



N° d'ordre : 5518

École Doctorale Mathématiques, Sciences de
l'Information et de l'Ingénieur

ULP – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I
Discipline : Electronique, Electrotechnique et Automatique
(Spécialité Photonique)

par

Luc Perret

**Conception et optimisation d'un télémètre laser multi-
cibles à balayage de longueur d'onde.**

Soutenue publiquement le 23 novembre 2007

Membres du jury

- Directeur de thèse :* M. Ayoub Chakari, Maître de Conférence – HDR, ENSPS
- Rapporteur interne :* M. Joël Fontaine, Professeur, INSA de Strasbourg
- Rapporteur externe :* M. Yasser Alayli, Professeur, Université de Versailles – Saint Quentin
- Rapporteur externe :* M. Yves Salvadé, Professeur, Haute Ecole Arc - Ingénierie
- Examineur (encadrant) :* M. Pierre Pfeiffer, Maître de Conférence, ENSPS

Remerciements

Mes premiers remerciements sont pour Ayoub Chakari, mon directeur de thèse, pour ses conseils et ses encouragements, et Pierre Pfeiffer mon encadrant, envers qui je suis très reconnaissant pour la confiance qu'il m'a témoigné tout au long de la thèse et pour sa disponibilité et son implication.

Je remercie également MM. Yasser Alayli, Yves Salvadé et Joël Fontaine de me faire l'honneur de participer à mon jury de thèse en tant que rapporteurs.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance aux membres du Laboratoire des Systèmes Photoniques, doctorants, post-doctorants et permanents pour leur accueil et leur soutien au quotidien. En particulier, je remercie Yoshitake Takakura pour sa disponibilité et ses nombreux conseils, ainsi que Thierry Engel et les membres de l'INSA qui m'ont accueilli pour des vacances. Enfin, je salue Bertrand Pécheux et Rabah Mokdad, mes prédécesseurs sur ce projet, pour leur travail et les conseils qu'ils ont pu me donner lors de nos quelques rencontres.

Cette thèse a été financée par une bourse de recherche du Conseil Régional d'Alsace.

Résumé

Cette thèse se situe dans la lignée d'un projet de télémètre à balayage de longueur d'onde de grande précision sur une grande plage de distances, et capable de mesurer simultanément deux cibles, voire plus, avec la même performance. Les objectifs de cette thèse étaient l'amélioration de la résolution pour atteindre une Incertitude Relative à 1σ de 10^{-6} , puis le test du système avec deux cibles simultanées dans diverses configurations, notamment pour déterminer la séparabilité.

Les limitations possibles sur la résolution finale d'un tel système sont principalement les turbulences et vibrations sur la différence de marche (ddm) cible au cours d'une mesure, ainsi que le choix du traitement, pour la résolution ; la stabilité thermique et la dispersion dans l'interféromètre de référence pour la précision et la répétabilité.

L'interféromètre de référence est un Mach-Zehnder avec deux fibres optiques dont les revêtements ont un comportement thermique différent (acrylate et cuivre). Le Mach-Zehnder athermal réalisé présente une ddm de 1m et une variation relative de l'ordre de quelques 10^{-7} par degré sur une plage de 10 à 40°C, soit un gain d'un facteur 30 par rapport à un Mach-Zehnder entièrement en fibre à revêtement en acrylate.

L'analyse du balayage en longueur d'onde a fait apparaître la présence de non-linéarités d'amplitude assez importante mais quasi – périodiques, que nous avons simulé par une somme de sinusoïdes. Nous avons souligné ainsi l'importance de plusieurs paramètres pour un traitement par Transformée de Fourier (TTF), comme la largeur du filtre fréquentiel, l'amplitude et la fréquence des non-linéarités, et la ddm de référence.

Expérimentalement, nous avons pu obtenir des Incertitudes Relatives à 1σ de l'ordre de 10^{-6} pour des distances de 1 à 20m, pour une ou deux cibles simultanées, par TTF. Cependant les non-linéarités limitent sérieusement la séparabilité de deux cibles avec ce traitement. Un échantillonnage non-uniforme sur les passages à zéro du signal référence permet de décorréler les spectres de deux cibles séparées de 1mm, avec une Incertitude Relative à 1σ de l'ordre de 10^{-6} par TTF, c'est-à-dire sans dégradation de la résolution pour chaque distance. Il permet aussi d'améliorer la résolution d'une méthode paramétrique autorégressive, mais celle-ci reste inférieure à la TTF. En contrepartie, il limite les distances mesurables en fonction de la différence de marche du Mach-Zehnder de référence.

Mots-clés : métrologie des distances absolues, interférométrie, laser accordable, analyse de franges, fibres optiques, compensation thermique.

Title: Conception and optimization of a multi-target wavelength-sweeping laser range finder.

Abstract

This thesis is inserted in the project of a multi-target range finder using a wavelength sweeping laser source, able to measure simultaneous targets on a wide range of distances with a high accuracy. The goals of this work were to reach a Relative Uncertainty at 1σ of 10^{-6} and to adapt the system in a two-target configuration, particularly to test its separability.

The possible limitations on the final resolution of such a system are mainly the turbulences and vibrations on the target Optical Path Difference (OPD) during one measurement, and the choice of the signal processing, concerning the resolution; the thermal stability and the dispersion in the reference interferometer concerning the accuracy and repeatability.

The reference interferometer is a Mach-Zehnder with two optical fibers whose coatings have a different thermal behaviour (acrylate and copper). The athermal Mach-Zehnder that we realised presents an OPD of 1m and a relative variation of the order of some 10^{-7} per degree on a 10 to 40°C range, that is, a gain of a factor 30 compared to a Mach-Zehnder entirely in acrylate-coated fiber.

The analysis of the wavelength scanning showed the presence of nonlinearities with a quite important amplitude but quasi – periodical, that we simulated by a sum of sinusoids. Thus we underlined the importance of several parameters for a Fourier Transform technique (FTT), such as the frequency filter width, the nonlinearities amplitude and frequency, and the reference OPD.

Experimentally, we obtained Relative Uncertainties at 1σ of the order of 10^{-6} for distances between 1 and 20m, for one or two simultaneous targets, with the FTT. However, the nonlinearities seriously limit the separability of two targets with this processing. A non-uniform sampling on the zero crossings of the reference signal allows the decorrelation of the spectra with the FTT for two targets separated by 1mm, with a Relative Uncertainty at 1σ of the order of 10^{-6} , which means without degradation of the resolution for each distance. It allows too the improvement of the resolution of an autoregressive parametric method, but this one stays inferior to the FTT. On the other hand, it limits the measurable distances as a function of the reference Mach-Zehnder OPD.

Keywords: absolute distance metrology, interferometry, tunable laser, fringe analysis, optical fibers, thermal compensation.

Contacts

Adresse du Laboratoire des Systèmes Photoniques :

Laboratoire des Systèmes Photoniques
Pôle API – ENSPS
Boulevard Sébastien Brant
BP10413
67412 ILLKIRCH – GRAFFENSTADEN Cedex

Téléphone et courriel (LSP) :

Luc Perret :	03 90 24 46 00 luc.perret@ensps.u-strasbg.fr
Ayoub Chakari :	03 90 24 46 32 ayoub.chakari@ensps.u-strasbg.fr
Pierre Pfeiffer :	03 90 24 46 30 pierre.pfeiffer@ensps.u-strasbg.fr

Table des matières

Remerciements.....	3
Résumé.....	4
Title and Abstract.....	5
Contacts.....	6
Table des matières.....	7
Liste des figures.....	9
Liste des tableaux.....	14
Introduction générale.....	15
Chapitre 1	
Mesure de distances absolues simultanées par balayage de longueur d'onde.....	17
1.1 Principe de l'interférométrie pour les distances absolues.....	18
1.1.1 Interférométrie classique.....	18
1.1.2 Interférométrie à balayage de longueur d'onde.....	22
1.1.3 Sources et amplification d'erreurs.....	23
1.2 Choix technologiques.....	24
1.2.1 Principe des Diodes Lasers.....	25
1.2.2 Diodes Lasers à Cavité Externe.....	29
1.2.2.1 Cavités miroir-réseau et Fabry-Pérot.....	30
1.2.2.2 Performances de la source utilisée.....	33
1.2.3 Interféromètre de référence fibré.....	35
1.2.3.1 Choix et réalisation d'un Mach-Zehnder fibré.....	35
1.2.3.2 Stabilité de la ddm.....	36
1.2.4 Interféromètre objet.....	38
1.3 Traitement du signal pour les cibles multiples.....	40
1.3.1 Cas du comptage de franges.....	41
1.3.2 Méthode paramétrique autorégressive (AR).....	41
1.3.2.1 Choix du modèle.....	41
1.3.2.1 Algorithmes de calcul des paramètres.....	43
1.3.2.3 Extraction des fréquences et résultats expérimentaux.....	45
1.3.3 Technique de Transformée de Fourier (TTF).....	46
1.3.3.1 Algorithme.....	47
1.3.3.2 Performances.....	48
Chapitre 2	
Optimisation de l'interféromètre de référence.....	51
2.1 Principales caractéristiques des fibres optiques.....	52
2.2 Influence de la dispersion chromatique.....	54
2.3 Approfondissement de la relation chemin optique – température.....	55
2.4 Réalisation d'un nouveau Mach-Zehnder athermal.....	58

Chapitre 3

Etude de l'influence des non-linéarités de balayage.....	63
--	----

3.1 Analyse et modélisation des non-linéarités de balayage.....	64
3.1.1 Analyse de la taille des franges.....	64
3.1.2 Analyse fréquentielle de la fréquence de battement instantanée.....	66
3.1.3 Modélisation des balayages expérimentaux.....	68
3.2 Simulation d'un balayage linéaire.....	71
3.2.1 Cas d'un balayage linéaire « en fréquence ».....	71
3.2.1.1 Filtre automatique.....	71
3.2.1.2 Filtre manuel.....	74
3.2.2 Balayage sans approximation.....	76
3.2.3 Influence d'un bruit blanc.....	78
3.3 Non-linéarité sinusoïdale optimale en terme de résolution et de précision.....	80
3.3.1 Influence des paramètres de modulation du balayage par une sinusoïde.....	80
3.3.2 Simulation en présence de bruits.....	87
3.3.2.1 Comparaisons pour un bruit blanc.....	87
3.3.2.2 Source de bruits.....	90
3.4 Séparabilité de cibles multiples et échantillonnage non-uniforme.....	93
3.4.1 Influence des non-linéarités sur la séparabilité de deux cibles.....	93
3.4.2 Linéarisation par (ré-) échantillonnage non-uniforme (ENU).....	95
3.4.3 Discussion des performances de l'ENU.....	98

Chapitre 4

Optimisation d'un télémètre absolu multi-cibles.....	101
--	-----

4.1 Augmentation de la vitesse de balayage.....	102
4.2 Critères sur le choix du traitement.....	103
4.3 Performances atteintes.....	105
4.4 Perspectives.....	107

Conclusion générale.....	109
--------------------------	-----

Bibliographie.....	111
--------------------	-----

Liste des acronymes.....	116
--------------------------	-----

Liste des Figures

- Figure 1.1 : Schéma d'un interféromètre de Michelson ; D distances géométriques, CS : cube séparateur, M : miroirs.
p.18
- Figure 1.2 : Schéma équivalent d'un interféromètre (repliement) à gauche ; à droite, variation de l'intensité dans l'axe selon L_i .
p.20
- Figure 1.3 : Schéma d'une diode laser à double hétérojonction ; la cavité lasante est en gris, la forme particulière de l'armature + « oxide stripe » permet de réduire la dimension transverse de la zone de gain et donc favorise le mode longitudinal fondamental (en direction du lecteur).
p.26
- Figure 1.4 : (a) Longueur d'onde d'émission laser en fonction du décalage en longueur d'onde du maximum de gain. (b) Position sur l'axe des longueurs d'onde du mode principal pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_g$ données sur (a). La longueur d'onde émise varie discrètement selon le mode sélectionné.
p.28
- Figure 1.5 : Longueur d'onde du mode principal en fonction du décalage du spectre des modes longitudinaux. (b) Position du spectre d'émission laser pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_p$ données sur (a). On a un balayage linéaire dans le sens croissant sur l'intervalle ISL.
p.29
- Figure 1.6 : Schéma de principe d'une diode laser à cavité externe en configuration Littrow.
p.30
- Figure 1.7 : Schéma général de la diode laser à cavité externe continûment syntonisable de Pécheux. TP transducteur piézoélectrique, P pivot de rotation, DL diode laser, AR traitement antireflet, L lentille de collimation, $\lambda/2$ lame demi-onde, M miroir externe mobile, R réseau de diffraction, IO isolateur optique, C_oF collimateur fibré et FO fibre optique de sortie.
p.32
- Figure 1.8 : Schéma d'une diode VCSEL en configuration Fabry-Pérot.
p.33
- Figure 1.9 : Photographie du prototype de la diode laser à cavité externe miroir – réseau continûment syntonisable.
p.34
- Figure 1.10 : Schéma du Mach-Zehnder et des coupleurs ; PD_{réf} : détecteur à photodiode, C : connexion (comportant deux connecteurs FC-APC), Gel d'indice adapté : glycérine, CF : coupleur fibré, SLA : source laser accordable.
p.36
- Figure 1.11 : Schéma multi-cibles ; PD: photodiode, ISO: isolateur optique, RR: rétroreflécteur, CS: cube séparateur.
p.39
- Figure 1.12 : Schéma bloc du modèle ARMA.
p.42
- Figure 1.13 : Schéma de principe du filtrage des pics des fréquences de battement dans le cas multi-cibles.
p.48
- Figure 2.1 : Coupe d'une fibre optique SMF-28 ; du centre à l'extérieur, le cœur (diam. 8,2 μ m), la gaine (125 μ m), le revêtement souple (190 μ m) et le revêtement rigide (245 μ m).
p.52
- Figure 2.2 : Photo de l'interféromètre de référence compensé par une fibre optique à revêtement en acrylate et une autre à revêtement en cuivre.
p.53

- Figure 2.3 : Dérive des rapports de fréquence (Mach-Zehnder en chambre climatique/Michelson à 2m) de l'interféromètre AA « témoin » et du AC ; 4 mesures de 2^{17} échantillons par température (étoiles) et régression linéaire (droite) sur les moyennes des rapports (cercles).
p.56
- Figure 2.4 : Photo de la disposition des interféromètres de référence et des thermorésistances dans la chambre climatique.
p.57
- Figure 2.5 : Comparaison entre une expérience et la simulation de l'amélioration suivante. Les rapports à $T=10^{\circ}\text{C}$ sont ramenés à 0 pour une meilleure lecture.
p.59
- Figure 2.6 : Dérive thermique minimale, pour un Michelson à 2m et un Mach-Zehnder athermal avec une fibre à revêtement en acrylate de 1,259m et à revêtement en cuivre de 2,252m placé en chambre climatique ; 4 mesures de 2^{17} échantillons par température (étoiles) et régression linéaire (droite) sur les moyennes des rapports (cercles).
p.60
- Figure 2.7 : Longueurs des fibres à revêtement en cuivre (cercles) et en acrylate (carrés) selon la ddm (avec $n(1550\text{nm})=1,44895$) pour un Mach-Zehnder athermal.
p.61
- Figure 3.1 : Mesure de la taille des franges à 10nm/s, avec interpolation de 4 points par échantillon.
p.64
- Figure 3.2 : Reconstruction des vitesses instantanées expérimentales à 0,5nm/s (a), 5nm/s (b) et 10nm/s (c).
p.66
- Figure 3.3 : Exemple de spectre expérimentaux à une distance objet $\sim 2,2\text{m}$ et ddm référence $\sim 11,6\text{m}$ pour (a) : 10nm/s, (b) : 20nm/s et (c) : 40nm/s, avec la fenêtre de Hanning appliquée (ligne) et les bornes au dixième du maximum (cercles).
p.68
- Figure 3.4 : Fréquences de battement instantanées expérimentales (lignes bleues) et simulées (pointillés rouges) pour (a) : 10nm/s, (b) : 20nm/s, et (c) : 40nm/s.
p.70
- Figure 3.5 : Densité Spectrale de Puissance de la fréquence de battement instantanée pour une vitesse expérimentale de 10nm/s (ligne) et spectre du modèle à 5 composantes sinusoïdales (pointillé).
p.71
- Figure 3.6 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning.
p.72
- Figure 3.7 : Simulation du rapport instantané des fréquences pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning.
p.72
- Figure 3.8 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning. L'histogramme est réalisé en divisant la plage totale en 75 pas.
p.73
- Figure 3.9 : Simulation des rapports des fréquences sur 12 positions (étoiles) calculés pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s. L'Incertitude Relative à 1σ est l'écart-type des erreurs à la droite de régression (ligne) divisé par le rapport moyen.
p.73

- Figure 3.10 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.74
- Figure 3.11 : Simulation du rapport instantané pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.75
- Figure 3.12 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.75
- Figure 3.13 : Simulation des rapports des fréquences sur 12 positions (étoiles) calculés pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s. L'Incertitude Relative à 1σ est l'écart-type des erreurs à la droite de régression (ligne) divisé par le rapport moyen.
p.76
- Figure 3.14 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.77
- Figure 3.15 : Simulation d'un rapport instantané pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.77
- Figure 3.16 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.
p.78
- Figure 3.17 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s ; SNR=33,89 dB.
p.79
- Figure 3.18 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s ; SNR=33,84 dB. Le cercle indique la valeur moyenne extraite (0,17230410).
p.79
- Figure 3.19 : Simulation du rapport instantané (haut) et fonction de distribution (bas) du rapport pour un balayage non-linéaire sinusoïdal {2,2e-3 nm ; 94,5Hz}, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning. Le cercle indique la valeur moyenne extraite (0,17230430).
p.80

Figure 3.20 : Ecarts entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec différents types de balayages :

- Cercles, balayage constant à 10nm/s
- Losanges, simulation du balayage à 10nm/s avec 5 composantes
- Croix, modulation par la seule composante principale du balayage à 10nm/s, avec $A = 2,2e-3$ nm et $fm = 94,5$ Hz
- Triangles, modulation par une sinusoïde à A et fm doublés
- Carrés, modulation par une sinusoïde à A et fm divisés par 2.

p.81

Figure 3.21 : Différence entre les rapports simulés et idéaux pour plusieurs modèles non-linéaire selon la distance de la cible (croix : non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3$ nm ; $fm=94,5$ Hz}, carrés : $\{A/2 ; fm/2\}$, triangles : $\{2A ; 2fm\}$) pour une référence à 11,619.

p.82

Figure 3.22 : Ecarts entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec différentes modulations :

- croix : non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3$ nm ; $fm=94,5$ Hz}
- losanges : modèle de 10nm/s à 5 composantes
- (a) fm constant :
 - carrés : non-linéarité sinusoïdale $\{A/2 ; fm\}$
 - triangles : non-linéarité sinusoïdale $\{2A ; fm\}$
- (b) A constant :
 - carrés : non-linéarité sinusoïdale $\{A ; fm/2\}$
 - triangles : non-linéarité sinusoïdale $\{A ; 2fm\}$

p.84

Figure 3.23 : Ecarts entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec les modélisations des vitesses de 10nm/s (losanges), 20nm/s (triangles) et 40nm/s (carrés).

p.85

Figure 3.24 : (a) Rapport instantané expérimental (2,2m, 20nm/s, 2^{17} échantillons), en haut : complet, en bas : zoom ; (b) Histogramme : fonction de distribution des rapports instantanés par pas de $3,7e-6$; cercle : rapport moyen extrait. (c) Rapport instantané expérimental (2m, 2^{17} éch.) et histogramme correspondant (sur 75 pas), pour 10nm/s en haut et 40nm/s en bas.

p.87

Figure 3.25 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour différents niveaux de SNR, avec un filtre de largeur fixée manuellement ; cercles : balayage linéaire, croix : non-linéarité sinusoïdale d'amplitude $A=2,2e-3$ nm et de fréquence $fm=94,5$ Hz (10 mesures de 2^{16} échantillons par niveau de SNR).

p.88

Figure 3.26 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour un SNR de 33,8dB, avec différentes demies largeurs de filtre ; cercles : 1340 éch. (correspondant à la non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3$ nm ; $fm=94,5$ Hz}), triangles : 670, croix : 335, carrés : 168.

p.89

Figure 3.27 : Demie largeur optimale pour un filtre fréquentiel de Hanning selon le SNR.

p.89

Figure 3.28 : (a) Ecart aux rapports idéaux selon le nombre de bits de quantification ; triangles : 10 bits, losanges : 12 bits, carrés : 14 bits ; 4 mesures de 2^{16} échantillons par position, dans le cas d'un balayage non-linéaire $\{A=2,2e-3$ nm ; $fm=94,5$ Hz}.

(b) Simulation de 4 mesures de 2^{16} échantillons par position (étoiles), et la régression linéaire (ligne) sur les moyennes des rapports (cercles) pour une cible à partir de 2m pour un balayage non-linéaire $\{A=2,2e-3$ nm ; $fm=94,5$ Hz} avec quantification sur 12 bits.

p.91

- Figure 3.29 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour différents niveaux de bruit sur la ddm, avec un filtre de largeur fixée manuellement ; cercles : balayage linéaire, croix : non-linéarité sinusoïdale d'amplitude $A=2,2e-3$ nm et de fréquence $fm=94,5$ Hz (10 mesures de 2^{16} échantillons par niveau de bruit).
p.92
- Figure 3.30 : Ecart relatif au rapport sans réflexion parasite, pour une cible à 2,3m et une réflexion parasite à 2,34m ; pour une modélisation du balayage à 20nm/s, 1 mesure de 2^{17} échantillons.
p.93
- Figure 3.31 : Mesure des rapports des fréquences pour (a) une cible A à 2m et (b) une cible B à 8m en simultané. Les étoiles représentent le rapport extrait de chacune des 6 mesures de 2^{17} échantillons par position ; la ligne est la régression linéaire des rapports moyens (cercles) sur chaque position.
p.94
- Figure 3.32 : Mesures de séparabilité pour un échantillonnage régulier. Evolution des rapports de fréquence des 2 cibles en fonction de la distance de B, A étant fixée à 2,2 m. 6 mesures par position, 2^{16} échantillons, 20 nm/s.
p.95
- Figure 3.33 : A gauche, les signaux expérimentaux et le spectre objet correspondant (cibles à 0,75 et 1m, 40nm/s) ; à droite, spectre du signal objet rééchantillonné sur les passages à zéro du signal référence.
p.97
- Figure 3.34 : Mesure de séparabilité de 2 cibles par rééchantillonnage. Evolution des rapports de fréquence des 2 cibles en fonction de la distance de B, A étant fixée à 76,7cm. 1 mesure par position, 2^{19} échantillons, 40 nm/s.
p.98
- Figure 3.35 : 2 mesures de 2^{19} échantillons ENU par position (étoiles), et la régression linéaire (ligne) sur les moyennes des rapports (cercles) pour la cible B à 1m (en parallèle de la cible A à 75cm).
p.99
- Figure 4.1 : Comparaison des mesures de rapports de fréquences pour une cible à 5m pour différentes vitesses de balayage ; 2 mesures de 2^{17} échantillons (étoiles) par vitesse, et leur moyenne (cercles).
p.102
- Figure 4.2 : Mesure du rapport des fréquences pour une cible à 5m par traitement AR d'ordre 2 de 50 séquences de 20000 échantillons avec un décalage de 3010 échantillons entre deux débuts de séquence (étoiles) pour calculer la moyenne glissante (cercles) ; régression linéaire sur les moyennes (ligne) pour déterminer l'Incertitude Relative à 1σ .
p.103
- Figure 4.3 : Mesure du rapport des fréquences pour une cible à 95cm par traitement AR d'ordre 12 sur signal ENU de 20 séquences de 20000 échantillons avec un décalage de 3010 échantillons entre deux débuts de séquence (étoiles) pour calculer la moyenne glissante ; régression linéaire (ligne) sur les moyennes de 2 mesures par position (cercles) pour déterminer l'Incertitude Relative à 1σ .
p.104
- Figure 4.4 : Photo de la partie Michelson du montage en multi-cibles (fausses couleurs).
p.105
- Figure 4.5 : Photo du montage pour les mesures au sol à longue distance ; un laser rouge permet de pointer plus facilement la cible.
p.106
- Figure 4.6 : Mesure de l'incrément par TTF pour une cible à 2m ; 9 acquisitions de 2^{17} échantillons.
p.106

Liste des Tables

- Table 1.1 : Variance et borne de Cramér-Rao pour AR, AR avec linéarisation et comptage de frange.
p.46
- Table 2.1: Couples de longueurs de fibres à revêtement en cuivre et en acrylate, et la dérive de ddm correspondante selon la température sur une plage de 10 à 40 °C.
p.59
- Table 3.1 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 10nm/s ; $m_f = 2,2e-4$ et phase initiale = $-8\pi/16$ rad.
p.71
- Table 3.2 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 20nm/s ; $m_f = 2,53e-4$, phase initiale = $20,5\pi/16$ rad.
p.71
- Table 3.3 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 40nm/s ; $m_f = 0,15e-4$, phase initiale = $18\pi/16$ rad.
p.71
- Table 3.4 : Ecart-types et biais moyens pour des simulations à différents couples amplitude – fréquence de modulation sinusoïdale ; 2^{16} échantillons, filtre de Hanning automatique, sans bruit.
p.83
- Table 4.1 : Incertitudes Relatives pour des mesures sur table optique ou au sol selon la distance et le type de traitement (TTF : moyenne de 4 mesures de 2^{16} échantillons ; AR d'ordre 2 : 50 séquences de 20000 échantillons avec un taux de recouvrement de 95%).
p.103

Introduction générale

La télémétrie optique est un thème très vaste et représente un besoin critique dans de nombreux domaines scientifiques et industriels, que ce soit pour mesurer des déplacements, des distances relatives ou des distances absolues. Dans ce dernier secteur, différentes techniques sont utilisées. Les plus connues sont sans doute la triangulation, la mesure de temps de vol d'impulsion laser (un exemple fameux étant la distance Terre – Lune) et la mesure du déphasage entre les faisceaux laser émis et réfléchi par les appareils portatifs du commerce. Mais leur résolution ou leur plage de validité restent limitées par les technologies ou les propriétés physiques exploitées. Les meilleures en terme de résolution et de précision sont principalement basées sur les propriétés de l'interférométrie (Absolute Distance Interferometry, ADI).

L'une de ces techniques est l'interférométrie à deux (ou plus) longueurs d'onde qui nécessite des sources lasers ultra stables pour générer des franges à une longueur d'onde synthétique de l'ordre de la distance à mesurer. Cela définit un domaine de non – ambiguïté sur lequel une mesure de phase par exemple par détection hétérodyne ou superhétérodyne donnera la longueur absolue [1, 2, 3]. Il est ainsi possible de gagner en précision en générant des longueurs d'onde synthétiques de plus en plus courtes, en cascade, ce qui nécessite un équipement d'autant plus lourd et cher.

La mesure de distance absolue par interférométrie à balayage de longueur d'onde, ou également appelée modulation continue de fréquence, utilise, quant à elle, une source laser accordable [4, 5, 6, 7]. Le balayage en longueur d'onde induit un défilement mesurable des franges d'interférences, dont la taille, et donc le nombre pour un balayage donné, dépendent de la différence de marche (ddm) de l'interféromètre. En général, avec un interféromètre de référence (de ddm connue) alimenté en parallèle, on obtient un défilement de référence, et donc le rapport des nombres de franges donne le rapport de la distance à mesurer sur la distance de référence. Cette méthode offre l'avantage de ne pas être limitée à un intervalle de non – ambiguïté et d'offrir une résolution submicronique à courte distance. Une technique de comptage de frange, avec des algorithmes d'interpolation très pointus, est généralement utilisée [4] ; il est possible d'ajouter une technique hétérodyne [6] ou superhétérodyne [7].

Dans un montage utilisant une source laser accordable, la résolution dépend grandement de la plage et de la vitesse de balayage de la source, ainsi que de la continuité de ce balayage, i.e. de l'absence de saut de mode. L'ADI a ainsi connu un regain d'intérêt dans les années 90 grâce à l'apparition d'un nouveau type de source laser accordable continûment sur de plus grandes plages de longueurs d'ondes, les diodes laser à cavité externe, ou External Cavity Laser Diodes (ECLD). Les diodes lasers permettent des montages beaucoup plus compacts et accessibles, et les cavités externes, par exemple formées d'un réseau de diffraction et d'un miroir mobiles, améliorent la qualité du balayage en longueur d'onde.

A partir de ce constat, le Laboratoire des Systèmes Photoniques a lancé un projet de télémètre de grande précision sur une grande plage de distances et capable aussi de mesurer simultanément deux cibles, voire plus, avec la même performance, pour des applications possibles dans le BTP, la robotique, l'astronomie ou l'aérospatial.

Les contours du télémètre ont été définis lors de travaux précédents [8, 9, 10], et les travaux présentés dans cette thèse portent essentiellement sur l'optimisation des différents éléments du système et son adaptation en multi-cibles. Cette dernière contrainte impose aussi un approfondissement du traitement du signal car le comptage du nombre franges n'est pas très adapté à plus d'une cible.

Deux autres traitements de signal ont été testés sur ce type de système : une technique de Transformée de Fourier [11] et une méthode paramétrique autorégressive [12]. Au lieu de mesurer le nombre de franges, on s'intéresse à leur fréquence de battement, qui dépend alors de la différence de marche (ddm) de l'interféromètre et de la vitesse de balayage. Un interféromètre de référence donne la fréquence de référence, dont le rapport est lui aussi égal au rapport des distances cible et référence.

Le Chapitre 1 revient sur la théorie de l'interférométrie en générale et sur le balayage en longueur d'onde en particulier. Nous y détaillons ensuite les choix technologiques faits pour notre système télémétrique. Concernant la source laser, nous nous intéressons au balayage sans saut de mode et aux avantages de la cavité externe. Puis nous expliquons le choix d'un interféromètre de référence en fibres optiques, ainsi que les limitations possibles sur la résolution finale. Enfin nous abordons la théorie des deux méthodes de traitement du signal abordées dans cette thèse, la Technique de Transformée de Fourier (TTF) et la méthode paramétrique Auto-Régressive (AR) en indiquant les résultats atteints précédemment.

Le Chapitre 2 présente l'optimisation de l'interféromètre de référence en terme de stabilité thermique. Après un rappel sur les propriétés optiques des fibres, nous présentons les conséquences sur la précision et la résolution finales de la dispersion modale et chromatique. Enfin, nous explorons les différentes sources de dérive thermique de la ddm de référence et nous présentons les caractéristiques d'un nouvel interféromètre de référence athermal.

Dans le Chapitre 3, le balayage en longueur d'onde expérimental est analysé et modélisé. Il fait apparaître des non-linéarités quasi-périodiques que nous simulons par une somme de sinusoides. Nous comparons les simulations pour un balayage purement linéaire et pour un balayage présentant différentes valeurs de non-linéarités sinusoidales. Nous soulignons l'importance de certains paramètres dans le cas du traitement par Transformée de Fourier sur la résolution et la précision. Nous démontrons qu'il est possible d'obtenir de très bons résultats même avec une non-linéarité sinusoidale importante, et qu'en présence de bruit la résolution finale est équivalente à celle d'un balayage idéalement linéaire (résolution dominée par le rapport signal à bruit). Enfin, le dernier paragraphe est consacré à la méthode d'échantillonnage non-uniforme (ENU) sur les passages à zéro de l'interférogramme de référence, destinée à éliminer les non-linéarités. Nous y présentons les résultats expérimentaux avec deux cibles simultanées pour quantifier l'intérêt de cette méthode sur la séparabilité de deux cibles proches l'une de l'autre par traitement TTF.

Enfin le Chapitre 4 récapitule les améliorations réalisées, grâce notamment à l'augmentation de la vitesse de balayage et de la fréquence d'échantillonnage, à la stabilité thermique de l'interféromètre de référence et à la méthode d'échantillonnage non-uniforme. En particulier nous comparons les résultats obtenus par traitement AR avec ou sans ENU. Nous concluons ce chapitre en présentant nos résultats expérimentaux dans les différentes configurations testées, puis nous discutons des limitations restantes et proposons quelques perspectives pour notre système.

Chapitre 1

Mesure de distances absolues simultanées par balayage de longueur d'onde

Ce premier chapitre décrit les fondements de l'interférométrie à balayage de longueur d'onde utilisée dans le système de mesure de distances absolues, puis justifie les choix technologiques au vu des propriétés recherchées d'une part et des limites théoriques d'autre part. L'interférométrie consiste à la base en l'analyse de la taille des franges d'interférence entre deux faisceaux de lumière cohérente, émise simultanément par la même source, qui donne ainsi accès à la différence de longueur de parcours entre les deux rayons avec une grande précision. Inversement, connaissant cette distance, il est possible de remonter aux propriétés de la source comme en interférométrie stellaire où deux télescopes séparés par une distance connue recombinent leur image pour déterminer le diamètre d'une étoile ou séparer un système binaire serré.

En lumière monochromatique, les franges sont fixes, et déterminer leur taille nécessite une projection sur écran ou sur une matrice de capteurs (photos, CCD...). Il est toutefois possible de faire défiler les franges soit en modifiant la longueur d'un des bras, soit en faisant varier la longueur d'onde de la source. Un seul capteur suffit alors à détecter le défilement. Dans le premier cas, cela permet de mesurer le déplacement relatif d'une cible mobile ; dans le deuxième cas, connaissant la vitesse de balayage et la longueur d'onde, on peut remonter à la distance absolue d'une cible fixe. Dans notre cas, nous mesurons en parallèle la fréquence de défilement dans un interféromètre de référence, c'est-à-dire dont la différence de longueur de parcours entre les rayons est connue. Ainsi la connaissance de la vitesse de balayage et de la longueur d'onde n'est plus nécessaire.

Le balayage en longueur d'onde a été particulièrement facilité par la mise au point de diodes lasers à cavité externe dont nous exposons ici les caractéristiques intéressantes, notamment une grande plage de balayage continu (sans saut de mode) et des vitesses élevées. Ensuite nous présentons l'interféromètre de référence choisi, un Mach-Zehnder entièrement en fibres optiques, qui offre certains avantages en terme de compacité notamment, mais qui nécessite certaines précautions liées à la sensibilité des fibres à la température et à la dispersion chromatique essentiellement. Enfin, la dernière partie du chapitre présente les avantages et inconvénients des différentes méthodes de traitement du signal disponibles. Si le comptage de franges est la plus connue et la plus précise, elle ne permet pas une vraie configuration multi-cibles. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés aux méthodes paramétriques et de traitement de Fourier.

1.1 Principe de l'interférométrie pour les distances absolues

L'interférométrie, moyennant quelques aménagements plus ou moins complexes, offre la meilleure précision sur la mesure des distances jusqu'à quelques km. Cette propriété a fait le succès de la métrologie par interférométrie par rapport aux méthodes classiques comme la triangulation ; elle est également souvent plus intéressante que d'autres méthodes laser comme le temps de vol d'impulsions laser ou la modulation d'amplitude. La première technique nécessite des lasers impulsionsnels et consiste à mesurer le temps entre l'envoi et le retour d'impulsions ultracourtes, proportionnel à la distance vers la cible réfléchissante. Les impulsions lasers ont une durée de l'ordre de la nanoseconde qui vient réduire la précision sur les instants de détection ; qui plus est, elles sont sensibles à la dispersion chromatique. En revanche, elles permettent de mesurer de grandes distances (l'exemple le plus frappant est la distance Terre – Lune) alors que l'interférométrie est limitée par la longueur de cohérence des faisceaux. La modulation d'amplitude, quant à elle, est déjà largement exploitée par les télémètres portatifs du commerce. Il s'agit de faire varier l'intensité du faisceau émis et de mesurer le décalage d'amplitude entre celui-ci et le faisceau réfléchi. Ce système très simple et peu coûteux reste bien moins précis que l'interférométrie et ne peut mesurer que dans une plage de distances, ou intervalle de non-ambiguïté, correspondant à la période de modulation d'intensité.

1.1.1 Interférométrie classique

Le principe général de l'interférométrie est de combiner deux faisceaux cohérents (voir paragraphe 1.2) ayant parcouru un chemin optique L différent. L'écart entre les deux parcours est appelé ici Différence De Marche (ddm) noté L_i dans les équations générales qui suivent ; dans le cas d'un Mach-Zehnder (voir paragraphe 1.2.3), le chemin optique est égal au chemin géométrique D multiplié par l'indice de réfraction n du milieu de propagation, en l'occurrence des fibres optiques. Pour un Michelson, il faut compter l'aller-retour, le milieu étant l'air dans notre cas (Figure 1.1). On notera ainsi :

$$L_{MZ} = L_2 - L_1 = n_f \times (D_2 - D_1) \qquad L_M = L_2 - L_1 = n_{air} \times 2(D_2 - D_1)$$

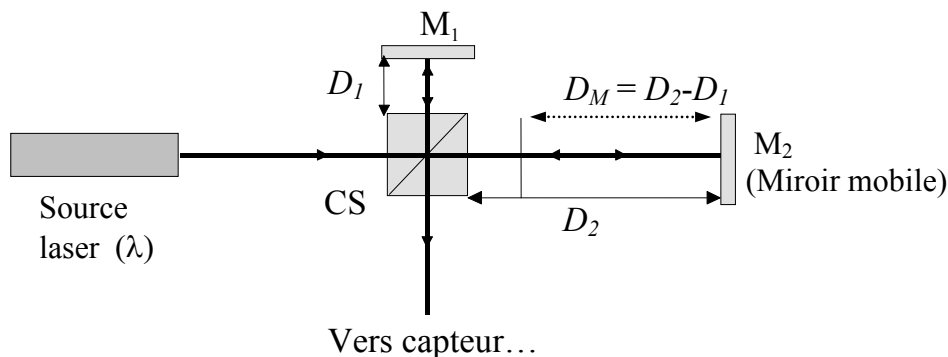


Figure 1.1 : Schéma d'un interféromètre de Michelson ; D distances géométriques, CS : cube séparateur, M : miroirs.

