mélanger jusqu'à quatre faisceaux collimatés. Ce cube est chromatique et aura donc un rôle sur les déséquilibres photométriques.

Enfin, un polariseur et une fibre unimodale adaptés à la longueur d'onde sont utilisés avant que le flux lumineux ne soit dirigé vers le détecteur.

Deux photos du montage avec le tracé des rayons sont présentées figure 9.2 pour illustrer la structure de ce montage.

Avant de réaliser les mesures de contrastes et de clôture de phase, j'ai effectué, dans un premier temps, l'étude et la minimisation de la dispersion chromatique différentielle.

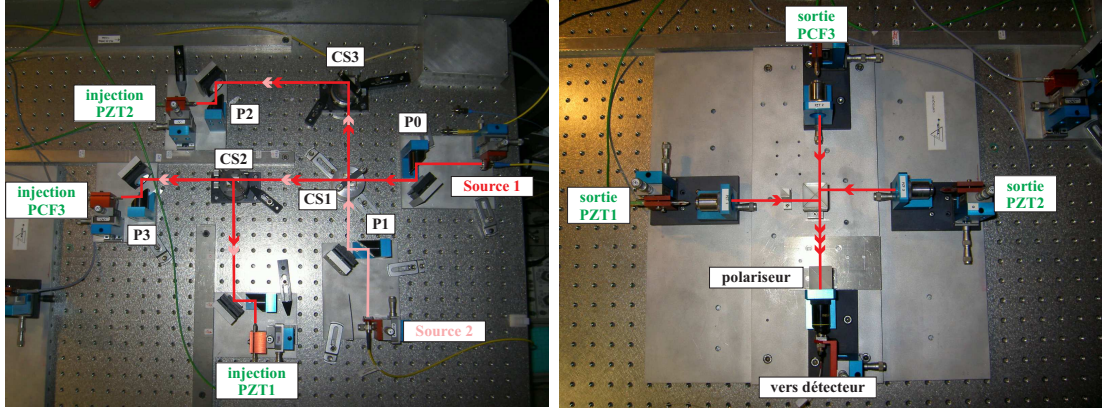


FIG. 9.2 – Photo de l’interféromètre à trois voies : entrée (gauche), sortie (droite)

9.2 Minimisation de la dispersion chromatique différentielle

Les défauts de mesure sur la clôture de phase dans un interféromètre utilisant des fibres “ conventionnelles ” sont principalement liés à la dispersion chromatique différentielle. C’est pourquoi, avant de se livrer aux mesures de clôture, nous avons au préalable équilibré le terme de dispersion chromatique entre les différents couples de fibres de notre montage expérimental. Chaque couple a donc été caractérisé. Cette étude de la dispersion chromatique différentielle a été réalisée en suivant la procédure utilisée et développée dans la partie II.

C’est la source $S_{1575,120}$ qui a été utilisée dans cette étude du fait de son importante largeur spectrale et de sa densité spectrale. Pour chaque couple de fibres, des spectres cannelés ont été enregistrés. Une fois ces spectres obtenus, ils ont été ajustés pour en retirer la phase spectrale et ainsi remonter aux coefficients d’ordre 2 et 3 de la dispersion chromatique différentielle (pour de plus amples détails, se référer à la partie II, chapitre 4).

J’ai ensuite coupé un tronçon de PCF de quelques centimètres afin d’acquérir de nouveaux spectres cannelés et, ainsi, visualiser l’évolution des coefficients de dispersion en fonction de la différence de longueur entre chacune des fibres du couple considéré.

Il faut bien garder à l’esprit la difficulté expérimentale d’une telle caractérisation. Non seulement les fibres doivent être coupées au mieux au centimètre près mais, après chaque coupe, il faut réaligner les axes principaux de polarisation.

Deux types de configurations ont été étudiés. En effet, dans le cas de la PCF utilisée, et contrairement aux fibres maintien de polarisation “ conventionnelles ”, il est a priori impossible de distinguer son axe lent de son axe rapide par simple observation de l’extrémité de la fibre. De plus, notre méthode d’alignement des axes neutres (utilisation de polariseurs croisés) permet seulement d’être sûr que l’on a bien orienté de la même façon les axes en entrée et en sortie de la fibre. Les deux cas d’études sont illustrés sur la figure 9.3.

Dans un souci de clarté pour distinguer les deux axes principaux de polarisation de ces fibres, j’appellerai un axe “ *axe 1* ” et l’autre “ *axe 2* ”, orthogonal au précédent.

A priori, le cas favorable est celui pour lequel les axes de chaque couple sont alignés de la même façon (par exemple sur l’*axe 1*) tandis que le cas défavorable représente la situation pour laquelle les axes d’une fibre seront décalés de 90° par rapport aux axes de l’autre fibre (le premier bras fibré est aligné sur l’*axe 1* alors que le second bras fibré est aligné sur l’*axe 2*).

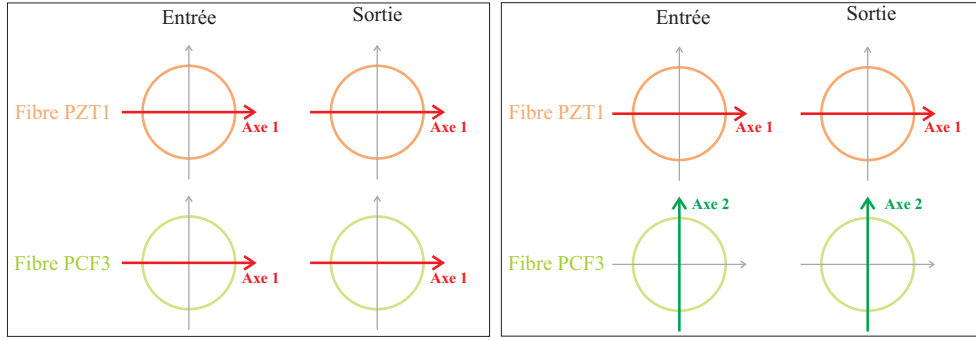


FIG. 9.3 – Alignement des axes des PCFs. Gauche : les axes sont alignés de la même façon sur les deux fibres (PZT1 et PCF3) formant les bras de l'interféromètre. Droite : les axes sont décalés de 90° , PZT1 est aligné sur l'axe 1 et PCF3 sur l'axe 2.

9.2.1 Cas défavorable : axes décalés de 90°

Cette étude a été faite pour le couple de fibres PZT1-PCF3. Pour se rendre compte de l'évolution des spectres cannelés, la figure 9.4 donne ces spectres pour plusieurs différences de longueurs géométriques entre les deux fibres. C'est la fibre PCF3 qui a été coupée dans notre expérience.

Grâce à ces mesures de spectres cannelés et à leur ajustement qui donne accès à la phase spectrale, il est possible de tracer sur la figure 9.5 l'évolution des ordres 2 et 3 en fonction de la différence de longueur de fibres.

Pour cette configuration, l'ordre 2 varie linéairement en fonction de la différence de longueur. Cette variation s'écrit : $\text{ordre 2} = -36,4 \cdot \Delta L_{13} + 662,0$.

L'ordonnée à l'origine du coefficient d'ordre 2 qui vaut $662,0 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$ est très importante. La conséquence de cette ordonnée à l'origine élevée est que l'annulation de l'ordre 2 se fait pour une différence de longueur entre les deux fibres d'environ 18 cm.

Concernant l'ordre 3, l'ajustement des mesures est difficile même si une tendance semble se dégager. Ceci est en partie dû au fait que nous atteignons nos limites de mesures. En effet, l'expérience montre qu'il est plus difficile de corriger la non linéarité d'ordre 3 introduite par le spectrographe. C'est pourquoi les résultats pour cet ordre sont plus délicats à interpréter.

L'utilisation de l'interféromètre dans ces conditions impose donc d'avoir une différence de longueur entre les deux fibres de l'ordre de la vingtaine de centimètres pour avoir une dispersion chromatique nulle. Ceci montre que la dispersion chromatique différentielle est importante entre les deux axes. En conséquence, la différence de chemin d'air sera importante entre les deux bras de l'interféromètre et la mise en œuvre d'un tel banc de mesures devra tenir compte de ce point. Ces résultats troublants nous ont donc conduit à permuter l'axe d'une des deux fibres pour évaluer le comportement de la dispersion chromatique différentielle.

9.2.2 Cas favorable : axes alignés

Dans cette configuration, j'ai mesuré la dispersion pour chacun des trois couples de fibres possibles. Dans la suite, j'appelle *couple 12* le couple de fibres PZT1-PZT2, *couple 13* le couple PZT1-PCF3 et *couple 23* le couple PZT2-PCF3. Les résultats de cette étude sont présentés sur les graphes de la figure 9.6.

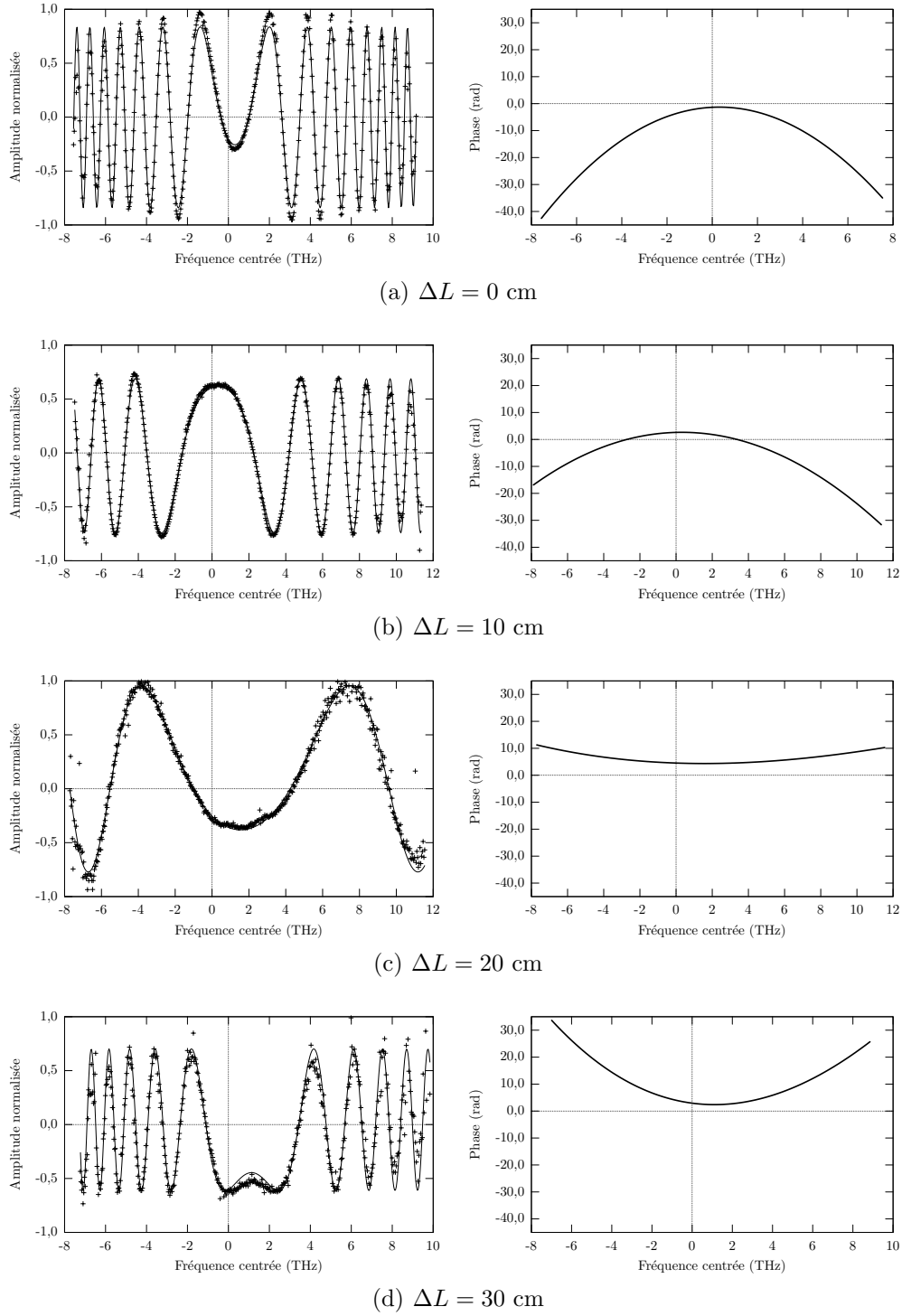


FIG. 9.4 – Cas défavorable : axes décalés de 90° . Gauche : spectres cannelés pour différentes longueurs de fibres. Les croix (+) représentent les points de mesures, la ligne est l'ajustement du spectre. Droite : phase spectrale associée. ΔL est la différence de longueur géométrique entre les deux fibres.

J'ai représenté les variations d'ordre 2 des différents couples sur un même graphe de façon à

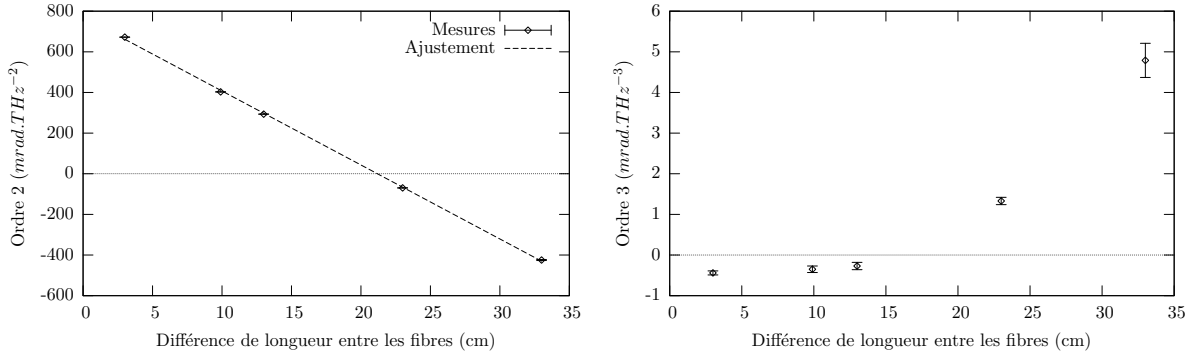


FIG. 9.5 – Cas défavorable : évolution de la dispersion chromatique différentielle (ordre 2 à gauche et 3 à droite) en fonction de la différence de longueur entre les fibres avec les axes de polarisation des fibres décalés de 90°

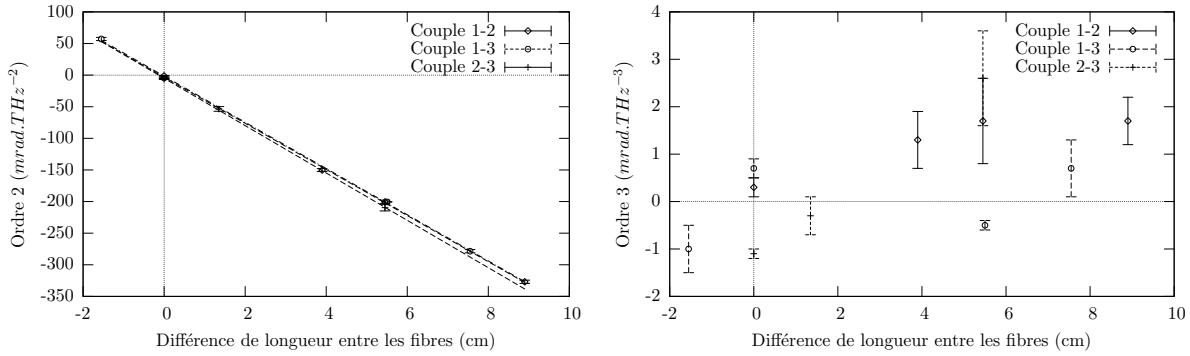


FIG. 9.6 – Cas favorable : évolution de la dispersion chromatique différentielle (ordre 2 à gauche et 3 à droite) en fonction de la différence de longueur entre les fibres avec les axes de polarisation des fibres alignés

montrer que la variation est bien identique quel que soit le couple.