En sortie d'un interféromètre, une photodiode reçoit donc 2 ondes électromagnétiques (e.m.) supposées planes et monochromatiques, de la forme :

$$e_1(\vec{r}, t) = A_1 \times \exp(j(\omega t - \vec{k} \cdot S_1 \vec{M} - \varphi_{1S})) \text{ et } e_2(\vec{r}, t) = A_2 \times \exp(j(\omega t - \vec{k} \cdot S_2 \vec{M} - \varphi_{2S})) \quad (1.1)$$

avec $\vec{k} = \frac{2\pi \times n}{\lambda} \times \vec{u}$ vecteur d'onde selon la direction de propagation,

S_1 et S_2 sources virtuelles obtenues par repliement de l'interféromètre (Figure 1.2),

M point de coordonnées \vec{r} du plan d'observation,

φ_{1S} et φ_{2S} , les phases initiales des deux faisceaux, supposées égales (i.e. pas de déphasage lors de la division d'amplitude du faisceau initial).

La réponse en tension est quadratique par rapport au champ total reçu :

$$e(\vec{r}, t) = e_1(\vec{r}, t) + e_2(\vec{r}, t) \quad (1.2)$$

L'intensité de l'onde totale (ou éclaircissement) s'écrit alors comme la moyenne sur le temps d'intégration (ou temps de réponse) de la photodiode (τ_{PD}) du carré du champ total :

$$I(\vec{r}, t) = \left\langle e^2(\vec{r}, t) \right\rangle_{\tau_{PD}} = I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t) + 2 \cdot \Re e \left(\left\langle e_1(\vec{r}, t) \cdot e_2^*(\vec{r}, t) \right\rangle_{\tau_{PD}} \right) \quad (1.3)$$

$$I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t) + 2\sqrt{I_1(\vec{r}, t) \times I_2(\vec{r}, t)} \times \left\{ \begin{array}{l} \left\langle \cos\left(\left(\omega_1 + \omega_2\right)t - \left(\varphi_{1M} + \varphi_{2M}\right)\right) \right\rangle_{\tau_{PD}} \\ + \left\langle \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2\right)t - \left(\varphi_{1M} - \varphi_{2M}\right)\right) \right\rangle_{\tau_{PD}} \end{array} \right\}. \quad (1.4)$$

Les termes φ_{1M} et φ_{2M} représentent le déphasage dû à la ddm jusqu'au point M du plan d'observation. En lumière monochromatique, $\omega_1 = \omega_2$; le cosinus du haut est très rapide par rapport à la bande passante de la photodiode et sa moyenne sur τ_{PD} s'annule. Le cosinus lent se développe alors selon :

$$I(\vec{r}, t) = (I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t)) \times \left[1 + V(t) \times \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \times L_i\right) \right] \quad (1.5)$$

où

$$V(t) = \frac{2\sqrt{I_1(t)I_2(t)}}{I_1(t) + I_2(t)} \quad (1.6)$$

est le facteur de visibilité (ou le contraste, qui détermine la profondeur de modulation).

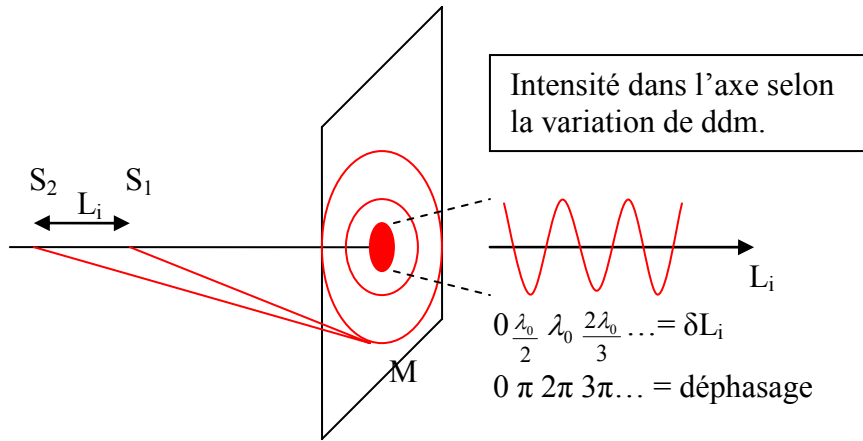


Figure 1.2 : Schéma équivalent d'un interféromètre (repliement) à gauche ; à droite, variation de l'intensité dans l'axe selon L_i .

En tenant compte des polarisations des faisceaux et de la largeur spectrale réelle de la source (non monochromatique), le facteur de visibilité s'écrit :

$$V(t, \tau) = \frac{2\sqrt{I_1(t)I_2(t)}}{I_1(t) + I_2(t)} \times \frac{\vec{e}_1(t) \cdot \vec{e}_2(t)}{|\vec{e}_1(t)| \times |\vec{e}_2(t)|} \times |\gamma_{12}(\tau)|, \quad (1.7)$$

où

$$|\gamma_{12}(\tau)| = \frac{|A_1(t + \tau) \times A_2^*(t)|}{\sqrt{I_1(t)I_2(t)}} \quad (1.8)$$

est le degré de cohérence mutuelle avec τ le retard entre les ondes.

Le contraste dépend de la polarisation respective des deux ondes et sera nul pour deux polarisations linéaires orthogonales ; il est aussi fonction de la cohérence temporelle entre les ondes. La cohérence dépend de la pureté spectrale, c'est-à-dire de la forme de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de l'émission laser. En général, on considère une répartition lorentzienne de largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum) notée $\Delta\nu_{FWHM}$ (en Hz) ; la longueur de cohérence s'écrit alors :

$$L_{coherence} = c \times \tau_{coherence} = \frac{c}{\pi \times \Delta\nu_{FWHM}}. \quad (1.9)$$

Le $\tau_{coherence}$, retard maximal avant la perte de cohérence (le contraste tend vers 0), correspond en fait à la durée du processus d'émission, i.e. des trains d'ondes émis par la source laser (amplitude d'un train d'onde en $\exp(-t/\tau_{coherence})$).

Au-delà, on considère qu'il n'y a plus d'interférence possible entre les deux faisceaux. Il faudra donc choisir une source de largeur spectrale suffisamment fine pour atteindre de

grandes distances, et veiller à ce que la polarisation ne soit pas gênante au niveau de l'acquisition des signaux.

On voit que l'intensité de ces signaux est modulée par une phase $\Phi = \frac{2\pi \times L_i}{\lambda}$, chaque frange correspondant à $\Delta L_i = \lambda$. En fonction de la longueur d'onde utilisée, on peut donc facilement distinguer des écarts de ddm de l'ordre du micromètre. On peut descendre sous le nanomètre en utilisant des algorithmes d'interpolation de franges.

En déplaçant un des miroirs, la phase change et donc l'intensité captée par la photodiode varie sinusoïdalement ; c'est ce que l'on appelle le défilement de franges. Cette méthode est largement utilisée en métrologie pour mesurer des déplacements mais aussi des distances, à condition de connaître la distance initiale du miroir déplacé. Implicitement, il s'agit donc de mesures de distances « relatives ». Un autre inconvénient est la perte de référence en cas de coupure accidentelle du faisceau, par le passage d'un objet devant la cible par exemple. Si cette dernière se déplace à ce moment-là, la distance parcourue n'est pas comptabilisée et les mesures de distance suivantes sont dès lors faussées.

Une variante intéressante par rapport à la forme des non-linéarités de balayage en longueur d'onde de notre source laser (voir Chapitre 3) est l'interférométrie à modulation sinusoïdale de phase [13, 14] (Sinusoidal Phase Modulating, SPM) qui est utilisée essentiellement en profilométrie et mesure de déplacements. Au lieu de déplacer linéairement le miroir avec une grande précision, il est plus facile de lui imprimer un mouvement sinusoïdal ; l'interférogramme ainsi modulé est traité par Transformée de Fourier et la distance relative est déterminée à partir des amplitudes des harmoniques du spectre (décrites par des fonctions de Bessel) pour une résolution de quelques nanomètres. Par la suite, avec le développement des diodes lasers accordables en longueur d'onde, le miroir oscillant a été remplacé par une modulation sinusoïdale de la longueur d'onde commandée par le courant ou par effet thermo-optique [15] (voir paragraphe suivant).

Il est possible également d'utiliser une seule source laser monochromatique, de diviser son faisceau et d'augmenter différemment la fréquence de chaque sous – faisceau par des AOM [16] avant de les envoyer dans les interféromètres. Un phasemètre permet alors de mesurer la variation du déphasage entre les ddm objet et référence par hétérodynage.

On parle de mesure de distances absolues lorsqu'une seule acquisition ponctuelle du signal cible suffit à déterminer la distance entre la cible et le télémètre. Nous avons vu les exemples de mesure absolue par modulation d'intensité et par impulsions lasers ; il existe aussi plusieurs méthodes interférométriques pour obtenir des distances absolues. L'une est l'interférométrie à 2 longueurs d'ondes, qui consiste à envoyer deux faisceaux lasers de fréquences optiques différentes. La superposition de leurs interférogrammes obéit alors à une longueur d'onde synthétique Λ qui vaut :

$$ddm = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2\pi} \times \frac{1}{2 \frac{|\lambda_1 - \lambda_2|}{\lambda_1 \lambda_2}} = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \times \frac{\Lambda}{2} \quad (1.10)$$

Cette méthode permet donc de choisir une Λ adaptée à la plage de distance à mesurer ; on n'a donc pas à déplacer de miroir depuis un point zéro pour obtenir la distance, il suffit de mesurer la phase, i.e. la fraction de Λ correspondant à la ddm, par exemple avec une méthode hétérodyne [17] ou superhétérodyne et un phasemètre. Comme pour la modulation

d'amplitude, cela définit l'existence d'un intervalle de non-ambiguïté, et par ailleurs la résolution est relativement limitée pour de grandes distances. Il est possible d'améliorer ce dernier point en combinant plusieurs faisceaux correspondants à des L de plus en plus petites, pour finir sur une fraction de frange classique (de λ_l par exemple) avec donc une résolution et une précision nanométriques. Cette technique nécessite une excellente stabilité fréquentielle des différents faisceaux et donc un équipement assez lourd [3].

Nous avons opté pour une autre catégorie, le balayage en longueur d'onde (ou modulation de fréquence) de la source laser, avec un interféromètre de référence en parallèle. Le balayage provoque un défilement de franges sans avoir à bouger la cible : la distance absolue est directement proportionnelle à la fréquence (ou au nombre) de défilement des franges et aux caractéristiques de la source. Comme présenté ci-dessous, dans notre cas, l'utilisation d'un interféromètre de référence permet de s'affranchir théoriquement de ces dernières. Cette technique reste moins précise intrinsèquement que la méthode précédente, mais elle est a priori suffisante pour l'objectif visé et surtout beaucoup plus abordable.

1.1.2 Interférométrie à balayage de longueur d'onde

On suppose toujours $\omega_1 = \omega_2$, en admettant que la variation de fréquence optique (ou de longueur d'onde) de la source est suffisamment lente devant la vitesse de propagation pour que le décalage en fréquence optique (ou en longueur d'onde) en fin de parcours entre les deux bras soit négligeable.

Avec une source accordable en longueur d'onde, balayant linéairement une plage $\Delta\lambda$ à partir de λ_0 , la phase devient :

$$\Phi \approx \frac{2\pi \times L_i}{\lambda_0} \times \left(1 - \frac{\alpha \times t}{\lambda_0}\right) \text{ à l'ordre 1,} \quad (1.11)$$

avec α vitesse de balayage en longueur d'onde. On peut alors faire apparaître une fréquence de battement dans l'équation d'intensité, qui correspond au défilement des franges.

$$I(\vec{r}, t) = (I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t)) \left(1 + V(t) \times \cos(2\pi \times f_b \times t + \Phi_0)\right) \quad (1.12)$$

$$\text{avec } f_b = \frac{\alpha \times L}{\lambda_0^2}, \text{ fréquence de battement} \quad (1.13)$$

$$\text{et } \Phi_0 = -\frac{2\pi \times L}{\lambda_0}, \text{ déphasage du signal, constant au premier ordre.} \quad (1.14)$$

Ainsi la fréquence de battement est directement proportionnelle à la ddm de l'interféromètre. Connaissant le chemin optique du bras fixe, on pourrait donc remonter à celui du bras cible. Cependant nous avons ajouté un interféromètre de référence, alimenté en parallèle par la même source et dont le signal donne une fréquence de battement dépend de la ddm de référence L_{ref} :

$$f_{b \text{ ref}} = \frac{\alpha \cdot L_{ref}}{\lambda_0^2} \quad (1.15)$$

L'intérêt est que le rapport entre les deux fréquences de battement objet et référence soit indépendant de la vitesse de balayage et de la longueur d'onde ; il donne directement accès, connaissant L_{ref} , à la ddm de l'interféromètre objet :

$$\frac{f_{b\ obj}}{f_{b\ ref}} = \frac{L_{obj}}{L_{ref}} \quad (1.16)$$

Cependant, cette écriture simple ne tient pas compte d'un certains nombre de limitations pratiques, en particulier des variations de chemin optique (vibrations, dilatation thermique...) et de variations non-linéaires dans la vitesse de balayage, qui peuvent faire varier le rapport des fréquences au cours d'une acquisition et entre deux acquisitions.

1.1.3 Sources et amplification d'erreurs

D'abord considérons le 2^e ordre dans le développement limité en $1/\lambda$. Il produit une variation relative de la fréquence instantanée mesurée, de l'ordre de $2\alpha/\lambda_0 \sim 13e-3\ s^{-1}$, avec $\alpha=10\text{nm/s}$ et $\lambda_0=1550\text{nm}$. Cela se traduit par une variation quasi-monotone de la fréquence de battement instantanée comme montré dans la simulation du système où le balayage est introduit en $1/\lambda(t)$, pour une vitesse constante (voir paragraphe 2.2.2).

Une autre variation liée à la vitesse de balayage est due à l'approximation d'une vitesse constante, ce qui n'est pas le cas en pratique. On peut donc poser en première approximation :

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \Delta_{nl}\alpha(t). \quad (1.17)$$

D'où :

$$f_{b\ obj}(t) = \frac{\alpha \times L_{obj}}{\lambda_0^2} + \frac{\Delta_{nl}\alpha(t) \times L_{obj}}{\lambda_0^2} \quad (1.18)$$

et

$$f_{b\ ref}(t) = \frac{\alpha \times L_{ref}}{\lambda_0^2} + \frac{\Delta_{nl}\alpha(t + \Delta t) \times L_{ref}}{\lambda_0^2} \quad (1.19)$$

avec $\Delta_{nl}\alpha(t)$ qui définit la partie dépendante du temps de la vitesse de balayage, assimilée à des « non-linéarités », et Δt qui correspond à la différence de temps de parcours des deux interféromètres. Ces non-linéarités induisent donc une dépendance temporelle du rapport des fréquences de battement instantanées, qui est explorée en détail au chapitre suivant. Nous verrons notamment que dans le cas de non-linéarités périodiques, la moyenne temporelle du rapport des fréquences permet de réduire incertitude et biais par un effet statistique dans le cas d'un traitement par Transformée de Fourier.

De la même façon, une variation temporelle du chemin optique, référence ou objet, durant l'acquisition va biaiser le rapport des fréquences. Ces variations peuvent avoir pour origine une variation de l'indice de réfraction de l'air (turbulences induisant une modification de la température ou de l'hygrométrie) ou un mouvement de la cible elle-même (vibrations au

sol, dilatation thermique du support...) ou encore, concernant l'interféromètre de référence, une dilatation thermique des fibres optiques.

Considérons une variation uniquement sur L_{obj} ; si l'on reprend la phase en entier, le terme Φ_0 devient variable à son tour. En posant $\alpha \times t = \Delta\lambda$ dans le terme contenant la fréquence de battement, on fait apparaître une longueur d'onde synthétique :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (1.20)$$

$$\Phi_{obj}(t) = 2\pi \times \left(\frac{L_{obj}(t)}{\Lambda} - \frac{L_{obj}(t)}{\lambda_0} \right) \quad (1.21)$$

Il apparaît alors qu'une variation réelle du chemin optique égale à λ_0 entraîne un déphasage qui sera interprété comme une variation mesurée égale à Λ . Ainsi, avec le comptage de frange, l'ADI présente l'inconvénient d'un facteur d'amplification des variations de chemin optique égal à $\lambda/\Delta\lambda$. Le problème est moins prononcé avec d'autres méthodes comme le traitement par Transformée de Fourier où l'on s'intéresse à la fréquence de battement instantanée et où le rapport instantané des fréquences est moyenné sur un grand nombre de valeurs, ce qui réduit le biais (voir Chapitre 3).

Les pistes pour réduire cette amplification portent sur la réduction de la valeur du facteur et sur la nature du système interférométrique lui-même. Pour diminuer le facteur, il faut utiliser une faible longueur d'onde et une large plage de balayage continu. Le choix du système joue également : la stabilité thermique et l'influence de la dispersion chromatique des fibres de l'interféromètre de référence sont abordées au chapitre 2 ; les influences de la vitesse de balayage, de la durée et du nombre d'acquisitions moyennées (limitant l'impact de la turbulence et des vibrations) sont présentées aux chapitres 3 et 4.

Le paragraphe suivant présente le matériel utilisé pendant ma thèse, qui fait suite aux travaux de Pécheux et Mokdad sur ce système télémétrique. Les motivations de ces choix et les principales caractéristiques y sont détaillées.

1.2 Choix technologiques

Le paragraphe précédent a montré que les performances d'un système ADI dépendaient beaucoup de la source laser utilisée. En particulier, il faut une large plage d'accord continu en longueur d'onde pour réduire le facteur d'amplification de variations de chemin optique, et une vitesse de balayage élevée pour diminuer le temps d'acquisition. La longueur de cohérence déterminera quant à elle la longueur cible maximale mesurable.

En général, les lasers à cristaux ou à gaz, en outre assez encombrants, ainsi que les systèmes à fibres lasers, offrent de très grandes longueurs de cohérence, mais le balayage en longueur d'onde n'est pas très étendu ; par exemple Nakamura *et al.* [18] obtient une longueur de cohérence de 12km au moins mais une plage de 16GHz avec un Nd:YVO₄ contre-réactionné par un AOM (Frequency Shift Feedback), tandis que Liu *et al.* [19] présente un ensemble diode – fibre laser – réseau de Bragg de largeur de raie 2kHz (~100km de cohérence) pour un balayage de 25pm au mieux, et Ball *et al.* respectivement 20kHz et 2,3nm [20].

Les diodes à semi-conducteurs lasers sont au contraire très compactes et peuvent être modulées par des variations de courant ou de température, mais leur longueur de cohérence

est plus faible. La solution présentée pour augmenter la plage de balayage est l'ajout d'une cavité de rétroaction supplémentaire à la sortie du laser. On parle alors de cavité externe ; il existe différentes configurations, qui ont été utilisées pour des lasers à gaz ou des diodes lasers. Les deux grandes familles sont les fibres optiques à réseaux de Bragg, où la longueur d'onde de sortie est modulée par une variation du pas du réseau, et les cavités miroir - réseau. C'est cette dernière qui a été retenue, associée à une diode laser, en regard de meilleures performances de balayage, mais avec l'inconvénient de la difficulté mécanique de sa réalisation.

Nous présentons ensuite les choix sur les deux interféromètres objet et référence. Ce dernier est généralement réalisé par un Michelson classique sur un support à faible coefficient d'expansion thermique, mais un système plus compact en fibres optiques a été préféré. Il présente par conséquent diverses caractéristiques sensibles vis-à-vis de la stabilité de sa ddm (expansion thermique et dispersion) que nous introduisons ici et qui seront développés dans le chapitre 3. Le Michelson objet est lui aussi sensible à certains paramètres comme les turbulences et la dilatation thermique du support (table optique ou sol). Cependant, ces problèmes sont inhérents à tous les systèmes de mesure optiques et ne sont donc limitatifs que par rapport au facteur d'amplification propre au balayage en longueur d'onde, ce que nous allons détailler ici.

1.2.1 Principe des Diodes Lasers

Les diodes lasers sont des assemblages plus ou moins complexes de matériaux semi-conducteurs intégrant une ou plusieurs structures de génération et de recombinaison de charges, et des structures sélectives en longueur d'onde. Schématiquement, de part et d'autre d'une jonction qui fait office de cavité optique, une couche de semi-conducteur « p » génère des trous (défauts d'électrons) et l'autre, « n », un surplus d'électrons. Les paires trous – électrons se recombinent à la jonction (i.e. l'électron excité revient au niveau fondamental) en émettant des photons (émission spontanée).

Dans le cas où les interfaces diode – air sont rendues réfléchissantes, formant ainsi une structure de Fabry – Pérot, les photons qui se propagent perpendiculairement à elles sont sélectionnés en longueur d'onde. D'autre part, cette structure forme une cavité résonante par le maintien d'une inversion de population, i. e. d'un excès d'électrons, grâce à un courant de polarisation. Dans ce cas, lorsqu'un électron excité absorbe un photon, il revient au niveau fondamental avec l'émission stimulée de 2 photons identiques au premier, d'où l'amplification et la cohérence du faisceau laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

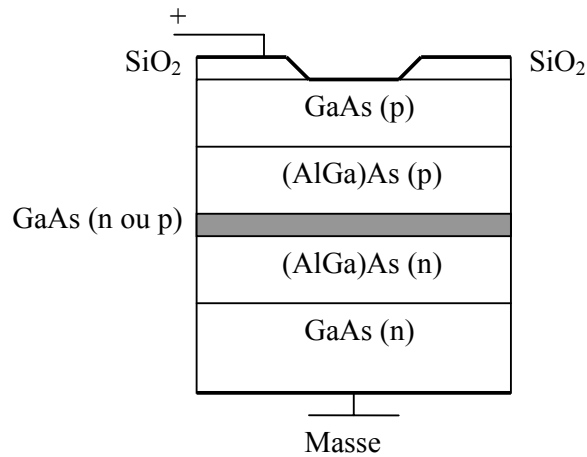


Figure 1.3 : Schéma d'une diode laser à double hétérojonction ; la cavité lasante est en gris, la forme particulière de l'armature + « oxide stripe » permet de réduire la dimension transverse de la zone de gain et donc favorise le mode longitudinal fondamental (en direction du lecteur).

On parle d'hétérojonction par opposition à l'homojonction lorsque l'énergie d'excitation nécessaire (bande interdite) est plus importante du côté n, ce qui provoque un excès d'électrons et réduit la zone de recombinaison. La double hétérojonction (Figure 1.3) consiste à rajouter une couche p à plus grande bande interdite, ce qui augmente encore le confinement des charges et donc améliore l'amplification, avec un courant de seuil plus faible. On peut aussi en profiter pour améliorer le guidage du champ électromagnétique par un choix judicieux des matériaux. Elle peut travailler entre 0.8 μm et 1.67 μm en général ce qui la rend parfaitement adaptée aux fibres optiques Télécom en silice qui ont un minimum de dispersion chromatique à 1.3 μm et un minimum d'absorption à 1.5 μm . Enfin, on parle de diodes à puits quantique simple ou multiple si la jonction fait moins de 30nm d'épaisseur, et si éventuellement il y en a plusieurs superposées. Ces dernières sont particulièrement exploitées dans les lasers de puissance.

Deux types de faisceaux peuvent être guidés dans une jonction : dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction, et dans le plan. Le premier est exploité principalement dans le cas des VCSEL (Vertical Cavity Surface – Emitting Lasers). Dans le plan de la jonction, les modes longitudinaux oscillent essentiellement suivant l'axe principal ; quand la condition d'émission laser est réalisée, une onde stationnaire s'établit dans la cavité, ce qui signifie que l'onde lumineuse qui se propage aura la même phase et la même amplitude après avoir fait un aller-retour complet. Donc :

$$\lambda_p = \frac{2nL}{p} \quad (1.22)$$

pour le mode $p=1, 2, \dots, k$. n est l'indice de réfraction de la jonction et L sa longueur. Comme en général $\lambda \ll L$, longueur optique de la cavité, il existe plusieurs modes. L'espaceur intermodal, ou Intervalle Spectral Libre, s'écrit :

$$\delta\lambda_p = \frac{\lambda^2}{2nL \times \left(\frac{\lambda}{n} \times \frac{dn}{d\lambda} - 1 \right)} = -\frac{\lambda^2}{2L \times n_g} \quad (1.23)$$

où $dn/d\lambda$ est la dispersion chromatique et n_g l'indice de groupe. Par exemple pour une diode GaAs de 300 μ m de long et émettant à 820nm, l'ISL vaut ~ 0.25 nm. Pour ce type de diode, on note une dérive en courant d'environ 0.025nm/mA, et en température de l'ordre de 0.3nm/°C.

Il peut y avoir également un ou plusieurs modes dits transverses, car établissant une onde stationnaire hors axe. Ils produisent en champ lointain un angle de diffraction de FWHM de 10 à 60°.

Or, nous avons vu que l'étendue de mesure est directement dépendante de la longueur de cohérence, i.e. de la largeur spectrale de la source. Ainsi, un fonctionnement de la diode laser en régime monomode est essentiel. Le rapport de suppression des modes latéraux (Side Modes Suppression Ratio, SMSR) est défini comme le rapport de la puissance optique dans le mode dominant p sur celle du second mode le plus puissant $p+1$, soit encore le rapport des densités moyennes de photons dans chacun des 2 modes :

$$SMSR = \frac{(I - I_s) \times \delta g_c}{e V_a R_{sp} \alpha_{tot}} \quad (1.24)$$

- avec R_{sp} taux d'émission spontanée.
 δg_c différence de gain entre les 2 modes.
 V_a volume actif.
 I courant d'injection
 I_s courant seuil
 α_{tot} somme des pertes internes et aux interfaces.
 e charge de l'électron.

Avec le seul effet Fabry-Pérot, le SMSR dépend de la courbe de gain du milieu actif et est au mieux de l'ordre de 20dB ; cette faible pureté spectrale limite la longueur de cohérence pour la télémétrie par interférométrie. Le SMSR peut être amélioré assez facilement en augmentant la différence de gain d'amplification δg_c par ajout d'un élément sélectif en longueur d'onde. C'est ce qui est fait par exemple en intégrant une structure périodique, telle qu'un réseau de diffraction de Bragg à une ou aux 2 extrémités (Distributed Bragg Reflector, DBR). En rajoutant une structure à indice de réfraction variable selon le courant, ce type de diode peut atteindre un accord de 5nm autour de 1550nm. Dans les diodes à contre réaction distribuée (Distributed FeedBack, DFB), un réseau gravé dans la cavité favorise le gain du mode fondamental et permet d'atténuer les modes indésirables en les empêchant de laser. Elles possèdent une dérive en température très faible : ~ 0.1 nm/°C. Une autre approche consiste à utiliser une diode simple couplée avec une cavité externe (fibre à réseau de Bragg ou cavité miroir-réseau).

L'accord en longueur d'onde peut donc se faire en changeant de mode lasant p – par déplacement du maximum de la courbe de gain, ou en changeant la longueur d'onde λ_p du mode lasant – par la variation de la longueur optique de la cavité résonante ou du pas d'un réseau, ou bien encore par une combinaison des deux.

Par le gain :

Soit λ_g la longueur d'onde du maximum de gain et λ_p celle du mode lasant ; la longueur d'onde du laser reste à λ_p tant que :

$$|\lambda_g - \lambda_p| < \frac{\delta\lambda_p}{2}. \quad (1.25)$$

Quand λ_g passe à $\lambda_p + \frac{\delta\lambda_p}{2}$, le mode dominant devient $p-1$, et la longueur d'onde du laser saute de λ_p à λ_{p-1} . On a donc un accord discontinu (Figure 1.4). La courbe de gain peut être modifiée par la longueur optique de la cavité, les pertes internes et la réflectivité des interfaces diode – air.

Par la longueur d'onde modale :

On décale le spectre des modes λ_p en modifiant la longueur optique de la cavité, par exemple avec une structure à indice de réfraction commandée en courant ou en température (effets électro-optique et thermo-optique), et / ou en modifiant le pas d'un réseau comme dans le cas des diodes DBR, DFB et VCSEL, ou des lasers à cavité externe. Alors λ_p varie linéairement entre 2 sauts de modes (Figure 1.5).

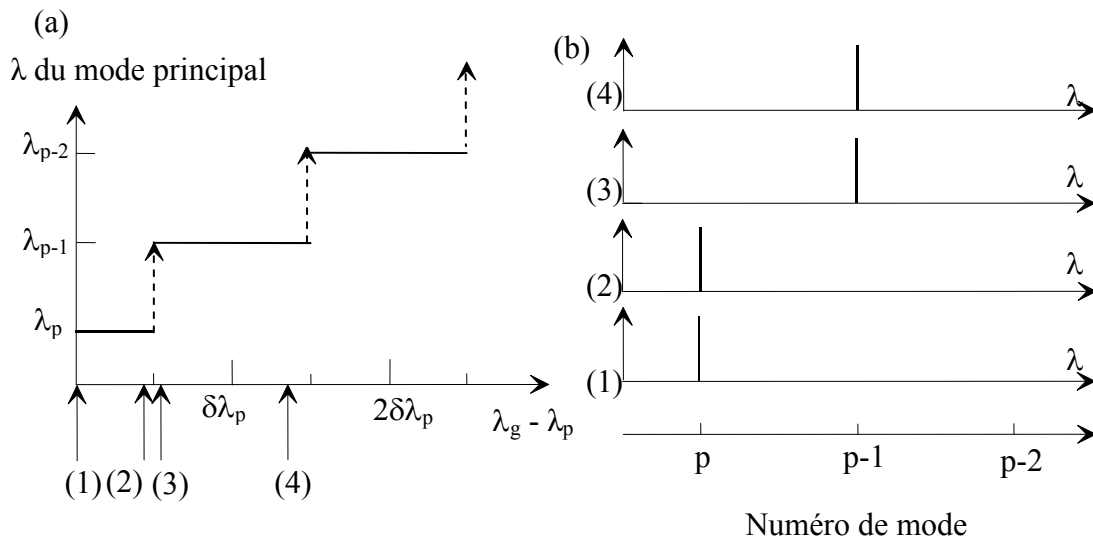


Figure 1.4 : (a) Longueur d'onde d'émission laser en fonction du décalage en longueur d'onde du maximum de gain. (b) Position sur l'axe des longueurs d'onde du mode principal pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_g$ données sur (a). La longueur d'onde émise varie discrètement selon le mode sélectionné.

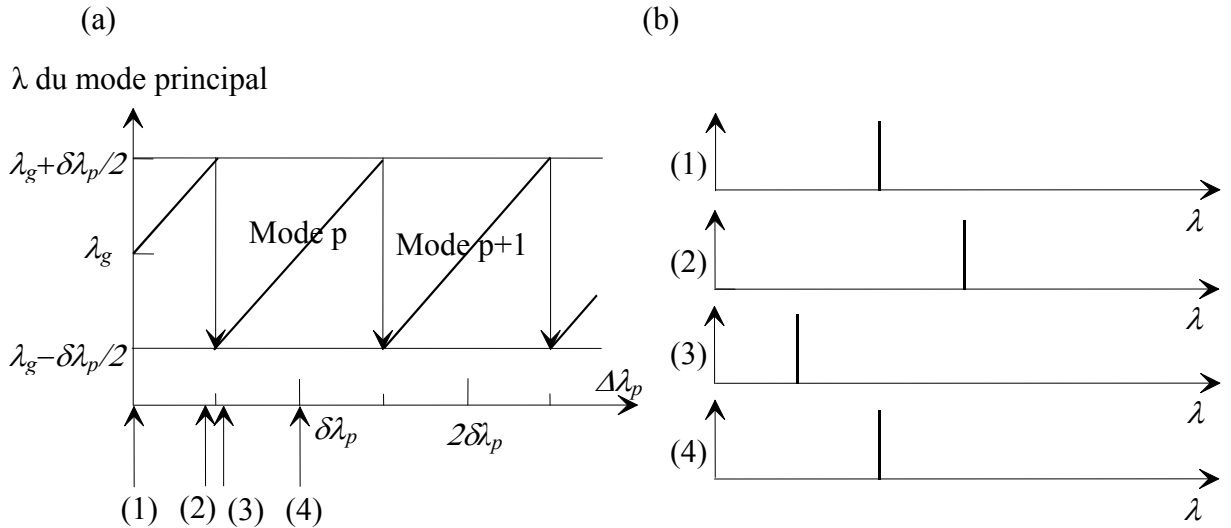


Figure 1.5 : Longueur d'onde du mode principal en fonction du décalage du spectre des modes longitudinaux. (b) Position du spectre d'émission laser pour les valeurs (1), (2), (3) et (4) de $\Delta\lambda_p$ données sur (a). On a un balayage linéaire dans le sens croissant sur l'intervalle ISL.

On conçoit donc qu'il est possible d'obtenir une plage d'accord continu supérieure à l'ISL si l'on réalise la condition $\Delta\lambda_g = \Delta\lambda_p = \Delta\lambda$ lors d'une variation synchronisée des deux caractéristiques précédente. C'est ce qu'on appelle la syntonisation du maximum de gain et de la longueur d'onde modale. Mais elle est très difficile à réaliser expérimentalement avec des composants intégrés ; les contrôles en température ou en courant permettent de commander les deux aspects simultanément mais les plages de longueur d'onde correspondantes sont limitées à une dizaine de nm et la longueur de cohérence des diodes ainsi commandées à quelques mètres [21, 22, 23].

La principale limitation de ces commandes est la perte de confinement des porteurs de charges au-delà de valeurs de température et de champ électrique critiques en fonction des matériaux employés, qui induisent une perte de puissance en sortie, voire la réapparition de modes secondaires qui limitent la cohérence, notamment pour les VCSEL. Au contraire, l'utilisation de cavités externes permet de soulager la diode de ces contraintes et garantit à la fois une faible largeur spectrale, donc une grande longueur de cohérence, et une bonne puissance de sortie.

1.2.2 Diodes Lasers à Cavité Externe

Des accords d'environ 20nm ont été réalisés avec des VCSEL associés à des miroirs déformables MEMS (Micro-Electro-Mechanical System) ; tandis qu'on peut dépasser la centaine de nm pour des diodes longitudinales associées à des réseaux en pivot. Ces dernières possèdent en outre une largeur spectrale très faible, de l'ordre de quelques kHz pour une cavité de quelques cm en théorie, c'est pourquoi ce système a été retenu dans ce projet. Cependant ces attentes sont modérées expérimentalement par le faible couplage entre les

ondes se propageant dans la cavité externe et celles dans la jonction, et par la difficulté à maîtriser les fluctuations thermiques et vibrations mécaniques qui peuvent provoquer des sauts de modes si elles deviennent supérieures à l'ISL.

Enfin il existe un cas particulier où la cavité externe est formée par la cible elle-même, appelée Self – Mixing Interferometry (peut-être traduisible par « auto-couplage »), qui s'applique aux mesures de déplacements. Il existe plusieurs développements de cette technique d'interférométrie, notamment avec la SPM décrite précédemment [23, 24]. Comme elle nécessite une cible à très courte distance pour le couplage avec la cavité laser, nous n'y reviendrons pas.

1.2.2.1 Cavités miroir-réseau et Fabry-Pérot

La configuration de base des diodes laser à cavité externe (ECLD) miroir-réseau est celle présentée par Littrow, avec un réseau en rotation face à une sortie longitudinale de la diode dotée d'un revêtement antiréfléchissant (Figure 1.6). Celui-ci force le laser à résonner sur la longueur de la cavité externe au lieu de se limiter à la cavité de la diode. Ainsi une rotation du réseau entraîne un changement de la longueur d'onde sélectionnée et une variation de la longueur de la cavité résonante.

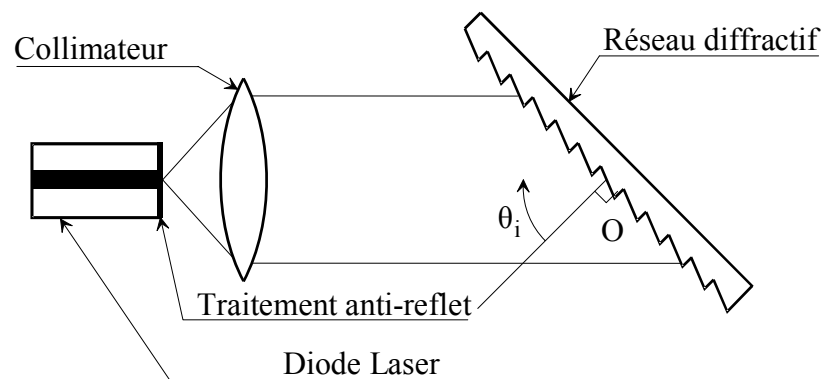


Figure 1.6 : Schéma de principe d'une diode laser à cavité externe en configuration Littrow.

Sélection de la longueur d'onde par le réseau :

Les directions θ_m des maxima d'intensité d'ordre m d'un faisceau incident selon θ_i diffracté par un réseau de pas d à la longueur d'onde λ_r sont données par la relation de Bragg :

$$\sin(\theta_m) = \sin(\theta_i) + m \frac{\lambda_r}{d} \quad (1.26)$$

Afin d'optimiser l'efficacité de diffraction, le pas du réseau est généralement choisi tel qu'un seul ordre diffracté existe. On s'intéresse au cas où $m = -1$, soit :

$$\lambda_r = d(\sin(\theta_i) - \sin(\theta_{-1})) . \quad (1.27)$$

Sélection par le résonateur :

Les longueurs d'onde correspondant à chacun des modes longitudinaux dépendent de la longueur optique totale diode plus cavité externe (voir Eq. 1.22).

Condition d'accord continu :

Le mode longitudinal qui a le plus grand gain détermine la longueur d'onde centrale du spectre d'émission laser et est appelé mode principal. Dans un laser à cavité externe, l'espacement intermodal est très petit devant la largeur de la bande de gain de la diode qui n'est donc plus discriminante. Le mode principal est celui dont la longueur d'onde λ_p est la plus proche de celle à laquelle le réseau cause le minimum de pertes λ_r .

Pour un accord continu, il faut que λ_p et λ_r varient en restant à moins d'un demi – ISL l'une de l'autre :

$$|\lambda_r(\theta_i) - \lambda_p(L_{opt})| < \delta\lambda_{seuil} = \frac{\delta\lambda_p}{2} \quad (1.28)$$

On retrouve l'expression de l'Equation 1.25 avec une discrimination de mode par λ_r au lieu de λ_g , et où L_{opt} représente la longueur optique diode plus cavité externe.

Différentes configurations de cavité externe ont été proposées. Elles diffèrent par l'utilisation ou non d'un miroir, et par le choix du faisceau de sortie. Cela a aussi des incidences sur la sélectivité spectrale, qui est déterminée par l'efficacité de couplage entre la diode et la cavité externe, pour une Littrow :

$$\Delta\lambda_{FWHM} \approx nd \cos(\theta_i) \times 2\sqrt{\ln(2)} \times \frac{r_0}{f} \quad (1.29)$$

où r_0 est le rayon du mode en sortie de diode, f la focale du collimateur, n l'indice de l'air, d le pas du réseau et θ_i l'angle d'incidence sur le réseau.