Les différents ajustements linéaires de chaque couple sont donnés ci-dessous :

- Couple 12 : ordre 2 = $-36,5 \cdot \Delta L_{12} - 3,2$
- Couple 13 : ordre 2 = $-36,5 \cdot \Delta L_{13} - 1,5$
- Couple 23 : ordre 2 = $-37,5 \cdot \Delta L_{23} - 5,0$

où ΔL_{ij} représente la différence de longueur entre les fibres i et j en cm. Les pentes sont exprimées en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Il est intéressant de noter que la pente du coefficient d'ordre 2 de dispersion est du même ordre de grandeur que pour la configuration défavorable (axes principaux de polarisation décalés de 90°).

Pour l'ordre 3, là encore, les mesures sont difficiles à ajuster. Il semble néanmoins qu'il y ait une tendance de variation linéaire que l'on peut observer pour les couples 12 et 23 mais que l'on a du mal à retrouver pour le couple 13. De plus, il faut tenir compte de l'écart-type sur ces mesures qui est de l'ordre de la valeur mesurée. L'ordre 3 existe donc bien mais reste faible.

Comparons à présent les deux cas d'études (axes décalés et axes alignés). Dans les deux cas, il est possible d'annuler l'ordre 2 afin d'obtenir des contrastes de franges d'interférences élevés. Pour les mesures de clôture de phase, c'est le cas avec les axes alignés qui a été choisi car c'est lui qui permet d'avoir la ligne à retard dans l'air la moins importante.

Pour compléter cette étude, après avoir minimisé la dispersion différentielle chromatique en utilisant la source $S_{1575,120}$, j'ai mesuré les coefficients d'ordre 2 et 3 avec deux autres sources à disposition : les sources $S_{1550,60}$ et $L_{1300,55}$. Le spectrographe utilisé possédant un domaine d'utilisation d'environ 1200 nm à 1650 nm, je n'ai pas pu mesurer ces coefficients autour de 670 nm et 980 nm.

Les coefficients de dispersion obtenus sont présentés dans le tableau 9.1.

TAB. 9.1 – Ordres 2 et 3 mesurés en fonction de la source utilisée et du couple de fibre observé. $O2$ représente l'ordre 2 et est exprimé en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-2}$ et $O3$ est l'ordre 3 en $\text{mrad} \cdot \text{THz}^{-3}$. Moy. représente la valeur moyenne mesurée sur un échantillon d'une trentaine d'acquisitions et σ représente l'écart type. Pour se rendre compte de l'importance de ces valeurs, j'ai également simulé le contraste C et la flèche de phase $\Delta\phi$ en radian. Les simulations ont été réalisées en prenant des fonctions gaussiennes.

Source		Couple 1-2		Couple 1-3		Couple 2-3		$O2_{12} + O2_{13}$ $-O3_{23}$
		Moy.	σ	Moy.	σ	Moy.	σ	
$S_{1575,120}$	O2	-1,2	0,6	-4,6	0,6	-6,5	0,5	0,7
	O3	0,3	0,2	0,7	0,3	1,1	0,1	-0,1
	C	98%		93%		89%		
	$\Delta\phi$	2,1		4,8		7,5		
$S_{1550,60}$	O2	0,2	1,0	-14,2	0,5	-13,9	0,5	-0,1
	O3	0,5	0,3	1,3	0,2	1,7	0,2	0,1
	C	100%		98%		98%		
	$\Delta\phi$	0,5		1,2		1,3		
$L_{1300,55}$	O2	8,2	0,8	-18,6	0,8	-11,2	1,5	0,9
	O3	0,3	0,1	-0,2	0,1	0,3	0,3	-0,2
	C	98%		92%		96%		
	$\Delta\phi$	0,9		2,1		1,1		

Les valeurs des coefficients d'ordres 2 et 3 sont relativement faibles ce qui montre que la dispersion chromatique différentielle a bien été minimisée. Remarquons également que ces coefficients "clôturent", c'est-à-dire que les relations $O2_{12} + O2_{13} - O2_{23}$ et $O3_{12} + O3_{13} - O3_{23}$ sont très proches de 0.

Attention ! Les résultats ne sont pas forcément comparables en fonction de la source utilisée car les ajustements des spectres cannelés n'ont pas été effectués autour de la même valeur ν_0 .

9.2.3 Correspondance des résultats

Il est possible de faire la correspondance entre la mesure directe de dispersion chromatique de la fibre dont le résultat est présenté dans le chapitre 7 et la mesure que j'ai réalisée à partir du spectre cannelé.

Pour cela, il faut utiliser l'équation 1.41 de la première partie qui est rappelée ici :

$$D = -\frac{\nu^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\nu^2} \cdot 10^6$$

Faisons l'application numérique, sachant que la source $S_{1575,120}$ est centrée sur 1575 nm. On a :

- $\nu = 190,5 \text{ THz}$
- $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
- $\frac{d^2\beta}{d\nu^2} = 2 \times 36,5 \text{ mrad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{cm}^{-1} = 7,3 \text{ rad} \cdot \text{THz}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}$

On obtient $D = 140,5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Par la mesure directe, on a $D \# 135 \pm 5 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. On retrouve donc bien des valeurs du même ordre de grandeur.

9.3 Mesure de la clôture de phase

9.3.1 Acquisition du signal

Les acquisitions des signaux temporels interférométriques sont réalisées à l'aide d'une carte d'acquisition de type NI-DAQ 6110E de chez National Instrument. Un VI LabVIEW permet de traiter le signal pour en extraire les clôtures de phase. La figure 9.7 montre l'outil d'acquisition du signal interférométrique.

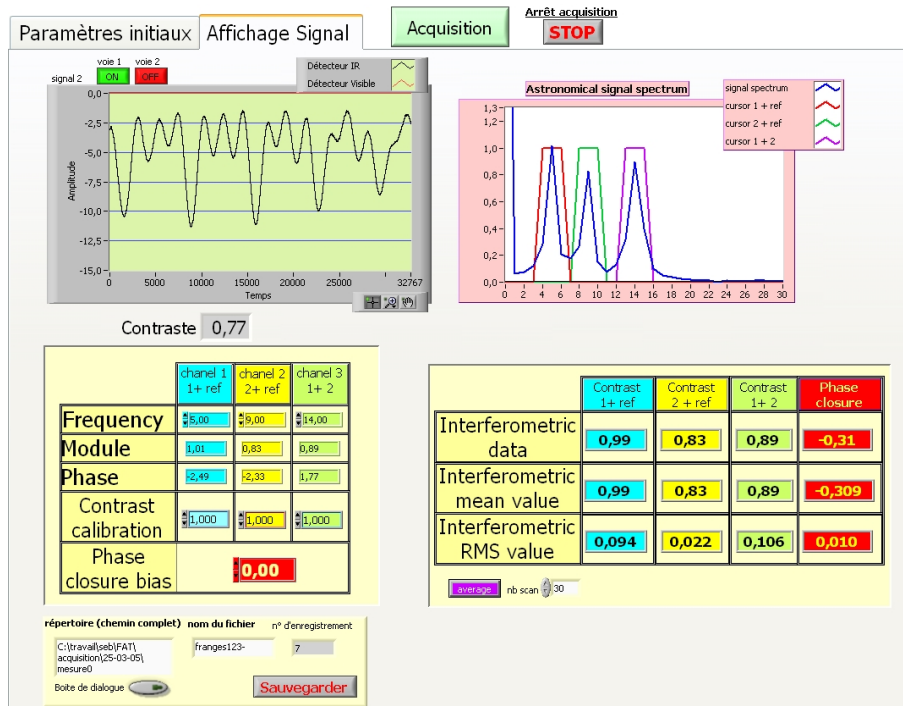


FIG. 9.7 – Outil d'acquisition du signal interférométrique : en haut à gauche, le système de franges ; à droite, la signature fréquentielle des trois systèmes de franges

La clôture de phase est calculée en réalisant le produit des phaseurs $\exp(j\varphi)$ extrait de la transformée de Fourier à trois fréquences de modulation choisies convenablement. Ces trois fréquences doivent être bien séparées afin d'éviter toute diaphonie entre les pics franges fréquentiels. Ainsi, il

sera possible de retrouver les informations de phase provenant de chaque couple de “ télescopes ” à partir des pics franges du spectre.

Mais avant toute mesure, il faut tenir compte du fait que dans le domaine de l’astronomie, les niveaux de flux collectés sont faibles. Il faut donc utiliser un détecteur très sensible qui peut en conséquence avoir une bande passante limitée. Le paragraphe suivant propose d’étudier l’effet de la limitation de la bande passante du détecteur sur les mesures de clôture de phase.

Par la suite, je présenterai les résultats de mesure de clôtures de phase en tenant compte de deux configurations expérimentales. La première consiste à alimenter l’interféromètre avec une seule source. La seconde configuration permet d’utiliser simultanément deux sources de longueurs d’onde différentes.

9.3.2 Étude de l’effet du détecteur sur la clôture de phase

Détecteur utilisé

Le détecteur utilisé dans cette expérience a été réalisé lors de mon stage de DEA. Il était destiné à être utilisé au Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T) pour des expériences sur le ciel.

Je rappelle ici les principales caractéristiques de ce détecteur. Pour de plus amples détails le lecteur pourra se reporter à mon rapport de stage de DEA [Ver 02].

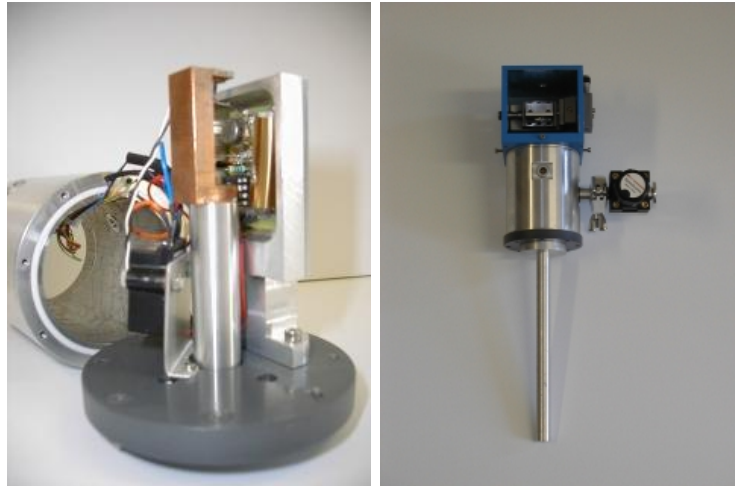


FIG. 9.8 – Aspect du détecteur (intérieur et extérieur)

Comment est fait ce détecteur ?

Classiquement, au laboratoire, nous observons des franges d’interférences temporelles. C’est pourquoi la majorité des détecteurs que nous utilisons sont des détecteurs monopixels. Ce détecteur a été développé pour travailler dans le domaine infrarouge, et est donc équipé d’une photodiode InGaAs¹⁰. C’est une photodiode *Hamamatsu G8376-02* avec une surface active de 80 μm qui est utilisée en mode photovoltaïque. Celle-ci est reliée à une carte électronique comportant deux étages : le premier étage est un étage convertisseur courant-tension composé d’un

¹⁰Il reste néanmoins sensible dans le domaine visible, c’est pourquoi nous l’utiliserons également pour couvrir ces longueurs d’onde.

amplificateur opérationnel *Burr Brown OP128LM* et d'une résistance *IRC* scellée "3810 series" de 10 G Ω). Le second étage est un étage amplificateur inverseur (amplificateur opérationnel *Analog Devices OP27* et deux résistances de 47 M Ω et 100 k Ω réalisant donc un gain 47). Le montage électronique est représenté sur le schéma 9.9.

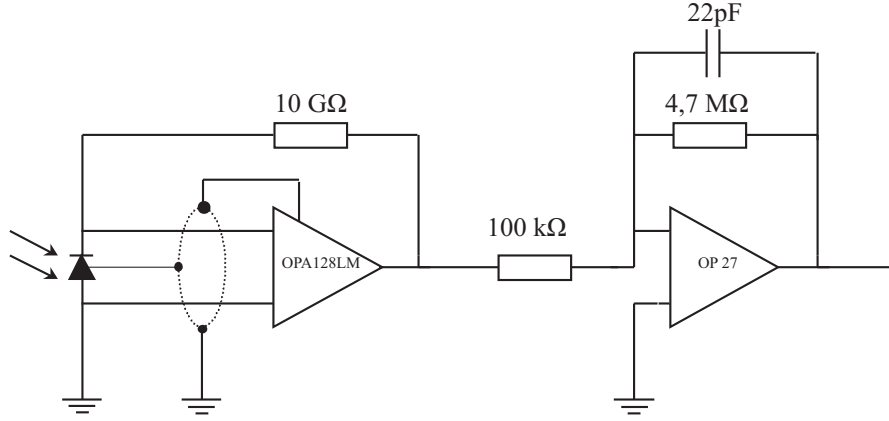


FIG. 9.9 – Électronique du détecteur

Le flux lumineux est ensuite acheminé vers ce détecteur à l'aide d'une fibre optique multimode ou unimodale. Une boîte d'injection permet de connecter la fibre au détecteur. Grâce à une lentille (traitée pour l'infrarouge de diamètre 22 mm de chez *Melles Griot*), le faisceau est focalisé sur la photodiode. Trois translations micrométriques permettent d'optimiser l'injection suivant les trois axes X,Y (centrage sur la photodiode) et Z (réglage de la focalisation).

Enfin, il est à noter que ce détecteur peut être refroidi par azote liquide pour diminuer le bruit électronique mais je n'utiliserai pas cette possibilité dans le cadre de l'expérience sur les PCFs.

La sensibilité globale de ce détecteur est de 0,2 V/pW. Le faible niveau de bruit ainsi obtenu permet d'atteindre un seuil de détection de l'ordre de la dizaine de picowatts. Son temps de réponse est de 1,75 ms. Du fait de sa conception, le détecteur utilisé peut être modélisé par un filtre passe-bas du 1^{er} ordre. C'est ce que je vais vérifier dans un premier temps, avant de simuler l'effet sur la phase et donc sur les mesures de clôture de phase.

Le détecteur : un filtre passe-bas du 1^{er} ordre

Pour déterminer à quel type de filtre peut être assimilé le détecteur, j'ai mesuré l'évolution du contraste en fonction du nombre de franges. Pour cela, j'ai utilisé seulement deux bras de l'interféromètre décrit plus haut.