La configuration retenue par Pécheux [9] a été présentée d'abord par Shoshan pour les lasers à colorant, puis adaptée aux diodes lasers par Harvey et Myatt (Figure 1.7). Le faisceau arrive directement avec une incidence rasante sur le réseau et l'ordre -1 est renvoyé par un miroir mobile perpendiculaire à la direction de cet ordre de diffraction sur le réseau à nouveau et de là dans le milieu actif. Une rotation du miroir permet l'accord en longueur d'onde et l'ordre 0 de diffraction sur le réseau est utilisé comme faisceau de sortie. Sa largeur spectrale est deux fois plus étroite qu'une Littrow :

$$\Delta\lambda_{FWHM} \approx nd \cos(\theta_i) \times \sqrt{\ln(2)} \times \frac{r_0}{f} \quad (1.30)$$

Pour réduire la bande, on peut diminuer le pas du réseau (limité par la longueur d'onde voulue), augmenter l'angle du miroir (mais augmente la taille du réseau) et augmenter la distance focale (mais diminue l'ISL).

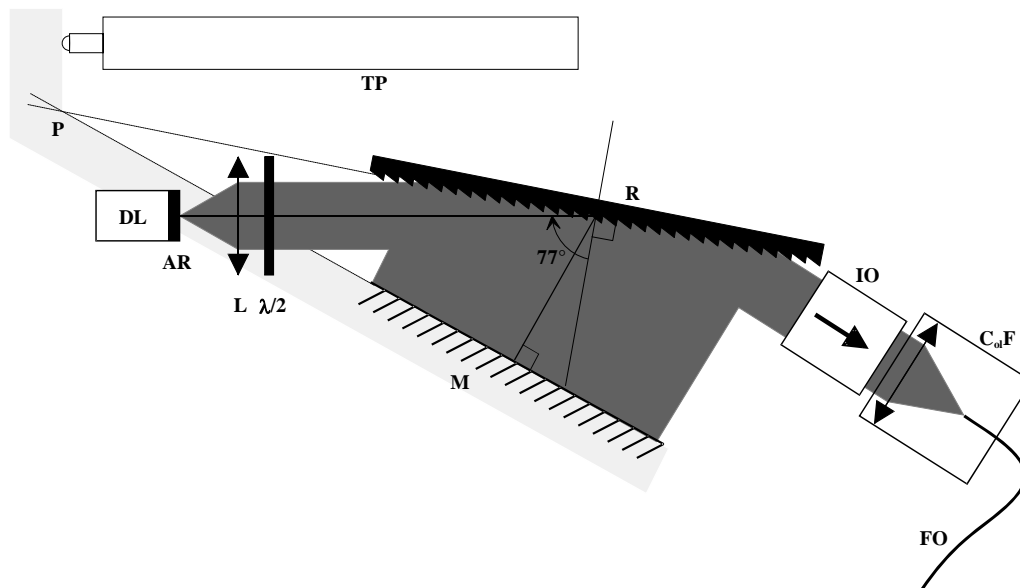


Figure 1.7 : Schéma général de la diode laser à cavité externe continûment sintonisable de Pécheux.

TP transducteur piézoélectrique,
P pivot de rotation, DL diode laser,
AR traitement antireflet,
L lentille de collimation,
 $\lambda/2$ lame demi-onde,
M miroir externe mobile,
R réseau de diffraction,
IO isolateur optique,
 C_{0F} collimateur fibré et FO fibre optique de sortie.

La contre-réaction de la cavité externe sur la diode peut être parasitée par des réflexions sur des dioptries en aval ou par des instabilités dans le mouvement mécanique du réseau et du miroir. C'est aussi la configuration Shoshan qui y est la moins sensible [9]. Son principal défaut est la maîtrise mécanique nécessaire à un accord stable, mais l'utilisation de grandes longueurs d'onde permet de diminuer les contraintes sur la cavité externe.

Enfin, des travaux récents montrent qu'il est aussi possible d'obtenir des balayages intéressants en intercalant un cristal électro-optique (EOC) entre la diode et une configuration Littrow [25]. La plage reste limitée (10GHz à 800nm, soit 20pm), mais il est plus facile de rétro-actionner l'EOC pour corriger d'éventuelles non-linéarités [26].

Les cavités externes Fabry-Pérot (Figure 1.8) sont du type miroir-miroir dont l'espacement détermine la longueur d'onde filtrée, comme on l'a vu dans le cas d'une diode laser simple. Ici par contre, la longueur de cavité résonante est allongée et la distance entre les miroirs semi-réfléchissants est commandable pour obtenir un balayage. Les premières versions ont mis en jeu un seul miroir, mobile (MEMS), conjugué au miroir fixe de la face

arrière de la diode laser, par exemple une VCSEL [27], obtenant 15nm de balayage continu à 950nm, mais avec une largeur spectrale très grande (2nm). Wang *et al* [28] réduit d'un facteur 4 la largeur spectrale avec deux miroirs à structure en réseau de Bragg, dont celui mobile est courbé pour augmenter le SMSR, et obtient un balayage de 40nm.

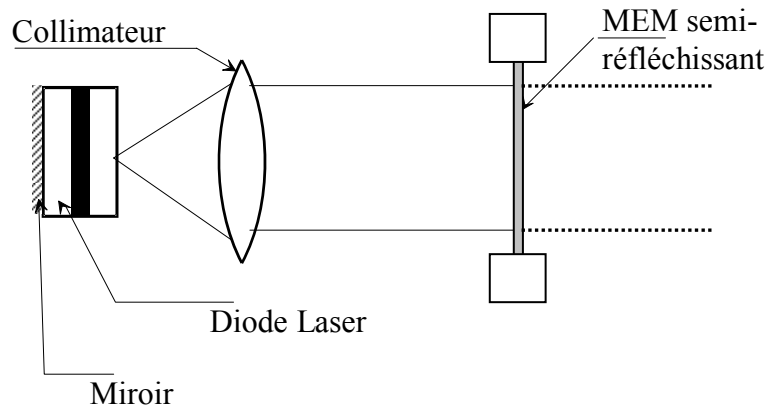


Figure 1.8 : Schéma d'une diode VCSEL en configuration Fabry-Pérot.

1.2.2.2 Performances de la source utilisée

Les sauts de mode se manifestent par des discontinuités de la puissance optique et de la fréquence émises par la diode laser à cavité externe (ECLD). Avec un interféromètre, le principe consiste à vérifier l'absence de variations brusques de l'interfrange d'une frange à l'autre, en comparant les écarts entre les passages à zéros.

Afin d'estimer la longueur de cohérence, on peut mesurer le contraste des franges du signal détecté à la sortie d'un interféromètre en fonction de la ddm (voir paragraphe 1.1), ou comparer le contraste à une ddm donnée avec celui produit par une source de même puissance, mais de longueur de cohérence connue.

Pour information, voici quelques caractéristiques de la source de Pécheux (Figure 1.9). La diode est traitée anti-reflet à mieux que 10^{-4} pour 1550 nm, un isolateur optique est placé en aval de la cavité externe. Le mouvement est réalisé par une lame flexible actionnée par un transducteur piézo-électrique pour minimiser les vibrations. Le réseau est de 1000 traits/mm. Pour obtenir une efficacité de diffraction importante tout en maximisant la sélectivité spectrale, il utilise une lame demi-onde dont les axes neutres sont inclinés à 45° par rapport à la direction de polarisation du faisceau. Après un aller-retour à travers la lame, la polarisation de la lumière réinjectée dans la diode reste identique, mais le champ électrique est perpendiculaire aux stries lorsqu'il vient frapper le réseau.

Il obtient ainsi une plage de 1537,2 nm à 1546,0 nm, soit un accord continu sur 8,8 nm (1,1 THz) en un seul balayage, en 125 ms soit 130 nm/s dans la partie centrale de la plage. Pour mesurer sa longueur de cohérence, il a utilisé un Michelson fibré de 3 km de ddm et dont les extrémités sont équipées de rotateurs de Faraday et de miroirs, avec une vitesse de balayage d'environ 90 nm/s. L'amplitude est comparée avec celle obtenue avec une source accordable Agilent 81680A de vitesse 40 nm/s et de largeur spectrale garantie inférieure à

100kHz. En supposant les spectres de puissance des 2 sources de forme lorentzienne, ses mesures permettent de conclure que la longueur de cohérence de la ECLD réalisée est supérieure à 300 m.

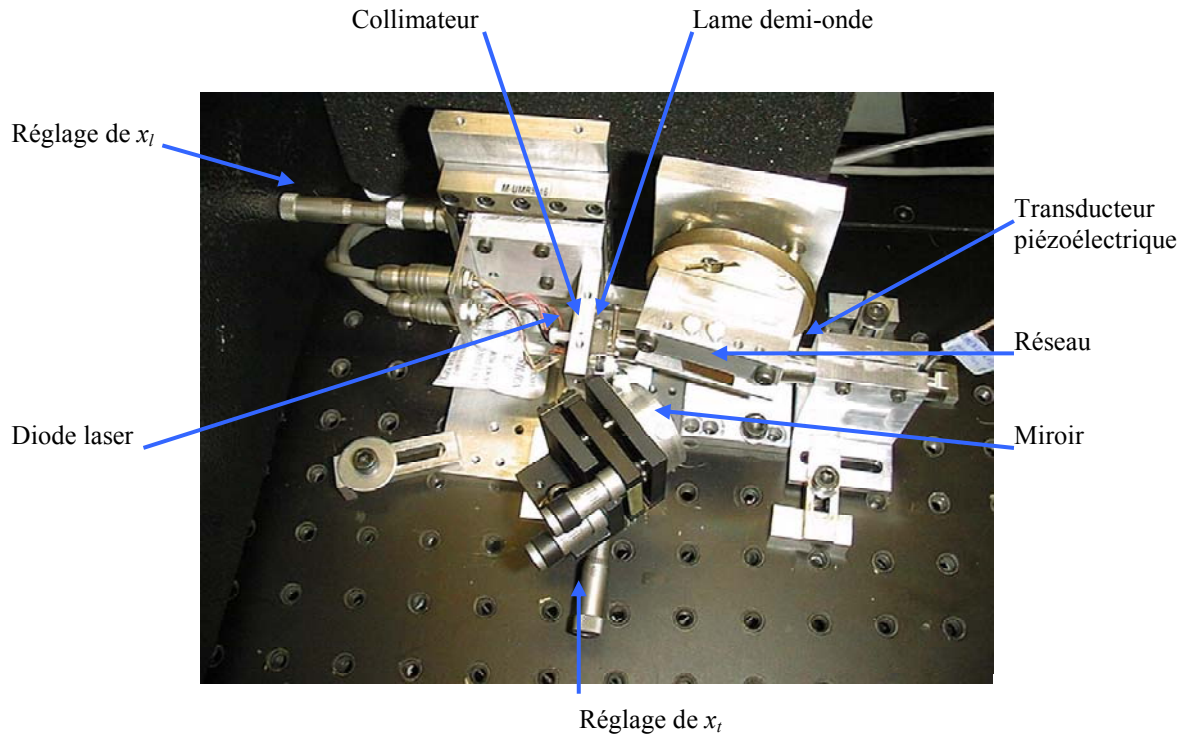


Figure 1.9 : Photographie du prototype de la diode laser à cavité externe miroir – réseau continûment syntonisable.

Pour la présente thèse, nous nous sommes limité à l'utilisation d'une source Agilent de même type (81682A) dont les caractéristiques sont détaillées ici [29]. Il s'agit d'une diode, ou plus probablement d'un amplificateur InGaAsP avec une couche anti-réfléchissante de 10^{-5} sur une des faces, associée à une cavité externe miroir-réseau. Elle peut balayer entre 1460 et 1580nm, sans saut de mode à des vitesses de balayage disponibles de 0,5, 5, 10, 20 et 40nm/s, mais la première présente en fait des sauts de mode (voir Chapitre 3) et ne sera pas utilisée. Le SMSR est supérieur à 40dBc (dB par rapport à la puissance de la porteuse) et la largeur spectrale typique est de 100kHz, ce qui assure une longueur de cohérence supérieure au km.

Enfin le module est équipé d'un système de calibrage automatique à chaque démarrage ou après une variation de température supérieure à 5K, et d'une sortie par fibre optique de type Panda pour le maintien de la polarisation avec un connecteur FC-PC (angle droit) induisant une réflexion à -40dB. Un atténuateur optique intégré permet de régler la puissance de sortie de 6 à -60dBm (dB par rapport à 1mW).

Elle possède une sensibilité de 0.1pm à 1550nm ; la précision absolue (écart maximal à la longueur d'onde demandée) sur la longueur d'onde de départ est de 10pm et la résolution (ici définie comme la moyenne de l'écart maximum et minimum à la longueur d'onde demandée aléatoirement) de 5pm, avec une répétabilité sur plusieurs reprogrammation après balayage de la longueur d'onde demandée de 1pm.

En sortie de la source, un isolateur optique permet d'éviter toute contre-réaction de la part des interféromètres objet et référence. Puis un collimateur injecte le faisceau dans une fibre optique menant à un coupleur fibré distribuant 90% de la puissance optique dans l'interféromètre objet et 10% vers l'interféromètre de référence. Un isolateur a été intégré avant ce dernier pour supprimer toute réflexion pouvant provenir de l'interféromètre objet.

1.2.3 Interféromètre de référence fibré

L'interféromètre de référence répond à un problème de calibrage du signal reçu pour une mesure par ADI. En effet, le nombre de franges défilées, ou la fréquence de battement, dépend non seulement de la différence de chemin optique de l'interféromètre, mais aussi de la vitesse de balayage et de la longueur d'onde initiale. Il y a deux approches : les mesurer, systématiquement ou non, ou les compenser.

La première solution présente plusieurs inconvénients : elle suppose soit de calibrer régulièrement le système avec un autre plus précis, donc en principe plus cher et / ou plus difficile à mettre en œuvre, soit de mesurer systématiquement la longueur d'onde durant le balayage, ce qui complexifie le système. Les télémètres pouvant être utilisés pour le calibrage sont des systèmes superhétérodynes ou bien des interféromètres incrémentaux (mesure de déplacement par comptage de franges) dont la longueur d'onde doit être extrêmement stable. La mesure de la longueur d'onde requiert un λ mètre en parallèle, à la fois très rapide et précis, ou bien de réaliser un couplage sur une ou plusieurs raies atomiques. Cette technique permet en plus de compenser les dérives en longueur d'onde dues aux fluctuations de température et de courant.

1.2.3.1 Choix et réalisation d'un Mach-Zehnder fibré

La deuxième approche consiste à éliminer les coefficients. Comme indiqué dans le premier paragraphe, c'est possible en première approximation (et suffisant à notre niveau) en mesurant le nombre de franges ou la fréquence de battement d'un second interféromètre de d_{dm} connue monté en parallèle et donc soumis au même balayage en longueur d'onde. Plusieurs configurations sont possibles : cavité Fabry – Pérot, Michelson ou Mach-Zehnder... Si parfois cet interféromètre est délibérément placé dans les mêmes conditions atmosphériques que la cible visée afin de les compenser, dans tous les cas, il est important que la réponse de la structure même soit la plus stable possible, vis-à-vis des vibrations et de la dilatation thermique. Il faut connaître D_{ref} très précisément et n_{ref} doit être constant. Ainsi il est courant de réaliser une référence en Zérodur de coefficient d'expansion thermique (CTE) de l'ordre de seulement $2e-8 \text{ K}^{-1}$ sur une plage de -20 à 50°C .

Toutefois, un interféromètre de référence fibré permet d'avoir une grande différence de chemin optique pour un faible encombrement et une isolation facile. Une d_{dm} du même ordre de grandeur que celle visée est préférable pour des raisons d'échantillonnage et de traitement du signal (voir partie 1.3). L'utilisation de fibres optiques entraîne un certain nombre de contraintes pour garantir la stabilité de la d_{dm} de référence par rapport notamment aux perturbations comme les variations de température, la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation. En outre, les deux interféromètres objet et référence doivent minimiser le nombre et la réflectivité des dioptries non désirés pour éviter d'une part les contre-réactions sur la source laser et d'autre part l'introduction de biais de mesure. Une

configuration de Mach-Zehnder fibré a donc été choisie puisque la lumière y circule en « sens unique » (voir Figure 1.10).

En sortie de fibre, le rapport de la puissance réfléchie guidée à l’infini sur celle incidente s’écrit :

$$\frac{P_r}{P_i} = R \times \exp\left(-\left(\frac{\pi \times n_c w \times 2\theta}{\lambda}\right)^2\right) \quad (1.31)$$

avec : R coefficient de réflexion en intensité d’un mode propre d’une fibre monomode.
 n_c indice de cœur.

w rayon du faisceau incident.

θ angle du mode guidé incident par rapport au plan de réflexion (extrémité de la fibre).

Pour une fibre Télécom monomode Corning SMF 28 plongée dans l’air, la fraction de puissance réfléchie devient inférieure à -40 dB à partir d’une inclinaison de 4° de l’extrémité de la fibre. Elle devient alors négligeable devant le bruit de quantification pour une carte d’acquisition 12 bits. Les connections entre fibres de notre dispositif sont donc équipées de connecteurs FC-APC (Angled Physical Contact), possédant une inclinaison de 8°, de réflectivité et de directivité inférieure à -65 dB. Les brins inutilisés des coupleurs sont terminés par des connecteurs FC-APC plongés dans un gel d’indice adapté (glycérine), de réflectivité -60 dB (Figure 1.9). En outre on suppose que la rétrodiffusion Rayleigh est également négligeable, son atténuation valant typiquement -70dB/m.

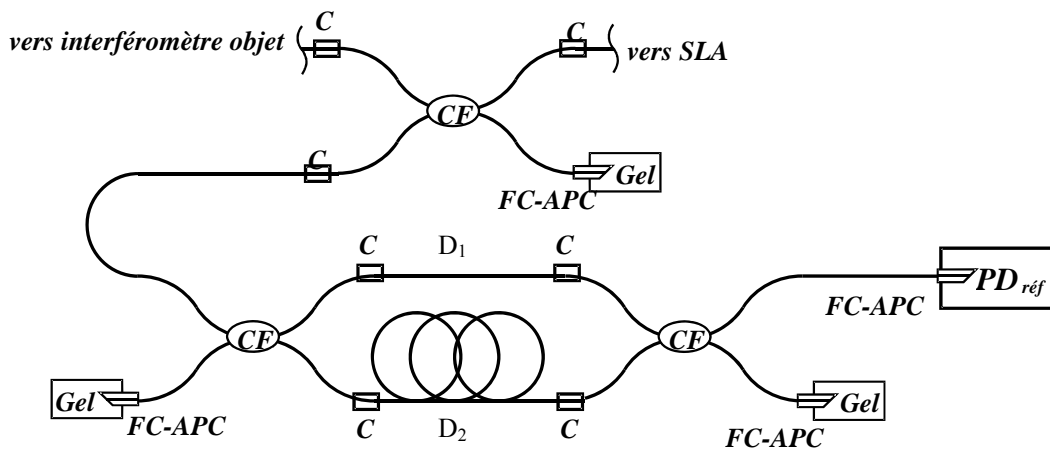


Figure 1.10 : Schéma du Mach-Zehnder et des coupleurs ; $PD_{réf}$: détecteur à photodiode, C : connexion (comportant deux connecteurs FC-APC), Gel d’indice adapté : glycérine, CF : coupleur fibré, SLA : source laser accordable.

1.2.3.2 Stabilité de la ddm

Nous avons établi au premier paragraphe l’influence d’une variation de la ddm au cours d’une mesure ou entre deux mesures, respectivement sur la résolution et la précision du système, en mettant notamment en évidence un facteur d’amplification de $\lambda/\Delta\lambda$ des variations au cours d’une mesure. Si ce facteur peut être réduit en jouant sur les propriétés de la source

laser, il convient maintenant de voir comment limiter les variations de ddm elles-mêmes. Pour une fibre optique, elles sont de deux natures différentes, thermique et optique.

En ce qui concerne les effets thermiques, ils peuvent théoriquement être compensés dans un Mach-Zehnder en utilisant une fibre différente pour chaque bras de sorte que la ddm reste constante malgré l'expansion thermique de chaque fibre, ce qui impose :

$$S_1 \times L_1 = S_2 \times L_2 \quad (1.32)$$

avec

$$S_i = \frac{1}{L_i} \times \frac{dL_i}{dT} \quad (1.33)$$

où S_i et L_i sont respectivement le coefficient d'expansion global du chemin optique et le chemin optique de la fibre optique i . Cette approche est détaillée au Chapitre 2. Par ailleurs, le fait d'avoir choisi un interféromètre fibré permet de limiter les variations de température (et éventuellement de pression) ambiante en l'introduisant dans une enceinte isolante de type Dewar.

Concernant les effets de dispersion optique, ils portent sur la polarisation et la longueur d'onde. La Dispersion Modale de Polarisation (PMD) est une propriété fondamentale des fibres monomodes, dans lesquelles l'énergie du signal à une longueur d'onde donnée est composée de modes ayant des polarisations orthogonales de vitesse de propagation légèrement différentes. Cette biréfringence est due à une circularité imparfaite du cœur de la fibre et aux contraintes mécaniques ; elle n'est donc pas a priori stable dans le temps, mais elle reste négligeable pour les longueurs utilisées ici.

La dispersion chromatique est produite essentiellement par le milieu de propagation lui-même dont l'indice de réfraction est une fonction non-linéaire de la longueur d'onde. Elle entraîne un biais non négligeable sur la ddm référence. Cependant cette erreur est systématique et peut être compensée par calibrage à condition que la longueur d'onde initiale et la plage de balayage soient suffisamment stables d'une mesure à l'autre, ce qui est vérifié par les propriétés de la source précédemment énoncées. Ces deux effets optiques sont détaillés au Chapitre 2.

Calibrage de l'interféromètre référence par mesure de 2 distances d'intervalle connu :

Il est tout à fait possible de renverser les rôles des interféromètres objet et référence au niveau du traitement des signaux. Cela permet notamment de calibrer l'interféromètre de référence pour éliminer les biais systématiques comme évoqué ci-dessus. On ne peut pas avoir aisément accès à une distance objet absolue suffisamment précise pour une telle manœuvre, à moins de disposer d'un autre système de télémétrie absolue aussi performant en parallèle. La solution consiste à mesurer deux distances objets dont l'écart relatif est, lui, précisément mesurable. Pour cela, on peut utiliser par exemple une platine de translation Micro-Contrôle pour régler une différence $D_{12} = 10$ cm avec une erreur inférieure à $\Delta D_{12} = 2$ μ m. Alors la ddm de référence s'écrit en fonction des rapports de fréquence de battement des deux mesures :

$$L_{ref} = \frac{L_{12}}{\left(\frac{f_{obj2}}{f_{ref2}} - \frac{f_{obj1}}{f_{ref1}} \right)} \quad (1.34)$$

En condition atmosphérique normale, on trouve $n_{air}=1,0002686$ (voir paragraphe suivant). Pécheux trouve ainsi 14,9097m avec $D_{12}=10\text{cm}$. Cette méthode est généralisable en opérant une régression linéaire sur plusieurs rapports de positions cibles connues. L_{ref} est alors donnée par l'inverse de la pente, et la distance cible absolue peut alors être précisée grâce au premier rapport (ordonnée à l'origine). Pour notre premier interféromètre réalisé avec une fibre Télécom de 7,67m environ et d'une fibre à revêtement en cuivre de 22,7cm environ, nous obtenons ainsi une L_{ref} moyenne de 11,586(538)m avec un écart-type de 7,843mm, sur 10 mesures de pentes de régressions linéaires réalisées sur 12 positions cibles, avec différentes distances de départ et différentes vitesses de balayage.

Une autre méthode indépendante consiste à envoyer des impulsions lasers ultracourtes dans chaque bras et de mesurer leur temps de propagation, en tenant compte de la dispersion (voir Chapitre 2).

1.2.4 Interféromètre objet

On couple la lumière dans l'interféromètre objet via une fibre optique, dont l'extrémité de sortie est inclinée à 8° et recouverte d'un traitement anti-reflet dont le taux de réflectivité est garanti inférieur à 0,25%. La lentille de collimation et le cube séparateur sont traités anti-reflet. Les rétroreflecteurs, des coins cubes ayant une erreur de parallélisme (tolérance angulaire) inférieure à $3''$, renvoient un faisceau parallèle à celui incident mais séparé de quelques mm, éliminant ainsi toute superposition avec un faisceau ayant subi une réflexion simple sur un dioptre indésirable.

Les rétroreflecteurs de l'interféromètre objet utilisés au départ ne sont pas traités antireflet. Ils sont constitués de verre BK7 dont l'indice de réfraction à 1550 nm vaut 1,5007 et ont une profondeur de 20,64 mm. Si les réflexions simples sont éliminées par le montage, les doubles ($\sim 1,6\%$) introduisent un effet Fabry – Pérot de 41,28 mm dont les miroirs ont une réflectivité r^2 de 4,01%. Elles introduisent des composantes parasites, responsables de l'existence d'un battement dans l'interférogramme objet (modulation d'amplitude apparente). Leur influence sur les mesures de fréquence est évaluée par simulation au chapitre 2 et se traduit essentiellement par un léger biais systématique ; elles ont été éliminées par la suite en prenant des réflecteurs creux.

Bien que, par nature, la cible soit soumise à de multiples contraintes environnementales pas toujours maîtrisable, il faut néanmoins s'assurer, comme pour le cas de la référence, que le chemin optique reste relativement stable au cours d'une mesure afin de limiter l'amplification d'erreur. Au cours de nos expériences, l'interféromètre objet est monté sur table optique, sauf mention contraire, afin de limiter les vibrations du sol, et la température de la pièce est contrôlée pour limiter les effets thermiques, que ce soit sur le Mach-Zehnder fibré ou sur la table optique et l'atmosphère.

L'indice de réfraction de l'air varie très peu selon la température et la longueur d'onde. Cette dépendance s'exprime par [30] :

$$n_{15} = 1 + 10^{-8} \times \left(8342,1 + \frac{2406030}{130 - \frac{1}{\lambda_0^2}} + \frac{15996}{38,9 - \frac{1}{\lambda_0^2}} \right) \quad (1.35)$$

$$n_T = 1 + (n_{15} - 1) \times \left(\frac{1,0549}{1 + 0,00366 \times T} \right) \quad (1.36)$$

où n_{15} est l'indice à 15°C et λ est en μm . Cela induit une variation de l'indice de l'air de 1,000268592 à 1,000268589 entre 1550 et 1553nm à 20°C, soit une erreur systématique sur la mesure de ddm de 2,4e-9 m seulement. Ceci vaut pour une atmosphère homogène sur tout le parcours du faisceau objet ; en revanche, des cellules de turbulence, potentiellement mobiles, peuvent introduire une erreur non négligeable, mais qu'il est possible de réduire par une moyenne statistique des mesures d'une même distance [6] en même temps que certaines vibrations périodiques, en supposant une répartition gaussienne des variations de chemin optique (voir paragraphe 3). Le temps caractéristique des turbulences correspond à la traversée du diamètre du faisceau à la vitesse du vent [30]. Le diamètre de notre faisceau étant d'environ 4mm, on peut raisonnablement supposer que ce temps caractéristique en salle fermée est supérieur au dixième de seconde, i.e. à la durée d'une acquisition, et que par conséquent la turbulence joue peu au cours d'une mesure.

Le principal souci va venir du support de l'interféromètre objet. En effet, sur une table optique Melles-Griot en acier, le coefficient d'expansion thermique global est de l'ordre de $15 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Pour éviter une erreur de mesure supérieure au μm , il faut donc empêcher des variations de températures supérieures à 0,067K au cours d'une acquisition, soit $\sim 0,5$ à 1K/s. En revanche, les suspensions réduisent considérablement la transmission des vibrations ; le fabricant indique un déplacement de surface relatif (Relative Tabletop Motion) inférieur à 3nm pour les vibrations supérieures à 10Hz, soit une erreur maximale de 1,5 μm après la prise en compte du facteur d'amplification.

Lorsque l'on passe au sol, l'influence conjuguée de la dilatation thermique et des vibrations multiplie l'incertitude de mesure d'un facteur 3 à 10. La qualité de mesure se dégrade rapidement au-delà de 20m (voir chapitre 4).

Lorsqu'on passe en multi-cibles, on rajoute un cube séparateur sur le bras long du premier Michelson et un troisième rétro réflecteur dont on aligne le faisceau retour sur celui du premier Michelson. On peut ainsi recueillir son interférogramme sur la même photodiode objet. En réalité, l'ajout de cette seconde cible introduit deux interférogrammes en plus de celui de la première cible : celui entre la nouvelle cible et le bras court du premier Michelson, et celui entre la nouvelle cible et le bras long du premier Michelson (voir Figure 1.11).

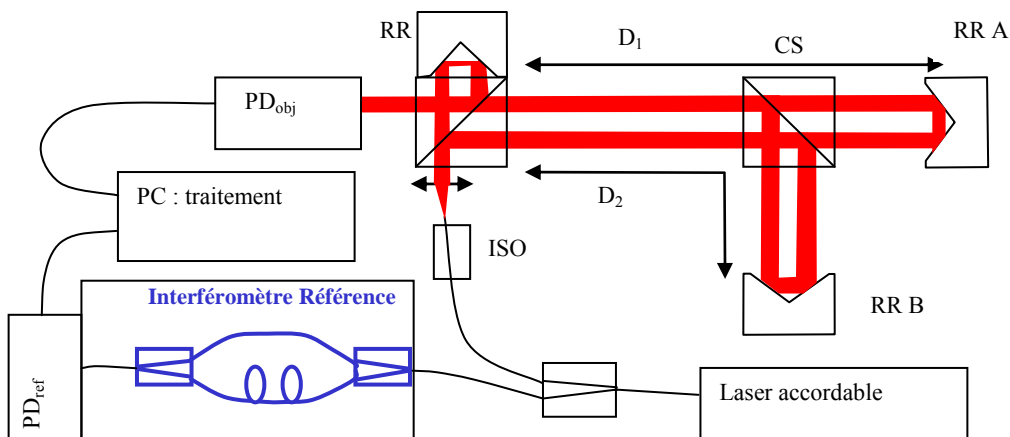


Figure 1.11 : Schéma multi-cibles ; PD: photodiode, ISO: isolateur optique, RR: rétro réflecteur, CS: cube séparateur.

Nous exposerons les méthodes capables de distinguer chaque interférogamme au paragraphe suivant, puis les limites expérimentales et les solutions proposées notamment au problème de séparabilité des cibles au Chapitre 3.

1.3 Traitement du signal pour les cibles multiples

L'un des principaux avantages de notre système est de ne traiter que deux signaux, même en cas de cibles multiples, ce qui permet de faire des économies d'espace et de poids, et de mesurer avec une seule référence. Les signaux des photodiodes objet et référence sont échantillonnés sur une carte d'acquisition 12 bits qui peut atteindre une fréquence d'échantillonnage de 40 Mé (méga – échantillons par secondes) sur un canal, 20 Mé sur deux canaux ou 10 Mé sur 4 canaux synchrones. Elle est pilotée par un programme LabView et déclenche par voie numérique le balayage de la source laser qui en retour déclenche l'acquisition au démarrage du balayage.

Cette numérisation peut entraîner une perte de résolution. La densité de probabilité du bruit de quantification présente une distribution uniforme entre $-q/2$ et $+q/2$ où q est le pas de quantification. Soit un signal sinusoïdal $x_i(t) = \sin(2\pi \times f_i \times t)$, on recherche le $\Delta f = f_1 - f_2$ maximal tel qu'après quantification, on identifie deux signaux de fréquences f_1 et f_2 comme ayant la même fréquence. En dérivant $x_i(t)$, on obtient au plus $\Delta x_i(t) = 2\pi \times f_i \times \Delta t$ si on prend la fréquence d'échantillonnage $1/\Delta t = f_e = 2f_s$, fréquence limite imposée par Shannon (f_s représente f_1 ou f_2), Δt durée d'échantillonnage. On a donc :

$$\Delta x_1(t) - \Delta x_2(t) = 2\pi \times (f_1 - f_2) \times \Delta t. \quad (1.37)$$

Sachant que la différence entre les valeurs des 2 signaux est majorée par la valeur maximale de q du bruit de quantification (dans le cas de la quantification par arrondi), alors l'expression précédente nous impose la limite théorique de la résolution sur la fréquence en fonction du nombre de bits de quantification :

$$\frac{1}{2^n - 1} = \frac{2\pi \times (f_1 - f_2)}{f_s} \Rightarrow n \approx \ln_2 \left(\frac{f_s}{2\pi \times (f_1 - f_2)} \right) \quad (1.38)$$

si 2^n très grand devant 1. Comme dans notre cas, on veut une résolution de 10^{-6} , alors il faut au moins $n=12$ bits.

Les premiers échantillons ne sont pas conservés car le balayage présente parfois des sauts de mode au début. Le nombre d'échantillons dépend du type de traitement choisi. Le plus courant dans ce genre de technique est le comptage de frange ; il nécessite une fréquence d'échantillonnage élevée afin de bien repérer les passages à zéro et fait généralement appel à des programmes d'interpolation polynomiale pour affiner ce repérage. C'est lui qui donne les meilleurs résultats actuellement, mais il est par contre inopérant en cas de superposition d'interférogrammes comme dans notre cas. Les deux autres méthodes qui peuvent gérer le cas multi-cibles sont les méthodes paramétriques, qui consistent à ajuster les paramètres d'un modèle du signal pour en extraire les fréquences de battement, et l'analyse spectrale par Transformée de Fourier, où l'on recherche directement les fréquences présentes dans le signal, dont les fréquences de battement.

1.3.1 Cas du comptage de franges

Le comptage de frange est une technique très connue, utilisée depuis longtemps en mesure de déplacement puis en interférométrie à balayage de longueur d'onde. Les principales innovations ont été la complexification de la détection et l'élaboration d'algorithmes d'interpolation de franges afin d'obtenir des mesures sub-longueur d'onde synthétique. En effet, comme on l'a vu au premier paragraphe, une variation d'une frange dans le total défilé correspond en ADI à une variation sur la mesure de distance de λ , soit près de $800\mu\text{m}$ dans notre cas. Bien sûr, les utilisateurs de cette technique choisissent des longueurs d'onde plus courtes soit au niveau de la source, soit plus souvent par hétérodynage en ajoutant des modulateurs acousto-optiques par exemple. On peut mesurer des fractions de franges en implémentant par exemple 4 détecteurs en quadrature sur les interféromètres, ce qui permet de descendre au quart de frange [31]. En augmentant la fréquence d'échantillonnage et en utilisant un algorithme d'interpolation on peut descendre plus bas ; avec un simple moyennage, Stone *et al.* [6] descend à $\lambda/64$. Pour des franges 2D statiques, un algorithme Bayésien permet de descendre au centième de frange [32].

Les principales limites de cette technique sont la complexité croissante pour atteindre une précision raisonnable et le fait de devoir construire autant d'interféromètres objets indépendant qu'il y a de cibles à mesurer, à cause de la nécessité d'observer les passages à zéro de chaque interférogramme objet.

1.3.2 Méthode paramétrique autorégressive (AR)

Les méthodes paramétriques sont une des réponses aux problèmes du comptage de franges. En effet, elles s'affranchissent des détections des passages à zéros, ce qui permet de superposer les interférogrammes objets au sein d'un même interféromètre multi-cibles. Elles ont également l'avantage par rapport à l'analyse fréquentielle, décrites plus loin, de ne pas nécessiter de fenêtrage fréquentiel pour séparer chaque fréquence de battement cible [33]. Les performances de cette méthode vont essentiellement dépendre du choix du modèle par rapport au signal à mesurer et de la technique de calcul de ses paramètres, dont on va ensuite extraire les fréquences de battement. Le type traitement joue aussi sur la résolution : la Transformée de Fourier est en $1/N$, la méthode paramétrique en $1/N^{3/2}$ où N est le nombre d'échantillons. En contrepartie, les méthodes paramétriques sont plus complexes à mettre en place et moins directes.

1.3.2.1 Choix du modèle

On peut considérer un signal comme étant issu d'un système linéaire excité par un bruit blanc, autrement dit le signal dépend des paramètres du filtre que constitue ce système linéaire. Il s'agit de définir un modèle paramétrique pouvant reproduire le signal étudié avec un nombre limité de paramètres. Parmi les différentes classes, Mokdad [12] a retenu la méthode Auto Régressive (AR) qui est l'une des plus utilisées en analyse spectrale. De manière générale, un modèle ARMA (Auto Régressif Moyenne Ajustée) d'ordre p exprime le

signal à l'échantillon n comme étant une combinaison linéaire des p échantillons précédents du signal et des q échantillons précédents de l'excitation (Figure 1.12) :

$$u(n) = -\sum_{k=1}^p a_k u(n-k) + \sum_{k=1}^q b_k e(n-k) \quad (1.39)$$

Le passage du domaine temporel vers le fréquentiel est réalisé par la Transformation en z du signal, avec $U(z)$ la transformée en z de la séquence $u(k)$ définie par :

$$U(z) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} u(k) \times z^{-k} \quad (1.40)$$

où z^{-1} représente l'opérateur de retard unitaire. La fonction de transfert est alors :

$$H(z) = \frac{U(z)}{E(z)} = \frac{b_0 + \dots + b_q z^{-q}}{a_0 + \dots + a_p z^{-p}} \quad (1.41)$$

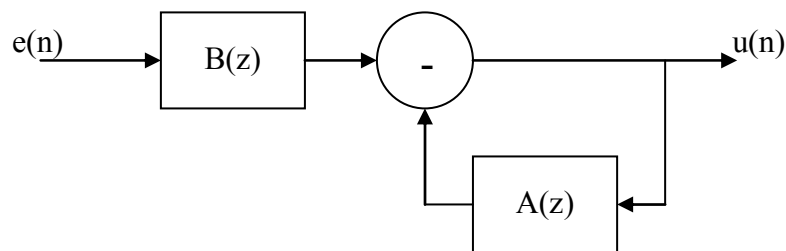


Figure 1.12 : schéma bloc du modèle ARMA.

Ce modèle fait apparaître deux polynômes en z^{-1} , $A(z)$ et $B(z)$, dont les racines donnent respectivement les pôles et les zéros du filtre.

Le modèle MA correspond au cas où tous les $a_i=0$, sauf $a_0x(n)$, avec en plus les hypothèses :

- moyenne du signal d'entrée nulle : $E[e(n)]=0$.
- variance du signal d'entrée telle que : $E[e(n)e(n+k)]=\sigma^2$ si $k=0$, 0 si $k>q$.

Le modèle AR n'utilise, au contraire des deux autres, que les échantillons précédents du signal avec tous les $b_i=0$, sauf $b_0e(n)$, où b_0 est généralement pris égal à 1. L'échantillon n est donc la combinaison linéaire des échantillons précédents ; on peut ainsi exploiter le signal

en dehors de la fenêtre d'observation pour augmenter la résolution. Sa Densité Spectrale de Puissance s'écrit :

$$DSP(AR) = \frac{\sigma^2}{\left| 1 + \sum_{k=1}^p a_k e^{-j2\pi f k} \right|^2} \quad (1.42)$$

où σ^2 est la variance du bruit.

Soit $u(n)$ le signal unitaire correspondant au filtrage d'un bruit blanc $e(n)=w(n)$ par le modèle AR(p) :

$$u(n) = -\sum_{k=1}^p a_k u(n-k) + w(n) \quad (1.43)$$

Lorsqu'un signal réel est approché par AR, $w(n)$ correspond alors à l'erreur de modélisation, qui ne vérifie pas forcément l'hypothèse de blancheur. Le filtre linéaire doit être stable (pôles à l'intérieur du cercle unité), de fonction de transfert en z :

$$H(z) = \frac{1}{1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-k}} = \frac{1}{A(z)} \quad (1.44)$$

Dans le cas particulier où un signal $x(n)$ est composé de K sinusoïdes, il s'écrit :

$$x(n) = -\sum_{k=1}^{2K} a_k x(n-k) \quad (1.45)$$

et alors les pôles Z_k de $H(z)$ sont les racines du polynôme $A(z)$ qui devient :

$$1 + \sum_{k=1}^{2K} a_k z^{-k} = \prod_{k=1}^K (1 - Z_k z^{-1})(1 - Z_k^* z^{-1}) \quad (1.46)$$

avec $Z_k = \alpha_k \times \exp(j \times 2\pi \times f_k)$ et $Z_k^* = \alpha_k \times \exp(-j \times 2\pi \times f_k)$ (1.47)

Ainsi les pôles conjugués Z_k et Z_k^* contiennent l'information qui permet d'extraire les fréquences des sinusoïdes, dans notre cas, les fréquences de battement des interférogrammes. Pour les déterminer, il faut l'ordre du modèle K et les paramètres a_k .

1.3.2.2 Algorithmes de calcul des paramètres

Pour évaluer ces derniers, il existe diverses méthodes ; Mokdad [10] en a retenu deux, la première basée sur l'équation de Yule-Walker et l'autre sur la minimisation des erreurs de prédiction avant et arrière avec l'algorithme de Burg.

L'équation de Yule-Walker décrit la relation linéaire entre les coefficients et la fonction d'autocorrélation du signal $x(n)$ avec un ordre p :

$$r_{xx}(k) = E[x(n+k)x(n)] = -\sum_{l=1}^p a_l r_{xx}(k-l) + E[e(n+k)x(n)] \quad (1.48)$$

Le deuxième terme est nul sauf en $k=0$ où il vaut σ^2 par définition, et on pose $a_0=1$. On a donc un modèle défini par un système de $p+1$ équations à $p+1$ inconnues. Pour résoudre rapidement ce système, on peut utiliser l'algorithme de Levinson-Durbin qui exploite la structure Toeplitz de la matrice d'autocorrélation (les parallèles à la diagonale principale sont faites de termes égaux) définie positive. Il s'agit d'exprimer les paramètres du modèle d'ordre k en fonction de ceux du modèle d'ordre $k-1$, jusqu'à $k=p$. C'est un algorithme récursif initialisé par :

$$a_1(1) = -\frac{r_{xx}(1)}{r_{xx}(0)} \text{ et } \rho_1 = (1 - |a_1(1)|^2) \times r_{xx}(0) \quad (1.49)$$

où ρ est un coefficient de réflexion. Puis, pour $k=\{2\dots p\}$ et $i=\{1\dots k-1\}$, on pose :

$$a_k(k) = -\frac{r_{xx}(k) + \sum_{l=1}^{k-1} a_{k-1}(l) \times r_{xx}(k-l)}{\rho_{k-1}} \text{ et } \rho_k = (1 - |a_k(k)|^2) \times \rho_{k-1}, \quad (1.50)$$

$$a_k(i) = a_{k-1}(i) + a_{k-1}(i) \times a_{k-1}(k-i) \quad (1.51)$$

Et finalement, pour $i=\{1\dots p\}$, $a_p(i) = a(i)$ et $\rho_p = \sigma^2$.

Donc un processus AR(p) est donné par :

$$r_{xx}(k) = -\sum_{i=1}^p a_1(i) \times r_{xx}(k-i) \text{ pour } k \geq 1, \quad (1.52)$$

$$r_{xx}(0) = -\sum_{i=1}^p a_1(i) \times r_{xx}(i) + \sigma^2.$$

L'autre méthode retenue est basée sur l'algorithme de Burg utilisant la minimisation des moyennes arithmétiques des erreurs de prédiction avant et arrière de chaque ordre $0 < p < P+1$ définies ainsi [10] :

$$e_p^{ar}(n) = x_n + \sum_{i=1}^p a_{i,p}^{ar} x_{n-i} \text{ et } e_p^{av}(n) = x_n + \sum_{i=1}^p a_{i,p}^{av} x_{n+i} \quad (1.53)$$

où la récursion de Levinson-Durbin permet d'écrire :

$$a_{i,p} = a_{i,p-1} + \rho_p a_{i-1,p-1} \text{ si } 1 \leq i \leq p-1 \quad (1.54)$$

$$\text{et } a_{i,p} = \rho_p \text{ si } i = p.$$

La variance du bruit blanc, avec N échantillons, s'écrit alors :

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N} \times \sum_{n=p+1}^N |e_p^{ar}(n)|^2 + \frac{1}{N} \times \sum_{n=p+1}^N |e_p^{av}(n)|^2 \right) \quad (1.55)$$

L'avantage est que les pôles sont toujours à l'intérieur du cercle unité, ce qui assure la stabilité du filtre. Elle présente une meilleure résolution que la méthode Yule-Walker pour des courtes séquences. En revanche, on observe un dédoublement des raies spectrales pour des grands ordres et une certaine sensibilité à la phase initiale avec de courtes séquences. En ce qui nous concerne, les ordres ne dépassent pas 12, même pour deux cibles, et la méthode s'avère plus sensible aux non-linéarités de balayage qu'à la phase initiale.

L'ordre du modèle doit être le plus juste possible ; une sous-estimation entraînerait une perte d'informations tandis qu'une surestimation produirait des pôles fantômes. Il peut être choisi par un critère généraliste, comme l'Akaike Information Criterion (AIC) :

$$AIC(K) = N \times \ln(\sigma^2(K)) + 2K \quad (1.56)$$

avec N échantillons et $\sigma^2(K)$ variance du bruit à l'ordre K . L'ordre optimal est celui qui minimise l'AIC(K). Les simulations effectuées pour une cible et sans balayage montrent que le choix de l'ordre par AIC est légèrement surestimé pour des séquences courtes, mais sinon conduit à des résolutions largement meilleures que 10^{-6} .

Mokdad choisit ainsi un ordre de 2 pour une cible. Or nous avons vu que pour K sinusoïdes, l'ordre est en $2K$, ce qui implique un AR d'ordre 2 pour une cible. On peut raisonnablement supposer que le ou les interférogrammes sont largement dominants dans nos signaux objet et référence, ce qui permet ainsi de choisir rapidement un ordre en fonction du nombre de cibles, soit un ordre 6 pour deux cibles (produisant trois interférogrammes objets).

1.3.2.3 Extraction des fréquences et résultats expérimentaux

Dans le cas d'un signal composé de sinusoïdes, le polynôme des paramètres $A(z)$ peut se factoriser en K binômes de la forme X^2-SX+P dont les racines, qui sont par conséquent des pôles du modèle AR, sont des complexes conjugués donnés précédemment :

$$Z_k = \alpha_k \times \exp(j \times 2\pi \times f_k) \text{ et } Z_k^* = \alpha_k \times \exp(-j \times 2\pi \times f_k) \quad (1.57)$$

Il suffit alors d'extraire la fréquence :

$$f_k = \frac{\text{Im}(\ln(Z_k))}{2\pi} \quad (1.58)$$

Dans le cas multi-cibles, il faut les trier pour isoler l'interférogramme « parasite » entre les deux cibles.

La variance de cette fréquence tend vers les bornes de Cramér – Rao qui s’écrit dans le cas d’un signal monochromatique entaché d’un bruit blanc, pour un ordre 2 :

$$\text{var}(\hat{f}_1) \geq \frac{6\sigma^2}{A_1^2 N(N^2 - 1)(2\pi)^2}, \quad (1.59)$$

$$\text{avec } \frac{A_1^2}{2\sigma^2} = \text{SNR}. \quad (1.60)$$

Cette borne est de l’ordre de 10^{-10} en théorie pour un SNR de 30dB. Les résultats expérimentaux sont bien moins intéressants : l’incertitude relative à 1σ est de l’ordre de $5e-5$ pour 20 mesures par position à 4,7m, avec un AR(25), après première évaluation de la fréquence par un AR(2) [10]. Cette dégradation est due à la modulation de fréquence liée aux non-linéarités de balayage (voir Chapitre 3).

En effet, le modèle AR est basé sur la recherche de coefficients, et donc de fréquences constants. L’implémentation d’un filtre adaptatif, par exemple de type Kalman, serait plus adéquate, mais plus complexe à mettre en œuvre. Une solution expérimentale consiste à annuler l’effet des non-linéarités en échantillonnant le signal objet sur les passages à zéro du signal référence. Cette technique d’échantillonnage non-uniforme est détaillée au chapitre 3.4 ; elle a permis précédemment de gagner un facteur ~ 3 sur la variance avec la méthode AR, mais demeure très éloignée des bornes théoriques (Table 1.1).

	Variance	BCR
AR	10^{-6}	$1,4 \times 10^{-10}$
AR avec lin.	$3,5 \times 10^{-7}$	$4,9 \times 10^{-10}$
Comptage	$1,5 \times 10^{-6}$	

Table 1.1 : Variance et borne de Cramér-Rao pour AR, AR avec linéarisation et comptage de frange.

1.3.3 Technique de Transformée de Fourier (TTF)

L’autre méthode permettant de gérer le cas multi-cibles repose sur une analyse spectrale et un filtrage des pics correspondant aux fréquences de battement des interférogrammes. Suematsu et Takeda [11] ont réalisé un algorithme basé sur la Transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform, FFT). Cette méthode est très facile à mettre en œuvre, mais semble moins intéressante que les méthodes paramétriques dans la mesure où en théorie, pour une même résolution en fréquence, elle exige beaucoup plus d’échantillons (en $1/N$ au lieu de $1/N^{3/2}$). Cela implique une augmentation du temps de calcul, et surtout de la durée d’acquisition qui augmenterait les risques de turbulence, de dérive thermique et de vibrations au cours de l’acquisition. Toutefois, nous avons disposé pour cette thèse, d’une carte de numérisation très rapide qui a permis de conserver une durée d’acquisition réduite ; elle nous a par ailleurs permis d’exploiter les vitesses de balayage les plus élevées, afin d’augmenter la plage de balayage à durée égale et donc de réduire le facteur d’amplification des erreurs (voir Chapitre 4).

Par ailleurs, il faut retenir que le périodogramme issu d'une FFT est un estimateur biaisé et non convergent de la Densité Spectrale de Puissance (DSP) du signal analogique, de variance :

$$\text{Var}(\hat{S}(f)) = \sigma^4 \times \left(1 + \frac{1}{N}\right) \quad (1.61)$$

pour un bruit blanc gaussien de variance σ^2 et N échantillons. L'influence du bruit sur la résolution finale du système sera abordée par simulation au chapitre 2.

Enfin, la résolution fréquentielle dépendra aussi du filtre utilisé : $1/N$ pour la fenêtre naturelle (rectangle) ou $2/N$ pour un filtre de Hanning, un des plus utilisés [34], qui permet « en échange » de mieux isoler les pics les uns des autres en présentant des lobes secondaires (issus de la FFT du filtre) plus atténués.

1.3.3.1 Algorithme

Au premier ordre, on a vu que l'interférogramme s'écrit (Equation 1.12) :

$$I(\vec{r}, t) = (I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t))(1 + V(t) \times \cos(2\pi \times f_b \times t + \Phi_0))$$

Pour tenir compte des non-linéarités et des ordres supplémentaires, on rajoute un terme variant avec t , $\varphi(t)$:

$$I(t) = a(t) + b(t) \times \cos(2\pi \times f_b t + \varphi(t) + \Phi_0). \quad (1.62)$$

avec :

$$a(t) = I_1(t) + I_2(t), \quad b(t) = (I_1(t) + I_2(t)) \times V(t) \quad (1.63)$$

et

$$c(t) = \frac{1}{2} b(t) \times \exp(j(\varphi(t) + \Phi_0)), \quad (1.64)$$

$$\text{d'où :} \quad I(t) = a(t) + c(t) \times \exp(j2\pi \times f_b t) + c^*(t) \times \exp(-j2\pi \times f_b t). \quad (1.65)$$

Notre signal étant discret, nous tronquons le nombre d'échantillons à une puissance de 2 et appliquons une FFT ; soient $A(f)$ et $C(f)$ les transformées de Fourier de $a(t)$ et $c(t)$, on obtient :

$$TF(I(t)) = A(f) + C(f - f_b) + C^*(-(f + f_b)), \quad (1.66)$$

où $A(f)$ est une composante continue centrée sur 0, $C^*(f)$ le complexe conjugué de $C(f)$. Si la longueur cible est très grande devant la longueur d'onde synthétique λ et si l'ampleur des non-linéarités est suffisamment faible devant la vitesse moyenne de balayage, alors les fréquences centrales des pics sont assez espacées par rapport à la largeur des pics due aux variations de $a(t)$, $b(t)$ et $\varphi(t)$. On peut alors séparer les trois composantes, $A(f)$ et les deux pics symétriques $C(f)$ et $C^*(f)$. Si l'on considère un cas multi-cibles, il faut ajouter la

condition que les ddm cibles soient assez différentes les unes des autres. Ces conditions sont examinées au chapitre 2 ; comme dans le cas de la méthode AR, l'élargissement spectral est dû principalement aux non-linéarités de balayage, qui peuvent là aussi être réduites par un échantillonnage non-uniforme.

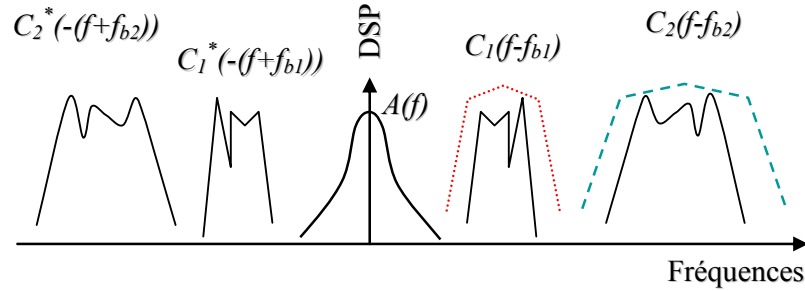


Figure 1.13 : Schéma de principe du filtrage des pics des fréquences de battement dans le cas multi-cibles.

On isole ensuite chaque pic d'intérêt $C(f-f_b)$ correspondant à chaque cible (Figure 1.13), on en fait la transformée inverse et on linéarise en appliquant un logarithme népérien :

$$TF^{-1}(C(f - f_b)) = \frac{1}{2} b(t) \times \exp(j2\pi \times f_b t + \varphi(t) + \Phi_0) \quad (1.67)$$

$$\ln[TF^{-1}(C(f - f_b))] = \ln\left[\frac{1}{2} b(t)\right] + \ln(j2\pi \times f_b t + \varphi(t) + \Phi_0) \quad (1.68)$$

Ceci isole la phase (fréquence de battement et non-linéarités) dans la partie imaginaire aisément identifiable et rejette l'influence des éventuelles modulations d'amplitude contenue dans $b(t)$. La phase est extraite par un algorithme de dépliage de phase de Matlab et dérivée pas à pas pour produire la fréquence de battement instantanée $f_b(t)$ qui inclue les non-linéarités. Dans la suite du mémoire, le terme « instantané » fait donc référence à la valeur d'une grandeur à l'instant t (échantillonné), pas à une valeur « temps réel ».

1.3.3.2 Performances

Pour une résolution relative de l'ordre de quelques 10^{-6} sur les fréquences, il faut au minimum 2^{17} échantillons pour une FFT. Pour des mesures à 50cm et avec un balayage de 5nm/s en longueur d'onde, Pécheux [9] recourt à la linéarisation par ENU sur 200000 échantillons (sur front montant du signal référence uniquement). Il obtient une résolution d'environ 2 μm , soit une résolution relative de 4×10^{-6} pour une mesure unique (non moyennée), bien meilleure qu'avec la méthode AR, mais encore trop élevée.

Par conséquent, nous avons orienté cette thèse initialement sur la mise en œuvre d'une nouvelle technique paramétrique plus performante, capable de gérer les non-linéarités par des mécanismes adaptatifs, de type Kalman [35]. Cependant les résultats obtenus avec la nouvelle carte d'acquisition et la TTF ont été bien meilleurs, même sans ENU, et nous avons donc réorienté la thèse sur le passage à deux cibles, la stabilité de la ddm de référence et sur le nœud gordien que sont les non-linéarités de balayage.

En effet, si une partie de l'amélioration des résultats avec la nouvelle carte peut s'expliquer par une acquisition plus rapide, donc une influence moindre des sources de variations de ddm, et par des plages de balayage plus grandes, donc un facteur d'amplification plus faible, nous verrons au chapitre suivant que les non-linéarités peuvent y contribuer selon leurs propriétés (périodicité, amplitude...). Nous verrons aussi quel impact elles ont sur l'étalement spectral et donc sur la séparabilité dans le cas multi-cibles.

Chapitre 2

Optimisation de l'interféromètre de référence

Comme nous l'avons vu au premier chapitre, l'interféromètre de référence permet de s'affranchir, en première approximation, de la connaissance de la vitesse de balayage et de la longueur d'onde initiale de la source laser pour le calcul de la distance cible. En revanche, son utilisation implique de connaître précisément (au moins un ordre de grandeur de mieux que les performances visées) sa différence de marche, et que cette ddm soit stable dans le temps et dans les conditions d'utilisation. La précision sur la ddm de référence, et sa stabilité d'une mesure à l'autre, influent directement sur la précision et la répétabilité de mesure de la ddm objet, tandis que d'éventuelles variations au cours d'une mesure dégraderaient la résolution. Nous avons choisi un interféromètre de Mach-Zehnder entièrement en fibres optiques pour deux raisons.

La première est celle de compacité, et la deuxième provient du fait que les meilleurs résultats sont obtenus lorsque l'interféromètre de référence a une ddm équivalente à l'interféromètre objet (voir Chapitre 3). Or il est peu envisageable de réaliser un interféromètre en Zérodur de plusieurs mètres de ddm, même si cet alliage serait bien plus stable en température qu'un interféromètre fibré. Pour réaliser de telles ddm de manière compacte, il faudrait régler très précisément un système à réflexions multiples. D'autre part, un interféromètre fibré ne nécessite aucun réglage dans le temps et, outre l'avantage d'être compact, est également léger. Il est aussi une solution adéquate pour un système portable ou embarqué. Nous allons vérifier dans ce chapitre comment remplir le cahier des charges précédent avec cette configuration.

2.1 Principales caractéristiques des fibres optiques

Une fibre optique est composée de trois ou quatre multidiélectriques différents en général. Le cœur et la gaine optique, d'indices de réfraction différents, assurent le confinement et la propagation de la lumière. De plus, un revêtement mécanique permet de protéger l'ensemble; il est généralement en polymère, souvent en deux parties, une souple pour protéger des contraintes mécaniques et une externe plus rigide pour protéger de l'abrasion. C'est le cas de la fibre Télécom Corning SMF-28 que nous utilisons (Figure 2.1) avec un double revêtement en acrylate CPC de diamètre extérieur 245 μm [36, 37]. De plus, il est possible de remplacer cette gaine par un revêtement spécifique comme pour notre fibre à revêtement en cuivre (diamètre extérieur 165 μm), qui permet de disposer d'une fibre de sensibilité à la température différente.

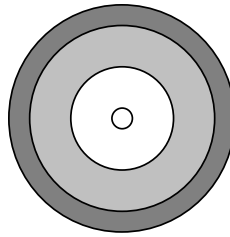


Figure 2.1 : Coupe d'une fibre optique SMF-28 ; du centre à l'extérieur, le cœur (diam. 8,2 μm), la gaine (125 μm), le revêtement souple (190 μm) et le revêtement rigide (245 μm).

La lumière se propage dès lors qu'elle est injectée dans la fibre selon un angle inférieur à θ_{lim} , qui définit l'Ouverture Numérique par :

$$ON = \sin(\theta_{lim}) = \frac{\sqrt{(n_c^2 - n_g^2)}}{n_{air}} \quad (2.1)$$

où n_c désigne l'indice du cœur et n_g celui de la gaine. Pour nos fibres, ON vaut 0,14.

Il existe deux grandes familles de fibres selon le diamètre du cœur. Les fibres multimodes possèdent un large diamètre qui autorise plusieurs modes de propagation, selon l'axe ou hors axe, dont le nombre dépend du diamètre du cœur, de la longueur d'onde et des indices de cœur et de gain. Sur ce dernier point, on distingue les fibres à saut d'indice de celles à gradient d'indice où n_c diminue progressivement vers l'extérieur du cœur, afin de compenser l'allongement du chemin géométrique des modes secondaires hors axes et donc de limiter la dispersion modale.

Nous utilisons ici des fibres monomodes, où seul le mode fondamental se propage, caractérisées par un cœur très petit. La limite de propagation unimodale est conditionnée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \times a \times \sqrt{(n_c^2 - n_g^2)} < 2,405 \quad (2.2)$$

avec V fréquence normalisée et a rayon du cœur. Ces fibres offrent de bien meilleures performances, notamment en limitant les pertes par micro-courbures, les couplages de modes et la dispersion modale. En revanche, l'injection est plus délicate que pour une multimode.

La partie propagative est généralement en silice, qui présente deux fenêtres spectrales d'absorption faible, autour de 1310nm et 1550nm (0,35 et 0,22 dB/km respectivement). Elle peut être dopée pour modifier les caractéristiques chromatiques (absorption et dispersion) : Large Effective Area Fiber (LEAF, fibres à grande surface de propagation d'énergie minimisant les effets non-linéaires et la dispersion), Dispersion Compensation Fiber (DCF, fibres à dispersion chromatique négative)...

Le dernier point important est la polarisation des champs électromagnétiques. En effet, sous l'effet de contraintes physiques externes, la fibre peut présenter une biréfringence, i.e. une différence d'indice de réfraction selon deux directions. Cela peut introduire une Dispersion Modale de Polarisation (PMD), i.e. une vitesse de propagation différente pour certains modes, et augmenter les pertes, en particulier dans le cas des interféromètres fibrés puisqu'on a vu au premier chapitre que le facteur de visibilité dépend de la polarisation relative de chaque bras. Il existe ainsi des fibres dont le cœur présente une biréfringence intrinsèque (fibres panda, à section ovale...) afin de conserver la polarisation. Une autre solution possible est l'utilisation de rotateurs de Faraday en configuration Michelson où les polarisations des faisceaux de retour sont orthogonales à l'aller, et donc subissent au total les mêmes biréfringences.

On notera que même dans le cas monomode, il existe en fait deux modes qui se distinguent par une polarisation orthogonale. Ainsi une contrainte peut produire, de manière moins importante, les mêmes effets que ci-dessus. Nous avons observé de possibles pertes d'intensité lors de la manipulation du Mach-Zehnder, toutefois ce n'est pas un critère handicapant pour notre système.

Les mesures effectuées durant cette thèse ont été réalisées, sauf mention contraire, avec l'interféromètre décrit au 1.2.3 constitué d'une fibre à revêtement de cuivre (Oxford-electronics SM1300-125C) d'environ 22,7cm et d'une à revêtement en acrylate (fibre Télécom Corning SMF-28) d'environ 7,67m, que l'on nommera AC (acrylate-cuivre), en photo Figure 2.2. Cet interféromètre en remplaçait un autre réalisé uniquement en fibre Télécom et présentant une ddm de 14,919m que nous appellerons AA (acrylate-acrylate).

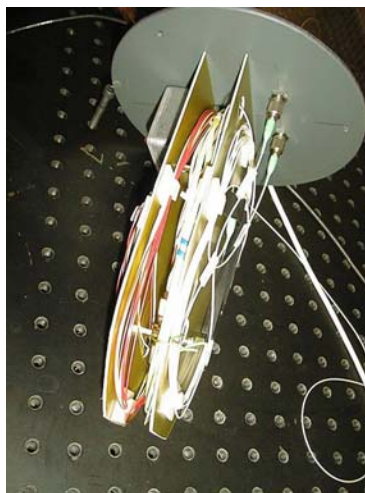


Figure 2.2 : Photo de l'interféromètre de référence compensé par une fibre optique à revêtement en acrylate et une autre à revêtement en cuivre.

2.2 Influence de la dispersion chromatique

Les variations de ddm de nature optique sont liées aux dispersions chromatique et modale. Cette dernière reste très faible pour les longueurs de fibres utilisées dans les interféromètres.

Pour une fibre SMF 28 de $PMD < 0,2 \text{ ps/km}^{1/2}$, l'erreur sur une distance de $\sim 10\text{m}$ (interféromètre AA) est inférieure à $6\mu\text{m}$; pour une distance de $\sim 7,67\text{m}$ (interféromètre AC), elle est limitée à $5,2\mu\text{m}$, soit moins de $5\text{e-}7$ d'incertitude relative sur la ddm.

La dispersion chromatique est plus gênante. D'une part, à cause de la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction, la ddm perçue varie selon la longueur d'onde utilisée :

$$N(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.3)$$

avec N indice de groupe effectif : 1,4677 à 1310nm et 1,4682 à 1550nm. D'autre part, à cause du balayage en longueur d'onde et du facteur d'amplification d'erreur, la ddm perçue varie au cours d'une mesure et peut entraîner une erreur de mesure de la distance de référence non négligeable (voir paragraphe 1.1.3).

Le coefficient de dispersion chromatique D_λ pour une longueur d'onde donnée, s'écrit :

$$D_\lambda = \frac{1}{L} \times \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \frac{1}{c} \times \frac{dN}{d\lambda} \quad (2.4)$$

avec τ_g retard de groupe relatif en ps, λ en nm, L longueur de fibre parcourue en km. Une approximation entre 1200 et 1600 nm est donnée par :

$$D_\lambda \approx \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right) \quad (2.5)$$

avec $S_0 \sim 0,092 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ et $\lambda_0 \sim 1312 \text{ nm}$ pour notre fibre [36].

Le coefficient de dispersion chromatique est donc de l'ordre de $17,35 \text{ ps}/(\text{nm} \times \text{km})$ à 1550 nm. Pour un balayage de 3nm, cela produit un retard de l'ordre de 0,5ps pour l'interféromètre AA et de 0,4ps pour le AC, soit une variation perçue de ddm respectivement de 0,16mm et 0,12mm. Cette erreur est systématique, à condition de conserver les mêmes valeurs de longueur d'onde initiale et finale, et elle peut donc être compensée par calibrage. Une résolution meilleure que 10^{-6} nécessite une stabilité de $\lambda_i < 300 \text{ pm}$ et de $\delta\lambda < 600 \text{ pm}$ [9], ce qui est le cas au vu des performances de la source (répétabilité et précision de l'ordre du picomètre).

Le paragraphe 1.2.4 rapporte la dispersion dans l'air, concernant l'interféromètre objet et nous avons vu une première méthode de mesure de la L_{ref} à partir de deux valeurs ou plus de distances cibles d'écart connus. Elle avait donné 14,9097m pour le AA et 11,586(538)m avec un écart-type de 7,843mm pour le AC.

Si l'on dispose d'un laser picoseconde, il est possible aussi de mesurer le différentiel de temps de propagation des pulses entre les deux bras fibrés et d'en déduire, en tenant compte de la dispersion chromatique, la ddm totale. Ainsi on a effectué des mesures à 1,2887 μ m avec des pulses de 5-6nm de largeur spectrale (72ps FWHM). Pour le AA, les temps de réception sont 99,795 et 149,525ns, soit une ddm de 14,919m, et pour le AC, 116,120 et 154,85ns, soit une ddm de 11,619m (nous avons retenu cette dernière valeur, préliminaire, pour les simulations du chapitre 2).

Or le coefficient de dispersion chromatique à 1288,7nm vaut $\sim -2,2$ ps/(nm x km). Donc pour une largeur spectrale de $\sim 5,5$ nm, le retard sera de -0,121ps pour le AA, et -0.093ps pour le AC, soit une erreur sur la ddm de -36,3 μ m et -27,9 μ m respectivement.

De plus, à partir des Equations 2.3 à 2.5, on peut trouver la relation :

$$n(\lambda) = c \frac{S_0}{8} \times \left(-\lambda^2 + \frac{\lambda_0^4}{3\lambda^2} - 2\lambda_0^2 \right) + N(\lambda_0) \quad (2.5)$$

A partir de celle-ci, on obtient la ddm à 1550nm :

$$ddm(1550) = n(1550) \times \frac{ddm(1288,7)}{n(1288,7)} \quad (2.6)$$

qui avec $n(1550nm)=1,44895$ et $n(1288,7)=1,45214$, donne une ddm(1550) de :

14,886m pour AA (23,7mm d'écart avec la première méthode)

11,593m pour AC (7mm d'écart avec la première méthode)

Cette méthode et la précédente concordent, à quelques millimètres près qui correspondent à l'ordre de grandeur des écart-types pour la première méthode.

2.3 Approfondissement de la relation chemin optique – température

L'objectif étant de réaliser un interféromètre à ddm ultra stable, l'idée était d'utiliser des fibres optiques à revêtements différents, de sensibilités différentes à la température. L'interféromètre AC a donc été défini lors de précédents travaux sur la compensation de la dilatation thermique de la ddm selon la formule :

$$(L_1 + S_1 \times L_1 \times \Delta T) - (L_2 + S_2 \times L_2 \times \Delta T) = L_1 - L_2 \quad (2.7)$$

i.e. $S_1 \times L_1 = S_2 \times L_2 \quad (2.8)$

avec $S_i = \frac{1}{L_i} \times \frac{dL_i}{dT} \quad (2.9)$

où S_i et L_i sont respectivement le coefficient d'expansion global du chemin optique et le chemin optique de la fibre optique i . Toute la difficulté réside en fait dans l'évaluation des coefficients S en fonction des différents effets thermiques.

Il était supposé à l'époque que le coefficient global de la fibre Télécom était égal au Coefficient d'Expansion Thermique (CTE) de la silice du cœur de la fibre, en négligeant notamment la contrainte mécanique du revêtement en acrylate sur le cœur. En vérifiant l'efficacité de la compensation, nous avons trouvé une dérive thermique de sa ddm relative de $18,1 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ sur une plage de 10 à 40°C (Figure 2.3). Ces mesures ont été faites avec une cible fixe tandis que les interféromètres AA et AC étaient placés dans une enceinte climatique Vötsch (Figure 2.4). L'acquisition est faite lorsque la température dans l'enceinte est stabilisée, ce qui est vérifié par des thermistances. La pièce est climatisée et la stabilité de la température ambiante, et donc de la ddm objet, est contrôlée par thermistance.

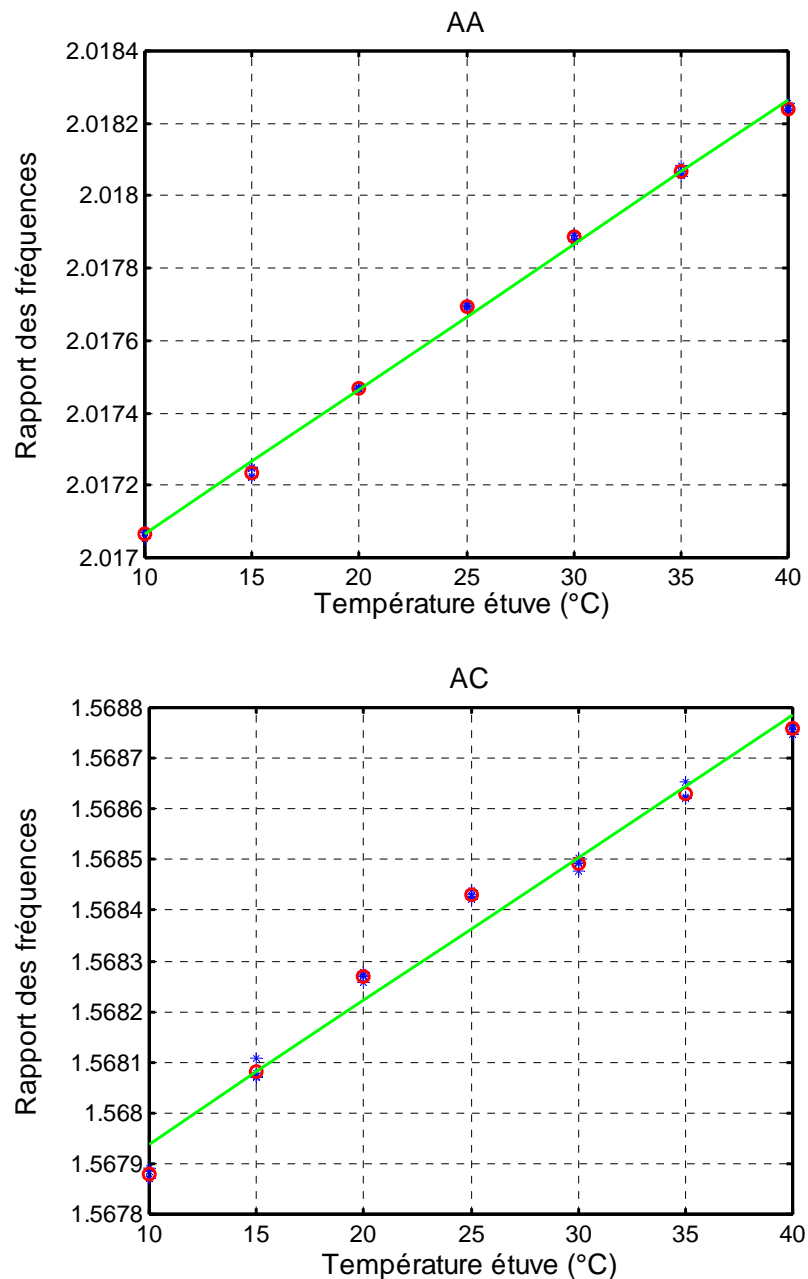


Figure 2.3 : Dérive des rapports de fréquence (Mach-Zehnder en chambre climatique/Michelson à 2m) de l'interféromètre AA « témoin » et du AC ; 4 mesures de 2^{17} échantillons par température (étoiles) et régression linéaire (droite) sur les moyennes des rapports (cercles).

L'interféromètre AA a une dérive relative de $19,9 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ sur la même plage de température. Il apparaît donc que la dilatation thermique globale du chemin optique fait intervenir plusieurs paramètres non négligeables autres que les CTE.



Figure 2.4 : Photo de la disposition des interféromètres de référence et des thermorésistances dans la chambre climatique.

Les effets thermiques généralement recensés dans les fibres optiques sont l'effet photo-élastique et l'effet thermo-optique dans le cœur, et les CTE des matériaux des différentes couches de la fibre ainsi que leur couplage mécanique [38, 39, 40]. On considérera les effets dispersifs, décrits précédemment, et les effets thermiques indépendamment ce qui revient à négliger la variation des coefficients de la PMD et de dispersion chromatique avec la température :

$$S = \frac{1}{\Phi} \times \frac{d\Phi}{dT} = \frac{1}{N \times D} \times \frac{d(N \times D)}{dT} \quad (2.9)$$

où Φ est la phase dans la fibre et D est la longueur géométrique. L'effet thermo-optique décrit la dépendance directe en température de l'indice de groupe, i.e. :

$$\beta_T = \frac{1}{N} \times \frac{dN}{dT} \quad (2.10)$$

L'effet photo-élastique est dû à l'apparition d'une biréfringence dans l'indice de réfraction du cœur suite à une contrainte mécanique [41]. Il correspond à un étirement dans l'axe et une compression radiale, qui modifient l'indice de groupe selon :

$$\alpha_{p-e} = \frac{1}{N} \times \frac{\partial N}{\partial L} \quad (2.11)$$

De fait, en l'absence de phénomène de traction sur la fibre, et en négligeant les variations de pression atmosphérique dans l'enceinte en Dewar, l'effet photo-élastique est uniquement lié à la dilatation thermique volumique (qui vaut le triple du CTE pour un matériau isotrope) des différentes couches de la fibre, qui exercent donc une pression les unes sur les autres. En écrivant le CTE global d'une section de fibre :

$$\alpha_{Tf} = \frac{1}{D} \times \frac{dD}{dT} \quad (2.12)$$

On déduit la nouvelle écriture de l'Equation 2.9 :

$$S = \frac{1}{N} \times \frac{dN}{dT} + \frac{1}{D} \times \frac{dD}{dT} + \frac{1}{N} \times \frac{\partial N}{\partial D} \times \frac{\partial D}{\partial T} \quad (2.13)$$

Soit :

$$S = \beta_T + \alpha_{Tf} + D \times \alpha_{p-e} \times \alpha_{Tf} \quad (2.14)$$

Le dernier terme est généralement considéré comme négligeable par rapport aux autres effets [38, 42]. Les valeurs typiques des CTE de chaque couche dans la fibre optique sont [40, 39] :

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{Tsil}} &= 5,5\text{e-}7 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ pour la silice} \\ \alpha_{\text{TCu}} &= 1,7\text{e-}5 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ pour le cuivre pur} \\ \alpha_{\text{Tac}} &= 10\text{e-}5 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ pour l'acrylate (ordre de grandeur)} \end{aligned}$$

L'effet thermo-optique est supposé identique dans le cœur en silice des deux types de fibres, soit $\beta_{Tf} = 7\text{e-}6 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

On constate donc que le CTE de la silice est négligeable devant l'effet thermo-optique, et surtout devant les CTE des revêtements. La difficulté va donc être de quantifier le couplage mécanique entre la silice et le revêtement, d'autant plus que la constitution interne des fibres n'est pas complètement connue.