Modélisons ce qui se passe à la sortie de cet interféromètre. L'éclairement vu par le détecteur s'écrit :

$$I_{tot} = 2I_0 \cdot \left(1 + \cos(\varphi_{obj} + \varphi_{mod} + \varphi_{dét})\right) \quad (9.1)$$

où φ_{obj} est la phase due à l'objet observé, φ_{mod} est le terme de modulation temporelle des franges et $\varphi_{dét}$ est la phase introduite par le détecteur. La figure 9.10 donne des exemples d'interférogrammes acquis pour des fréquences de modulation différentes. Les mesures de contrastes ont

été réalisées en utilisant la formule :

$$C = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$$

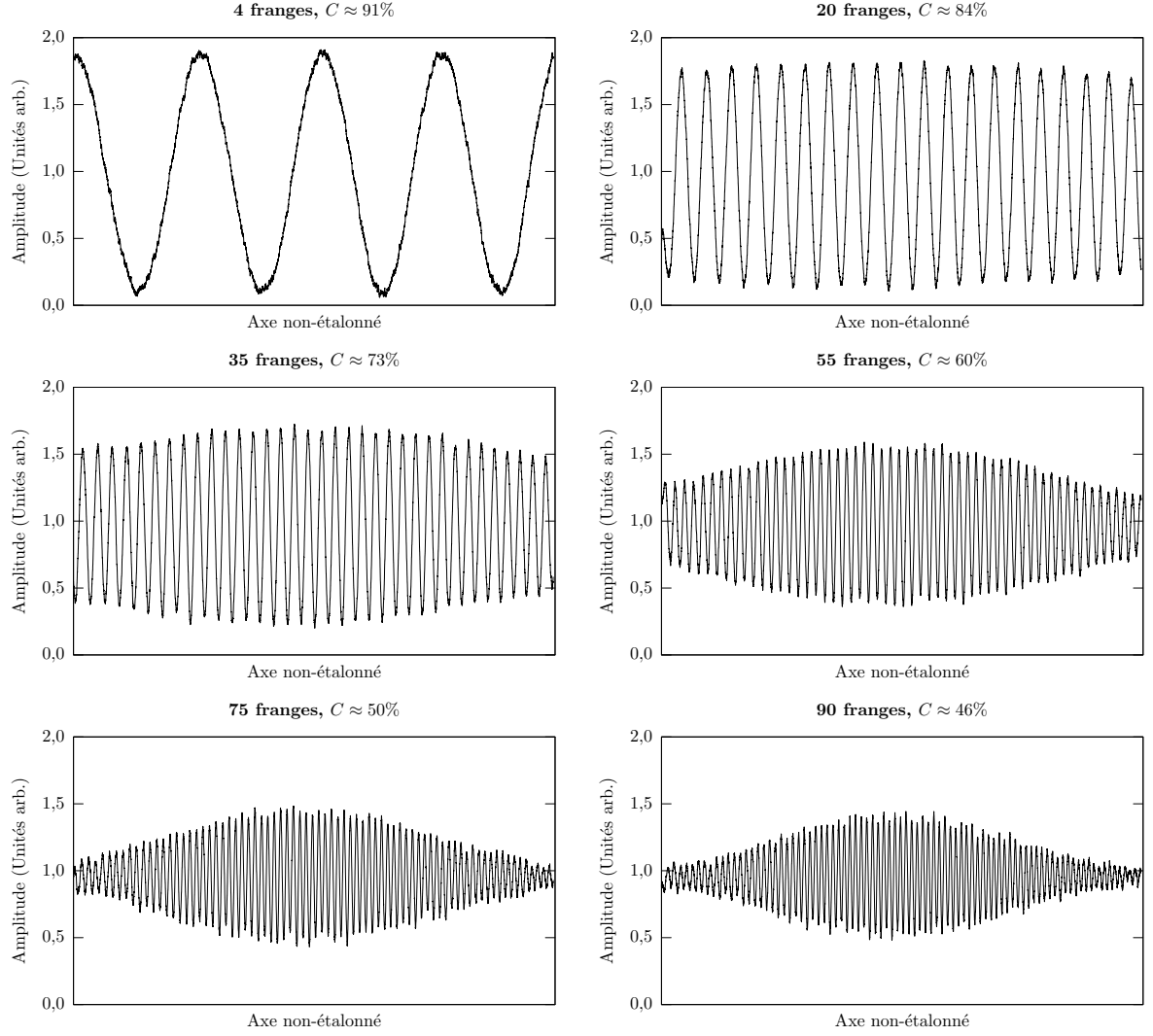


FIG. 9.10 – Exemple de dégradation du contraste en fonction du nombre de franges acquises. Avec un détecteur parfait, le contraste devrait être identique quelle que soit la fréquence de modulation des franges d'interférences ce qui n'est pas le cas ici.

Pour chaque point de mesure (c'est-à-dire pour chaque fréquence), j'ai acquis cinq interférogrammes ce qui m'a permis d'obtenir une moyenne et un écart-type des mesures de contraste. Les résultats sont présentés sur la figure 9.11.

L'ajustement de la courbe a été effectué en utilisant la fonction de transfert représentant le module d'un filtre passe-bas du 1^{er} ordre de la forme :

$$H = \frac{A}{1 + j \frac{f}{f_0}} \quad (9.2)$$

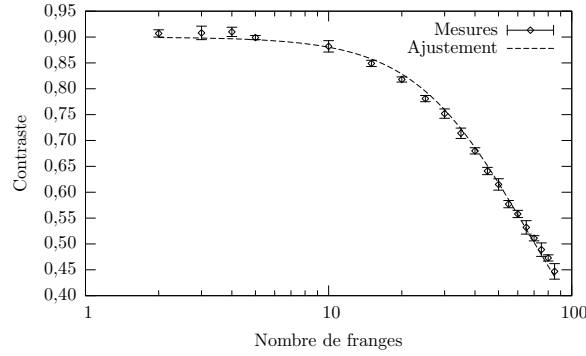


FIG. 9.11 – Variation du contraste en fonction du nombre de franges

où A est un coefficient multiplicatif, f est la fréquence et f_0 est la fréquence de coupure. Dans notre expérience, il est possible de relier la fréquence f au nombre de franges N . En effet, on a :

$$f = f_e \cdot \frac{N}{N_e} \quad (9.3)$$

où f_e représente la fréquence d'échantillonnage de notre acquisition et N_e est le nombre d'échantillons acquis. Donc $f \propto N$ et la fonction de transfert du filtre peut alors s'écrire :

$$H = \frac{A}{1 + j \frac{N}{N_0}} \quad (9.4)$$

En particulier, le module et la phase s'écrivent :

$$|H| = \frac{A}{\sqrt{1 + \left(\frac{N}{N_0}\right)^2}} \quad (9.5)$$

$$\arg(H) = -\arctan\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (9.6)$$

L'ajustement de la courbe donne les résultats suivants :

$$H = \frac{0,90}{1 + j \frac{N}{47,18}} \quad (9.7)$$

À partir de ces données, j'ai donc simulé l'évolution du module et de la phase (*cf.* figure 9.12).

Concrètement, pour ne pas être gêné dans les mesures de contrastes, il faudra choisir une fréquence de modulation pour laquelle le nombre de franges sera inférieur à 20.

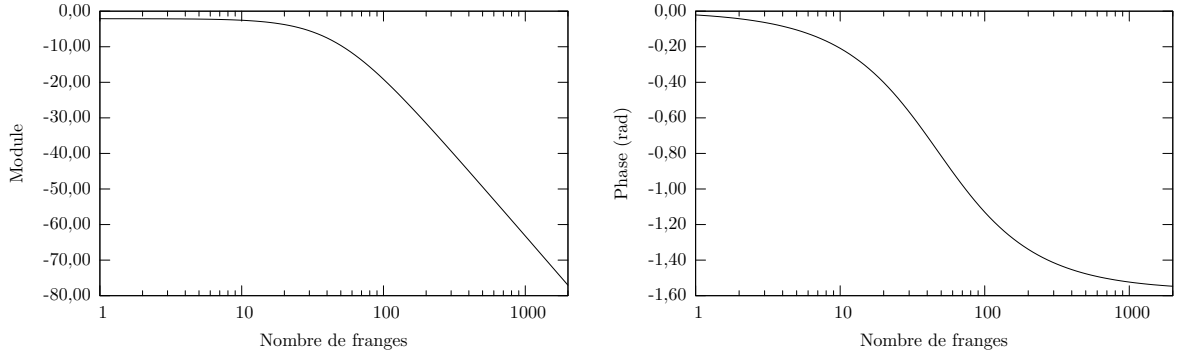
Pour la phase, on s'aperçoit qu'elle varie assez rapidement et qu'elle est donc susceptible de biaiser la mesure de clôture de phase.

Évaluons l'influence du détecteur sur la clôture de phase. Dans le cas d'un interféromètre trois voies, le terme de clôture s'écrit (*cf.* chapitre 1) :

$$\phi = \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13} \quad (9.8)$$

avec $\varphi_{ij} = \varphi_{obj_{ij}} + \varphi_{mod_{ij}} + \varphi_{dét_{ij}}$ où $i, j \in 1, 2, 3$.

Détaillons ces trois termes de phase :


 FIG. 9.12 – Module (gauche) et phase (droite) de $H = \frac{0,90}{1+j\frac{N}{47,18}}$

- supposons que l’objet observé est une source ponctuelle. On aura alors $\varphi_{obj_{ij}} = 0$;
- le terme de modulation s’écrit $\varphi_{mod_{ij}} = 2\pi \frac{v_{ij} \cdot t}{\lambda}$ où v_{ij} est la vitesse de modulation des franges en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Or $v_{ij} \propto N_{ij}$ (où N_{ij} représente le nombre de franges vues par le couple de fibres ij) et $N_{12} + N_{13} - N_{23} = 0$ donc $v_{12} + v_{13} - v_{23} = 0$;
- enfin la phase du détecteur vaut $\varphi_{dét_{ij}} = -\arctan \frac{N_{ij}}{N_0}$.

Au final, la clôture de phase s’écrit donc :

$$\phi = -\arctan \frac{N_{12}}{N_0} - \arctan \frac{N_{13}}{N_0} + \arctan \frac{N_{23}}{N_0} \quad (9.9)$$

Transposons cette formule à notre expérience. Lors des acquisitions des franges d’interférences, les fréquences de modulations temporelles sont choisies de façon à avoir un compromis entre diaphonie entre les pics franges et bande passante du détecteur afin de ne pas avoir de chute de contraste due à l’effet de filtrage du détecteur. D’après la figure 9.11, $N = 20$ semble être une limite raisonnable. C’est pourquoi les fréquences suivantes ont été choisies : $N_{12} = 9$, $N_{13} = 6$ et $N_{23} = 15$.

Dans cette configuration, le biais de clôture introduit par le détecteur vaut $-0,0072$ rad. En conséquence, dans nos conditions de travail ce biais est négligeable et rentre dans l’incertitude de mesure sur la clôture.

L’étude réalisée ici permet d’avoir des courbes d’étalonnage du contraste et de la phase. Même si la fréquence de modulation des franges est élevée, les défauts engendrés seront donc étalonnables. Néanmoins, il faut bien être conscient de ce problème et y prêter attention.

Simulation du biais de clôture en fonction des modulations temporelles

Pour aller plus loin, l’évolution du biais de clôture en fonction des différentes fréquences de modulation de chacun des deux modulateurs PZT a été calculée. La figure 9.13 montre cette évolution. Le biais varie de 0 à 0,4 rad pour des fréquences de modulations variant de 0 à 40. Pour des fréquences de modulation élevées, ce paramètre doit donc être pris en compte et étalonné afin de ne pas fausser la mesure de la clôture.

Encore une fois, même si ce défaut est étalonnable et que des courbes d’étalonnage sont proposées dans ce paragraphe, il ne faut pas oublier de prendre en compte ce phénomène.

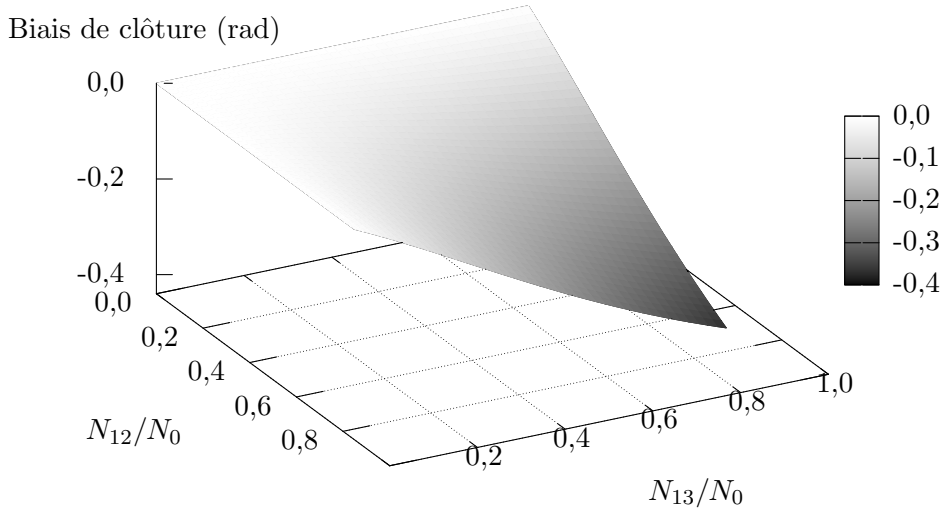


FIG. 9.13 – Évolution du biais de clôture en fonction du nombre de franges sur les couples 12 (N_{12}) et 13 (N_{13}) normalisé par rapport à N_0

9.3.3 Injection avec une source

Les mesures de clôtures de phase présentées dans cette section ont été réalisées en utilisant différentes sources ayant différentes longueurs d'onde centrales et différentes largeurs de bande. Les résultats sont répertoriés dans le tableau 9.3.3. Des exemples de ces acquisitions sont présentés en annexe B pour ne pas surcharger ce manuscrit. Pour chaque point de mesure, une trentaine d'acquisitions des interférogrammes correspondant à chaque couple de “ télescopes ” ont été réalisées. Pour la mesure de clôture de phase, un échantillon d'une centaine de fichiers a été acquis.

Cette expérience a pour but de vérifier si l'utilisation des PCFs apporte des biais sur la mesure de clôture de phase. Nous avons donc choisi d'utiliser une source ponctuelle pour illuminer notre interféromètre. Avec un tel objet, la clôture de phase vaut par définition 0 rad. Les mesures donneront ainsi directement les défauts liés à notre instrument.

Les contrastes obtenus sont inférieurs aux contrastes attendus et prévus par la simulation (*cf.* tableau 9.1 de la section 9.2.2). Les écarts sont en partie dus aux taux d'extinction mesurés sur les fibres PZT2 et PCF3 (aux alentours de 10 dB ce qui conduit à une dégradation du contraste de $C_{Polar} = 0,9$). Notons de plus que le spectre utilisé pour la simulation ne correspond pas tout à fait au spectre réel rencontré dans le cadre de l'expérience.

Pour l'ensemble des mesures de clôtures de phase réalisées avec des sources différentes, la valeur moyenne de la clôture vaut **0,01 rad** avec un écart type moyen de **0,07 rad**. Le biais introduit par notre instrument composé de PCFs est donc relativement faible. Ce résultat confirme donc la possibilité d'utiliser les PCFs pour réaliser les mesures de clôtures de phase dans de bonnes conditions expérimentales.

TAB. 9.2 – Résultats des mesures de contrastes et de clôture de phase

Source utilisée	Contraste12		Contraste13		Contraste23		Clôture (rad)	
	Moy.	σ	Moy.	σ	Moy.	σ	Moy.	σ
DL 1543	0,922	0,033	0,819	0,013	0,832	0,040	0,016	0,065
$S_{1575,120}$	0,934	0,006	0,823	0,005	0,719	0,005	-0,011	0,191
$S_{1550,60}$	0,942	0,003	0,847	0,005	0,834	0,004	0,057	0,071
$S_{1550,60}$ + filtre 30 nm	0,949	0,012	0,810	0,013	0,840	0,006	-0,087	0,056
$L_{1300,55}$	0,842	0,006	0,772	0,008	0,855	0,004	0,070	0,070
$L_{1300,55}$ + filtre 30 nm	0,883	0,003	0,857	0,005	0,888	0,002	0,027	0,087
DL 980 < seuil	0,772	0,010	0,754	0,010	0,880	0,007	0,017	0,052
DL 980 > seuil	0,950	0,012	0,898	0,019	0,962	0,011	0,013	0,043
DL 670 < seuil	0,890	0,005	0,843	0,005	0,833	0,003	-0,030	0,041
DL 670 > seuil	0,918	0,026	0,946	0,028	0,982	0,028	-0,003	0,023

9.3.4 Injection simultanée de deux sources de longueurs d'onde différentes

En astronomie, il peut être utile d'observer un objet stellaire dans deux gammes de longueurs d'onde différentes. En effet, certains types de nuages ne seront accessibles qu'aux longueurs d'onde infrarouges tandis que la forme de l'objet est observée dans le visible. C'est en tenant compte de ce besoin que nous avons intégré la possibilité d'utiliser simultanément deux sources dans notre montage expérimental comme le montre le schéma de la figure 9.14. Ainsi, ce montage devrait permettre d'obtenir les données nécessaires à la reconstruction simultanée de l'objet à deux longueurs d'onde différentes.