Les couplages mécaniques (cisaillement, pression radiale...) dépendent en effet des rayons des couches, des modules d'Young et des rapports de Poisson [40, 43]. Or les fibres Télécom par exemple possèdent deux couches d'acrylates dur et souple, dont les CTE et les propriétés mécaniques sont très différentes et peu détaillées par le fournisseur.

2.4 Réalisation d'un nouveau Mach-Zehnder athermal

Pour passer cette difficulté, nous avons décidé de réaliser des expériences avec différentes longueurs de fibres en chambre climatique et de réaliser en parallèle une simulation de la dérive thermique de la ddm basée sur l'Equation 2.7. En fonction des longueurs expérimentales, les coefficients globaux S de la simulation sont ajustés pour retrouver les valeurs de dérive observées. Avec ces coefficients corrigés, on détermine les

nouvelles longueurs censées annuler la dérive de la ddm et réalise l'expérience correspondante.

Ainsi dans la Figure 2.5, les valeurs expérimentales correspondent à l'interféromètre AA décrit plus haut (point – tîret) et à l'AC optimisé de l'avant-dernière configuration de la table 1 (ligne), dont on reconnaît la dérive en température négative.

Les valeurs simulées correspondent aux coefficients S_{ac} et S_{cu} qui minimisent l'écart aux valeurs expérimentales de l'AA (pointillé), « témoin » qui a l'avantage de ne dépendre que de S_{ac} et de la ddm entre deux fibres acrylates, tout en collant aux longueurs de fibres à revêtement en acrylate et en cuivre utilisées dans l'AC. Les valeurs de la simulation présentée dans cette figure ont permis d'établir la dernière configuration de la table 1 (longueur de fibre en acrylate plus courte).

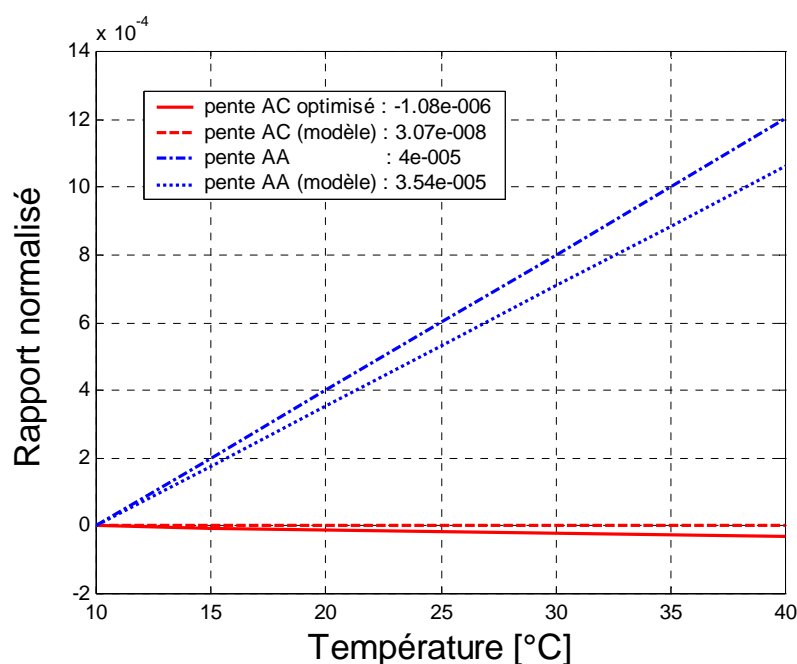


Figure 2.5 : Comparaison entre une expérience et la simulation de l'amélioration suivante. Les rapports à $T=10^{\circ}\text{C}$ sont ramenés à 0 pour une meilleure lecture.

On corrige ainsi plusieurs fois la simulation et les longueurs expérimentales, tel que rapporté dans la table suivante [44] :

Longueur de la fibre à revêtement en acrylate (m)	Longueur de la fibre à revêtement en cuivre (m)	Dérive relative de la ddm ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)
7,67	0,227	18,1e-6
7,67	2,252	21,1e-6
0,388	2,252	9,67e-6
1,555	2,252	-8,46e-6
1,259	2,252	0,676e-6

Table 2.1: Couples de longueurs de fibres à revêtement en cuivre et en acrylate, et la dérive de ddm correspondante selon la température sur une plage de 10 à 40 °C.

En supposant que les CTE et le coefficient thermo-optique sont constants sur la plage de température testée, ces valeurs sont cohérentes avec des coefficients d'expansion globaux S pour chaque fibre de :

10,9e-6 °C⁻¹ pour la fibre à revêtement en cuivre
 19,5e-6 °C⁻¹ pour celle à revêtement en acrylate

Une dérive négative signifie que la dérive de la plus grande fibre est trop compensée, et que la ddm diminue avec la température. La dernière configuration trouvée est affichée en Figure 2.6 et atteint une dérive du rapport des fréquences, i. e. des ddm du Michelson et du Mach-Zehnder, de seulement 1,21e-7 °C⁻¹. Ainsi, la dérive thermique est suffisamment faible par rapport à l'objectif d'une Incertitude Relative à 1σ de l'ordre de 10⁻⁶ pour être négligeable. Cependant, c'est presque un ordre de grandeur de plus que ce que prévoyait la simulation (Figure 2.5) ; d'autres mesures permettraient sans doute d'affiner les valeurs des coefficients S . Les incertitudes restantes portent sur la stabilité et la précision de la température dans la chambre climatique (1°C) et sur le découpage des fibres.

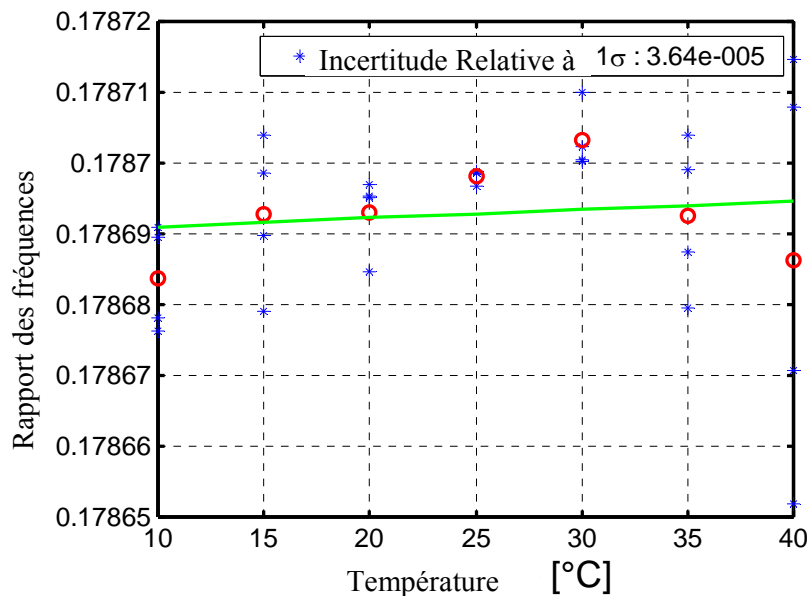


Figure 2.6 : Dérive thermique minimale, pour un Michelson à 2m et un Mach-Zehnder athermal avec une fibre à revêtement en acrylate de 1,259m et à revêtement en cuivre de 2,252m placé en chambre climatique ; 4 mesures de 2¹⁷ échantillons par température (étoiles) et régression linéaire (droite) sur les moyennes des rapports (cercles).

On note également pour l'interféromètre AC un décrochage systématique vers 30-35°C qui pourrait être dû aux variations des coefficients selon la température, ou à une délamination entre les couches de silice et de cuivre [40].

La nouvelle ddm obtenue est relativement faible, ce qui peut être gênant pour de longues distances (biais) ou une utilisation en échantillonnage non-uniforme. Cependant ces mesures nous permettrons de prédire assez précisément la taille des fibres pour une ddm

donnée (Figure 2.7). En effet, en connaissant les coefficients S , on peut en déduire les longueurs :

$$L_{cu} = \frac{ddm}{1 - \frac{S_{cu}}{S_{ac}}} \text{ et } L_{ac} = L_{cu} \times \frac{S_{cu}}{S_{ac}} \quad (2.15)$$

Nous constatons qu'avec le couple de fibres choisi, il devient difficile d'atteindre de grandes ddm avec un minimum de poids et d'encombrement. D'autres revêtements pourraient être étudiés.

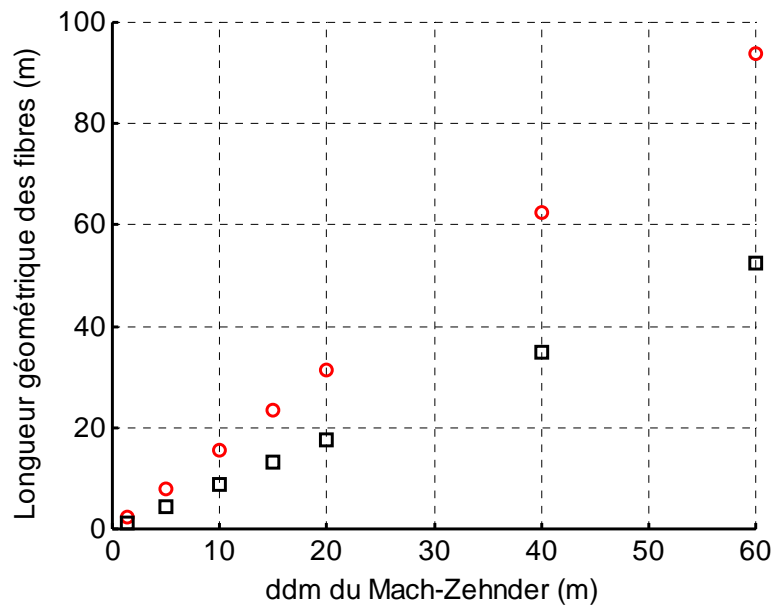


Figure 2.7 : Longueurs des fibres à revêtement en cuivre (cercles) et en acrylate (carrés) selon la ddm (avec $n(1550nm)=1,44895$) pour un Mach-Zehnder athermal.

Enfin, pour un modèle plus précis de couplage entre température et contraintes externes et sur la possible influence de la géométrie des fibres (nos fibres sont enroulées) sur l'expansion thermique globale, on pourra se référer aux travaux de Sirkis [43, 45].

Chapitre 3

Etude de l'influence des non-linéarités de balayage

Nous avons vu au chapitre précédent l'influence que pouvaient avoir des irrégularités dans la vitesse de balayage sur la qualité des mesures. Un balayage parfaitement linéaire n'est possible qu'en théorie. Il n'est pas possible en pratique de maîtriser suffisamment les paramètres de courant électrique, de température et la relation intensité – balayage en longueur d'onde des diodes laser, ainsi que la mécanique des cavités externes. Des systèmes implémentant une contre-réaction ont été expérimentés, mais cela augmente considérablement leur complexité sans pour autant fournir des longueurs de balayage comparables [26].

Même dans les systèmes à comptage de franges, les non-linéarités sont un facteur limitatif : elles imposent un hardware optique complexe, et au final il n'est en général pas possible de résoudre la fraction de frange avec une résolution supérieure à la fluctuation de la période d'une frange à l'autre. Dans le cas de notre système multi-cibles où les interférogrammes sont recueillis superposés sur une photodiode unique, la technique d'analyse par Transformée de Fourier fait apparaître ces non-linéarités de balayage sous forme d'une modulation de la fréquence de battement. Cela provoque un risque de recouvrement spectral si les fréquences, c'est-à-dire les cibles, sont proches l'une de l'autre.

Dans ce chapitre, nous allons donc étudier dans un premier temps la relation entre la modulation de la fréquence de battement et les non-linéarités de balayage, puis la relation entre ces non-linéarités et la résolution et la précision des mesures. Enfin, nous mettrons en évidence les limites expérimentales de séparabilité de deux cibles selon leur distance relative avec la Technique de Transformée de Fourier classique [11] puis avec une technique d'échantillonnage non-uniforme que nous formalisons ici et dont nous discutons l'intérêt notamment vis-à-vis de la méthode paramétrique.

3.1 Analyse et modélisation des non-linéarités de balayage

3.1.1 Analyse de la taille des franges

Il existe deux méthodes simples pour visualiser le balayage en longueur d'onde et y vérifier la présence de non-linéarités. La première consiste à calculer la taille des franges d'interférence au cours du temps en repérant les passages à zéro du signal objet ou référence. En effet, une variation de la vitesse de balayage entraîne une variation de la fréquence de battement et les franges d'interférence sont plus ou moins contractées.

Au préalable, on interpole le signal avec un sinus cardinal, jusqu'à 4 points par échantillons par exemple, afin d'augmenter la résolution. On décale ensuite d'un échantillon le signal interpolé et on le multiplie par le signal non décalé. On obtient le nombre d'échantillons entre les valeurs négatives successives, qui indique la taille de chaque frange, donc de chaque demi-période (Figure 3.1).

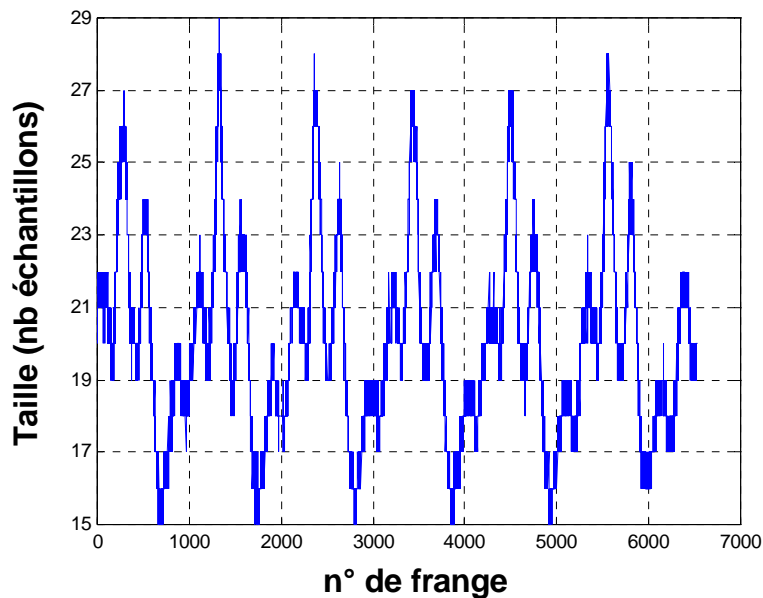
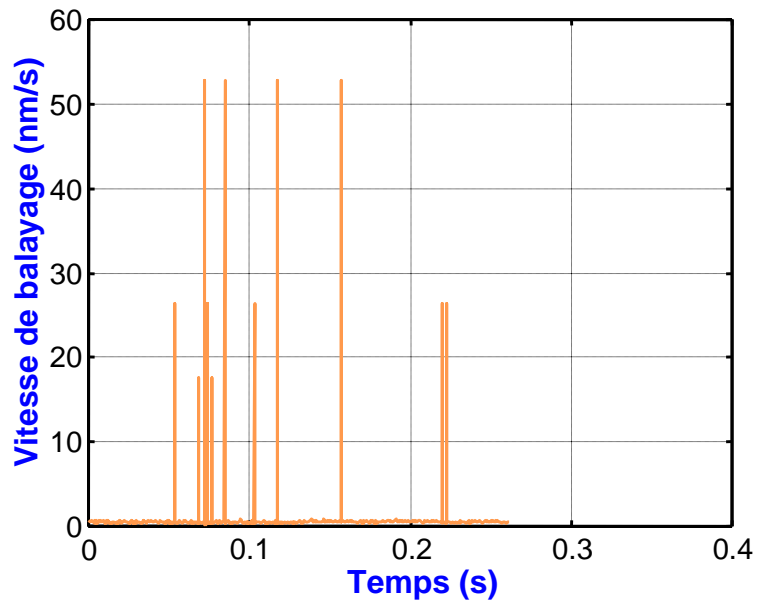
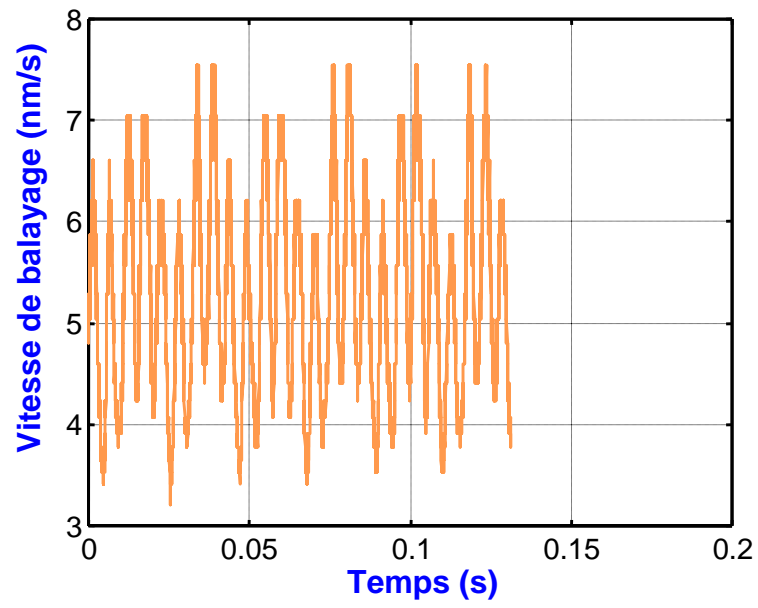


Figure 3.1 : Mesure de la taille des franges à 10nm/s, avec interpolation de 4 points par échantillon.

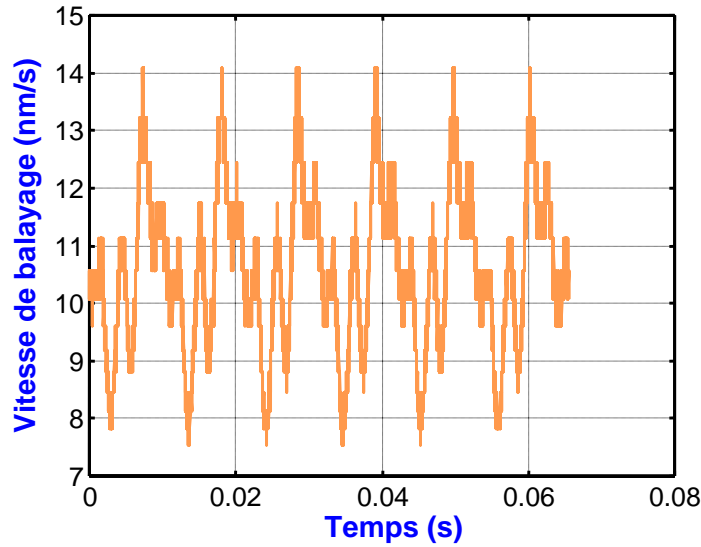
A partir de la période, on remonte à la fréquence de battement instantanée. En utilisant l'approximation du premier ordre (Equation 1.15), il est alors possible de reconstruire la vitesse de balayage en longueur d'onde (Figure 3.2). Pour la vitesse à 0,5nm/s, on remarque des variations asymptotiques qui sont la conséquence de sauts de modes dans la source laser. Son utilisation nécessite une attention particulière sur le choix de l'intervalle de balayage ; pour cette raison nous allons peu l'exploiter. La vitesse de 5nm/s est plus propre, mais finalement assez lente puisque la nouvelle carte d'acquisition permet d'exploiter les vitesses de 10, 20 et 40nm/s, auxquelles nous nous limiterons donc.



(a)



(b)



(c)

Figure 3.2 : reconstruction des vitesses instantanées expérimentales à 0,5nm/s (a), 5nm/s (b) et 10nm/s (c).

Cette méthode permet d'établir un lien direct entre les interférogrammes et les non-linéarités de balayage. Cependant elle ne permet pas de modéliser les signaux de manière simple et reproductible à différentes distances ou fréquences d'échantillonnages. Nous allons pour cela faire appel, dans le paragraphe suivant, à une méthode fréquentielle qui va offrir un modèle facilement généralisable. Cette méthode est plus indirecte, aussi pourra-t-on se référer aux figures de ce paragraphe pour vérifier la consistance des résultats de la modélisation.

3.1.2 Analyse fréquentielle de la fréquence de battement instantanée

La deuxième méthode consiste à calculer la fréquence de battement instantanée à partir de la phase du signal objet ou référence. Comme indiqué au chapitre 1.3.3, nous utilisons une Technique de Transformée de Fourier (TTF) [11] pour isoler les fréquences de battement de chaque cible. L'une des étapes est le calcul de la phase après une Transformée Inverse (IFFT) sur le pic d'intérêt suivi d'une dérivée point par point qui donne la fréquence instantanée. Cette dernière est donc un bon indicateur des variations de phase au cours du temps (voir 3.1.3).

Dans les deux cas, nous avons alors constaté que la taille des franges et la fréquence instantanée présentent un motif relativement périodique au cours d'une acquisition (à comparer à la simulation d'un balayage linéaire, i. e. à vitesse constante, paragraphe 3.2). De plus, la forme de ce motif ne dépend que de la vitesse de balayage sélectionnée et donc ne peut être que la conséquence directe de non-linéarités dans le balayage en longueur d'onde (Figure 3.4).

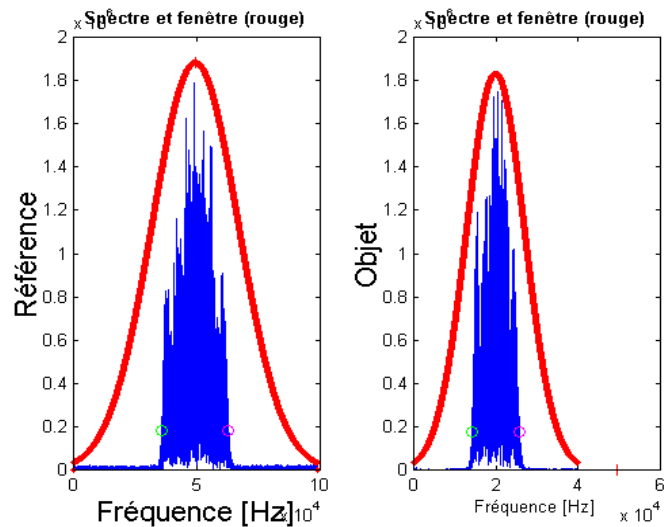
Cette périodicité est remarquable en cela aussi qu'elle est relativement symétrique autour d'une valeur moyenne, produisant ainsi un étalement spectral quasi-symétrique de la fréquence de battement. En cela, notre balayage se démarque particulièrement de celui présenté par Talamonti *et al.* [46] de forme polynomiale de la forme :

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \alpha_0 \times t + \alpha_{nl\lambda}(t) \quad (3.1)$$

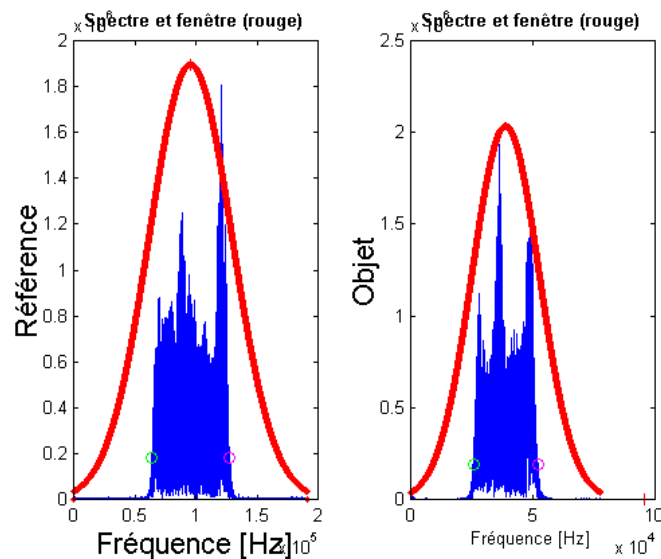
où

$$\alpha_{nl\lambda}(t) = \sum_{k=1} a^k t^k, \quad (3.2)$$

qui diverge au cours du temps et produit un spectre largement dissymétrique. Cela réduit les problèmes de centrage du filtre fréquentiel et donc le biais probable sur la fréquence de battement instantanée, et sur le rapport moyen des fréquences. En effet, l'algorithme repère la fréquence de plus grande Densité Spectrale de Puissance (DSP) puis recherche autour toutes les fréquences de DSP supérieure au dixième du maximum. Le centre est pris à la fréquence médiane entre ces deux derniers points et une fenêtre automatique de 2 fois la largeur trouvée est appliquée (Figure 3.3). Dans notre cas, le deuxième pic est défini sur le maximum suivant divisé par 15, afin d'affiner la frontière entre les deux pics s'ils sont proches l'un de l'autre. On notera sur ces figures le doublement de la fréquence centrale du pic objet dû au doublement de la vitesse de balayage sélectionnée, tel que prévu dans l'approximation du premier ordre.



(a)



(b)

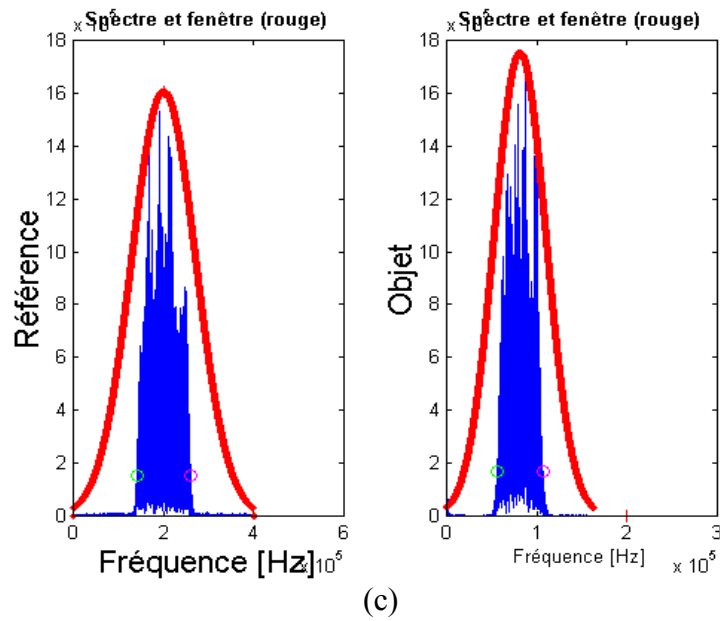


Figure 3.3 : Exemple de spectre expérimentaux à une distance objet $\sim 2,2\text{m}$ et ddm référence $\sim 11,6\text{m}$ pour (a) : 10nm/s , (b) : 20nm/s et (c) : 40nm/s , avec la fenêtre de Hanning appliquée (ligne) et les bornes au dixième du maximum (cercles).

Etant donné les très bons résultats obtenus avec notre système et la TTF malgré la présence de ces non-linéarités relativement grandes, nous nous sommes donc intéressés aux propriétés et aux conséquences de la forme des non-linéarités. Nous ne disposons pas d'information du constructeur sur l'algorithme de régulation du balayage, mais ayant observé que ces non-linéarités sont quasi-périodiques, l'idée a été d'assimiler le motif périodique à un phénomène de battement entre plusieurs sinusoides pures. Par conséquent, nous avons décidé de les analyser puis de les reproduire en utilisant une analyse de Fourier de la fréquence instantanée.

3.1.3 Modélisation des balayages expérimentaux

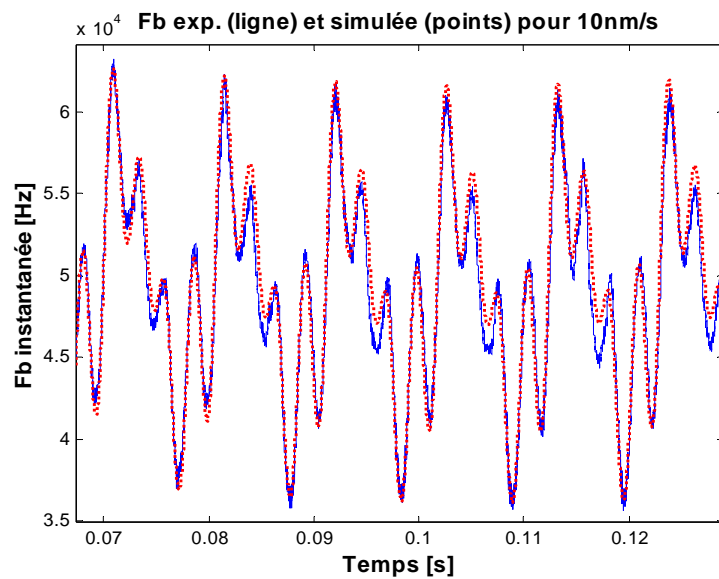
La simulation des non-linéarités est un bon moyen d'isoler leur influence dans un premier temps, puis d'établir certaines de leurs propriétés remarquables, potentiellement utiles expérimentalement. Nous allons introduire les non-linéarités directement dans le terme $\lambda(t)$ de l'Equation d'interférence 3.3, afin de prendre en compte la non-linéarité intrinsèque d'un balayage en longueur d'onde au lieu d'un balayage en fréquence (voir paragraphe 1.1.3). C'est une autre différence avec les simulations de [46] qui introduit ses non-linéarités en fréquence, après le développement au premier ordre présenté en Equation 1.12.

$$I_i(\mathbf{r}, t) = (I_{1_i}(\mathbf{r}, t) + I_{2_i}(\mathbf{r}, t)) \times \left(1 + V_i(t) \times \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda(t)} \times L_i + \Phi_{0_i} \right) \right) \quad (3.3)$$

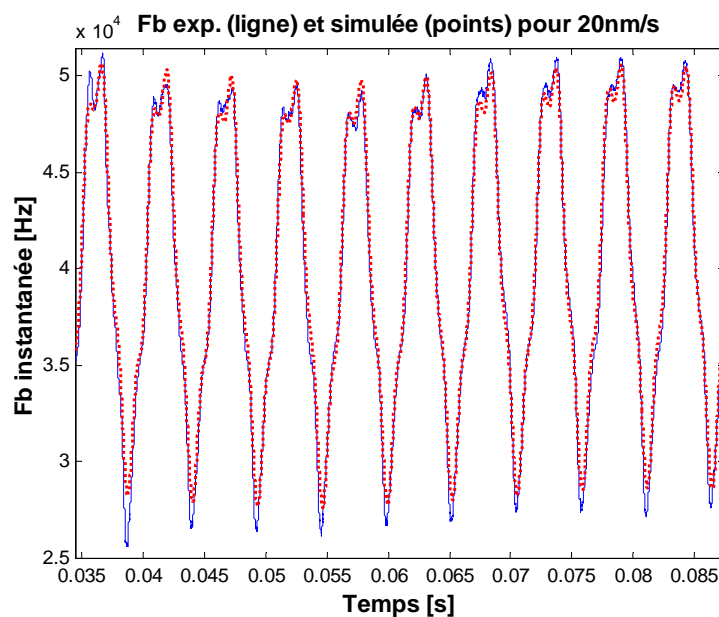
Nous utilisons une modélisation constituée d'un terme linéaire reprenant la vitesse nominale α_0 et d'un terme de modulation, en l'occurrence une somme de sinusoïdes pures, de la forme :

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \alpha_0 \times \left(t - m_f \times \left(\sum A_k \sin(2\pi \times fm_k \times t + \varphi_k) \right) \right) \quad (3.4)$$

où m_f est le taux de non-linéarité, et A_k l'amplitude normalisée, fm_k la fréquence et φ_k le déphasage relatif de chaque composante k . Ces paramètres nous sont fournis essentiellement par une FFT de la fréquence de battement instantanée, dont le spectre donne les fréquences et amplitudes relatives des composantes (Figure 3.5). Le déphasage et le taux de modulation sont ajustés aux signaux expérimentaux, comme dans les Figures 3.4.



(a)



(b)

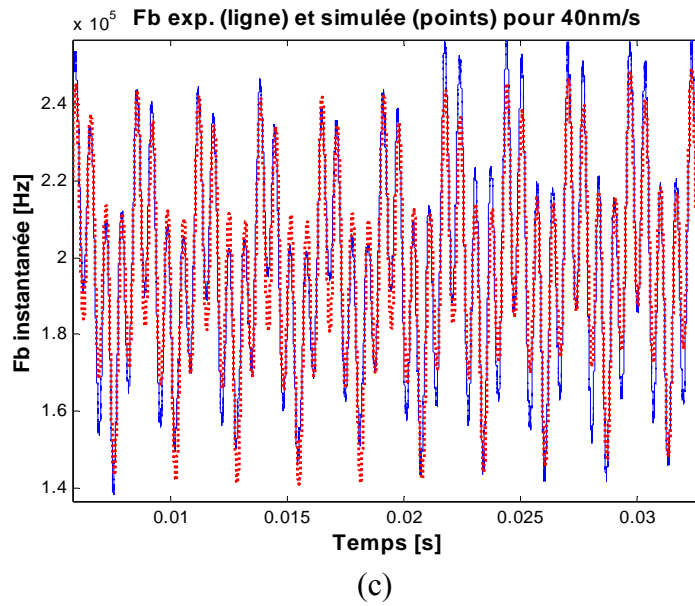


Figure 3.4 : Fréquences de battement instantanées expérimentales (lignes bleues) et simulées (pointillés rouges) pour (a) : 10nm/s, (b) : 20nm/s, et (c) : 40nm/s.

Le nombre de composantes retenues dépend de leur DSP relative dans les spectres, jusqu'au millième de la composante principale en général (Figure 3.5). La liste des composantes retenues pour chaque simulation est donnée en Tables 3.1, 3.2 et 3.3.

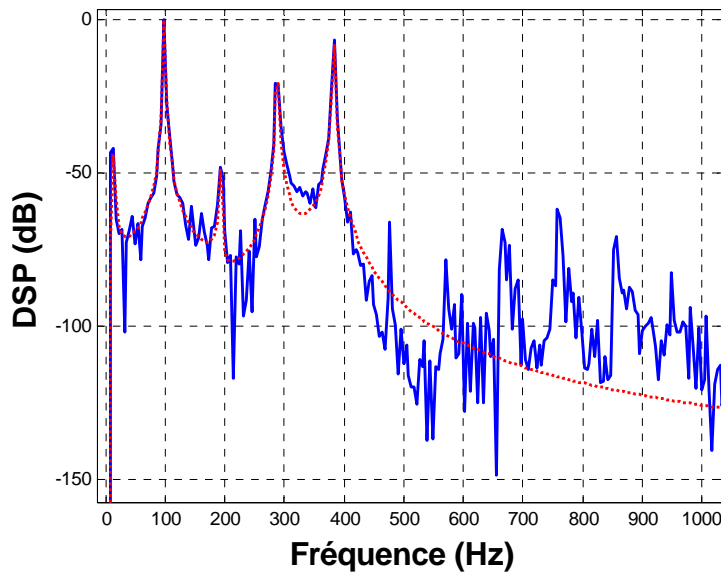


Figure 3.5 : Densité Spectrale de Puissance de la fréquence de battement instantanée pour une vitesse expérimentale de 10nm/s (ligne) et spectre du modèle à 5 composantes sinusoïdales (pointillé).

Composante k	A_k	fm_k (Hz)	φ_k (rad)
1	1	94,5	0
2	0,4726	378	$5\pi/16$
3	0,092	283,5	$20\pi/16$
4	0,0078	10	$8\pi/16$
5	0,004	189	$14\pi/16$

Table 3.1 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 10nm/s ; $m_f = 2,2e-4$ et phase initiale = $-8\pi/16$ rad.

Composante k	A_k	fm_k (Hz)	φ_k (rad)
1	1	189	0
2	0,039	755	$\pi/16$
3	0,003	17	$18\pi/16$
4	0,0022	376	$-3\pi/16$

Table 3.2 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 20nm/s ; $m_f = 2,53e-4$, phase initiale = $20,5\pi/16$ rad.

Composante k	A_k	fm_k (Hz)	φ_k (rad)
1	1	1512	0
2	3,6456	378	$-13\pi/16$
3	0,1671	756	$-16\pi/16$
4	0,1418	25	$-2\pi/16$

Table 3.3 : Caractéristiques des composantes pour la simulation de 40nm/s ; $m_f = 0,15e-4$, phase initiale = $18\pi/16$ rad.

A partir de là, nous allons pouvoir déterminer l'influence des différents paramètres des non-linéarités sur la résolution et la précision finales. Cela nous permettra aussi de prévoir l'élargissement spectral et les problèmes de recouvrement selon la source laser et selon les couples de distances à tester.

3.2 Simulation d'un balayage linéaire

3.2.1 Cas d'un balayage linéaire « en fréquence »

Ce paragraphe est destiné à donner un aperçu de ce que l'on observerait dans le cas d'un balayage linéaire en fréquence, ce qui correspondrait ici au cas de l'approximation au premier ordre du balayage linéaire en longueur d'onde [46]. Ainsi, il sera plus aisé d'apprécier l'incidence d'un balayage « exact » en longueur d'onde sur les résultats dans les paragraphes suivants.

3.2.1.1 Filtre automatique

Voici les résultats pour un filtre de Hanning ajusté automatiquement à 2 fois la largeur du pic (définie par une amplitude du dixième du maximum), tel que c'est le cas pour les

résultats expérimentaux. Cela résulte en une largeur d'une douzaine d'échantillons seulement. Les fréquences de battement instantanées (Figure 3.6) présentent une valeur temporelle quasiment constante en dehors des effets de bords (les valeurs supérieures à un intervalle de 3σ sont supprimées). Ces effets se retrouvent dans le rapport instantané des fréquences (Figure 3.7) dont la fonction de distribution est très dissymétrique, mais le biais introduit reste faible (Figure 3.8).

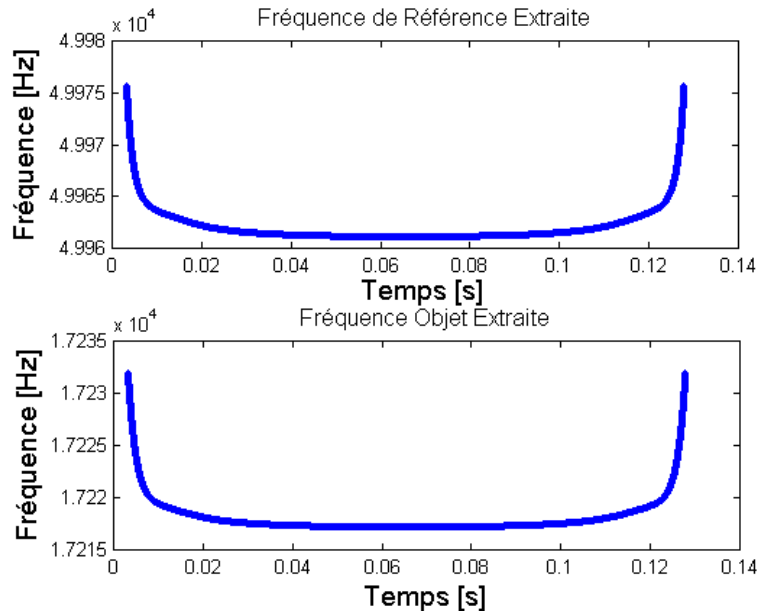


Figure 3.6 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning.