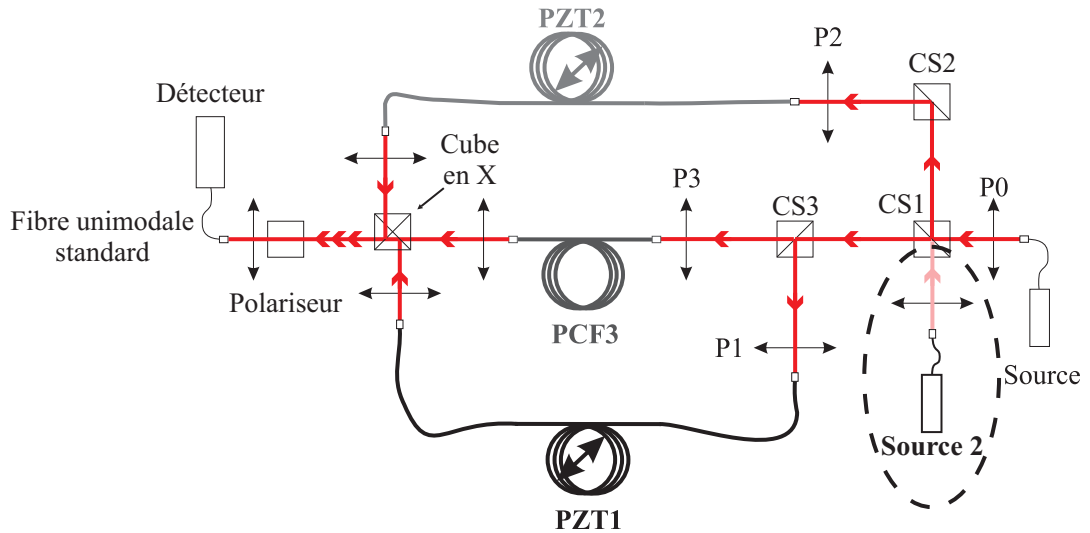


FIG. 9.14 – Schéma de l'interféromètre à trois voies avec double injection simultanée

Pour illustrer cette expérience, nous avons choisi d'utiliser les sources $S_{1550,60}$ et $L_{1300,55}$. La figure 9.15 montre les trois interférogrammes obtenus sur chacun des couples de fibres ainsi que l'interférogramme résultant des interférences produites entre les trois bras de l'interféromètre. Ces interférogrammes nous permettent de constater que la dispersion chromatique n'est pas

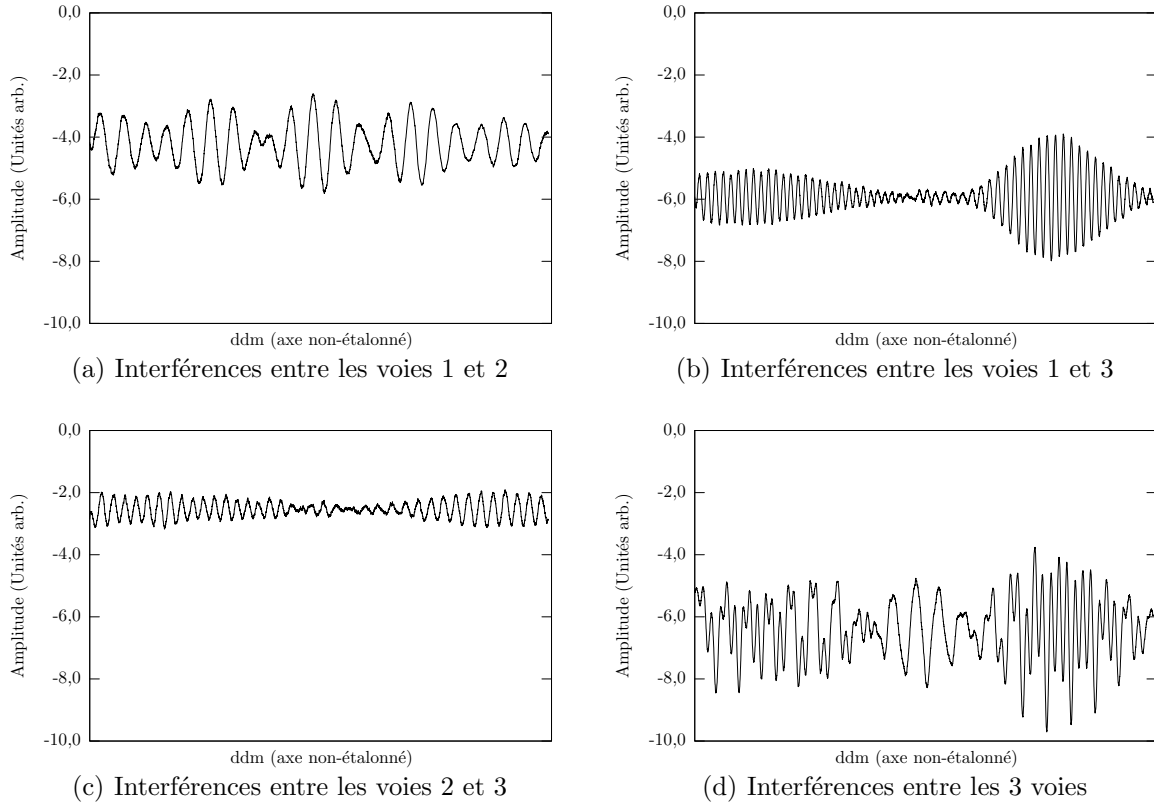


FIG. 9.15 – Injection de deux sources simultanément

complètement annulée entre les bras 1 et 3 et les bras 2 et 3 car les interférogrammes correspondant à chacune des deux longueurs d'onde ne sont pas superposés. Ce résultat était attendu au vu des mesures de dispersion chromatique différentielle de la section 9.2.2.

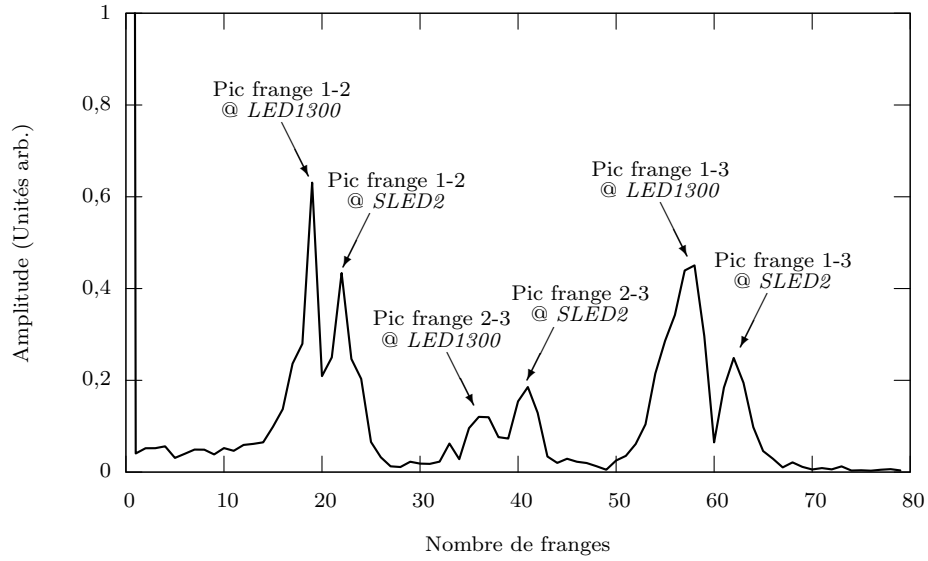
De plus, un compromis a dû être trouvé concernant les fréquences de modulation afin d'éviter une diaphonie entre les trois fréquences de modulation pour une longueur d'onde et surtout une diaphonie entre les signaux issus des deux longueurs d'onde.

L'analyse du signal interférométrique acquis est réalisée en calculant la transformée de Fourier (*cf.* figure 9.16). On retrouve six pics franges : trois correspondent à une longueur d'onde, les trois autres proviennent de l'autre longueur d'onde.

En revanche, ces résultats sont difficilement exploitables car on constate que plus la fréquence de modulation augmente et plus les non-linéarités dues à la modulation du chemin optique est importante. Ceci engendre un étalement des pics franges et il est alors très difficile de retrouver la phase exacte permettant de remonter à la mesure de clôture de phase. Il ne faut pas non plus oublier de tenir compte du biais de clôture engendré par le détecteur.

De plus, du fait de la présence d'optiques chromatiques en sortie de montage, il est impossible d'optimiser simultanément les injections pour les deux longueurs d'onde, ce qui crée un important déséquilibre photométrique.

Enfin, même si les défauts de mesures de contrastes sont étalonnables comme nous l'avons vu plus tôt dans ce manuscrit, le fait de moduler à des fréquences élevées engendre une diminution du contraste des franges d'interférences et donc une diminution du pic frange.

FIG. 9.16 – *Transformée de Fourier du signal interférométrique*

Pour résumer, les résultats obtenus dans la configuration “double-injection” sont prometteurs car ils offrent la possibilité d’obtenir les données permettant de reconstruire l’image d’un objet stellaire simultanément à deux longueurs d’onde.

Mais de substantielles améliorations sont à apporter au montage expérimental pour permettre la totale exploitation des données. Ces améliorations passent d’abord par l’asservissement de la modulation de chemin temporelle comme il a déjà été mis en place dans des expériences au laboratoire [Rey 93]. Ces dispositifs ont encore été récemment mis en œuvre dans le cadre du projet Multi Aperture Fiber Linked [Oli 05]. Ceci nous permettrait alors de retrouver l’information de phase.

Le second point nécessitant une optimisation est la mise en place de paraboles hors axe en sortie du montage dans le but de le rendre achromatique. De plus, le cube en X permettant de recombinaison des faisceaux engendre également des problèmes de chromaticité. Une solution serait d’utiliser des coupleurs réalisés à base de PCFs [Lee 02].

9.4 Communications

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l’objet d’une communication par affiche lors de la semaine de la Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique [Ver 05b] et d’une communication orale lors de la conférence internationale “Advanced Optical Imaging - Topical meeting of the EOS” en juillet 2005 [Ver 05d].

Chapitre 10

Conclusion et perspectives sur l'utilisation des PCFs

L'objectif initial de notre équipe dans le cadre de l'étude sur les fibres à cristaux photoniques était de tester les capacités de ce type de fibre à assurer une propagation cohérente de la lumière sur un très large domaine spectral. Grâce à ce travail prospectif, nous sommes maintenant en mesure non seulement de répondre à cette interrogation mais aussi de mettre en évidence plusieurs autres points originaux :

- pour la première fois, a été mis en place un modulateur temporel de chemin optique à l'aide d'une PCF et d'une céramique PZT, lequel a, par ailleurs, une course de l'ordre de la centaine de μm ;
- le caractère unimodal des PCFs a été vérifié permettant d'assurer le transport cohérent de la lumière sur une très large bande spectrale ;
- la propriété de biréfringence non-attendue avec le type de structure utilisée pour fabriquer cette PCF a également été vérifiée en mesurant des taux d'extinction de l'ordre de -15 dB ;
- l'étude complète de la dispersion chromatique différentielle a été menée sur les deux axes de polarisation des PCFs ;
- des mesures de clôture de phase ont été conduites montrant que l'interféromètre composé de bras fibrés PCF n'apportait pas de biais de mesure ;
- enfin, une double injection donnant accès aux informations permettant la reconstruction d'images simultanément à deux longueurs d'onde a été réalisée.

Pour un utilisateur potentiel de ces fibres, voici présentées brièvement quelques-unes de leurs propriétés. Les tests effectués sur un interféromètre fibré à deux voies constituées de PCFs ont montré qu'il était possible d'obtenir des interférogrammes très contrastés sur un domaine spectral allant de 670 à 1543 nm couvrant ainsi l'ensemble des bandes astronomiques R, I, J et H.

Pour effectuer ces mesures, un modulateur " PZT-PCF " temporel de chemin optique a été mis au point pour la première fois. Malgré la maîtrise d'un tel dispositif avec des fibres optiques " conventionnelles ", il n'était évident que cela fonctionne avec des PCFs. En effet, d'une part, la résistance mécanique des PCFs n'était pas garantie du fait de la présence des trous d'air, et d'autre part, le fait que la lumière reste bien guidée sans perte au cours de l'étirement de la fibre était un point crucial à vérifier. Ces tests se sont avérés plus que concluants.

Ces résultats encourageants nous ont donc incités à aller plus loin et à concevoir un interféromètre à trois voies PCFs dans le but de déterminer si un tel instrument pouvait être utilisé

dans le cadre de mesures de clôture de phase. Je me suis alors focalisé sur la mise en évidence d'éventuels défauts que pouvait générer notre instrument de mesure. Là encore, les résultats expérimentaux sont très prometteurs. En effet, alors que dans la configuration expérimentale choisie la clôture de phase théorique devrait être de 0 rad, les nombreuses mesures effectuées ont permis de trouver une clôture de phase moyenne de 0,01 rad avec un écart-type de 0,07 rad. De plus, profitant de l'opportunité de double injection, j'ai montré qu'il était envisageable de récupérer les données de clôture de phase afin de reconstruire l'objet observé simultanément à deux longueurs d'onde différentes.

Grâce à cette étude prospective, nous pouvons dresser les lignes directrices de la poursuite de ces expériences et notamment déterminer quels sont les éléments à améliorer ou qui restent à étudier.

Le premier point concerne l'injection dans ces fibres. En effet, il faut d'abord tenir compte du problème d'adaptation de l'ouverture numérique. De même, pour ne pas avoir à rerégler les focalisations en sortie du montage à chaque fois que l'on change de source, il faudrait remplacer les objectifs de microscope par des paraboles hors-axe. Enfin, l'asservissement des modulateurs "PZT-PCF" de chemin optique permettrait d'avoir des mesures de clôture de phase plus stables et, surtout, nous permettrait d'exploiter complètement notre montage expérimental en utilisant la "double-injection". Une fois ces améliorations apportées, il sera alors envisageable de créer un objet source étendu spatialement et de procéder à une reconstruction d'image comme cela a été réalisé au cours du projet OAST2 [Del 00b].

Le second point concerne les perspectives à plus ou moins court terme de la réalisation d'un interféromètre entièrement fibré avec des PCFs.

La première étape est la mise en œuvre d'une ligne à retard fibrée. Des tests sont d'ailleurs en cours concernant la ligne à retard fibrée PCF. Ainsi, les premières mesures de taux d'extinction en fonction de la position d'étirement de la LAR ont montré que celui-ci restait stable. Les résultats sont présentés dans le tableau 10.1. Ces mesures de taux d'extinction ont été réalisées avec une diode laser émettant à 1543 nm.

TAB. 10.1 – Taux d'extinction de la LAR fibrée en fonction de la position d'étirement

Position d'étirement (°)	0	90	180	270	360
Taux d'extinction (dB)	-19,4	-21,1	-21,9	-20,0	-20,2

Malheureusement, la fibre s'est rompue après un étirement d'environ 1%, ce qui soulève le problème de la résistance mécanique de ces fibres¹¹. Une étude plus poussée de cet aspect est donc nécessaire avant d'aller plus loin. Une fois ce point résolu, il conviendra de réaliser les mesures de l'évolution de la dispersion chromatique (une photo de cette ligne à retard est présentée figure 10.1).

La deuxième étape, toujours dans l'optique d'un interféromètre entièrement fibré, serait d'utiliser des coupleurs PCF actuellement en cours de développement [Lee 02].

¹¹avec des fibres en silice conventionnelles, il est possible d'étirer une fibre jusqu'à 2%

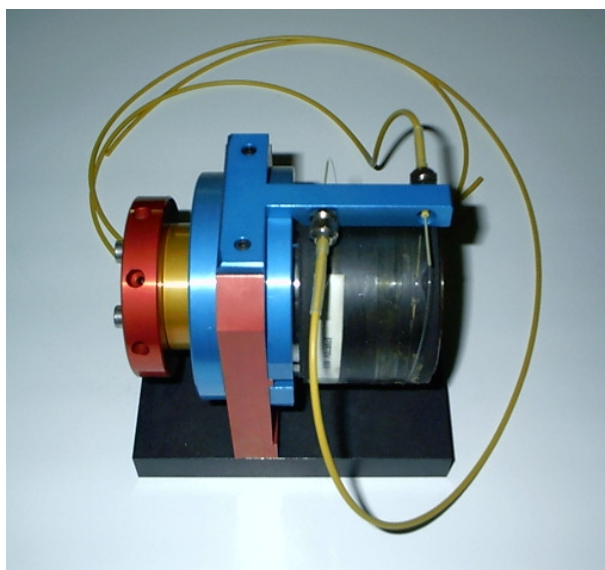


FIG. 10.1 – *La ligne à retard fibrée PCF*

Enfin, le dernier point consistera à concevoir une PCF spécialement dédiée à l'interférométrie large bande puisque la fibre utilisée dans nos expériences ne l'était pas, même si elle a déjà rempli une bonne partie du contrat.

Nous pouvons d'ailleurs définir un cahier des charges pour une fibre “ parfaite ” qui aurait les propriétés suivantes. Elle devrait :

- être infiniment unimodale sur la fenêtre de transparence de la silice : de $0,4$ à $2\ \mu\text{m}$;
- être à maintien de polarisation avec un taux d'extinction inférieur à $-15\ \text{dB}$;
- avoir des pertes linéiques inférieures à $1\ \text{dB/km}$;
- avoir des pertes aux courbures inférieures à $1\ \text{dB}$ pour 10 enroulements de fibre autour d'un cylindre de rayon de $5\ \text{cm}$;
- présenter une dispersion plate et nulle et surtout homogène sur l'ensemble des tronçons de fibre.

Aujourd'hui, les fabricants de PCFs peuvent atteindre ces objectifs en considérant les points indépendamment. Mais, pour l'instant, il n'est pas possible de réunir toutes ces propriétés dans une même fibre. En effet, fabriquer une fibre comme celle-ci relève d'un véritable défi technologique.

Conclusion générale

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont donc principalement porté sur l'étude et à la caractérisation des interféromètres fibrés large bande.

Deux pistes de travail ont été suivies :

- la première a consisté à participer au projet 'OHANA pour lequel nous avons conditionné et caractérisé les fibres en silice pour les bandes spectrales astronomiques J et H. La minimisation de la dispersion différentielle s'est révélée être compatible avec les objectifs fixés par le " cahier des charges " 'OHANA.

Des tests sur l'influence des contraintes thermiques ont également été menés et deux solutions ont été proposées et menées à bien pour compenser la dispersion chromatique différentielle supplémentaire engendrée par les variations de température : l'une utilisant des lames de verre (en l'occurrence du CaF_2), et l'autre utilisant une ligne à retard fibrée dispersive.

Ces fibres en silice seront installées à l'automne 2005 sur le Mauna Kea à Hawaii.

Les principaux apports de mon travail à ce projet reposent sur les points suivants :

- la caractérisation complète des tronçons de fibres d'un point de vue dispersion chromatique différentielle. Ce type d'étude n'avait encore jamais été réalisée en utilisant d'aussi grandes longueurs (300 m) de fibre en silice à maintien de polarisation et en tenant compte d'une aussi large bande spectrale (300 nm) ;
- l'étude de l'influence d'une variation différentielle de température entre les deux bras fibrés sur les propriétés optiques des guides, l'originalité de cette démarche résidant dans la longueur des bras fibrés et le type de fibre mis en jeu ;
- la proposition et la mise en œuvre de solutions élégantes pour compenser la dispersion chromatique engendrée par un écart différentiel de température.

- la seconde a porté sur l'étude du potentiel des fibres à cristaux photoniques pour réaliser le transport cohérent de la lumière sur une large bande spectrale, typiquement de l'ordre de 900 nm couvrant ainsi quatre bandes spectrales astronomiques (R, I, J et H). Les résultats expérimentaux très encourageants semblent indiquer que ces fibres, en plein développement, peuvent être utilisées dans un contexte d'interférométrie large bande. Les intenses recherches menées sur ces fibres nous laissent envisager qu'il sera à moyen terme possible de concevoir un instrument entièrement fibré permettant de répondre complètement aux exigences imposées par la synthèse d'ouverture optique.

Ma contribution à ce projet porte sur les points suivants :

- la réalisation et le test d'un modulateur " PZT-PCF " de chemin optique ayant une course de l'ordre de la centaine de μm ;
- la vérification du caractère unimodal des PCFs permettant d'assurer le transport cohé-

rent de la lumière sur une très large bande spectrale ;

- la vérification de la propriété de biréfringence en mesurant des taux d'extinction de l'ordre de -15 dB ;
- l'étude complète de la dispersion chromatique différentielle sur les deux axes de polarisation des PCFs ;
- les mesures de clôture de phase montrant que l'interféromètre composé de bras fibrés PCF n'apportait pas de biais de mesure ;
- enfin, les mesures de clôture de phase en utilisant la double injection. Ceci donne accès aux informations permettant la reconstruction d'images simultanément à deux longueurs d'onde.

D'un point de vue plus personnel, la thèse m'a permis de découvrir le monde de la recherche (banal mais tellement vrai !). J'ai bien sûr beaucoup appris au contact des chercheurs de l'IRCOM.

J'ai également eu l'occasion de voyager et de découvrir d'autres laboratoires. A Calern, en particulier, où il m'a été donné de travailler au Grand Interféromètre à 2 Télescopes, et où le travail de nuit, pour les " manips " sur le ciel, favorise la connaissance de soi et les échanges avec les autres.

De plus, des missions régulières à l'Observatoire de Meudon m'ont également permis de me confronter à d'autres personnes ainsi qu'à d'autres techniques et méthodes de recherche.

Je ne négligerai pas non plus l'apport des communications tant écrites qu'orales. La rédaction de ces articles permet évidemment de synthétiser notre travail et de faire quelques progrès en anglais.

Mais là où j'ai le plus appris, c'est lors des conférences qui m'ont permis d'une part de présenter mon travail de recherche en " direct ", et, d'autre part, de découvrir d'autres membres de la communauté scientifique. Et aussi bien, d'ailleurs, des astronomes que des opticiens.

Enfin, je ne terminerai pas sans souligner le fait que, pour moi, la thèse a également été l'occasion de pouvoir faire acte d'enseignement. Là encore, j'ai beaucoup appris au contact de autres enseignants mais aussi des étudiants. C'est une expérience qui m'a beaucoup plu et qui, sans conteste, restera un des temps forts de ces trois années de thèse.

Annexes

Annexe A

Biais de clôture de phase dû à la dispersion chromatique de l'air

Les résultats sont présentés de la façon suivante : chaque ligne représente une résolution différente et, de gauche à droite, on trouve la clôture de phase, les contrastes 1-2, 1-3 et 2-3.

Pour plus de détails sur les méthodes de calcul, le lecteur pourra se reporter à la partie II chapitre 3.

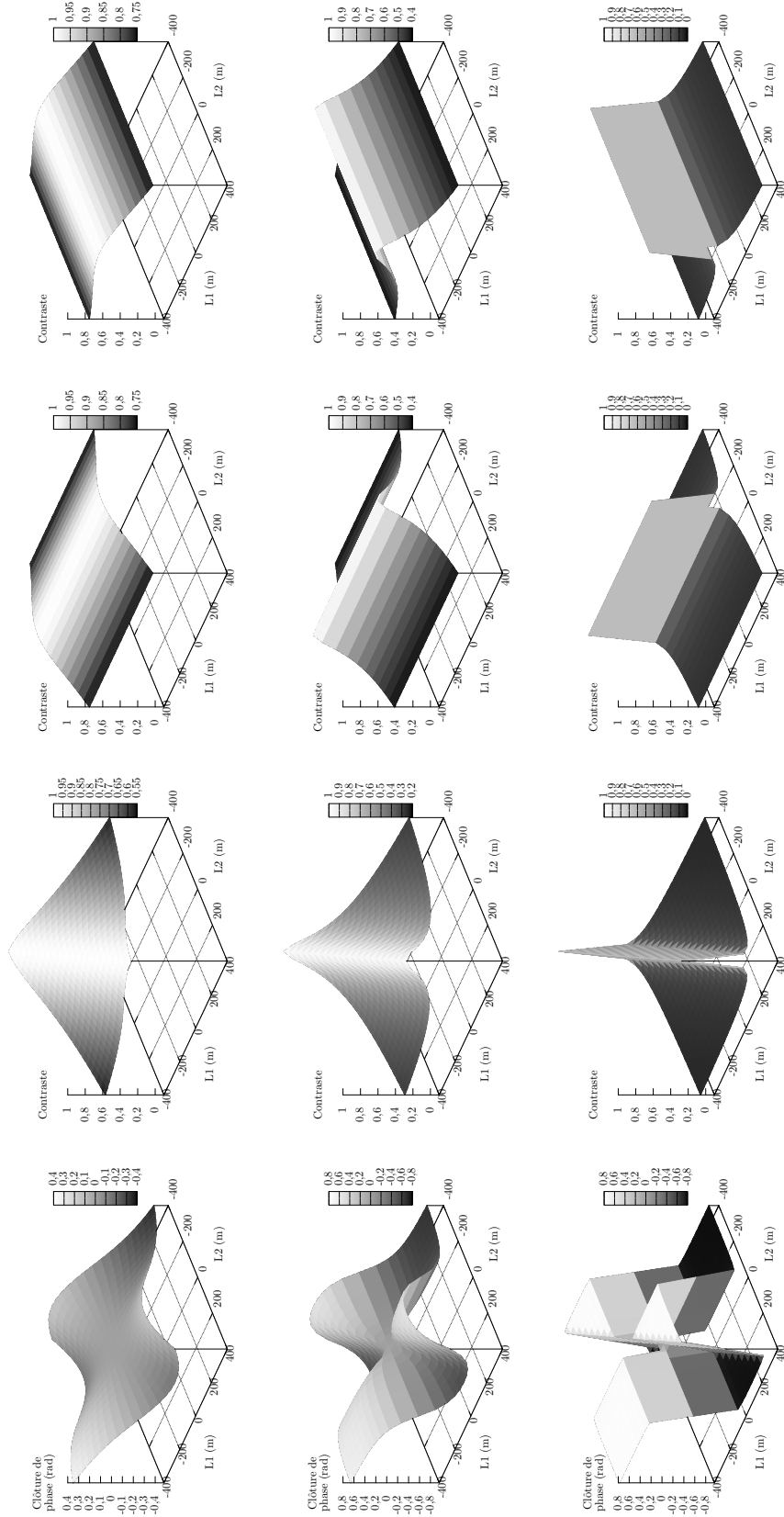


FIG. A.1 – Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 550$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 5$ nm (haut), $\Delta\lambda = 10$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 50$ nm (bas)

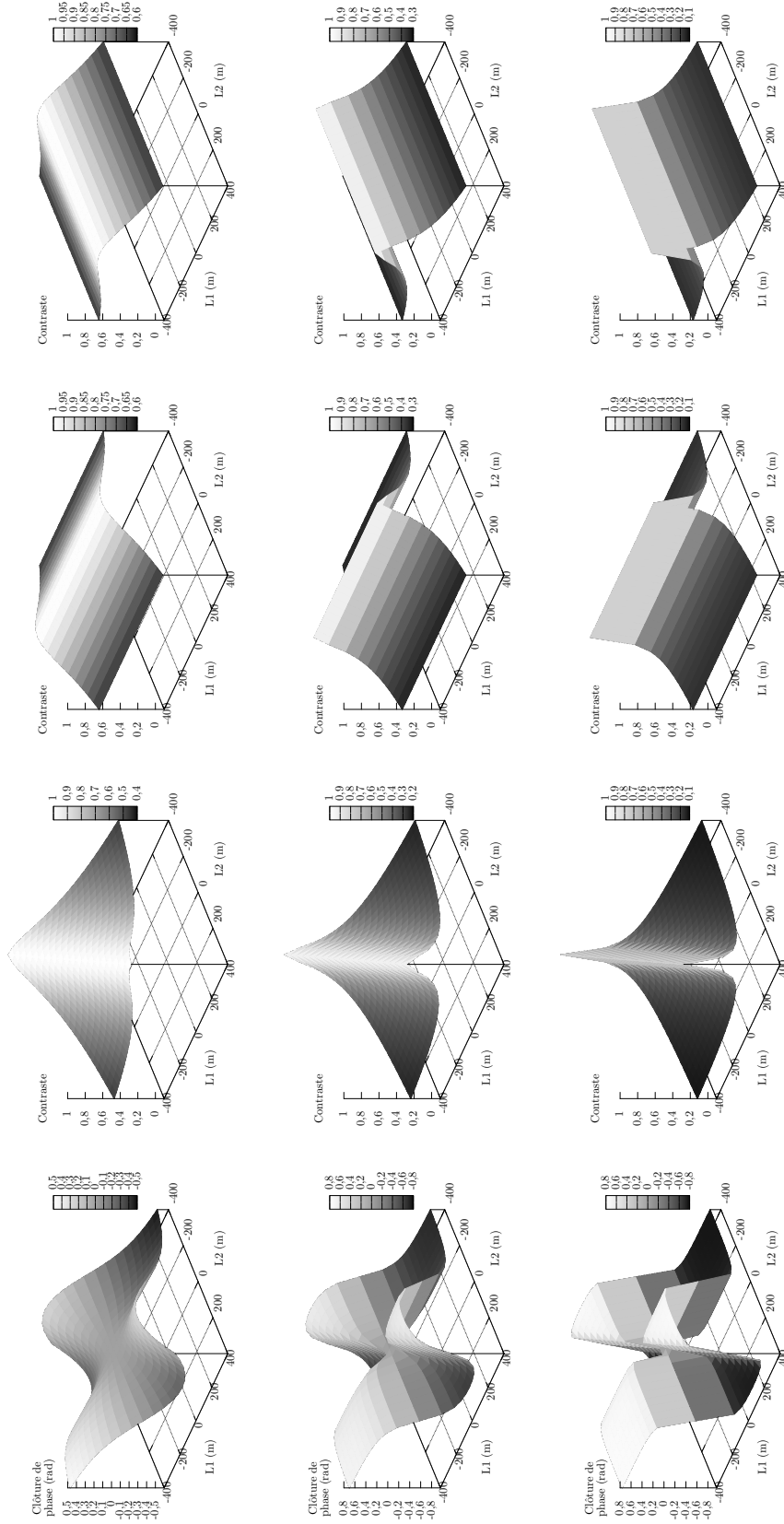


FIG. A.2 – Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 1250$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm (haut), $\Delta\lambda = 50$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 200$ nm (bas)