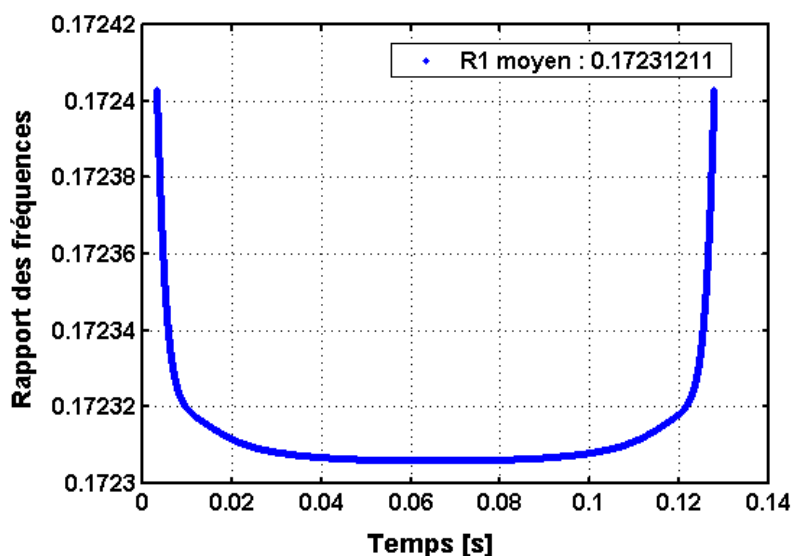


Figure 3.7 : Simulation du rapport instantané des fréquences pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning.

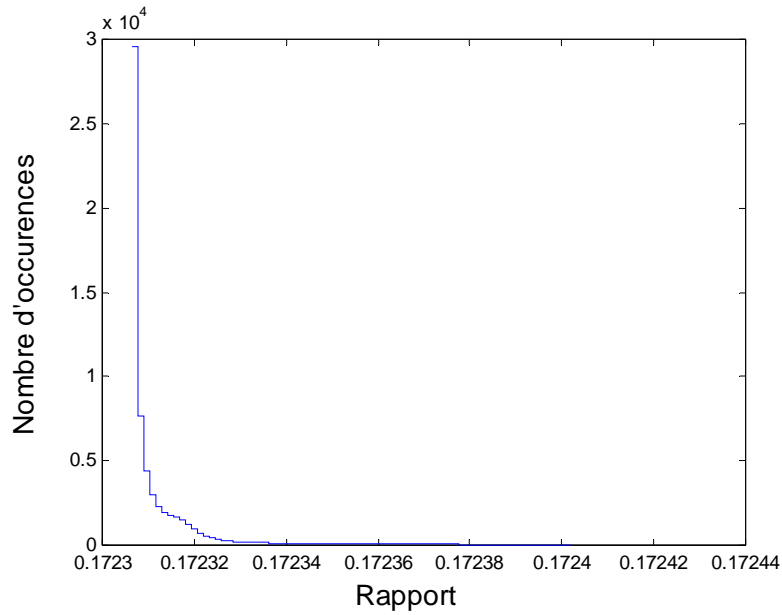


Figure 3.8 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning. L'histogramme est réalisé en divisant la plage totale en 75 pas.

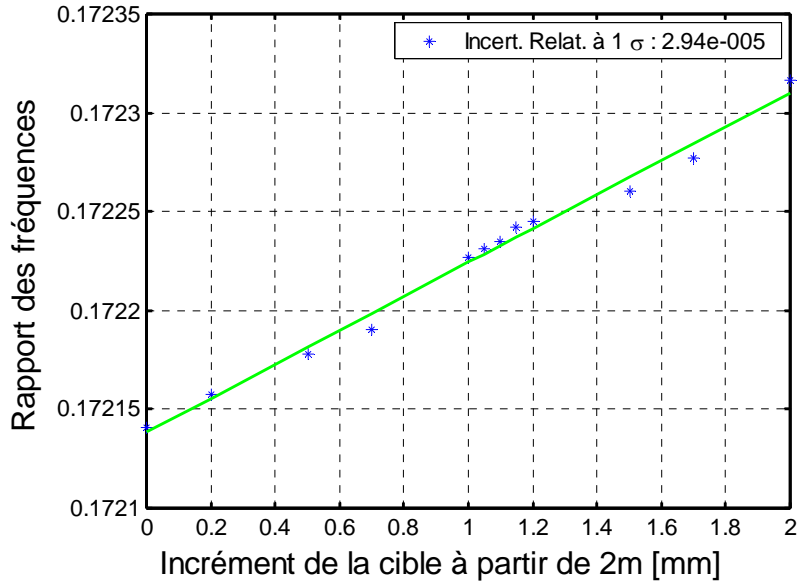


Figure 3.9 : Simulation des rapports des fréquences sur 12 positions (étoiles) calculés pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s. L'Incertitude Relative à 1σ est l'écart-type des erreurs à la droite de régression (ligne) divisé par le rapport moyen.

On observe une très mauvaise incertitude relative à 1σ (Figure 3.9) avec le filtre automatique, malgré une fonction de distribution du rapport fine. Comparons les mêmes mesures avec un filtre de Hanning fixé manuellement.

3.2.1.2 Filtre manuel

On prend une fenêtre de même largeur que pour le cas d'une non-linéarité sinusoïdale correspondant à la composante principale à 10nm/s (paragraphe 3.1.3) ; cela correspond à 2380 échantillons pour le spectre objet à 2m (l'étalement augmente avec la distance). Les fréquences de battement instantanées (Figure 3.10) ainsi que leur rapport (Figure 3.11) ont des effets de bord beaucoup plus faibles. La répartition du rapport instantané est toujours dissymétrique, mais beaucoup plus resserrée (Figure 3.12).

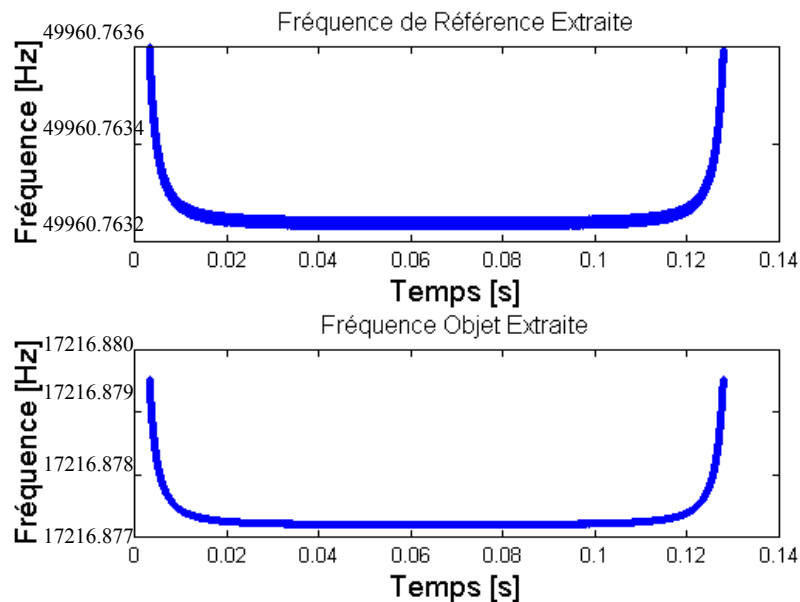


Figure 3.10 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

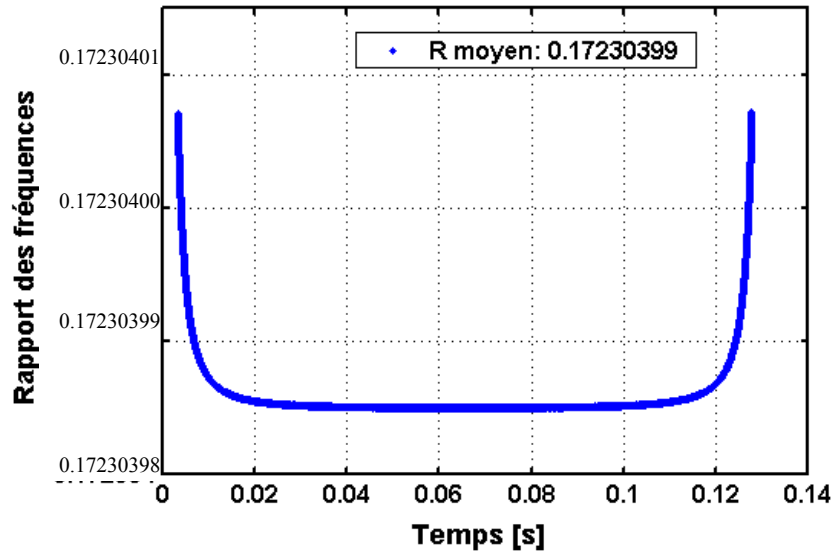


Figure 3.11 : Simulation du rapport instantané pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

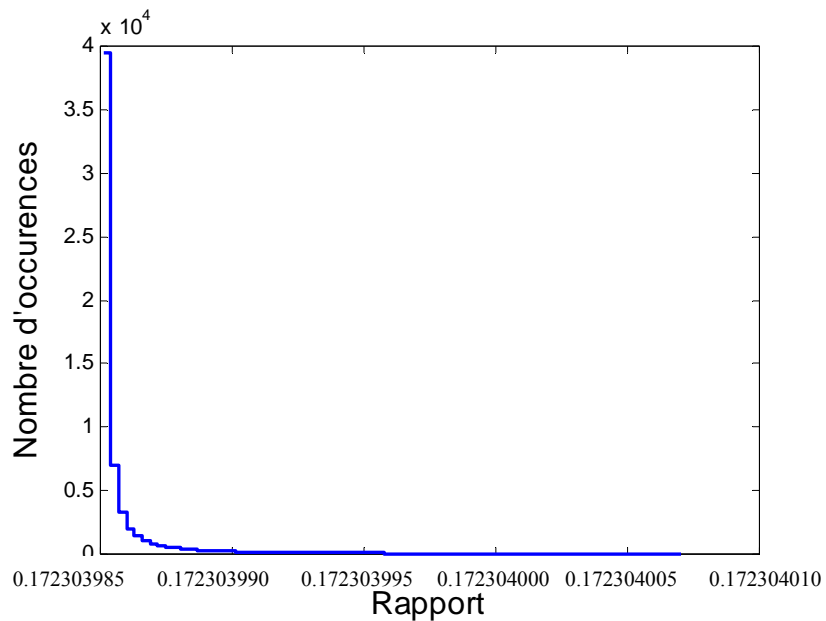


Figure 3.12 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

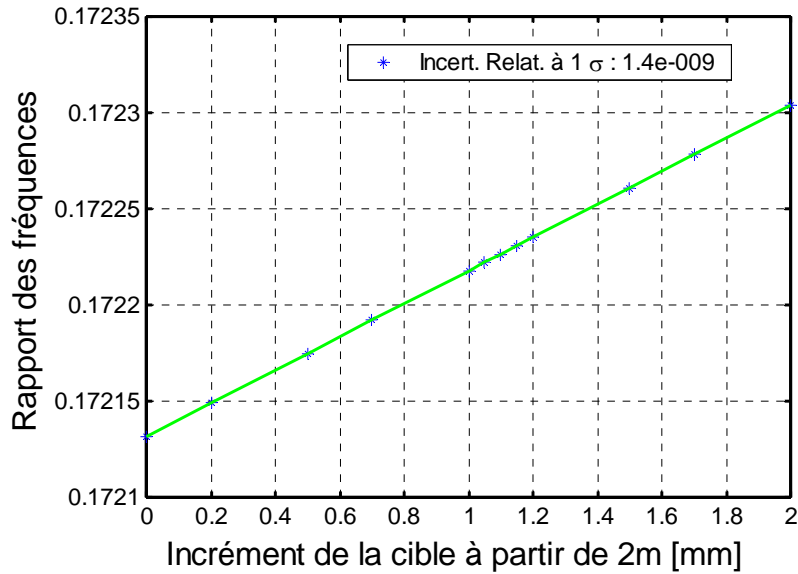


Figure 3.13 : Simulation des rapports des fréquences sur 12 positions (étoiles) calculés pour un balayage linéaire au premier ordre à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s. L'Incertitude Relative à 1σ est l'écart-type des erreurs à la droite de régression (ligne) divisé par le rapport moyen.

On note que le rapport moyen extrait (0,17230399 contre 0,17231211) est beaucoup plus proche du rapport idéal (0,17230398). La Figure 3.13 montre également une IR à 1σ très faible. Cela provient donc de la résolution tronquée lors du filtrage fréquentiel, liée à largeur du filtre qui conserve plus ou moins d'échantillons pour le calcul de la Transformée de Fourier Inverse. Cet aspect est développé au paragraphe 3.3.1.

3.2.2 Balayage sans approximation

Considérons maintenant le balayage en $1/\lambda(t)$ de l'Equation 3.3. Les pics fréquentiels sont environ 2 fois plus larges que dans le cas précédent, signe que l'approximation au premier ordre est assez limitative. Avec le même filtre manuel que précédemment, on constate que les fréquences de battement instantanées présentent maintenant une variation monotone au court du temps (Figure 3.14). Cela correspond aux termes d'ordre supérieurs évoqués au paragraphe 1.1.3 ; les pentes trouvées par régression linéaires sont en effet de :

- 0,65437e3 pour la référence
- 0,22549e3 pour l'objet

Ce qui correspond bien à des variations relatives de $13e-3 s^{-1}$. Cependant, comme la variation relative est quasiment identique sur les deux canaux, le rapport va quant à lui rester constant, aux effets de bord près (Figure 3.15). Du coup, la dispersion (Figure 3.16) reste assez proche de ce que l'on trouvait dans le cas de l'approximation au premier ordre, et l'IR à 1σ est la même ($1,4e-9$).

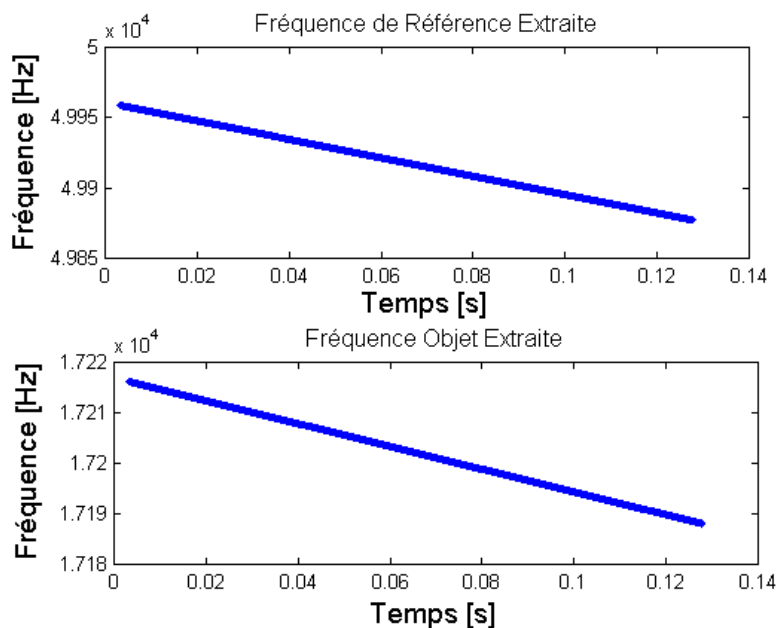


Figure 3.14 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

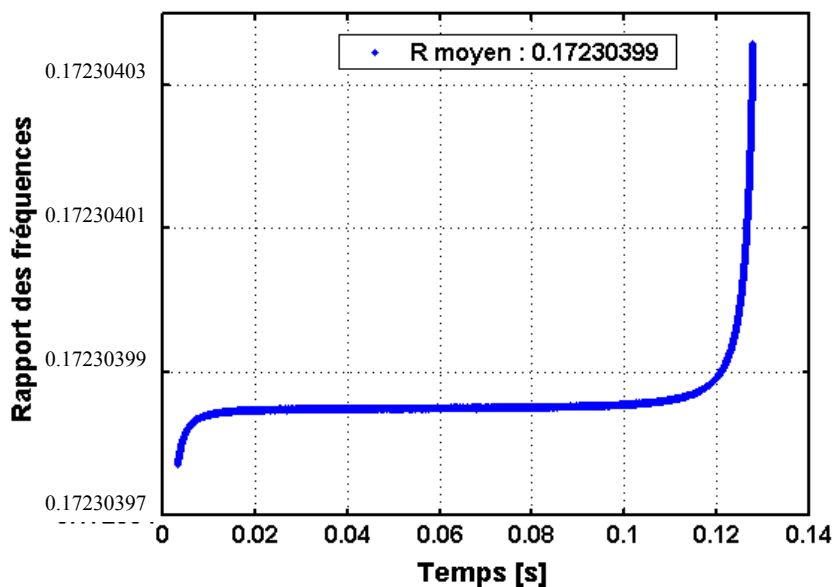


Figure 3.15 : Simulation d'un rapport instantané pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

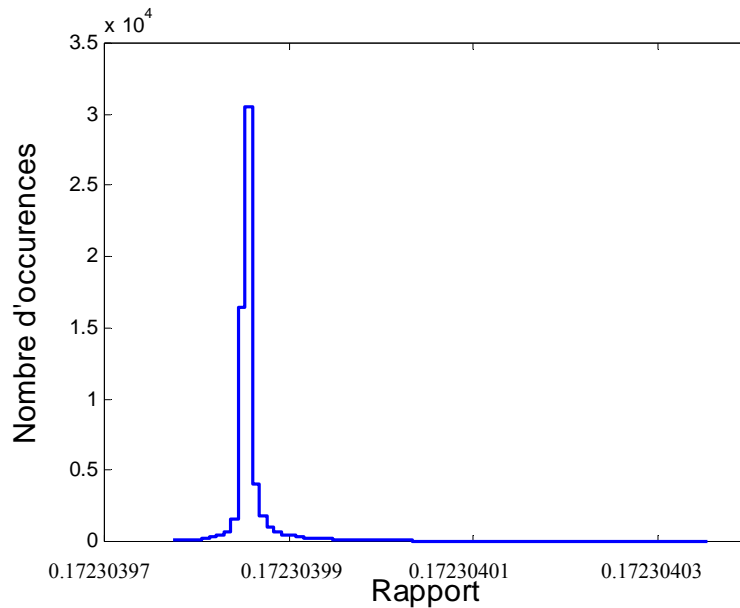


Figure 3.16 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s.

Dans le cas d'un filtre automatique, nous retrouvons des effets de bord plus importants. Cependant, comme les pics sont environ 2 fois plus larges, le filtre automatique conserve plus de points et l'IR à 1σ est meilleure que dans l'approximation du premier ordre ; on retrouve d'ailleurs un facteur 2 ($1,55e-5$ contre $2,94e-5$).

On notera enfin que la variation temporelle des fréquences de battement liée au balayage en $1/\lambda(t)$ reste faible devant l'amplitude des non-linéarités de notre source présentées au paragraphe 3.1.

3.2.3 Influence d'un bruit blanc

Nous rajoutons enfin un bruit blanc sur les interférogrammes objet et référence (un vecteur différent à chaque fois, sur chaque canal). Dans le cas d'un filtre automatique, étant donné qu'il est très étroit pour un balayage linéaire, cela n'a guère d'influence. En revanche, avec le même filtre manuel que précédemment, on récupère plus de bruit, que l'on retrouve dans les fréquences de battement instantanées (Figure 3.17) et dans le rapport qui présente alors une répartition quasi-gaussienne (Figure 3.18). L'IR à 1σ monte à $2,82e-7$ et les rapports de fréquences présentent un biais fonction du rapport signal à bruit (SNR) qui est développé au paragraphe suivant.

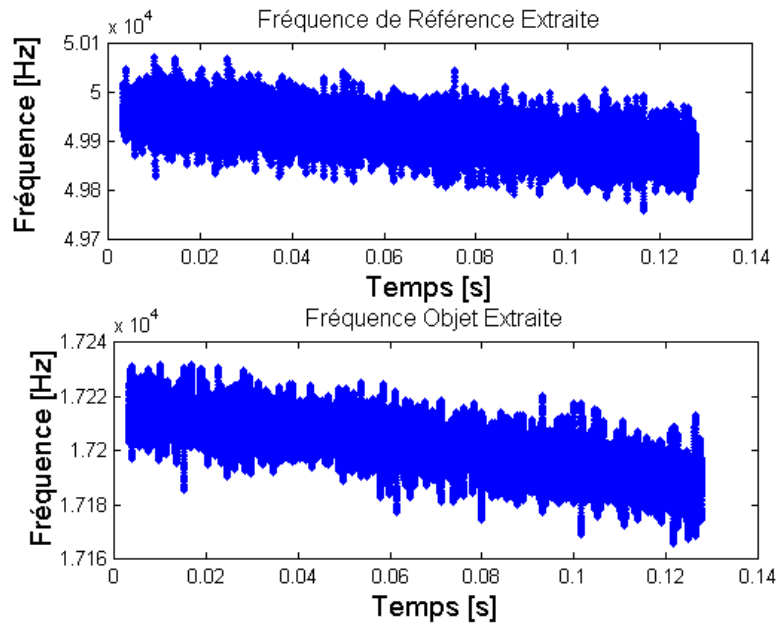


Figure 3.17 : Simulation des fréquences de battement instantanées objet (bas) et référence (haut) pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s ; SNR=33,89 dB.

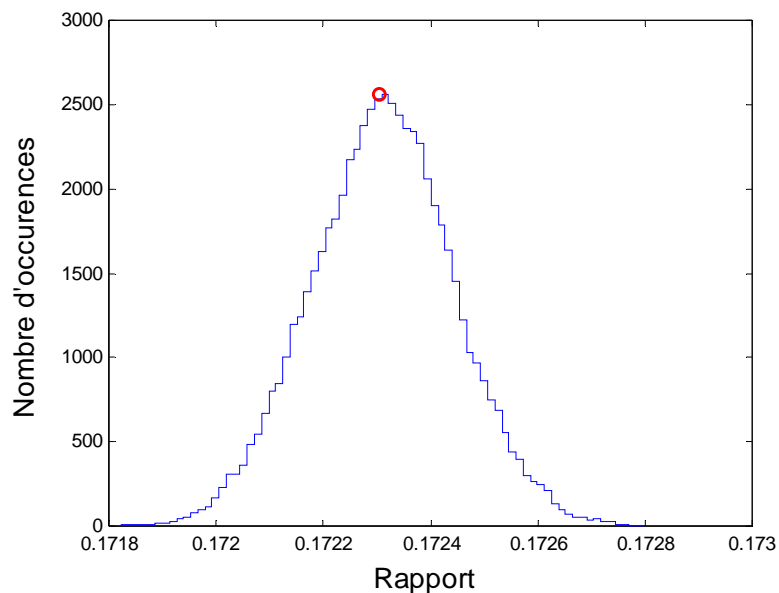


Figure 3.18 : Simulation de la fonction de distribution du rapport pour un balayage linéaire sans approximation à 10nm/s, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre manuel de Hanning de même largeur que pour la composante principale non-linéaire à 10nm/s ; SNR=33,84 dB. Le cercle indique la valeur moyenne extraite (0,17230410).

3.3 Non-linéarité sinusoïdale optimale en terme de résolution et de précision

3.3.1 Influence des paramètres de modulation du balayage par une sinusoïde

Une fois cette méthode d'analyse et de simulation validée par comparaison aux expériences, nous avons testé différentes formes de modulation afin d'évaluer l'impact des différents paramètres sur la qualité des mesures de fréquence de battement, et donc de distance [44]. Dans la suite de l'étude, nous adoptons l'écriture simplifiée de l'Equation 3.5 suivante :

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \alpha_0 \times t + \sum A_k \sin(2\pi \times fm_k \times t + \varphi_k) \quad (3.5)$$

La première conséquence de cette modélisation par des sinusoïdes est la production d'un pic fréquentiel très symétrique, contrairement à ceux produits par une non-linéarité de forme polynomiale [46]. Cela facilite le centrage des pics et réduit le risque d'introduire un biais.

La deuxième conséquence porte sur la distribution du rapport (Figure 3.19) qui devient symétrique, le rapport instantané présentant une variation sinusoïdale de fréquences égales aux fréquences des composantes non-linéaires introduites. L'IR à 1σ reste très faible ($3,9e-9$) mais les mesures présentent un biais, étudié ci-après. En présence de bruit, la répartition reprend une forme quasi-gaussienne comme le montre la mesure expérimentale en Figure 3.24.

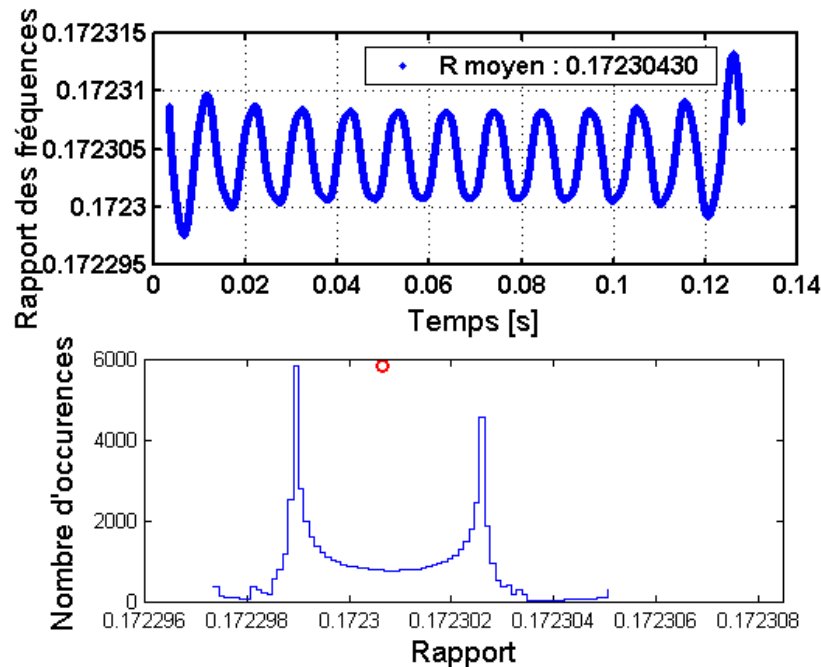


Figure 3.19 : Simulation du rapport instantané (haut) et fonction de distribution (bas) du rapport pour un balayage non-linéaire sinusoïdal $\{2,2e-3 \text{ nm}; 94,5\text{Hz}\}$, 2^{16} échantillons, et pour une cible à 2,002m et une référence à 11,619m. Filtre automatique de Hanning. Le cercle indique la valeur moyenne extraite (0,17230430).

La Figure 3.20 donne l'écart entre les rapports de fréquences simulés et théoriques sur 12 positions avec une mesure par position de 2^{16} échantillons, sans bruit. On utilise un réglage automatique de la largeur du filtre spectral à 2 fois la largeur du pic de la fréquence de battement. Le terme « rapport idéal » correspond au rapport des chemins optiques entrés dans la simulation et auquel le rapport des fréquences simulé est censé être égal au premier ordre.

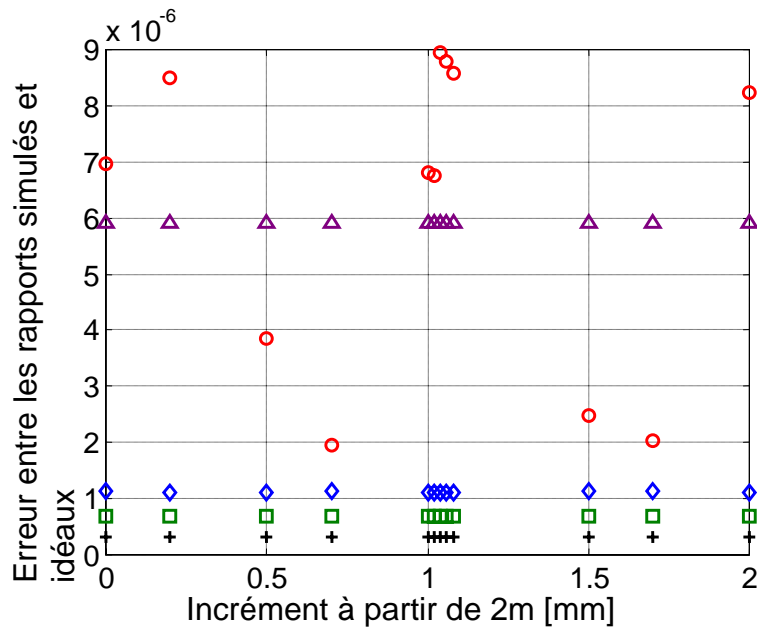


Figure 3.20 : Ecarts entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec différents types de balayages :

- Cercles, balayage constant à 10nm/s
- Losanges, simulation du balayage à 10nm/s avec 5 composantes
- Croix, modulation par la seule composante principale du balayage à 10nm/s, avec $A = 2,2e-3$ nm et $fm = 94.5$ Hz
- Triangles, modulation par une sinusoïde à A et fm doublés
- Carrés, modulation par une sinusoïde à A et fm divisés par 2.

Les cercles correspondent à un balayage linéaire ; on note une très grande dispersion (écart-type de $2,8e-6$) d'une position à l'autre, ce qui dégrade la résolution, et une erreur moyenne assez important aussi (de $6,2e-6$), ce qui dégrade la précision.

Les croix correspondent à l'introduction d'une modulation par la composante principale de la modélisation à 10 nm/s, c'est-à-dire avec $A = 2,2e-3$ nm et $fm = 94,5$ Hz. Cela résulte en la chute de la dispersion à un écart-type de seulement $3,4e-9$ et une erreur moyenne de seulement $3,2e-7$. La TTF avec un filtrage automatique introduit donc un biais aux rapports idéaux qui peut être réduit d'un facteur 20 grâce à une modulation sinusoïdale, et sa résolution, qui dépend de la dispersion entre les positions, peut être améliorée de 3 ordres de grandeurs grâce à cette même modulation par rapport à un balayage linéaire.

Cela est dû au nombre d'échantillons conservés par le filtre pour le calcul de la IFFT, de l'ordre de quelques milliers pour les formes expérimentales, et de seulement quelques dizaines pour un balayage linéaire. Par conséquent, la résolution est plus tronquée pour un balayage linéaire. Nous avons testé un filtrage manuel de même largeur pour la composante $\{A ; fm\}$ et pour le balayage linéaire qui devient alors bien meilleur en terme de résolution et de précision. Toutefois, en présence de bruit, l'avantage n'est plus évident (voir paragraphe 3.3.2).

Pour étudier l'influence de la profondeur de modulation, nous avons testé deux autres modèles : les triangles correspondent à des valeurs de A et fm doublées par rapport aux croix, et les carrés correspondent à des valeurs de A et fm divisées par deux. On constate que les deux balayages présentent un plus grand biais (erreurs moyennes respectives $5,9e-6$ et $6,9e-7$) et une plus grande dispersion (écart-types respectifs $3,8e-9$ et $4,3e-9$) que les croix.

Par ailleurs, la Figure 3.21 démontre l'existence d'un biais sur le rapport des fréquences, même en l'absence de bruit, qui décroît selon la distance et s'annule lorsque les deux ddm objet et référence sont égales, en compensant l'influence des fluctuations de fréquences (voir par exemple [47]). Elle montre en plus que la variation de ce biais est beaucoup moins importante pour la composante $\{A ; fm\}$. Cela démontre l'existence d'un couple taux – fréquence de modulation optimal dans le cas d'une non-linéarité purement sinusoïdale, traitée par TTF [48].

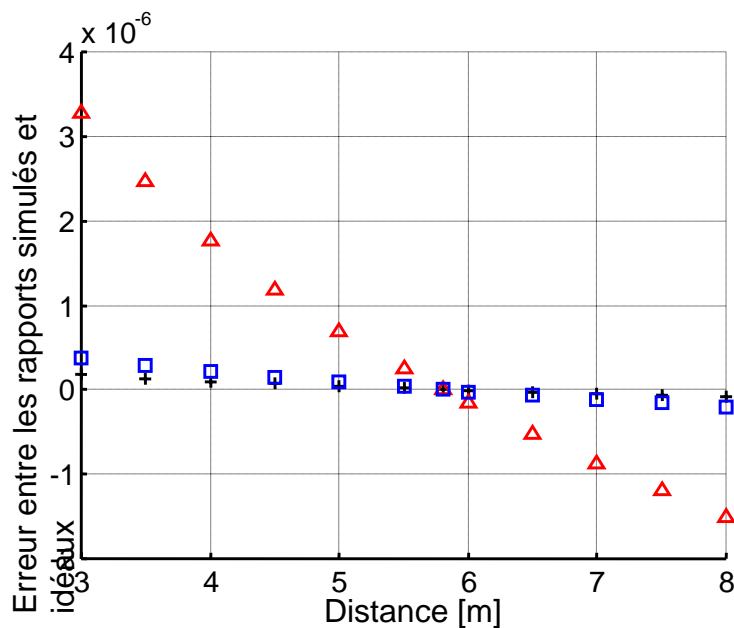


Figure 3.21 : Différence entre les rapports simulés et idéaux pour plusieurs modèles non-linéaire selon la distance de la cible (croix : non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3 \text{ nm} ; fm=94,5\text{Hz}\}$, carrés : $\{A/2 ; fm/2\}$, triangles : $\{2A ; 2fm\}$) pour une référence à 11,619.

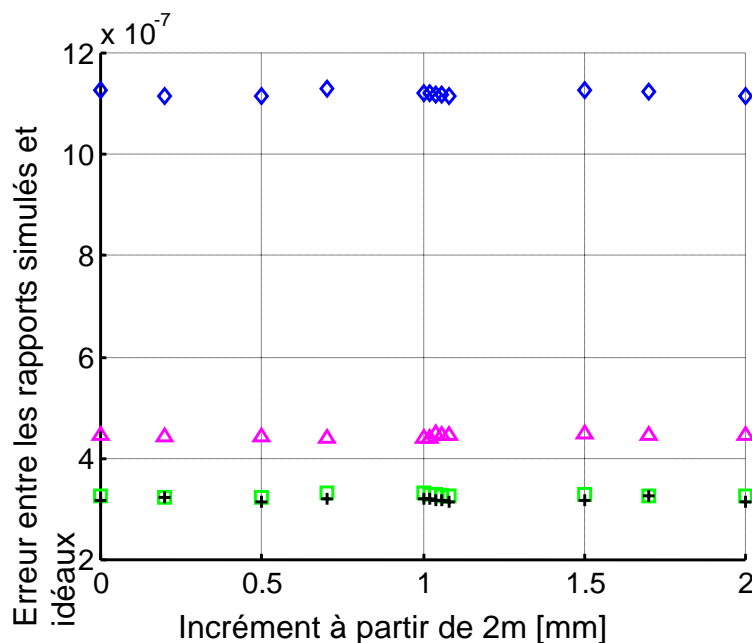
On constate également que le doublement de fm ou de A produit le même élargissement spectral, qui est en fait proportionnel au produit de ces deux paramètres. Cependant il est important de souligner qu'à élargissement spectral égal, l'erreur entre les

rappports de fréquences simulés et théoriques est toujours plus grande s'il résulte d'un accroissement de la fréquence de modulation fm plutôt que de l'amplitude A (Figure 3.22). Les simulations faites avec 2^{16} échantillons et filtrage automatique, sans bruit, sont récapitulées dans la Table 3.4.

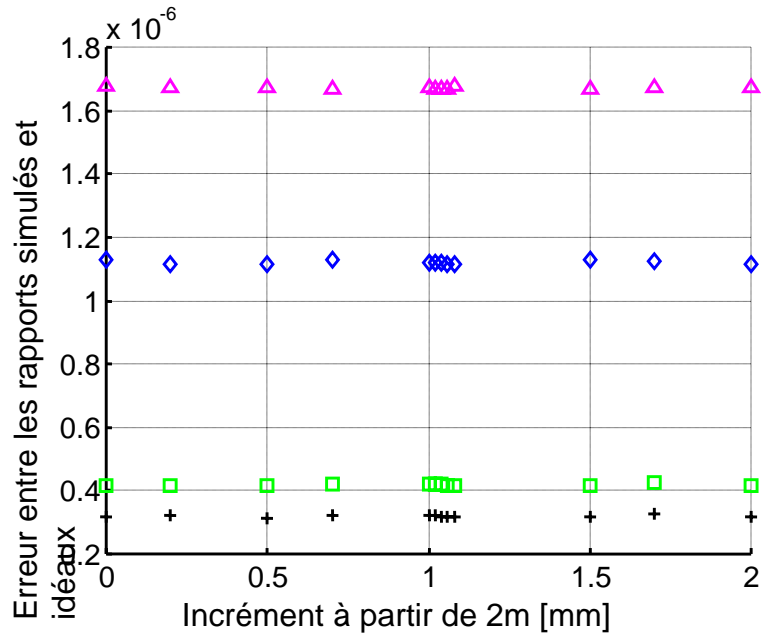
{amplitude ; fréquence}	Ecart-type	Biais moyen
{ $2A$; fm }	$2,9e-9$	$4,45e-7$
{ A ; $2fm$ }	$3,4e-9$	$16,72e-7$
{ A ; fm }	$3,4e-9$	$3,2e-7$
{ $A/2$; fm }	$2,5e-9$	$3,27e-7$
{ A ; $fm/2$ }	$3,3e-9$	$4,18e-7$

Table 3.4 : Ecarts-types et biais moyens pour des simulations à différents couples amplitude – fréquence de modulation sinusoïdale ; 2^{16} échantillons, filtre de Hanning automatique, sans bruit.

Pour des concepteurs de source laser accordable dont les signaux sont traités par TTF, cela signifie qu'il faudra privilégier une faible fréquence des non-linéarités plutôt qu'une faible amplitude, à défaut de pouvoir réaliser la modulation optimale.