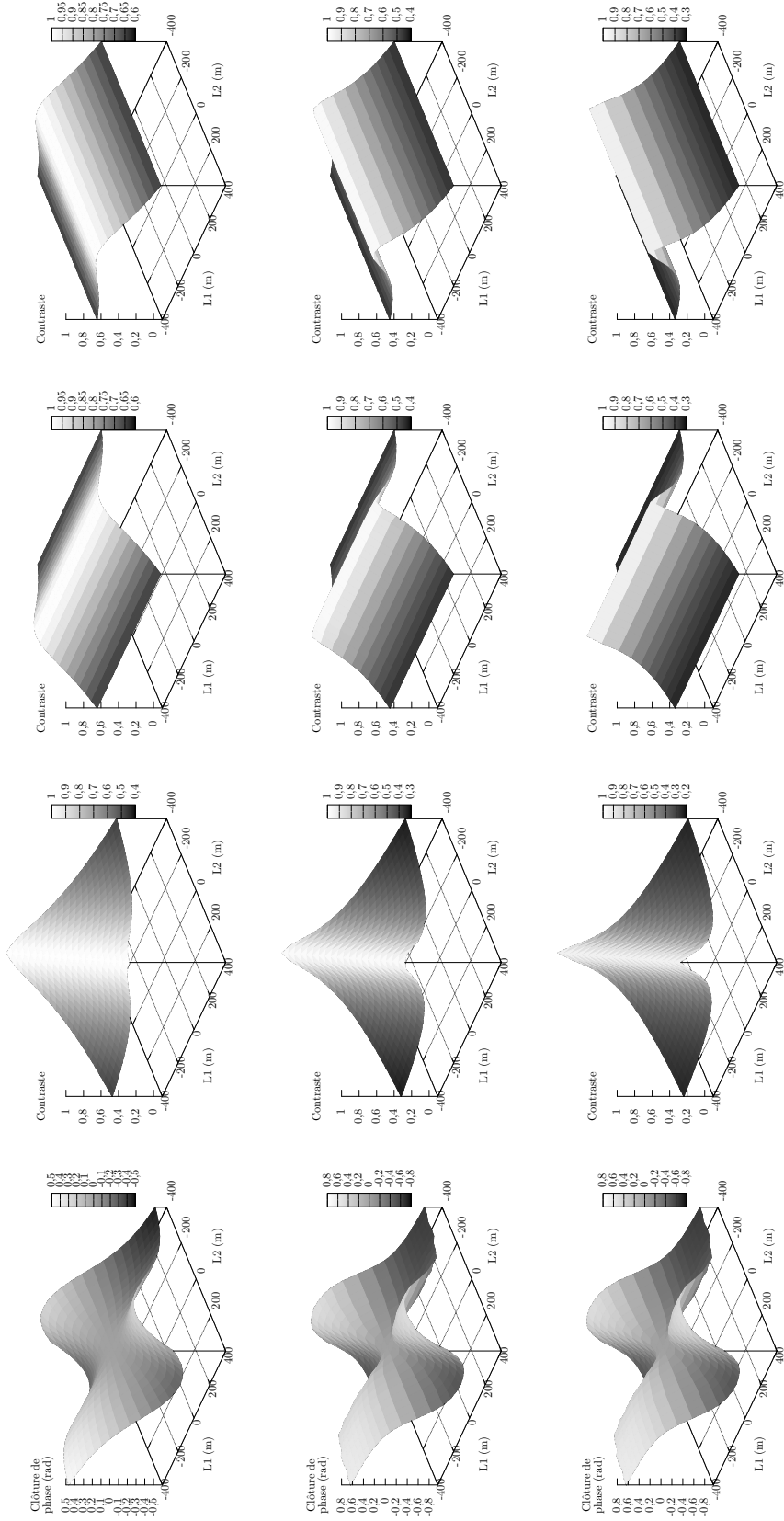


FIG. A.3 – Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 1650$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 100$ nm (haut), $\Delta\lambda = 150$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 200$ nm (bas)

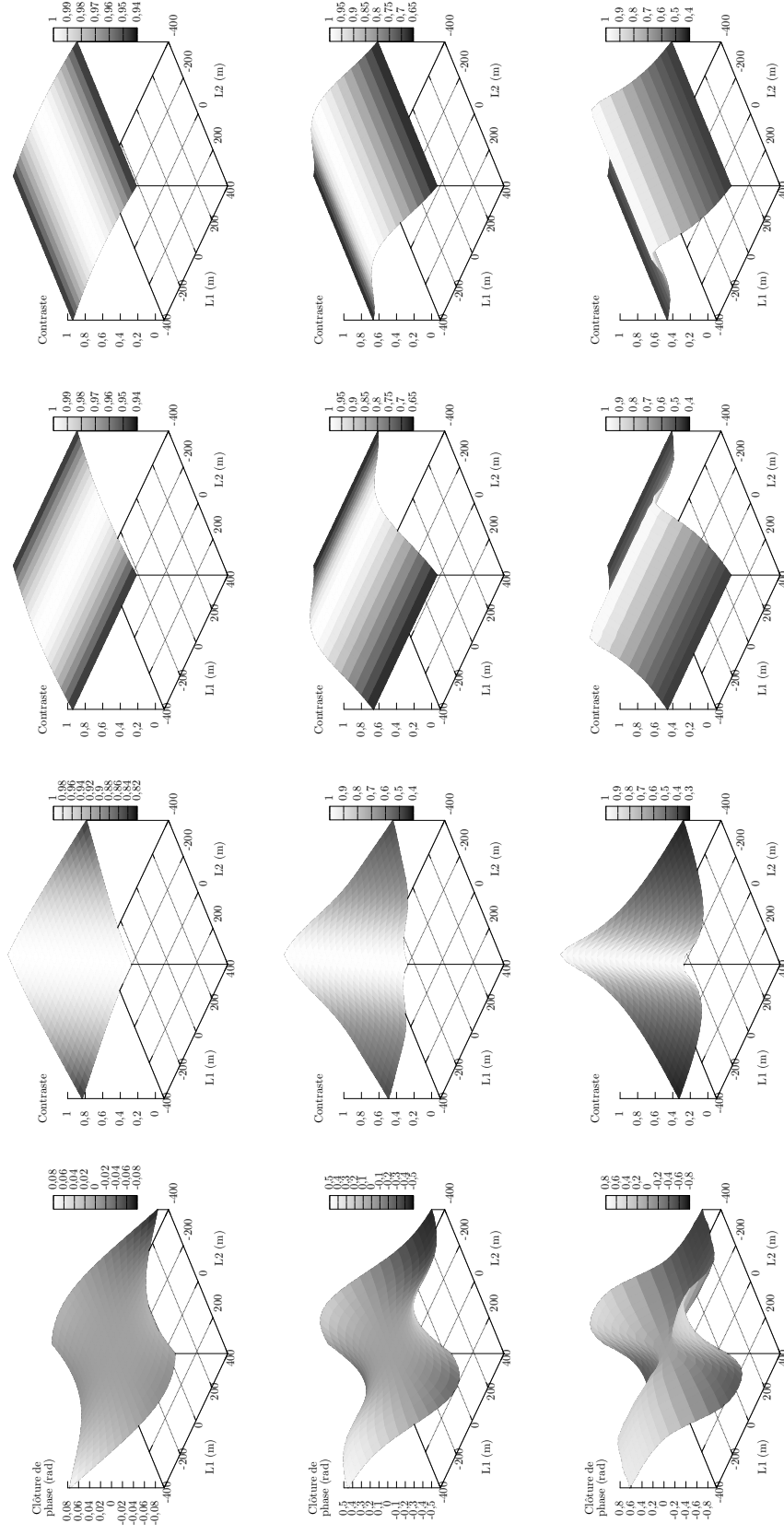
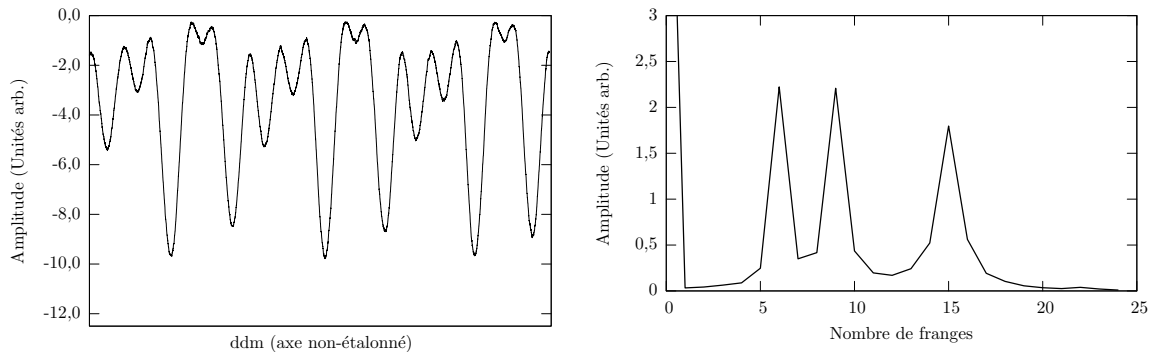


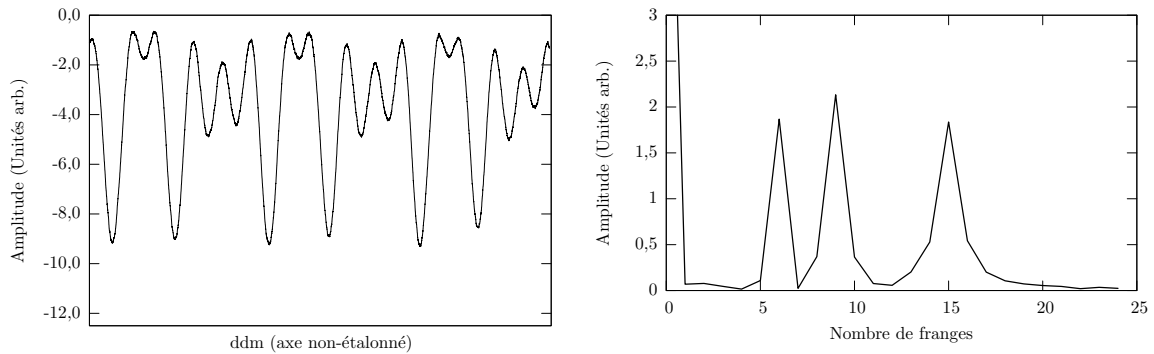
FIG. A.4 – Clôture de phase et contrastes pour $\lambda_0 = 2200$ nm et une résolution de $\Delta\lambda = 200$ nm (haut), $\Delta\lambda = 100$ nm (milieu) et $\Delta\lambda = 300$ nm (bas)

Annexe B

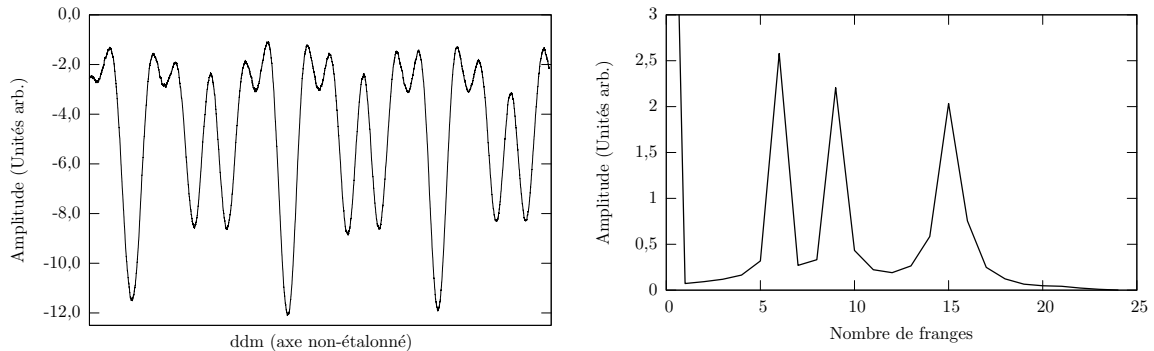
Exemples d'acquisitions de fichiers pour la mesure de la clôture de phase



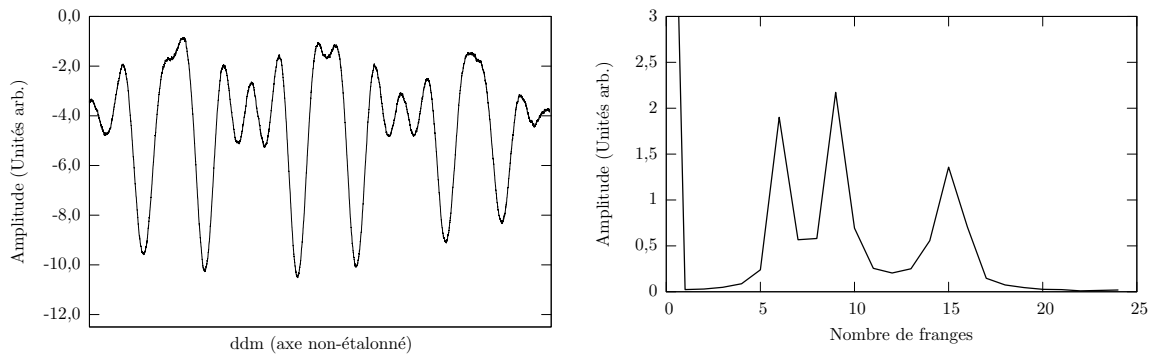
(a) @ 670 nm



(b) @ 980 nm



(c) @ 1300 nm



(d) @ 1575 nm

FIG. B.1 – Exemples d'acquisition de signaux interférométriques pour chacune des longueurs d'onde de travail

Glossaire

‘OHANA : Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy, ça veut aussi dire *famille* en hawaïen.

ASHRA : Action Spécifique Haute Résolution Angulaire

Céphéide (variable céphéide) : Une céphéide est une étoile géante ou supergéante jaune, de 4 à 15 fois plus massive que le Soleil et de 100 à 30000 fois plus lumineuse, dont l'éclat varie de 0,1 à 2 magnitudes selon une période bien définie, comprise entre 1 et 100 jours, d'où elle tire son nom d'étoile variable. Les céphéides ont été nommées d'après le prototype de l'étoile δ de la constellation de Céphée.

Elles jouent un rôle très important comme étalons des échelles de distance dans l'Univers grâce à la relation période-luminosité qui les caractérise. Cette relation est unique car elle permet de relier une mesure de période (facile) à une mesure de luminosité absolue. Connaissant la luminosité apparente et la luminosité absolue, on remonte à la distance de la source. (source http://fr.wikipedia.org/Variable_céphéide et JPB)

CFHT : Canada-France-Hawaii Telescope

ddm : différence de marche

Fibre conventionnelle : Fibre à saut d'indice avec un cœur en silice dopé et une gaine faite de silice pure

Gemini : Gemini Northern Telescope

INSU : Institut National des Sciences de l'Univers

IOTA : Infrared Optical Telescopes Array

IRCOM : Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes

IRTF : NASA InfraRed Telescope Facility

Keck : W. M. Keck Observatory

LÀR : Ligne À Retard

LESIA : Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique

Microlentilles gravitationnelles : Effet d'optique provoqué par un objet massif qui "courbe" le trajet de la lumière venant d'une étoile située loin en arrière-plan lorsque l'étoile, l'objet et l'observateur sont alignés. L'image obtenue est celle d'un anneau. Le résultat net pour l'observateur est de voir une amplification de la lumière de l'étoile. Si l'alignement n'est pas parfait, la masse donne une image multiple (exemple : la croix d'Einstein).

Par ailleurs, l'effet de microlentille est devenu un outil puissant dans la recherche d'exoplanètes et de trous noirs. (source <http://www.neufchatel-en-bray.com/Francais/Astro/>)

Naine brune : Une naine brune n'est ni une planète, ni une étoile. C'est en quelque sorte une étoile ratée.

En raison de sa masse trop faible, la température et la pression en son cœur ne sont pas suffisantes pour démarrer ou maintenir les réactions de fusion nucléaire. Elle rayonne un peu de sa propre chaleur. Une naine brune peut, à une certaine époque, avoir réussi à démarrer des réactions de fusion, mais n'avoir jamais atteint un état stable et avoir fini par " s'éteindre " .

Les naines brunes ne sont pas facilement observables, elles n'émettent qu'un faible rayonnement dans l'infrarouge. C'est seulement depuis le milieu des années 1990 qu'on a pu prouver leur existence. (source http://fr.wikipedia.org/Naine_brune)

Noyaux actifs de galaxies (NAG) : En anglais, " Active Galaxy Nuclei (AGN)". Il existe de nombreuses galaxies dont le comportement sort de l'ordinaire. Ces galaxies se distinguent par la présence en leur centre d'une région minuscule, appelée le noyau, dans laquelle une énorme quantité d'énergie est produite par des processus non nucléaires. Ces entités ont été baptisées galaxies à noyau actif ou simplement galaxies actives. Le centre de ces galaxies est souvent assimilé à un trou noir supermassif : c'est une source d'énergie capable de fournir la puissance d'un millier de galaxies tout en étant localisée dans un espace à peine plus grand que le système solaire. (source http://www.astronomes.com/c5_galaxies/p531_noyauactif.html)

Objets stellaires jeunes : C'est une étoile en cours de formation au sein d'un nuage moléculaire avec un disque de gaz et de poussière qui accrete la matière du nuage vers l'étoile.

OCNL : Equipe Optique Cohérente et Non-Linéaire de l'IRCOM

OGI : Equipe Optique Guidée et Intégrée de l'IRCOM

ON : Ouverture Numérique

PCF : Photonic Crystal Fiber, *Fibres à Cristaux Photoniques*

PZT : Les PZT sont une famille de céramiques possédant de bonnes caractéristiques piézo-électriques. On la trouve souvent sous des formes variées allant du film mince au gel polymérisé, en passant par des poudres et des granules. C'est un mélange de titane, de zirconium et de plomb.

Subaru : Subaru Telescope

UH : University of Hawaii

UKIRT : United Kingdom InfraRed Telescope

VI : Virtual Instrument, *instrument virtuel LabVIEW*

VLTI : Very Large Telescope Interferometer

Bibliographie de l'auteur

Publications internationales dans des revues avec comité de lecture

- [Per 05] PERRIN G., WOILLEZ J., LAI O., GUERIN J., KOTANI T., WIZINOWICH P.L., LE MIGNANT D., HRYNEVYCH M., GATHRIGHT J., LENA P., CHAFFEE F., **VERGNOLE S.**, DELAGE L., REYNAUD F., ADAMSON A.J., BERTHOD C., BRIENT B., COLLIN C., CRETENET J., DAUNY F., DELEGLISE C., FEDOU P., GOELTZENLICHTER T., GUYON O., HULIN R., MARLOT C., MARTEAUD M., MELSE B.-T., NISHIKAWA J., REESS J.-M., RIDGWAY S.T., RIGAUT F., ROTH K., TOKUNAGA A.T. et ZIEGLER D. ; Towards kilometric arrays of telescopes in the near infrared, *Science*, soumis pour publication (septembre 2005).
- [Kot 05] KOTANI T., PERRIN G., **VERGNOLE S.**, et GUERIN J., Characterization of fluoride fibers for the 'OHANA project. *Applied Optics*, Vol 44, No 24, pp. 5029-5035, août 2005.
- [Ver 05a] **VERGNOLE S.**, KOTANI T., PERRIN G., DELAGE L. et REYNAUD F., Calibration of silica fibres for 'OHANA : temperature dependence of differential chromatic dispersion. *Optics Communications*, Vol. 251/1-3 pp. 115-123, juillet 2005.
- [Ver 05b] **VERGNOLE S.**, DELAGE L., REYNAUD F., LABONTÉ L., ROY P., MÉLIN G. et GASCA L., Test of Photonic Crystal Fiber in broadband interferometry. *Applied Optics*, Vol 44, No 13, pp. 2496-2500, mai 2005.
- [Ver 04a] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F., Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project. *Optics Communications*, Vol. 232/1-6, pp. 31-43, mars 2004.

Conférences internationales avec comité de lecture

- [Ver 04b] **VERGNOLE S.**, DELAGE L., REYNAUD F., LABONTÉ L., ROY P., MÉLIN G. et GASCA L., Using photonic crystal fiber in the frame of stellar interferometer. *in Proc. SPIE vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed., pp. 1416-1424, Glasgow, Royaume-Uni, juin 2004. *Affiche*.
- [Ver 04c] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F., Measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in a hectometric silica fiber interferometer in the frame of 'OHANA project. *in Proc. SPIE vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed., pp. 1406-1415, Glasgow, Royaume-Uni, juin 2004. *Affiche*.
- [PLW 04] PERRIN G., LAI O., WOILLEZ J., GUERIN J., KOTANI T., **VERGNOLE S.**, ADAMSON A. J., FTACLAS C., GUYON O., LENA P., NISHIKAWA J., REYNAUD F., ROTH K. C., RIDGWAY S. T., TOKUNAG A. T. et WIZINOWICH P. L., 'OHANA. *in Proc. SPIE vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed., pp. 391-404, Glasgow, Royaume-Uni, juin 2004. *Conférence invitée*.
- [Ver 05d] **VERGNOLE S.**, DELAGE L., REYNAUD F., MÉLIN G. et GASCA L., Closure phase with photonic crystal fibres for aperture synthesis. *Advanced Optical Imaging - Topical meeting of the EOS*, Londres, Royaume-Uni, 29 juin - 1^{er} juillet 2005. *Communication orale*.

Conférences nationales avec comité de lecture

- [Ver 03a] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F. Étude de la dispersion différentielle chromatique dans un interféromètre fibré hectométrique : projet OHANA. *Coloq8*, Toulouse, septembre 2003. *Affiche*.
- [Ver 03b] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F. Étude de la dispersion différentielle chromatique dans un interféromètre fibré hectométrique dans le cadre du projet OHANA. *JNOG*, Valence, novembre 2003. *Communication orale*.

Conférences nationales sans comité de lecture

- [Ver 05c] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F. Photonic Crystal Fiber in stellar interferometry. *Journées de la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique*, Strasbourg, 27 juin - 1^{er} juillet 2005. *Affiche*.

Séminaire

- [Ver 03c] **VERGNOLE S.**, DELAGE L., REYNAUD F., OLIVIER S., RIBIÈRE M. ; *L'interférométrie stellaire à l'IRCOM*. Séminaire au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, septembre 2005.

Rapport technique

- [Ver 03c] **VERGNOLE S.**, DELAGE L. et REYNAUD F. ; *Caractérisation des fibres 'OHANA J*. Rapport technique, novembre 2003.

Bibliographie

- [Ant 05] ANTONIUCCI S., PARESC F. et WITTKOWSKI M. VINCI-VLTI measurements of HR 4049 : The physical size of the circumbinary envelope. *A&A*, vol. 429, pp. L1–L4, January 2005.
- [Bal 86] BALDWIN J. E., HANIFF C. A., MACKAY C. D. et WARNER P. J. Closure phase in high-resolution optical imaging. *Nature*, vol. 320, pp. 595–597, 1986.
- [BHK 03] BERGER J., HAGUENAUER P., KERN P. Y., ROUSSELET-PERRAUT K., MALBET F., GLUCK S., LAGNY L., SCHANEN-DUPORE I., LAURENT E., DELBOULBE A., TATULLI E., TRAUB W. A., CARLETON N., MILLAN-GABET R., MONNIER J. D., PEDRETTI E. et RAGLAND S. An integrated-optics 3-way beam combiner for IOTA. *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 1099-1106 (2003).* pp. 1099–1106, February 2003.
- [Bir 97] BIRKS T. A., KNIGHT J. C. et RUSSELL P. S. J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, vol. 22, pp. 961–963, July 1997.
- [BMK 99] BIRKS T. A., MOGILEVTSEV D., KNIGHT J. C., RUSSELL P. S. J., J. BROENG, ROBERTS P. J., WEST J. A., ALLAN D. C. et FAJARDO J. C. The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres. *Optical Fiber Communication Conference*. OSA Technical Digest Series, 1999.
- [Bre 00] BRECHET F., MARCOU J., PAGNOUX D. et ROY P. Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method. *Optical Fiber Technology*, vol. 6, pp. 181–191, April 2000.
- [Bur 92] BURNETT J. G. et JONES J. D. C. Cutting optical fibers to equal lengths for broadband stellar interferometry. *Appl. Opt.*, vol. 31, pp. 2977–+, June 1992.
- [Bur 95] BURNETT J. G., GREENAWAY A. H., MCBRIDE R. et JONES J. D. C. Balancing optical path lengths in broadband fiber interferometers. *Appl. Opt.*, vol. 34, pp. 2194–2201, May 1995.
- [BVP 04] BROENG J., VIENNE G., PETERSSON A., SKOVGAARD P., FOLKENBERG J., NIELSEN M., JAKOBSEN C., SIMONSEN H. et MORTENSEN N. Air-clad photonic crystal fibers for high-power single-mode lasers. *Proc. SPIE vol 5335, Fiber Lasers : Technology, Systems, and Applications, L. N. Durvasula, ed.* pp. 192–201, June 2004.
- [CBM 03] COUDE DU FORESTO V., BORDE P. J., MERAND A., BAUDOUIN C., REMOND A., PERRIN G. S., RIDGWAY S. T., TEN BRUMMELAAR T. A. et MCALISTER H. A. FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array. *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 280-285 (2003).* pp. 280–285, February 2003.

- [Cha 04] CHAMPERT P. A., COUDERC V. et BARTHÉLÉMY A. Multi-watt, Continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source. *NonLinear Guided Waves and Their Applications*. mar 2004.
- [Cou 92] COUDÉ DU FORESTO V. et RIDGWAY S. T. Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers. *High-Resolution Imaging by Interferometry*. pp. 731–740, 1992.
- [Cou 95] COUDE DU FORESTO V., PERRIN G. et BOCCAS M. Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers. *A&A*, vol. 293, pp. 278–286, January 1995.
- [Del 98] DELAGE L. *Mise en œuvre et applications d'interféromètres stellaire à trois voies utilisant des fibres optiques unimodales*. Thèse de Doctorat : Université de Limoges, 1998.
- [Del 00a] DELAGE L. et REYNAUD F. Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer . *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 2, pp. 147–153, March 2000.
- [Del 00b] DELAGE L., REYNAUD F. et LANNES A. Laboratory Imaging Stellar Interferometer with Fiber Links. *Appl. Opt.*, vol. 39, pp. 6406–+, December 2000.
- [Del 01] DELAGE L. et REYNAUD F. Kilometric optical fiber interferometer. *Optics Express*, vol. 9, pp. 267–271, September 2001.
- [Did 96] DIDDAMS S. et DIELS J. Dispersion measurements with white-light interferometry. *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, vol. 13, pp. 1120–1129, June 1996.
- [Dye 97] DYER S. et CHRISTENSEN D. A. Dispersion effects in fiber optic interferometry. *Optical Engineering*, vol. 36, pp. 2440–2447, September 1997.
- [Fed 05] FEDELE D., WITTKOWSKI M., PARESCIE F., SCHOLZ M., WOOD P. R. et CIROI S. The K-band intensity profile of R Leonis probed by VLTI/VINCI. *A&A*, vol. 431, pp. 1019–1026, March 2005.
- [Fer 00] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J. J. et ANDRÉS P. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, vol. 25, pp. 790–792, June 2000.
- [Fer 01] FERRANDO A., SILVESTRE E., ANDRES P., MIRET J. J. et ANDRES M. V. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers. *Optics Express*, vol. 9, n°13, 2001.
- [Fiz 68] FIZEAU H. Prix bordin : rapport sur le concours de l'année 1867. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, vol. 66, pp. 932–934, 1868.
- [Fol 04] FOLKENBERG J. R., NIELSEN M. D., MORTENSEN N. A., JAKOBSEN C. et SIMONSEN H. R. Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber. *Optics Express*, vol. 12, n°5, pp. 956–960, May 2004.
- [Fro 81] FROEHLI C. Coherence and interferometry through optical fibers. *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*. Edité par H. ULRICH M. et EDS. KJÄR K. pp. 285–293, 1981.
- [Gam 79] GAMBLING W. A. Recent advances in optical fibre communications. *Radio and Electronic Engineer*, vol. 49, pp. 182–186, April 1979.
- [Glo 71] GLOGE D. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2252–2258, 1971.
- [Han 03] HANSEN K. P. Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber. *Optics Express*, vol. 11, n°13, 2003.

-
- [Hoc 79] HOCKER G. B. Fiber-optic sensing of pressure and temperature. *Appl. Opt.*, vol. 18, pp. 1445–1448, May 1979.
- [Hus 00] HUSS G., SIMOHAMED L. M. et REYNAUD F. An all guided two-beam stellar interferometer : preliminary experiment. *Optics Communications*, vol. 182, pp. 71–82, August 2000.
- [Hus 01] HUSS G. *Interferomètres stellaires réalisés à partir de composants d’optique guidée et intégrée*. Thèse de Doctorat : Université de Limoges, 2001.
- [Hus 03a] HUSS G., DELAGE L., LONGUETEAU E. et REYNAUD F. Characterization of the differential chromatic dispersion in a kilometric silica fiber stellar interferometer. *Interferometry for Optical Astronomy II. Proceedings of the SPIE, Volume 4838*. pp. 321–328, February 2003.
- [Hus 03b] HUSS G., LONGUETEAU E., DELAGE L. et REYNAUD F. Phase closure bias versus dispersion in a stellar interferometer. *Optics Communications*, vol. 216, pp. 329–334, February 2003.
- [Hus 05] HUSS G., LEPROUX P., REYNAUD F. et DOYA V. Spatial filtering efficiency of single-mode optical fibers for stellar interferometry applications : phenomenological and numerical study. *Optics Communications*, vol. 244, pp. 209–217, January 2005.
- [HZU 01] HOLZWARTH R., ZIMMERMANN M., UDEM T., HÄNSCH T. W., RUSSBÜLDT P., GÄBEL K., POPRAWE R., KNIGHT J. C., WADSWORTH W. J. et RUSSELL P. S. J. White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr :LiSAF laser. *Optics Letters*, vol. 26, pp. 1376–1378, September 2001.
- [Jen 61] JENNISON R. C. The michelson stellar interferometer : A phase sensitive of the optical instrument. *Proceedings of the Physical Society*. vol. 78, pp. 596–599, 1961.
- [Ker 00] KERVELLA P., COUDE DU FORESTO V., GLINDEMANN A. et HOFMANN R. VINCI : the VLT Interferometer commissioning instrument. *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 31-42, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds*. pp. 31–42, July 2000.
- [Kni 96] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. S. J. et ATKIN D. M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, vol. 21, pp. 1547–1549, October 1996.
- [Kni 98] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., CREGAN R. F., RUSSELL P. S. J. et DE SANDRO J.-P. Large mode area photonic crystal fiber. *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1347–1348, June 1998.
- [KNS 03] KOTANI T., NISHIKAWA J., SATO K., YOSHIZAWA M., OHISHI N., FUKUSHIMA T., TORII Y., MATSUDA K., KUBO K., IWASHITA H. et SUZUKI S. Long-baseline optical fiber interferometer instruments and science. *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by . Proceedings of the SPIE, Volume 4838*. pp. 1370–1377, February 2003.
- [Kot 05] KOTANI T., PERRIN G., VERGNOLE S. et GUERIN J. Characterization of fluoride fibers for the OHANA project. *Appl. Opt.*, 2005.
- [Lab 75] LABEYRIE A. Interference fringes obtained on vega with two optical telescopes. *Astrophysical Journal*, vol. 196, pp. L71–L75, 1975.
- [Lab 03] LABONTE L., PAGNOUX D., ROY P., PEYRILLOUX A., MÉLIN G., REJEAUNIER X., FLEUREAU A. et LEMPEREUR S. Évaluation expérimentale de la biréfringence des fibres optiques microstructurées air/silice. *Journées Nationales de l’Optique Guidée*. pp. 467–469, November 2003.