(a)



(b)

Figure 3.22 : Ecart entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec différentes modulations :

- croix : non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3 \text{ nm} ; fm=94,5\text{Hz}\}$
- losanges : modèle de 10nm/s à 5 composantes
- (a) fm constant :
 - carrés : non-linéarité sinusoïdale $\{A/2 ; fm\}$
 - triangles : non-linéarité sinusoïdale $\{2A ; fm\}$
- (b) A constant :
 - carrés : non-linéarité sinusoïdale $\{A ; fm/2\}$
 - triangles : non-linéarité sinusoïdale $\{A ; 2fm\}$

Enfin dans la Figure 3.21, les losanges indiquent la simulation à 5 composantes du balayage à 10nm/s pour donner un ordre de grandeur des performances actuelles (en l'absence de tout autre source de bruit ou d'erreur). Pour comparaison, les simulations des vitesses de 10, 20 et 40nm/s sont indiquées dans la Figure 3.23, avec des écarts-types respectifs de $5,9e-9$, $2,5e-9$ et $6,5e-9$, et un biais moyen respectif de $1,12e-6$, $0,86e-6$ et $2,03e-6$. Ces résultats sont aussi fait avec 2^{16} échantillons et un filtre automatique, sans bruit.

Il faut toutefois rester prudent quant aux conclusions sur la meilleure vitesse à utiliser expérimentalement, puisqu'il ne s'agit ici que d'approximation, et qu'il est difficile d'obtenir des conditions expérimentales suffisamment stables d'un test à l'autre. On notera cependant que ça va dans le sens des observations précédentes puisque la vitesse à 40nm/s possède la plus faible amplitude de non-linéarité, mais à cause de ses hautes fréquences, donne de moins bons résultats. De plus, la comparaison entre la modélisation à 10nm/s et sa composante principale seule suggère que l'addition de composantes supplémentaires, bien que plus faibles, dégrade aussi les résultats.

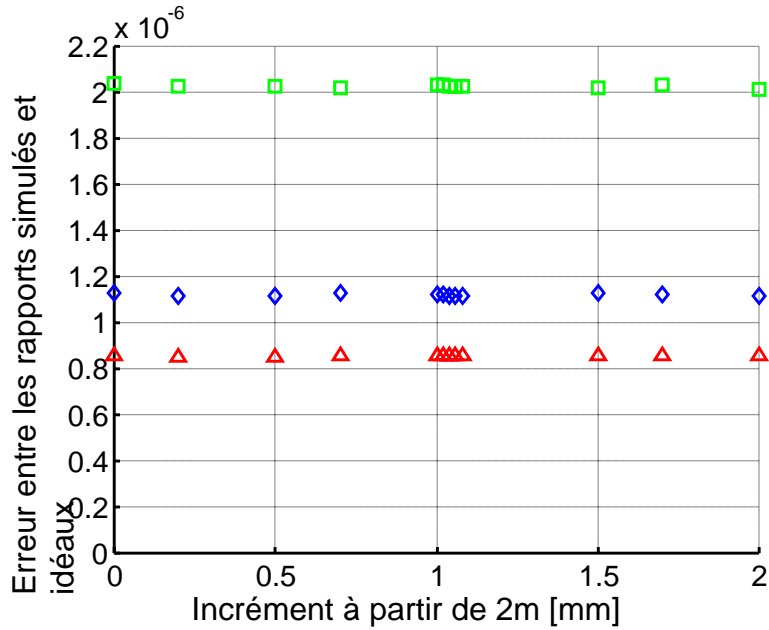
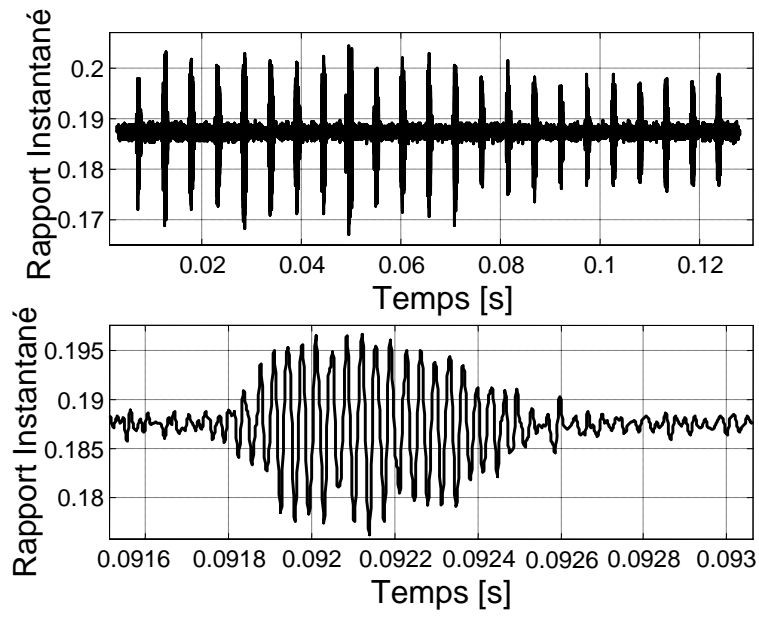


Figure 3.23 : Ecart entre le rapport des fréquences de battement simulées et le rapport idéal des ddm entrées pour différentes positions et avec les modélisations des vitesses de 10nm/s (losanges), 20nm/s (triangles) et 40nm/s (carrés).

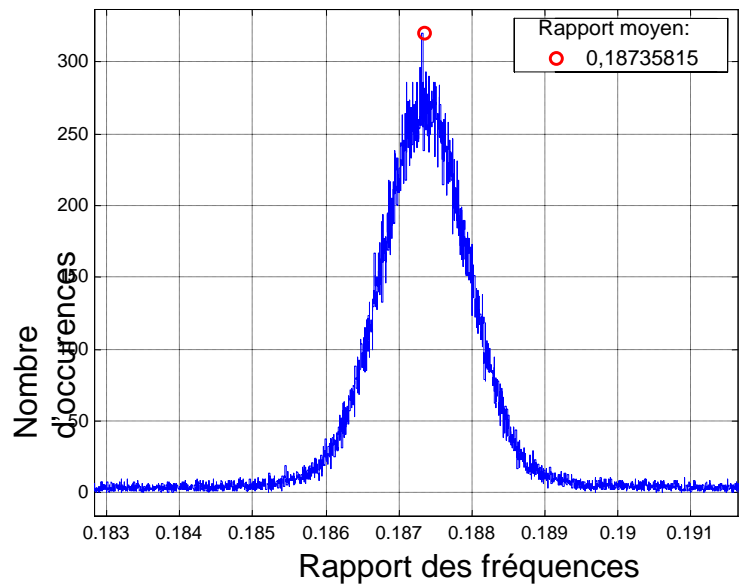
L'analyse de ces résultats nous amène à conclure que pour un balayage linéaire, les erreurs sur les rapports de fréquences calculés dépendent de la résolution limitée de la TTF [49], tandis que l'introduction d'une modulation de forme sinusoïdale oblige le programme de traitement automatique à agrandir le filtre fréquentiel, ce qui augmente le nombre d'échantillons conservés pour le calcul de la Transformée Inverse : seulement une vingtaine pour un balayage linéaire, contre plus de 4500 pour le modèle à 10nm/s par exemple.

Ensuite, on effectue une moyenne sur N_r rapports instantanés, avec N_r égale au nombre d'échantillons initial moins quelques valeurs éliminées à cause des effets de bord, et sur plusieurs mesures par position N_{mes} (4 en moyenne), soit une amélioration sur la résolution finale en $\frac{1}{N_{IFFT} \times \sqrt{N_r \times N_{mes}}}$. Cette écriture est valable dans le cas d'une distribution

gaussienne des rapports, ce qui est le cas pour un bruit suffisamment blanc. Ce point est abordé également au paragraphe suivant. On montre qu'en l'absence de bruit, la distribution des rapports reste symétrique. En effet, le rapport instantané présente une variation sinusoïdale dont les fréquences sont celles du bruit spectral filtré autour de la fréquence de battement et celles des composantes non-linéaires (Figure 3.24).



(a)



(b)

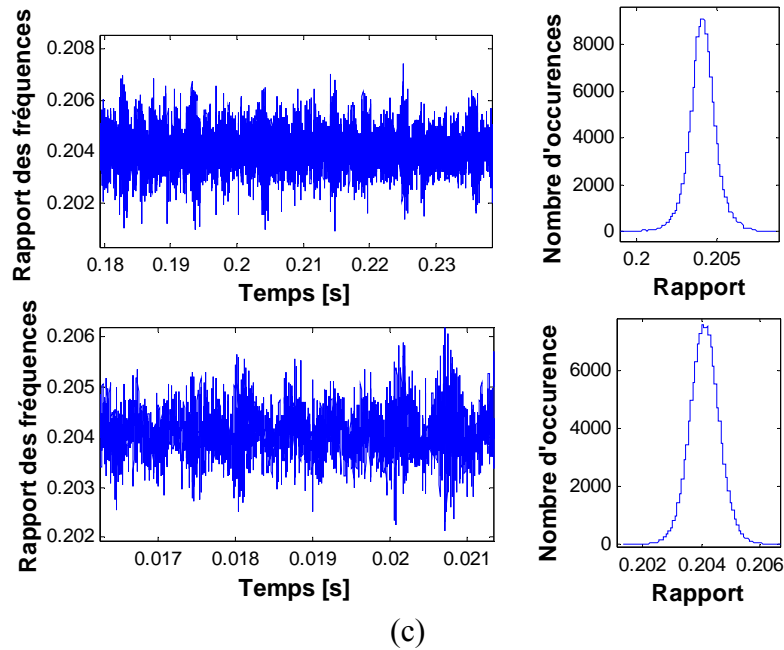


Figure 3.24 : (a) Rapport instantané expérimental (2,2m, 20nm/s, 2^{17} échantillons), en haut : complet, en bas : zoom ;
 (b) Histogramme : fonction de distribution des rapports instantanés par pas de $3,7e-6$; cercle : rapport moyen extrait.
 (c) Rapport instantané expérimental (2m, 2^{17} éch.) et histogramme correspondant (sur 75 pas), pour 10nm/s en haut et 40nm/s en bas.

3.3.2 Simulation en présence de bruits

Comme cela est introduit au paragraphe précédent, le bruit va jouer sur plusieurs niveaux dans le traitement du signal par TTF. Nous avons notamment vu au chapitre précédent que la résolution des traitements par méthode autorégressive et par Transformée de Fourier dépend de la variance du bruit blanc présent sur les signaux. Nous allons d'abord présenter l'influence du bruit sur le spectre et sur la distribution des rapports instantanés. Ensuite, nous essaierons de déterminer l'origine et l'influence des différentes sources de bruits comme la quantification, les vibrations, la dilatation thermique et le balayage laser.

3.3.2.1 Comparaisons pour un bruit blanc

Dans les conditions plus réalistes de bruit, on montre que même avec un filtre identique, le balayage non-linéaire sinusoïdal n'est pas plus dégradé en terme de dispersion (ou de résolution) que le linéaire [88]. En revanche un bruit blanc introduit un biais plus important sur le non-linéaire (Figure 3.25).

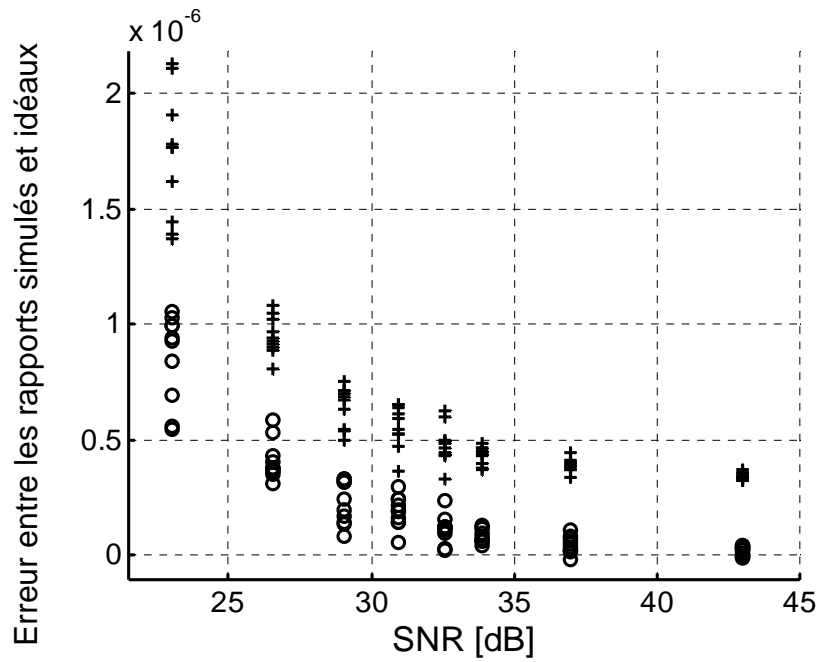


Figure 3.25 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour différents niveaux de SNR, avec un filtre de largeur fixée manuellement ; cercles : balayage linéaire, croix : non-linéarité sinusoïdale d'amplitude $A=2,2e-3$ nm et de fréquence $fm=94,5$ Hz (10 mesures de 2^{16} échantillons par niveau de SNR).

Par ailleurs, dans ces conditions, plus la fenêtre du filtre est grande, plus le bruit va devenir gênant. On montre qu'il existe pour un balayage linéaire, une largeur de filtre optimale qui maximise le nombre d'échantillons conservés tout en limitant l'influence du bruit. Sur la Figure 3.26, on constate que le biais et la dispersion sont plus faibles pour une demie largeur du filtre de Hanning de 335, pour un SNR de 33,89dB.

De plus, cette largeur optimale dépend du SNR (Figure 3.27), mais il faut plutôt parler d'ordre de grandeur que de valeur précise. Dans le cas d'un balayage non-linéaire, le réglage du filtre est limité par une borne inférieure correspondant à la largeur de modulation du spectre. Donc là aussi les paramètres A et fm vont avoir une valeur optimale.

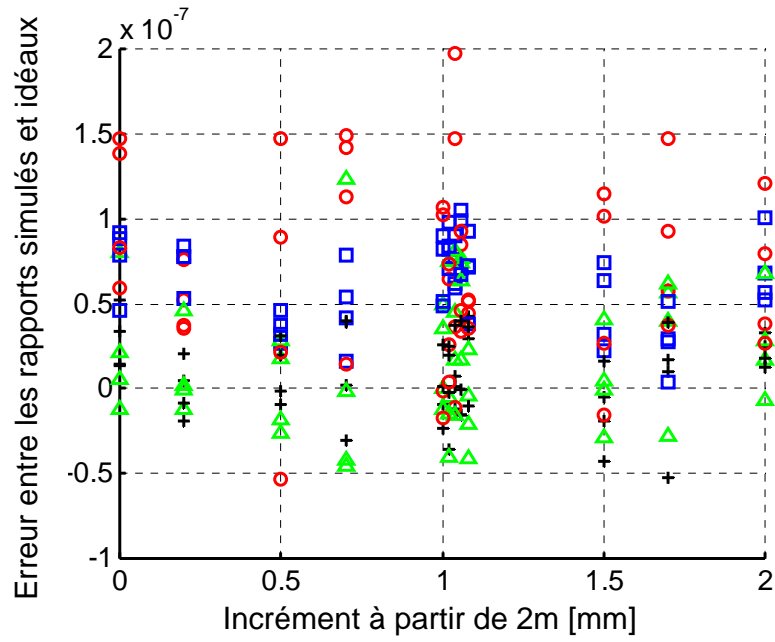


Figure 3.26 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour un SNR de 33,8dB, avec différentes demies largeurs de filtre ; cercles : 1340 échant. (correspondant à la non-linéarité sinusoïdale $\{A=2,2e-3 \text{ nm} ; f_m=94,5\text{Hz}\}$), triangles : 670, croix : 335, carrés : 168.

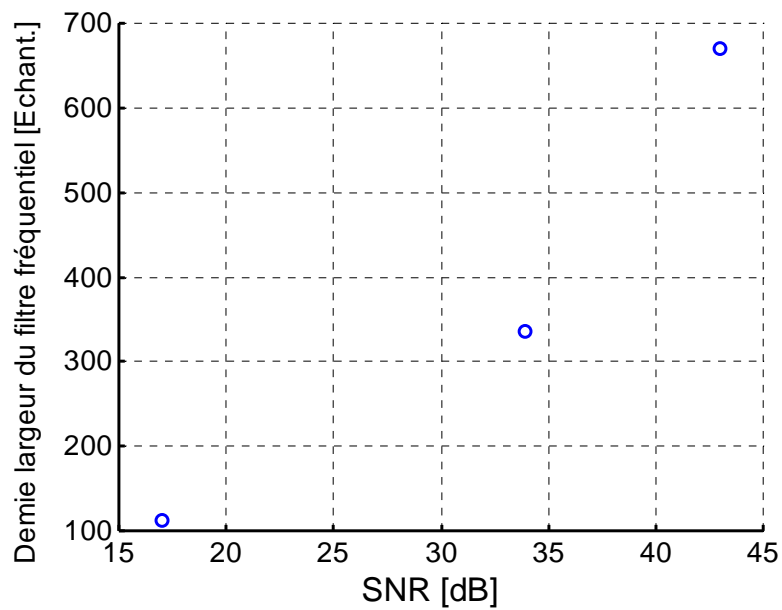
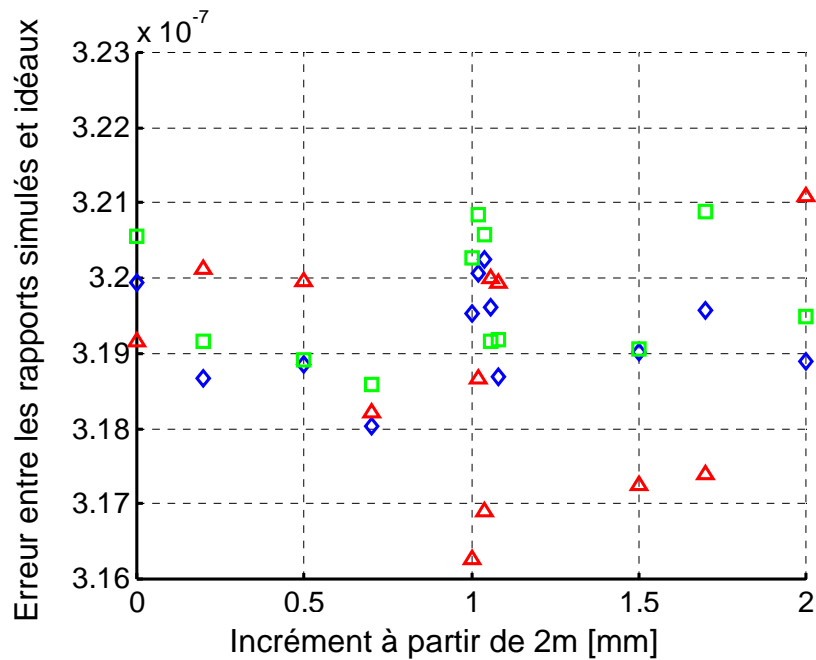


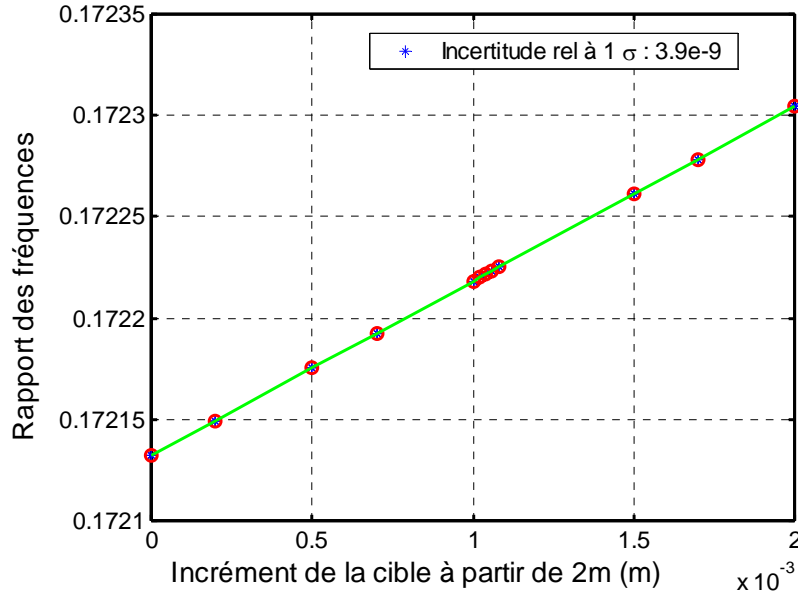
Figure 3.27 : Demie largeur optimale pour un filtre fréquentiel de Hanning selon le SNR.

3.3.2.2 Sources de bruits

Les résultats précédents correspondent donc à l'introduction d'un bruit blanc sur les interférogrammes, i.e. dit additif. Expérimentalement, notre bruit observé est quasi-blanc et se traduit par un rapport signal sur bruit entre 40 et 60dB, ce qui devrait donc produire de meilleurs résultats, d'après la simulation, que ceux que nous observons (biais supplémentaire inférieur à 10^{-6} et résolution de l'ordre de 10^{-7}). Ce modèle de bruit peut correspondre à du bruit électronique (courant d'obscurité, bruit de quantification...). Ce dernier exemple est isolé en Figure 3.28 qui montre l'évolution des rapports selon le nombre de bits de quantification employés (12 dans notre cas). Le bruit de quantification introduit un biais, mais la résolution serait excellente à partir de 12 bits. On en conclut que d'autres sources de bruit existent.



(a)



(b)

Figure 3.28 : (a) Ecart aux rapports idéaux selon le nombre de bits de quantification ; triangles : 10 bits, losanges : 12 bits, carrés : 14 bits ; 4 mesures de 2^{16} échantillons par position, dans le cas d'un balayage non-linéaire $\{A=2,2e-3 \text{ nm} ; fm=94,5 \text{ Hz}\}$.

(b) Simulation de 4 mesures de 2^{16} échantillons par position (étoiles), et la régression linéaire (ligne) sur les moyennes des rapports (cercles) pour une cible à partir de 2m pour un balayage non-linéaire $\{A=2,2e-3 \text{ nm} ; fm=94,5 \text{ Hz}\}$ avec quantification sur 12 bits.

Nous avons ensuite testé des bruits dits multiplicatifs, i.e. influençant la phase, comme un bruit blanc sur le chemin optique, correspondant à du bruit environnemental (turbulences et vibrations de la table optique) pendant une acquisition :

$$L_{\text{bruité}}(n) = L(n) \times (1 + A \times \text{rand}(n)) \quad (3.6)$$

Avec $L(n)$ la ddm idéale à l'échantillon n , $\text{rand}(n)$ une fonction de génération de nombres aléatoires et A l'écart-type du bruit blanc produit par $\text{rand}(n)$. La dégradation est très rapide avec cette forme de bruit (Figure 3.29), ce qui est logique car ces variations pendant l'acquisition sont amplifiées par le facteur $\lambda/\Delta\lambda$ (paragraphe 1.1.3). Toutefois, les données sur la table laissent penser que ce bruit est limité : Melles – Griot indique un « Relative Tabletop Motion » (déplacement relatif entre 2 points du plateau supérieur de la table) inférieur à 1nm pour des vibrations au sol supérieures à 10Hz et que le plateau tend à se comporter comme un corps parfaitement rigide en deçà. En revanche, il faut s'attendre à une dégradation plus forte pour des mesures directement au sol (voir Chapitre 4). Le cas particulier d'une vibration sinusoïdale de la distance cible est également examiné au chapitre 4.

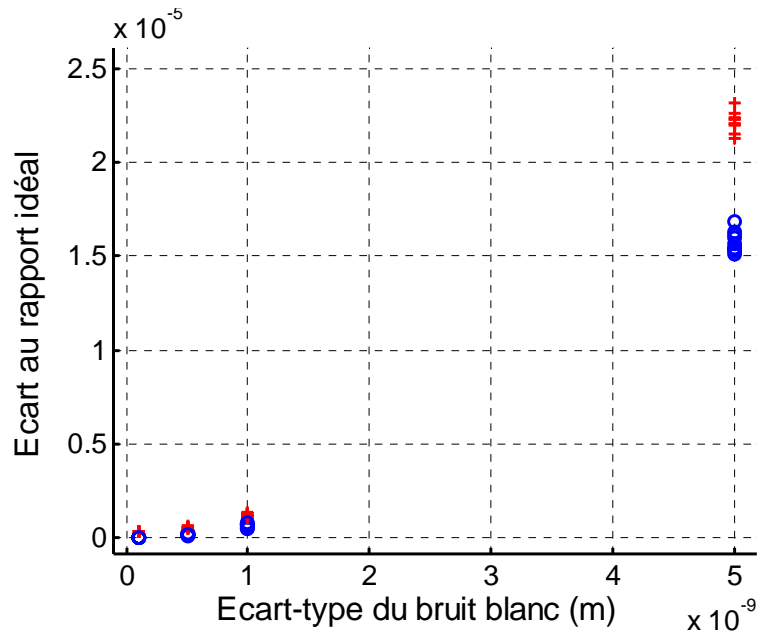


Figure 3.29 : Différence entre les rapports de fréquences simulés et idéaux pour différents niveaux de bruit sur la ddm, avec un filtre de largeur fixée manuellement ; cercles : balayage linéaire, croix : non-linéarité sinusoidale d'amplitude $A=2,2e-3$ nm et de fréquence $fm=94,5$ Hz (10 mesures de 2^{16} échantillons par niveau de bruit).

Ainsi les résultats simulés restent meilleurs d'au moins un ordre de grandeur que les mesures expérimentales. Cela montre que ce système n'est pas limité par la technique FFT mais plutôt par des variations aléatoires des chemins optiques eux-mêmes comme la turbulence ou la dérive thermique des fibres optiques et de la table [6], ainsi que par la précision et l'alignement des micro – positionneurs, les doubles réflexions parasites...

La dilatation thermique du plateau de la table optique n'est pas incluse dans le Relative Tabletop Motion ; il est en acier et donc possède un coefficient d'expansion thermique de $17,3e-6$. La température de la pièce varie cependant peu rapidement et donc la dilatation pendant une acquisition de quelques dixièmes de secondes sera limitée. La dérive thermique du Mach-Zehnder est détaillée au chapitre précédent.

Au début des expériences, nous avons constaté la présence d'une forte modulation d'amplitude dans les interférogrammes. Il s'agissait en fait d'un phénomène de battement entre deux interférogrammes de fréquences proches, dû à la présence d'une rétro réflexion parasite produite par le verre de protection des coins cubes pleins. Nous avons par la suite utilisé des coins cubes creux. Ce phénomène, gênant avec un traitement par comptage de frange ou une méthode AR, ne pose par contre pas de gros problème par TTF tant que l'amplitude de la réflexion parasite reste inférieure à 10% de la principale. A partir de là, le pic fréquentiel parasite introduit une dissymétrie non négligeable dans les rapports instantanés qui se traduit par un biais supplémentaire dans le rapport moyen extrait (Figure 3.30). En revanche, comme ce biais est constant (il dépend uniquement des amplitudes relatives et de la distance, fixe, entre le verre de protection et le coin cube), la résolution du système reste inchangée. Cette dernière remarque ne tient plus dans le cas général d'une rétro réflexion parasite indépendante du coin cube. En particulier dans le cas multi-cibles, il faudra faire

attention à ce que le pic du troisième Michelson (entre les deux cibles) ne soit pas superposé à l'un des deux pics d'intérêt (par exemple en ajoutant une ligne de retard de ddm connue).

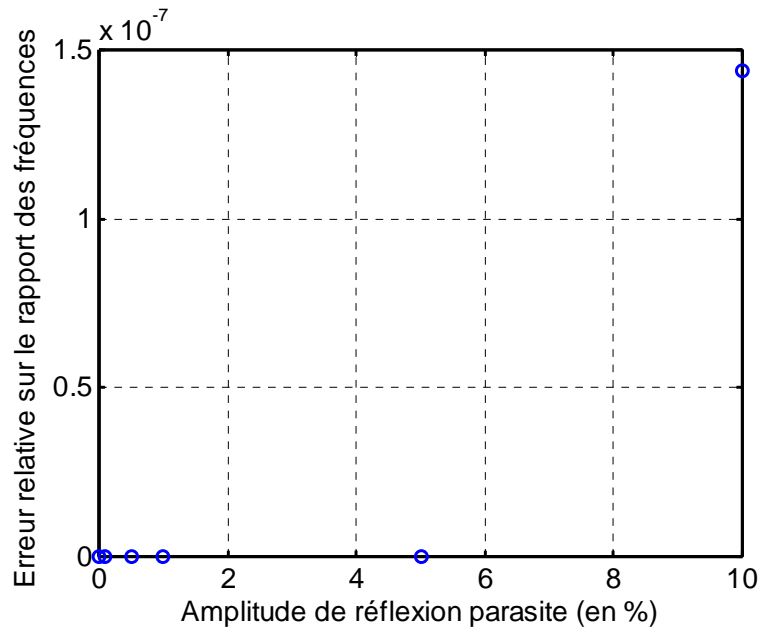


Figure 3.30 : Ecart relatif au rapport sans réflexion parasite, pour une cible à 2,3m et une réflexion parasite à 2,34m ; pour une modélisation du balayage à 20nm/s, 1 mesure de 2^{17} échantillons.

Le dernier facteur important est donc la résolution des micro-positionneurs eux-mêmes, ainsi que l'écart dans leur alignement [6]. Un désalignement de 5° entraînerait une erreur systématique de l'ordre de 2mm pour 2m selon l'équation :

$$\varepsilon = L - L \times \cos(\theta)$$

Et entre deux positions, par exemple séparées de 2mm par translation du rétro-réflécteur, cela correspond à une dérive de $2\mu\text{m}$, soit une erreur relative de 10^{-6} à 2m. Comme la tolérance sur le parallélisme des rétro-réflécteurs est de 3" au maximum, notre montage limite ce genre de problème.

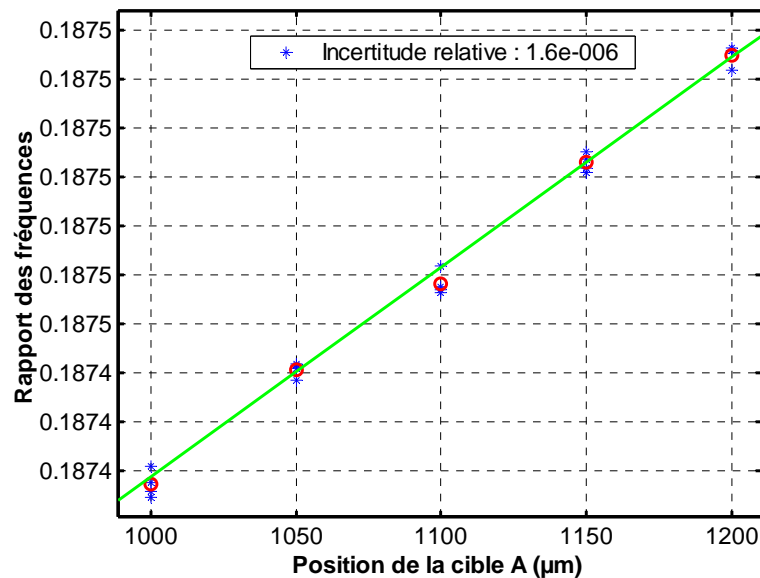
L'usage d'un interféromètre incrémental en parallèle de notre système pourra ensuite déterminer la résolution ultime de ce système, en mesurant précisément les écarts réels entre deux positions du micro-positionneur.

3.4 Séparabilité de cibles multiples et échantillonnage non-uniforme

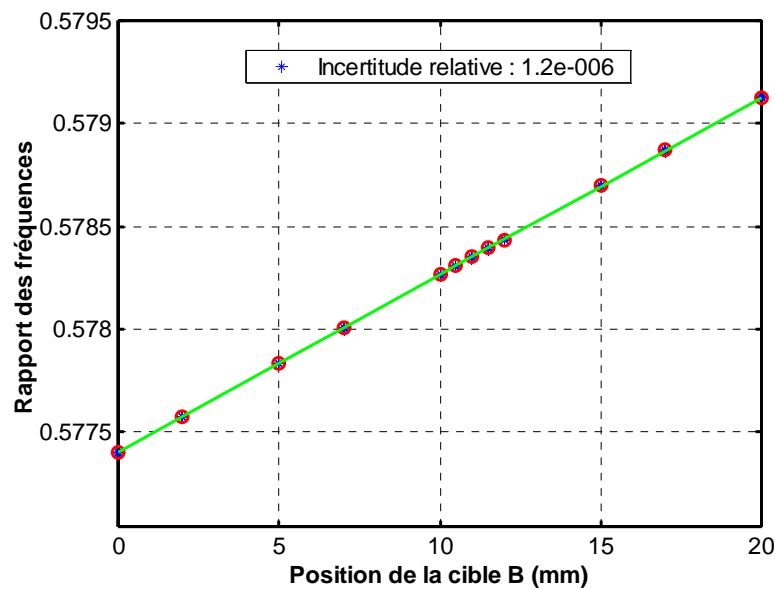
3.4.1 Influence des non-linéarités sur la séparabilité de deux cibles

Nous avons vu que les non-linéarités dans le balayage en longueur d'onde produisent un élargissement spectral de la fréquence de battement qui peut provoquer une superposition des pics dans le cas de cibles multiples. Nous avons dans un premier temps démontré qu'il

était possible de mesurer simultanément deux distances cibles spectralement décorréées avec la même Incertitude Relative à 1σ , de l'ordre de 10^{-6} (Figure 3.31).



(a)



(b)

Figure 3.31 : Mesure des rapports des fréquences pour (a) une cible A à 2m et (b) une cible B à 8m en simultané. Les étoiles représentent le rapport extrait de chacune des 6 mesures de 2^{17} échantillons par position ; la ligne est la régression linéaire des rapports moyens (cercles) sur chaque position.

Cependant lorsque les spectres des deux fréquences de battement se superposent, un biais est introduit dans l'évaluation des rapports de fréquence [50]. La largeur spectrale dépend des non-linéarités, et donc de la vitesse de balayage choisie dans notre cas. Dans le

cas de l'approximation au premier ordre, la largeur relative du pic de fréquence, et donc la variation relative de la fréquence de battement instantanée, n'est que de quelques 10^{-5} (FWHM sur la fréquence centrale). Pour un balayage linéaire en $1/\lambda(t)$ sur quelques nm, on obtient un pic unique de largeur relative 10^{-3} ; celle des « pics » expérimentaux est de l'ordre de 0,25 pour 10 nm/s, 0,45 pour 40 nm/s et 0,625 pour 20 nm/s. Dans le meilleur des cas, la superposition intervient dès que les cibles sont à moins de 2 fois la largeur spectrale relative (Figure 3.32).

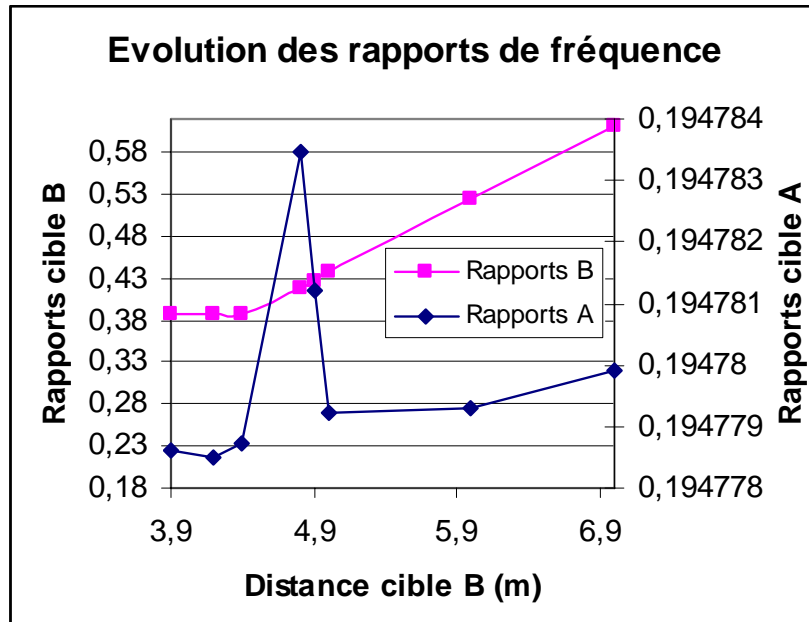


Figure 3.32 : Mesures de séparabilité pour un échantillonnage régulier. Evolution des rapports de fréquence des 2 cibles en fonction de la distance de B, A étant fixée à 2,2 m. 6 mesures par position, 2^{16} échantillons, 20nm/s.

Cela limite évidemment le concept de mesure simultanée de cibles, puisque une large gamme de couples de distances est en fait inaccessible. La méthode paramétrique est certes insensible aux problèmes de fenêtrage fréquentiel et donc au recouvrement spectral, mais on a vu sa sensibilité aux non-linéarités qui font varier les fréquences de battement dans le temps au chapitre 1.3.2. L'idée consiste à éliminer les non-linéarités responsables de cet étalement spectral.

3.4.2 Linéarisation par (ré-) échantillonnage non-uniforme (ENU)

Au point 3.1, nous avons expliqué les limitations en terme de qualité du balayage en longueur d'onde. La méthode employée pour réduire l'influence des non-linéarités porte donc au niveau du traitement du signal. Il s'agit d'échantillonner le signal objet aux temps de passage à zéro du signal référence [51]. En effet, ces instants $t_s(k)$ de passage à zéro peuvent être définis par :

$$2\pi \times f_{b_ref}(t_s(k)) \times t_s(k) = k\pi \quad (3.7)$$

avec $k = \{0, 1, 2, 3, \dots, n\}$, où n est le nombre d'échantillons désiré. Alors le signal objet échantillonné à ces instants s'écrit comme le signal objet initial convolué par un peigne de Dirac à pas variable :

$$x_{ENU}(t_s) = x(t) \times \sum_{k=0}^n \delta(t - t_s(k)) \quad (3.8)$$

avec $k = \{0, 1, 2, 3, \dots, n\}$, où n est le nombre d'échantillons désiré. Cela implique que chaque échantillon $x_{ENU}(k)$ peut s'écrire comme :

$$x_{ENU}(k) = A(t_s(k)) \times \sin(2\pi \times f_{b\ obj}(t_s(k)) \times t_s(k)) \quad (3.9)$$

qui se simplifie en :

$$x_{ENU}(k) = A(t_s(k)) \times \sin(k\pi \times r(t_s(k))), \quad (3.10)$$

avec

$$r(t_s(k)) = \frac{f_{b\ obj}(t_s(k))}{f_{b\ ref}(t_s(k))} = \frac{L_o}{L_r}. \quad (3.11)$$

Ainsi cet échantillonnage non-uniforme produit un signal équivalent uniformément échantillonné à 1Hz dont la fréquence est égale à la moitié du rapport des ddm, ou des fréquences de battement, objet et référence. Les hypothèses de base sont qu'il n'y a pas de modulation d'amplitude, i. e. $A(t_s(k))$ constant, et que le rapport des fréquences de battement r est aussi constant. Cette dernière supposition implique que les non-linéarités soient en phase en sortie des deux bras (chapitre 1), ce qui est difficilement envisageable expérimentalement. Cependant on peut montrer que cette variation est faible (voir paragraphe 3.2) et qu'elle peut être assimilée à un jitter [52], négligeable devant celui de la carte d'acquisition.