- [LAB 04] LEISAWITZ D. T., ALLEN R. J., BAKER C. L., BENFORD D. J., BOMBARDELLI C., DIPIRRO M. J., EHRENFREUND P., EVANS N. J., HARWIT M., HYDE T. T., LABEYRIE A., LEITNER J. A., LIU A., LORENZINI E. C., LYON R. G., MARTINO A. J., MATHER J. C., MENTEN K. M., MOSELEY S. H. J., MUNDY L. G., NAKAGAWA T., OLLENDORF S., PEARSON J., QUINN D. A., RINEHART S. A., ROMAN J., SATYAPAL S., SILVERBERG R. F., STAHL H. P., SWAIN M. R., SWANSON T. D., TRAUB W. A., WRIGHT E. L. et YORKE H. W. A SPECS update : engineering and technology requirements for a space-based far-IR imaging interferometer. *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.212.* pp. 212–226, October 2004.
- [Lag 81] LAGAKOS N., BUCARO J. A. et JARZYNSKI J. Temperature-induced optical phase shifts in fibers. *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 2305–2308, July 1981.
- [Law 96] LAWSON P. R. Bandwidth limitations and dispersion in optical stellar interferometry. *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 5122–5124, September 1996.
- [Law 04] LAWSON P. R. *Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry*, vol. MS 139. Brian J. Thompson, General Editor, SPIE Milestone Series, 2004.
- [Lec 92] LECOY PIERRE. *Télécommunications optiques*. Hermes, 1992.
- [Lee 02] LEE B. H., EOM J. B., KIM J., MOON D. S., PAEK U. et YANG G. Photonic crystal fiber coupler. *Optics Letters*, vol. 27, pp. 812–814, May 2002.
- [Lev 96] LEVEQUE S., KOEHLER B. et VON DER LUHE O. Longitudinal Dispersion Compensation for the Very Large Telescope Interferometer. *Ap&SS*, vol. 239, pp. 305–314, 1996.
- [Lon 02] LONGUETEAU M. *Synthèse d'Ouverture à trois télescopes : Étude et Caractérisation des Sources d'Erreurs sur les Données Interférométriques*. Thèse de Doctorat : Université de Limoges, 2002.
- [LRB 03] LAI O., RIDGWAY S. T., BERGER J., DOUGADOS C., COUDE DU FORESTO V., GUYON O., LACHAUME R., MAGNIER E., MALBET F., MENARD F., MOURARD D., PERRIN G. S., SOL H., WARREN S. et WOILLET J. OHANA : representative science objectives. *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838.* pp. 1410–1423, February 2003.
- [Mal 63] MALITSON I. H. A Redetermination of Some Optical Properties of Calcium Fluoride. *Applied Optics*, vol. 2, pp. 1103–1107, November 1963.
- [Mal 65] MALITSON I. H. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, pp. 1205–1210, October 1965.
- [Mar 96] MARIOTTI J.-M., COUDE DU FORESTO V., PERRIN G., ZHAO P. et LENA P. Interferometric connection of large ground-based telescopes. *A&AS*, vol. 116, pp. 381–393, April 1996.
- [Mic 91] MICHELSON A. A. Measurement of jupiter's satellites by interference. *Nature*, vol. 45, pp. 160–161, 1891.
- [Mic 21] MICHELSON A. A. et PEASE F. G. Measurement of the diameter of α orionis with the interferometer. *Astrophysical Journal*, vol. 53, pp. 249–259, 1921.
- [MTS 04] MONNIER J. D., TRAUB W. A., SCHLOERB F. P., MILLAN-GABET R., BERGER J.-P., PEDRETTI E., CARLETON N. P., KRAUS S., LACASSE M. G., BREWER M.,

-
- RAGLAND S., AHEARN A., COLDWELL C., HAGUENAUER P., KERN P., LABEYE P., LAGNY L., MALBET F., MALIN D., MAYMOUNKOV P., MOREL S., PAPALIOLOS C., PERRAUT K., PEARLMAN M., PORRO I. L., SCHANEN I., SOUCCAR K., TORRES G. et WALLACE G. First Results with the IOTA3 Imaging Interferometer : The Spectroscopic Binaries λ Virginis and WR 140. *ApJ*, vol. 602, pp. L57–L60, February 2004.
- [Nie 04a] NIELSEN M. D., JACOBSEN C., MORTENSEN N. A., FOLKENBERG J. R. et SIMONSEN H. R. Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties. *Optics Express*, vol. 12, n°7, July 2004.
- [Nie 04b] NIELSEN M. D., MORTENSEN N. A., ALBERTSEN M., FOLKENBERG J. R., BJARK-LEV A. et BONACINNI D. Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers. *Optics Express*, vol. 12, n°8, August 2004.
- [Oli 05] OLIVIER S., DELAGE L., REYNAUD F., RUILIER C., LEONE B., COLLOMB V., SCHANEN I. et TROUILLON M. The mafl experiment : an all-guided interferometer with integrated optics. *Journées de la Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique*. juin 2005.
- [Ort 00] ORTIGOSA-BLANCH A., KNIGHT J. C., WADSWORTH W. J., ARRIAGA J., MANGAN B. J., BIRKS T. A. et RUSSELL P. S. J. Highly birefringent photonic crystal fibers. *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1325–1327, September 2000.
- [Owe 67] OWENS J. C. Optical Refractive Index of Air : Dependence on Pressure, Temperature and Composition. *Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 51–59, 1967.
- [Per 91] PEREZ J. P. *Optique géométrique, ondulatoire et polarisation*. MASSON, 3ème édition éditions, 1991.
- [Per 04] PERRIN G., RIDGWAY S. T., COUDÉ DU FORESTO V., MENNESSON B., TRAUB W. A. et LACASSE M. G. Interferometric observations of the supergiant stars α Orionis and α Herculis with FLUOR at IOTA. *A&A*, vol. 418, pp. 675–685, May 2004.
- [Pey 03] PEYRILLOUX A., PAGNOUX D. et REYNAUD F. Evaluation of photonic crystal fiber potential for fiber linked version of stellar interferometers. *Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838*. pp. 1334–1340, February 2003.
- [PLW 04] PERRIN G., LAI O., WOILLEZ J., GUERIN J., KOTANI T., VERGNOLE S., ADAMSON A. J., FTACLAS C., GUYON O., LENA P. J., NISHIKAWA J., REYNAUD F., ROTH K. C., RIDGWAY S. T., TOKUNAGA A. T. et WIZINOWICH P. L. ’OHANA. *Proc. SPIE vol 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, W. A. Traub, ed.* pp. 391–404, June 2004.
- [Ree 02] REEVES W. H., KNIGHT J. C., RUSSELL P. S. J. et ROBERTS P. J. Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Express*, vol. 10, n°14, January 2002.
- [Rey 93] REYNAUD F. et DELAIRE E. Linear optical path modulation with $\lambda/200$ accuracy using a fiber stretcher. *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1718–1719, September 1993.
- [Rey 94] REYNAUD F., ALLEMAN J. J. et LAGORCEIX H. Interferometric fiber arms for stellar interferometry. *Proc. SPIE Vol. 2209, Space Optics 1994 : Earth Observation and Astronomy, M. G. Cerutti-Maori; Philippe Roussel; Eds.* pp. 431–435, September 1994.

- [Rey 96] REYNAUD F. et LAGORCEIX H. Stabilization and control of a fiber array for the coherent transport of beams in a stellar interferometer. *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*. Edité par KERN P. et MALBET F. pp. 249–+, 1996.
- [Rog 68] ROGSTAD D. H. A Technique for Measuring Visibility Phase with an Optical Interferometer in the Presence of Atmospheric Seeing. *Appl. Opt.*, vol. 7, pp. 585–588, April 1968.
- [Sag 03] SAGNE J. *Étude Expérimentale d’Antennes Synthétiques utilisant des Fibres en Silice* :
 - *Stabilisation d’un Réseau d’Antennes en Réception.*
 - *Contrôle Interférométrique du Pointé d’un Système en Émission.*
 . Thèse de Doctorat : Université de Limoges, 2003.
- [Sha 81] SHANG H. Chromatic dispersion measurement by white light interferometry on meter-length single-mode optical fiber (A). *Optical Society of America Journal*, vol. 71, pp. 1587–+, 1981.
- [Sha 87] SHAKLAN S. B. et RODDIER F. Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer. *Appl. Opt.*, vol. 26, pp. 2159–2163, June 1987.
- [Sha 88] SHAKLAN S. et RODDIER F. Coupling starlight into single-mode fiber optics. *Appl. Opt.*, vol. 27, pp. 2334–2338, June 1988.
- [Sim 97] SIMOHAMED L. M. et REYNAUD F. A 2 M stroke optical fibre delay line. *Pure Applied Optics*, vol. 6, pp. L37–L41, July 1997.
- [Sim 99a] SIMOHAMED L. M. *Lignes à retard métrique utilisant l’étirement de fibres optiques en silice. Application à l’interférométrie stellaire*. Thèse de Doctorat : Université de Limoges, 1999.
- [Sim 99b] SIMOHAMED L. M., AUGUSTE J. L., RIOUBLANC J., BLONDY J. M. et REYNAUD F. Analysis of Chromatic Dispersion Variation in Optical Fiber under Large Stretching. *Optical Fiber Technology*, vol. 5, pp. 403–411, October 1999.
- [Sim 99c] SIMOHAMED L. M., DELAGE L. et REYNAUD F. Polarization control in a large-stroke optical fiber delay line. *Optics Letters*, vol. 24, pp. 95–97, January 1999.
- [Sim 99d] SIMOHAMED L. M. et REYNAUD F. Characterisation of the dispersion evolution versus stretching in a large stroke optical fibre delay line. *Optics Communications*, vol. 159, pp. 118–+, January 1999.
- [SNY 00] SATO K., NISHIKAWA J., YOSHIKAWA M., FUKUSHIMA T., TORII Y., MATSUDA K., KUBO K., IWASHITA H., SUZUKI S. et SAINT-JACQUES D. Experiments with the fiber-connected interferometer for the MIRA project. *Proc. SPIE Vol. 4006, p. 1102-1106, Interferometry in Optical Astronomy, Pierre J. Lena; Andreas Quirrenbach; Eds.* pp. 1102–1106, July 2000.
- [Sté 73] STÉPHAN E. Extrait d’une lettre de m. stéphan à m. fizeau. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l’Académie des Sciences*, vol. 76, pp. 1008–1010, 1873.
- [Sté 74] STÉPHAN E. Sur l’extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l’Académie des Sciences*, vol. 78, pp. 1008–1012, 1874.
- [Suz 01] SUZUKI K., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M. et FUJITA M. Optical properties of low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Optics Express*, vol. 9, n°13, pp. 676–680, 2001.

-
- [Tan 90] TANGO W. J. Dispersion in stellar interferometry. *Appl. Opt.*, vol. 29, pp. 516–521, February 1990.
 - [Tat 80] TATEDA M., TANAKA S. et SUGAWARA Y. Thermal characteristics of phase shift in jacketed optical fibers. *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 770–773, March 1980.
 - [Thu 01] THUREAU N. Compensation of longitudinal dispersion for the GI2T-REGAIN optical interferometer. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 3, pp. 440–445, November 2001.
 - [Toy 83] TOYODA T. et YABE M. The temperature dependence of the refractive indices of fused silica and crystal quartz . *Journal of Physics D Applied Physics*, vol. 16, pp. L97–L100, May 1983.
 - [Ver 02] VERGNOLE S. *Mise en æ d’un interféromètre stellaire à 2 voies : tests à l’Observatoire de la Côte d’Azur*. Rapport technique, IRCOM, 2002.
 - [Ver 04a] VERGNOLE S., DELAGE L. et REYNAUD F. Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of ‘OHANA project. *Optics Communications*, vol. 232, March 2004.
 - [Ver 04b] VERGNOLE S., DELAGE L. et REYNAUD F. Measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of ‘OHANA project. *Proc. SPIE vol 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed. pp. 1406–1415, 2004.
 - [Ver 04c] VERGNOLE S., DELAGE L., REYNAUD F., LABONTÉ L., ROY P., MÉLIN G. et GASCA L. Using Photonic Crystal Fibre in the frame of stellar interferometer. *Proc. SPIE vol 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed. pp. 1416–1424, 2004.
 - [Ver 05a] VERGNOLE S., DELAGE L. et REYNAUD F. Calibration of silica fibers for the Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy (‘OHANA) : temperature dependence of differential chromatic dispersion. *Optics Communications*, vol. 251, July 2005.
 - [Ver 05b] VERGNOLE S., DELAGE L. et REYNAUD F. Photonic crystal fiber in stellar interferometry. *Journées de la Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique*. Strasbourg, 2005.
 - [Ver 05c] VERGNOLE S., DELAGE L., REYNAUD F., LABONTÉ L., ROY P., MÉLIN G. et GASCA L. Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry. *Applied Optics*, vol. 44, pp. 2496–2500, May 2005.
 - [Ver 05d] VERGNOLE S., DELAGE L., REYNAUD F., MÉLIN G. et GASCA L. Closure phase with photonic crystal fibres for aperture synthesis. *Advanced Optical Imaging - Topical Meeting of the EOS*. Londres, 2005.
 - [Wan 03] WANG Y., ZHAO Y., NELSON J. S., CHEN Z. et WINDELER R. S. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber. *Optics Letters*, vol. 28, pp. 182–184, February 2003.
 - [Woi 03] WOILLEZ J. *Les Noyaux Actifs de Galaxies en interférométrie optique à très longue base. Projet ‘OHANA*. Thèse de Doctorat : Université de Paris XI Orsay, 2003.
 - [WPG 04] WOILLEZ J., PERRIN G. S., GUERIN J., LAI O., REYNAUD F., WIZINOWICH P. L., NEYMAN C., LE MIGNANT D., ROTH K. C. et WHITE J. ‘OHANA phase I. Adaptive optics and single mode fibers coupling. *Proc. SPIE vol 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry*, W. A. Traub, ed. pp. 1425–1434, June 2004.

- [Yam 03] YAMAMOTO T., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M. et YAMAGUCHI S. I. Supercontinuum generation at $1.55\ \mu\text{m}$ in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber. *Optics Express*, vol. 11, n°13, pp. 1537–1540, 2003.

Résumé

L'imagerie haute résolution a atteint une grande maturité ces dernières années et donne lieu aujourd'hui à de nombreuses publications scientifiques. Deux techniques sont utilisées : l'optique adaptative et la synthèse d'ouverture. Cette dernière technique est au point pour des bases de l'ordre de la centaine de mètres. Mais de nouvelles avancées sont encore possibles notamment en se tournant vers des instruments à très grandes bases et/ou utilisant de nouveaux guides optiques. Par ailleurs, le domaine de l'astronomie imposant de travailler avec de larges bandes spectrales pour collecter plus de lumière, la mise au point d'interféromètres large bande se révèle indispensable. Ce manuscrit présente le développement d'instruments fibrés et leur caractérisation sur de larges domaines spectraux.

Après une première partie consacrée à quelques rappels théoriques, le deuxième volet de ce document est consacré à l'étude des fibres optiques en silice pour le projet 'OHANA. Ce projet, piloté par l'Observatoire de Meudon, vise à relier de manière cohérente les télescopes du Mauna Kea à Hawaï à l'aide des fibres optiques. La dispersion chromatique différentielle des fibres destinées à relier le CFHT et Gemini, d'une longueur de 300 m, a été caractérisée ce qui a permis de la minimiser. Une étude de l'évolution de cette dispersion a également été menée en tenant compte des variations différentielles de température. Des solutions utilisant une ligne à retard fibrée ou des lames de CaF_2 ont été proposées et réalisées pour compenser la dispersion supplémentaire occasionnée par ces variations des contraintes thermiques. La troisième partie est dédiée à l'étude des propriétés des fibres à cristaux photoniques (PCFs) pour l'interférométrie large bande. Deux interféromètres respectivement à deux et trois voies ont été mis en œuvre dans le but de tester les propriétés des PCFs. Il a été montré que les fibres microstructurées utilisées avaient la capacité de propager la lumière de façon cohérente sur une très large bande spectrale, allant typiquement de 670 nm et 1550 nm, ce qui n'est pas possible en utilisant des fibres en silice "conventionnelles". Enfin, des mesures de clôture de phase ont été réalisées et font apparaître que ces PCFs n'apportent pas de biais sur ces mesures.

Mots-clés : Fibres Optiques, Imagerie Haute Résolution, Fibres à Cristaux Photoniques, Dispersion chromatique.

Abstract

New wide band interferometers for high resolution imaging : hectometric fiber interferometer ; use of Photonic Crystal Fibers

High resolution imaging has reached a high reliability and currently gives a lot of scientific results. Nowadays, we may develop this technique by using very long baselines and/or new optical waveguides. Moreover, astronomers are working with wide band spectra to get more light. Thus, the study of wide band interferometers is essential. This manuscript reports the development and the characterization of wide band fiber interferometers.

The first part deals with some theoretical notions. The second part is dedicated to the study of silica optical fibers in the frame of the 'OHANA project. The aim of this project driven by Paris Observatory is to coherently link the telescopes of the Mauna Kea in Hawaii thanks to optical fibers. The differential chromatic dispersion of the 300-m long fibers dedicated to link CFHT and Gemini telescopes has been characterized and minimized. The effect of the temperature variation has been also studied. Solutions using an optical fiber delay line or CaF_2 glasses plates have been proposed and implemented to compensate the additional chromatic dispersion due to temperature effects. The last part of this manuscript is devoted to the study of Photonic Crystal Fibers (PCFs) for wide band interferometry. A two-beam and a three-beam interferometers have been implemented to test the properties of PCFs. It has been shown that the microstructured fibers used in our experiment are able to coherently propagate light over a wide spectral domain from 670 nm to 1550 nm. This wide domain is impossible to reach with "conventional" fibers. At last, closure phase measurements have been carried out showing that these PCFs do not bring additional defects on these measurements.

Keywords: Optical fibers, High Resolution Imaging, Photonic Crystal Fibers, Chromatic dispersion.