D'autre part, nous avons d'abord testé cette méthode par rééchantillonnage logiciel. Les signaux objet et référence ont été acquis normalement avec une fréquence très élevée pour réduire les erreurs sur les temps de passage à zéro du signal référence. Les échantillons références les plus proches des zéros sont repérés par un programme qui isole ensuite les échantillons objets correspondants (acquisition synchrone sur les deux canaux de la carte). Il est possible d'utiliser à ce niveau un programme d'interpolation pour affiner le résultat mais cela n'apporte pas grand-chose en terme de qualité de résultat au détriment d'un de temps de calcul plus important. En l'absence d'interpolation, cette méthode de rééchantillonnage introduit un bruit de jitter d'erreur maximale égale à \pm la période d'échantillonnage ($0,25e-6$ s dans le cas de la Figure 3.33).

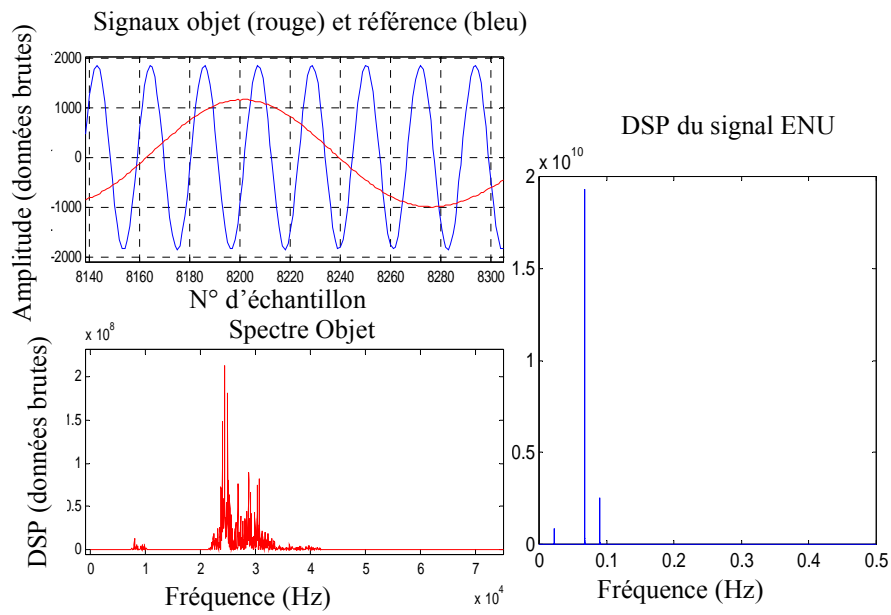


Figure 3.33 : A gauche, les signaux expérimentaux et le spectre objet correspondant (cibles à 0,75 et 1m, 40nm/s) ; à droite, spectre du signal objet rééchantillonné sur les passages à zéro du signal référence.

En appliquant une FFT à ce signal rééchantillonné, on observe bien une diminution importante de la largeur spectrale relative, de l'ordre de 10^{-4} qui permet de séparer nettement les distances simultanées. On notera que le premier pic visible sur les spectres objet et rééchantillonné correspond à l'interférence entre les deux cibles et que sa fréquence de battement est bien égale à la différence de celles des cibles. Dans la Figure 3.34, on montre qu'avec ce traitement, on peut distinguer deux distances à 1m sans biais dès qu'elles sont séparées de plus d'1mm.

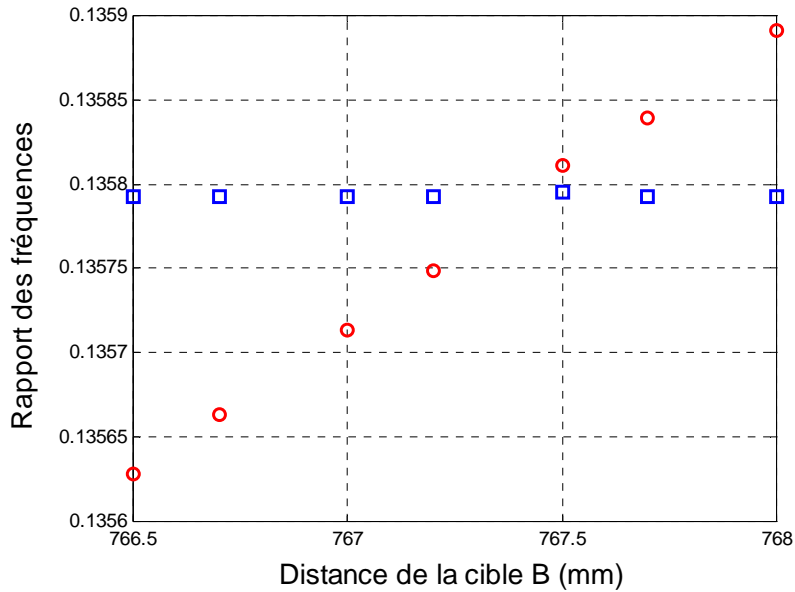


Figure 3.34 : Mesure de séparabilité de 2 cibles par rééchantillonnage. Evolution des rapports de fréquence des 2 cibles en fonction de la distance de B, A étant fixée à 76,7cm. 1 mesure par position, 2^{19} échantillons, 40 nm/s.

3.4.3 Discussion des performances de l'ENU

L'échantillonnage non-uniforme permet donc d'améliorer grandement la séparabilité des cibles. Cependant, dans le cas du rééchantillonnage logiciel, il est nécessaire d'acquérir énormément d'échantillons pour disposer de nombreux passages à zéros, et ainsi pouvoir prétendre à une résolution fréquentielle par FFT équivalente à celle de la technique par fenêtrage. On atteint ici une IR à 1σ de l'ordre de $3e-6$ (Figure 3.35) avec un échantillonnage initial de 2^{22} échantillons à 4MHz. Cela permet de récupérer 400000 échantillons pour le signal ENU qui est ensuite soumis à une FFT avec un zero-padding portant la taille à 2^{19} échantillons. Enfin la fréquence de battement est prise après calcul du barycentre du pic sur les 5 valeurs de fréquences centrales.

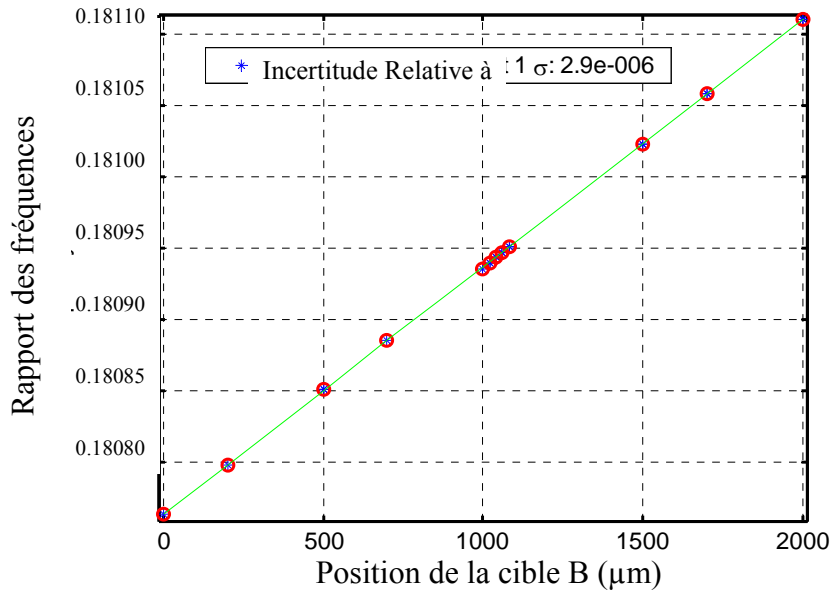


Figure 3.35 : 2 mesures de 2^{19} échantillons ENU par position (étoiles), et la régression linéaire (ligne) sur les moyennes des rapports (cercles) pour la cible B à 1m (en parallèle de la cible A à 75cm).

Dans le cas d'un ENU direct, on acquiert directement les échantillons nécessaires, ce qui réduit la mémoire et le temps de calcul ; cependant le temps d'acquisition correspondant est plus élevé et augmente donc les risques de perturbation par vibrations ou turbulences.

Une autre limitation tient au respect du théorème de Shannon (ou de Nyquist) qui impose une fréquence d'échantillonnage au moins double de la fréquence maximale d'intérêt du signal échantillonné. Cela signifie pour nous que la fréquence, et donc la ddm, de référence doivent être deux fois plus grandes au moins que la fréquence, et donc la ddm, de la cible la plus éloignée. La plage de distances accessible est donc limitée par la longueur de l'interféromètre de référence.

Etant donné que nous supprimons les non-linéarités du balayage en longueur d'onde, la méthode paramétrique pourrait redevenir intéressante. Nous comparerons au dernier chapitre la FFT et la méthode AR dans le cas des signaux ENU.

Chapitre 4

Optimisation d'un télémètre absolu multi-cibles

Dans ce dernier chapitre, nous allons récapituler les différents points d'amélioration étudiés dans le cadre de la réalisation de ce télémètre multi-cibles à balayage en longueur d'onde. Les améliorations possibles dans un tel système portent sur 3 secteurs : la source laser, l'interféromètre de référence et le traitement du signal. Nous avons vu au cours de cette thèse notamment l'augmentation de la vitesse de balayage en longueur d'onde, trois méthodes de traitement du signal, paramétrique autorégressive et par Transformée de Fourier, ainsi que la variante par rééchantillonnage non-uniforme. Enfin nous avons amélioré notre compréhension de la dérive thermique de la différence de marche fibrée et de la forme et de l'influence des non-linéarités du balayage laser.

Nous allons conclure sur les améliorations apportées, les limitations restantes et par une discussion des avantages et inconvénients des différentes méthodes de traitement de signal abordées. Enfin nous ouvrirons quelques perspectives, notamment sur l'interféromètre de référence fibré et sur l'exploitation de notre étude sur les non-linéarités.

4.1 Augmentation de la vitesse de balayage

Nous avons vu que d'éventuelles variations sur les ddm seraient amplifiées jusqu'à un facteur $\lambda_0 / \Delta\lambda$, décrit au chapitre 1 selon le traitement. Pour une vitesse de balayage donnée, il est difficile d'améliorer ce facteur car augmenter la plage de balayage entraîne une augmentation de la durée d'acquisition. Le risque de variation des ddm par turbulences ou vibrations, ou encore par dérive thermique, augmente d'autant ce qui réduit l'intérêt d'une telle manœuvre.

Par ailleurs, la fréquence de battement du signal est en :

$$f_b = \frac{\alpha \times L}{\lambda_0^2} \quad (4.1)$$

avec α vitesse de balayage et L ddm cible. Cela implique que pour pouvoir analyser des signaux produits avec une grande vitesse de balayage, il faut disposer d'une carte d'acquisition à grande fréquence d'échantillonnage afin de respecter le théorème de Shannon.

Grâce à une nouvelle carte, nous avons pu exploiter de plus grandes vitesses de balayage, de 10 à 40nm/s au lieu de 0,5 à 5nm/s dans les travaux précédents [9, 10]. Les résultats obtenus sont meilleurs en terme de dispersion et de biais (Figure 4.1).

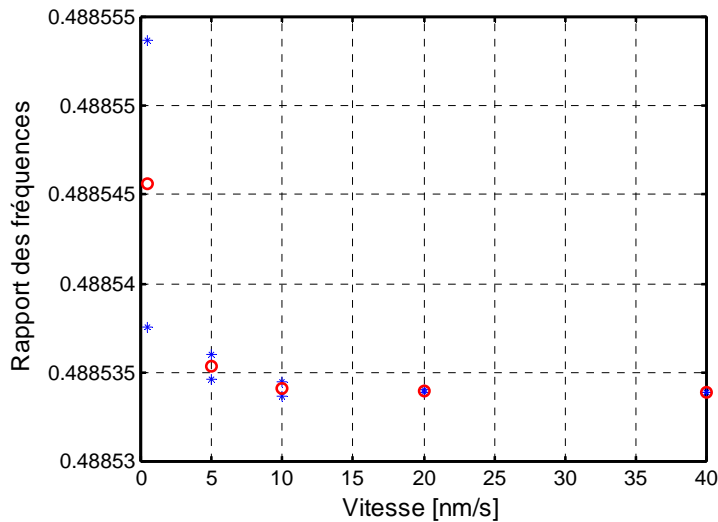


Figure 4.1 : Comparaison des mesures de rapports de fréquences pour une cible à 5m pour différentes vitesses de balayage ; 2 mesures de 2^{17} échantillons (étoiles) par vitesse, et leur moyenne (cercles).

Nous rappelons aussi l'influence de la forme des non-linéarités de balayage, différente d'une vitesse à l'autre, qui joue sur la résolution mais surtout sur le biais (incertitude) des mesures et sur la séparabilité des spectres dans le cas multi-cibles (Chapitre 3). Il existe ainsi un compromis à trouver entre une largeur spectrale minimale, pour éviter le recouvrement dans le cas d'un traitement par TTF, et une non-linéarité sinusoïdale proche de la valeur optimale. Dans le cas d'un balayage quasi-linéaire, la question se transpose à la largeur du filtre appliqué manuellement.

4.2 Critères sur le choix du traitement

En augmentant la vitesse d'acquisition avec l'implémentation d'une nouvelle carte d'acquisition, on a obtenu de bien meilleurs résultats par TTF, en traitant également un plus grand nombre d'échantillons, nécessaire à une bonne résolution par cette méthode. Dans le même temps, la méthode paramétrique Auto – Régressive ne requiert pas un grand nombre d'échantillons, mais semble plus sensible aux non-linéarités (voir le chapitre 1.3.2). Nous avons confirmé cette tendance [53], en essayant pourtant d'ajouter une moyenne glissante (sur plusieurs séquences d'échantillons de recouvrement plus ou moins partiel) pour compenser les non-linéarités (Table 4.1).

		2m	5m	7m	8m	10m	12m	20m	25m
Incertitude Relative à 1σ ($\times 10^{-5}$) (table optique)	TTF	0,15	0,11		0,25	0,14			
	AR	3	3		6	3			
Incertitude Relative à 1σ ($\times 10^{-5}$) (sol)	TTF			0,2			0,2	0,5	1,5
	AR			3,5			9	10	10

Table 4.1 : Incertitudes Relatives pour des mesures sur table optique ou au sol selon la distance et le type de traitement (TTF : moyenne de 4 mesures de 2^{16} échantillons ; AR d'ordre 2 : 50 séquences de 20000 échantillons avec un taux de recouvrement de 95%).

Cette méthode est particulièrement sensible aux paramètres de moyennage : longueur et nombre des séquences, taux de recouvrement. La grande dispersion (écart-type $3,4\text{e-}4$) des mesures intermédiaires sur les séquences traduit l'influence de la large modulation de fréquence par les non-linéarités (Figure 4.2).

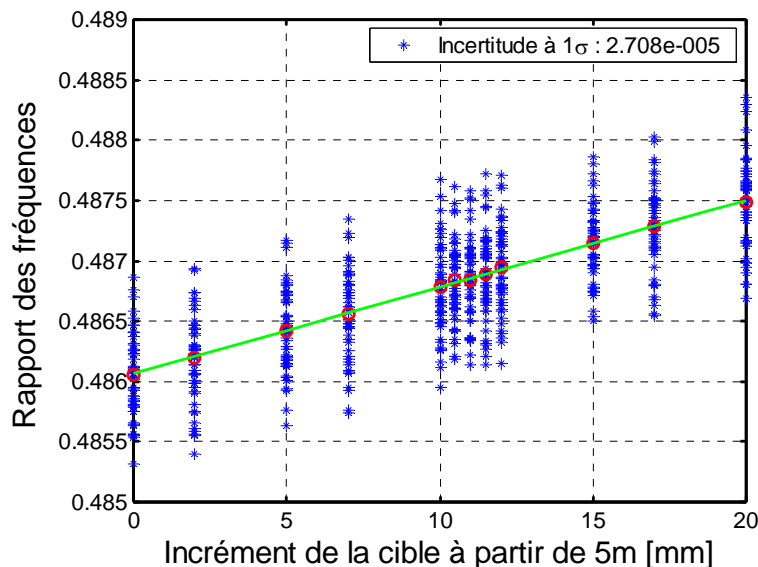


Figure 4.2 : Mesure du rapport des fréquences pour une cible à 5m par traitement AR d'ordre 2 de 50 séquences de 20000 échantillons avec un décalage de 3010 échantillons entre deux débuts de séquence (étoiles) pour calculer la moyenne glissante (cercles) ; régression linéaire sur les moyennes (ligne) pour déterminer l'Incertitude Relative à 1σ .

Une solution pour améliorer la résolution avec AR peut venir de l'Echantillonnage Non-Uniforme qui permet de supprimer la majeure partie des non-linéarités du signal. On a observé en effet au Chapitre 2 que les pics fréquentiels correspondants étaient extrêmement étroits et, qu'en théorie, le signal ENU ne contient plus que des erreurs de jitter. Cette méthode a été utilisée en fait en rééchantillonnage logiciel pour séparer deux cibles simultanées par FFT.

Nous avons donc testé la méthode AR sur ce signal dans le cas de deux cibles simultanés. Puisqu'il y a 3 composantes sinusoïdales (les interférogrammes des deux cibles et celui entre les cibles elles-mêmes), nous avons testé plusieurs ordres à partir de 6. Un ordre 12 permet de repérer et d'extraire assez facilement les racines correspondant aux sinusoïdes d'intérêt. La Figure 4.3 a été ainsi obtenue avec 2 mesures par positions sur chacune desquelles on a appliqué une moyenne glissante pour une cible à 95cm en parallèle à une autre, fixe à 76cm. Le signal ENU a été au préalable décimé (un échantillon sur 2) ; ce prétraitement permet parfois d'améliorer la robustesse de la méthode comme ici, mais ce n'était pas le cas pour la Figure 4.2. Le résultat est meilleur que dans le cas non ENU, avec notamment une dispersion des rapports intermédiaires sur les séquences de 20000 échantillons inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à la Figure 4.2 (écart-type $4,3e-5$ contre $3,4e-4$), mais reste inférieur à ce qu'on atteint par TTF.

Cet ordre est capable de distinguer les 3 composantes d'intérêt jusqu'à 80cm ; en deçà, les deux cibles ne sont plus séparables. La sensibilité de la méthode paramétrique au format des séquences de moyenne glissante et à l'ordre rend difficile une investigation plus poussée de la séparabilité par AR.

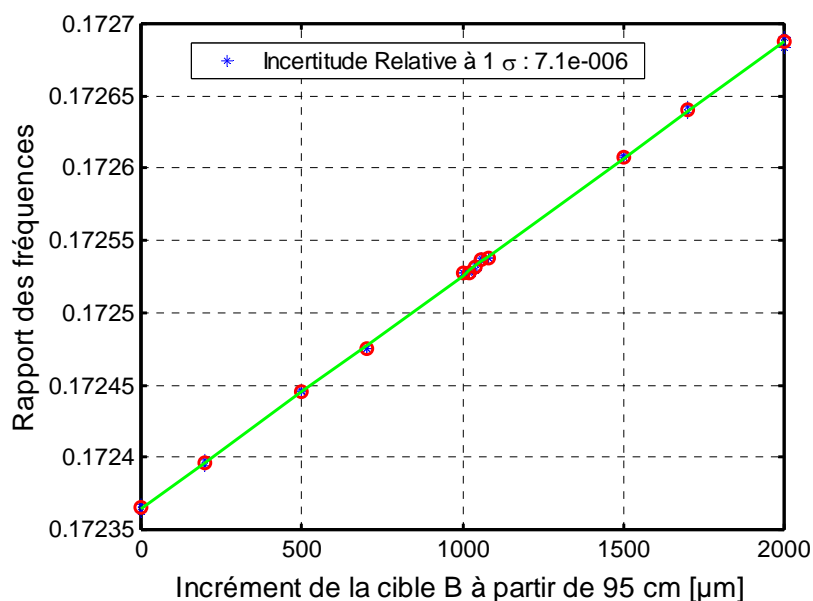


Figure 4.3 : Mesure du rapport des fréquences pour une cible à 95cm par traitement AR d'ordre 12 sur signal ENU de 20 séquences de 20000 échantillons avec un décalage de 3010 échantillons entre deux débuts de séquence (étoiles) pour calculer la moyenne glissante ; régression linéaire (ligne) sur les moyennes de 2 mesures par position (cercles) pour déterminer l'Incertitude Relative à 1σ .

On conclura donc que la suppression des non-linéarités de balayage permet bien un gain en résolution par AR. Toutefois cette méthode paramétrique ne semble pas encore assez robuste pour nos applications par rapport à la méthode déterministe par TTF. Ce type de traitement pourrait s'avérer intéressant dans le cas multi-cibles au niveau de la séparabilité, afin de sauter l'étape de (ré-) échantillonnage non-uniforme, mais à condition de pouvoir intégrer les non-linéarités dans les paramètres. Cela passe par un modèle plus complexe et plus robuste, tel un filtre de Kalman adaptatif [35].

4.3 Performances atteintes

Nous avons donc réalisé un interféromètre multi-cibles à balayage de longueur d'onde possédant une résolution de l'ordre de 10^{-6} entre 1 et 20m pour une cible et entre 0,75 et 8m pour deux cibles simultanées (Figure 4.4) avec les traitements par TTF ou ENU. Ces mesures ont été obtenues sur tables optiques (de 0,75 à 10m) et sur sol intérieur (de 7 à 25m, avec une rapide dégradation au-delà de 20m) [53, 51]. Dans ce cas, la partie source – bras de référence et détecteur objet est fixé sur un plateau (Figure 4.5). Le second faisceau peut être orienté facilement par un miroir supplémentaire.

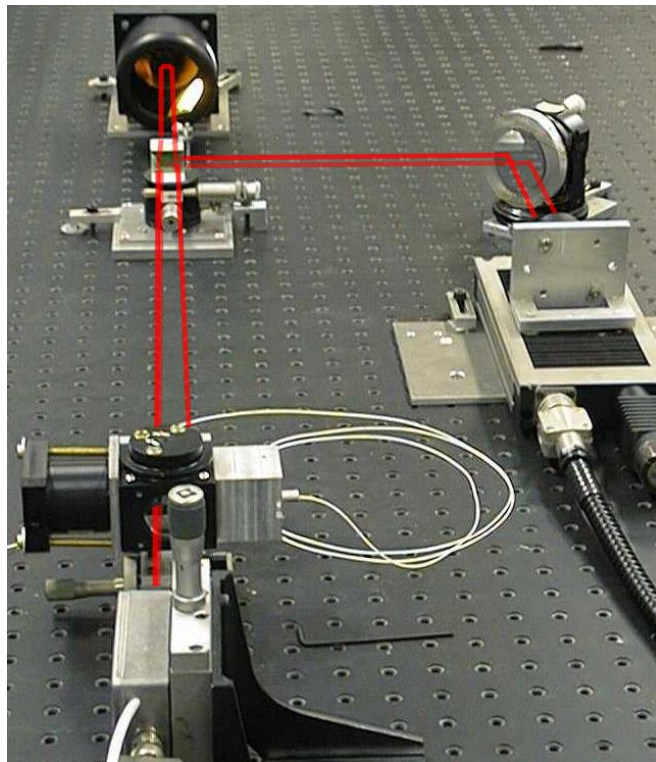


Figure 4.4 : Photo de la partie Michelson du montage en multi-cibles (fausses couleurs).

Par ailleurs, la séparabilité atteinte par ENU et traitement par FFT est de 1mm pour des distances de l'ordre du mètre, avec une IR à 1σ de l'ordre de 10^{-6} là encore. Mais la ddm de référence va limiter la plage des distances accessibles [51].

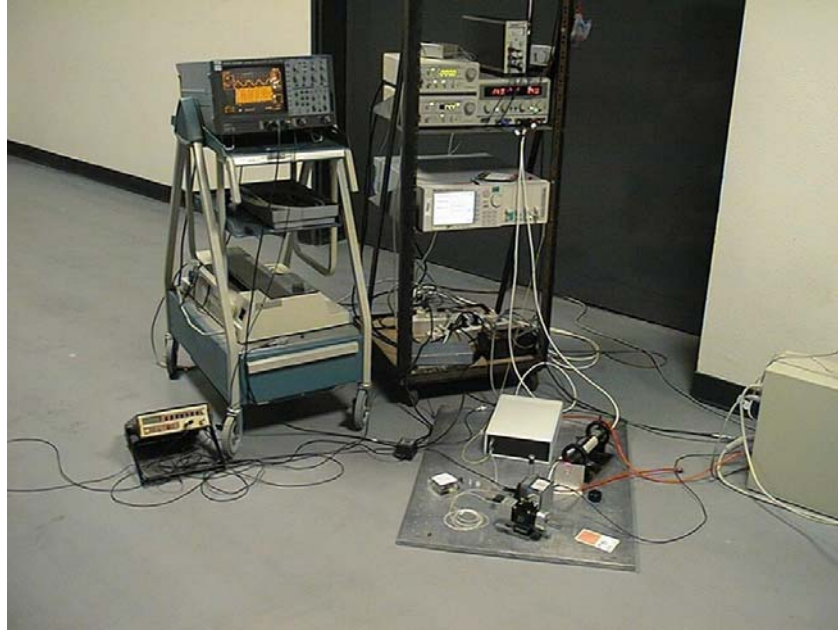


Figure 4.5 : Photo du montage pour les mesures au sol à longue distance ; un laser rouge permet de pointer plus facilement la cible.

La Figure 4.6 montre sous un aspect plus « métrologique » l’une des meilleures expériences réalisées (Incertitude Relative à $1\sigma = 7e-7$) avec la TTF classique pour une cible unique à 2m et une vitesse de balayage de 20nm/s. Elle regroupe 9 mesures par position de 2^{17} échantillons ; cette fois, on porte en ordonnée le rapport mesuré multiplié par l’inverse de la pente de régression (i.e. par la ddm de référence expérimentale). Pour s’affranchir du problème de biais sur la précision absolue, on soustrait aux résultats la valeur moyenne de la première distance.

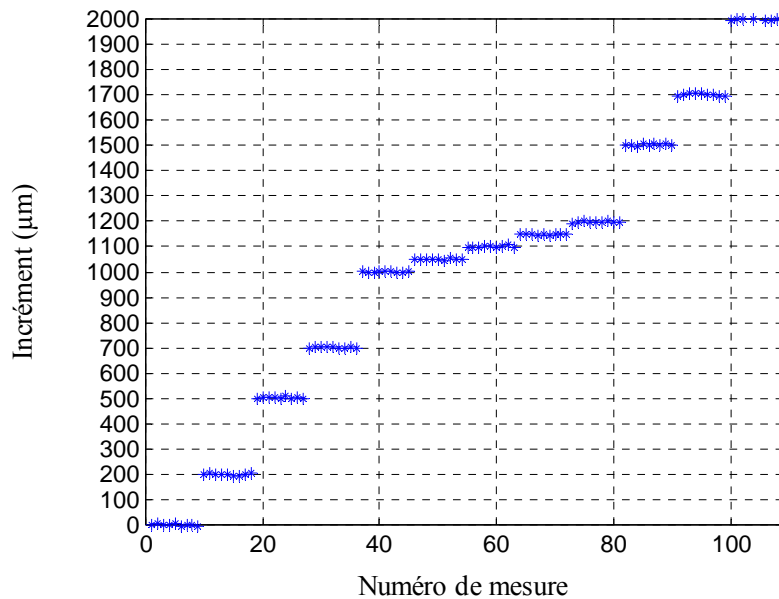


Figure 4.6 : Mesure de l’incrément par TTF pour une cible à 2m ; 9 acquisitions de 2^{17} échantillons.

Sur l'ensemble des positions, l'écart maximal observé entre deux mesures d'une même position est de $12\mu\text{m}$. Le système montre donc une bonne répétitivité. Une moyenne sur 2 à 4 acquisitions est suffisante pour atteindre l'objectif initial en résolution en compensant les turbulences, vibrations... sur la ddm objet.

Enfin, nous avons limité la dérive thermique de la ddm de référence à $1,21\text{e-}7\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ sur une plage de 10 à 40°C .

4.4 Perspectives

Les limitations restantes, en terme de résolution et d'incertitude portent donc sur la dispersion et la longueur de la ddm référence (biais systématique, ENU notamment), et sur la source laser : augmenter la vitesse pour limiter l'influence des turbulences et vibrations, réduire ou supprimer les non-linéarités pour limiter biais et superposition dans les méthodes classiques.

Le problème du biais ne pourra être abordé qu'avec un dispositif de télémétrie en parallèle au moins aussi performant (interféromètre incrémental...). La simulation au Chapitre 3 a tout de même mis en évidence l'importance des non-linéarités sur cet aspect, mais aussi, inversement, l'intérêt de travailler sur des distances de l'ordre de la moitié de la ddm référence (ddm objet et référence égales) afin de minimiser le biais introduit. Le SNR influence aussi le biais sur la FFT ; pour des grandes distances, il faudra donc veiller à utiliser des lasers de puissance suffisante.

Certains prolongements de cette thèse sont donc naturels comme réaliser un nouvel interféromètre athermal plus long, utilisant des fibres à longueur d'onde de dispersion minimale sur une plage proche de celle de notre source (fibres LEAF), ou alterner des fibres à compensation de dispersion (DCF). Les fibres LEAF ont une longueur d'onde de dispersion nulle aux alentours de 1500nm . En travaillant sur une plage de longueur d'onde centrée sur la longueur d'onde de dispersion nulle, il est possible de réduire les effets dus à la dispersion en longueur d'onde de la fibre. Avec la même source, on pourrait maintenir la puissance nécessaire sur de plus grandes distances avec des Amplis à Fibres Dopées à l'Erbium (EDFA), et les coupler avec des expandeurs de faisceaux pour limiter la divergence de ceux-ci et faciliter le ciblage.

Au niveau de la source, les possibilités sont diverses selon la piste explorée. On pourra par exemple réaliser une source de type diode laser à cavité externe (ECLD) classique et tenter de maîtriser la forme des non-linéarités de balayage en jouant sur les commandes mécaniques ou électriques. Au contraire, la réalisation de sources à balayage quasi-linéaire en longueur d'onde pourrait permettre un gain direct en terme de séparabilité et de biais. Mais ce type de source semble pour l'instant demander un équipement et un système de commande plus complexes, sans encore atteindre les performances des ECLD [26].

Enfin, il est intéressant de noter que des vibrations sinusoïdales sur la ddm objet sont équivalentes, au premier ordre, à une modulation sinusoïdale du balayage en longueur d'onde. Or nous avons vu au chapitre 3 que cette modulation pouvait être caractérisée en analysant les fréquences de battement par FFT. En utilisant des réflecteurs vibrants, style MEMS, et en maîtrisant les caractéristiques du balayage de la source, il serait donc possible d'identifier les cibles, sans perte de résolution quasiment, et donc de lever l'ambiguïté sur laquelle est la plus proche (méthode TTF uniquement).

Conclusion générale

Cette thèse se situe dans la lignée d'un projet de télémètre à balayage de longueur d'onde de grande précision sur une grande plage de distances, et capable de mesurer simultanément deux cibles, voire plus, avec des performances égales. Les objectifs étaient l'amélioration de la résolution pour atteindre une Incertitude Relative à 1σ de 10^{-6} , puis le test du système avec deux cibles simultanées dans diverses configurations, notamment pour déterminer la séparabilité.

Après être revenu sur la théorie de l'interférométrie à balayage en longueur d'onde, nous avons souligné les limitations possibles sur la résolution finale d'un tel système : principalement les turbulences et vibrations sur la ddm cible au cours d'une mesure, ainsi que le choix du traitement, sont les principales limites en résolution ; la précision et la répétabilité vont dépendre de la stabilité thermique et de la dispersion dans l'interféromètre de référence.

Nous avons donc dimensionné ce dernier afin de minimiser l'influence de sa dérive sur la résolution au cours d'une mesure et sur la précision d'une mesure à l'autre. Nous avons démontré qu'il est possible de mesurer deux distances simultanément sans dégradation de la résolution en veillant à la décorrélation des spectres. Au cours de l'étude nous nous sommes intéressés aux non-linéarités de balayage dont nous avons constaté que certaines formes améliorent considérablement résolution et précision. Nous avons également discuté l'efficacité de deux traitements du signal, une technique déterministe par Transformée de Fourier et une méthode paramétrique Auto – Régressive.

Afin de rendre la différence de marche (ddm) de référence quasiment indépendante de la température extérieure, l'interféromètre de référence est réalisé en configuration Mach-Zehnder avec deux fibres optiques dont les revêtements ont un comportement thermique différent sur chaque bras. Le dimensionnement de l'interféromètre de référence en terme de stabilité thermique doit prendre en compte l'effet thermo-optique, c'est-à-dire la variation d'indice en fonction de la température, la dilatation thermique des matériaux constituant les fibres et le couplage mécanique entre ces différents matériaux. Nous avons considéré l'effet photo-élastique, qui correspond à l'apparition d'une biréfringence sur le cœur de la fibre suite à la dilatation qui crée une contrainte, comme négligeable par rapport aux autres phénomènes.

Pour étudier le comportement mécanique de l'ensemble de la fibre, nous avons procédé à des essais de différentes longueurs de fibres à revêtement d'acrylate et à revêtement de cuivre, en parallèle d'une modélisation globale prédictive. Par affinages successifs nous avons déterminé le rapport de longueurs idéal, i.e. de variation de différence de marche nulle pour ces deux fibres. Le Mach-Zehnder athermal réalisé présente une ddm de 1m et une variation relative de l'ordre de quelques 10^{-7} par degré sur une plage de 10 à 40°C, soit un gain d'un facteur 30 par rapport à un Mach-Zehnder entièrement en fibre à revêtement en acrylate.

L'analyse du balayage en longueur d'onde a fait apparaître la présence de non-linéarités d'amplitude assez importante mais quasi – périodiques, que nous avons simulé par une somme de sinusoides. Cette simulation a montré que la largeur du filtre fréquentiel, réglée automatiquement selon celle du pic est un facteur très important sur la résolution. En l'absence de bruit, on observe une amélioration d'un facteur 20 sur la résolution, et sur la précision d'un facteur 1000, par rapport à un balayage linéaire dont le pic est très étroit. En présence de bruit blanc d'autre part et à largeur de filtre fixée manuellement, on constate une

résolution équivalente, déterminée par le SNR. De plus, il existe une largeur de filtre optimale selon le SNR.

Par ailleurs, on a constaté qu'il existait un couple optimal fréquence – taux de modulation dans le cas d'une non-linéarité sinusoïdale. Il permet de régler automatiquement un filtre suffisamment large pour une bonne résolution ; à l'inverse, une modulation trop grande produit une distorsion du pic fréquentiel. Enfin, la TTF introduit un biais qui décroît avec la distance et s'annule lorsque les deux différences de marche sont égales. Ce couple de valeurs optimal minimise ce biais et sa variation.

Au niveau expérimental, une carte d'acquisition de fréquence d'échantillonnage plus élevée nous a permis d'exploiter de plus grandes vitesses de balayage et de gérer un plus grand nombre d'échantillons. Nous avons pu obtenir des Incertitudes Relatives à 1σ de l'ordre de 10^{-6} pour des distances de 1 à 20m, pour une ou deux cibles simultanées, par TTF. Cependant les non-linéarités limitent sérieusement la séparabilité de deux cibles avec ce traitement.

Nous avons formalisé un échantillonnage non-uniforme qui consiste à échantillonner le signal objet sur les passages à zéro du signal référence. Nous avons déterminé que le signal résultant est équivalent à une sinusoïde de fréquence égale à la moitié du rapport des chemins optiques objet sur référence échantillonnée à 1Hz, ce qui élimine les non-linéarités issues du balayage en longueur d'onde. Ce traitement permet de décorréler les spectres de deux cibles séparées de 1mm, avec une incertitude relative à 1σ de l'ordre de 10^{-6} par TTF, c'est-à-dire sans dégradation de la résolution pour chaque distance. Il permet aussi d'améliorer la résolution de la méthode paramétrique, mais celle-ci reste inférieure à la TTF. En contrepartie, le théorème de Shannon sur l'échantillonnage limite les distances mesurables en fonction de la différence de marche du Mach-Zehnder de référence.

Enfin nous concluons en soulignant que les résultats sont conformes aux objectifs ; de plus, la simulation montre qu'il y a encore une marge de progression possible. Les pistes à explorer pourraient être la réalisation d'un nouvel interféromètre athermal plus long, utilisant des fibres à longueur d'onde de dispersion minimale sur une plage proche de celle de notre source (fibres LEAF), ou alterner des fibres à compensation de dispersion (DCF). Ou bien réaliser une diode laser à cavité externe plus rapide encore, dont les non-linéarités devront être soigneusement analysées et contrôlées, à défaut d'être totalement éliminées. Une source purement linéaire permettrait certes un gain sur le biais dans le traitement TTF mais ceci semble pour l'instant demander un équipement et un système de commande plus complexes, sans encore atteindre les performances des ECLD en terme de balayage.

Pour les longues distances, il faudrait aussi envisager l'utilisation d'Amplis à Fibres Dopées à l'Erbium (EDFA), et les coupler avec des expandeurs de faisceaux pour limiter la divergence de ceux-ci et faciliter le ciblage. Enfin, la séparabilité pourrait peut-être meilleure tout en se passant de l'étape de (ré-) échantillonnage non-uniforme en étudiant des méthodes paramétriques plus robustes que AR et tenant compte des non-linéarités de balayage, par exemple des filtres de Kalman adaptatifs.

Un tel système conviendrait à des applications de positionnement 2D-3D ou d'étalonnage dans les secteurs du BTP ou de la robotique, mais également pour la surveillance de matrices de capteurs ou de vérins par exemple pour des systèmes d'optique active, et particulièrement pour des applications spatiales, étant donné l'économie de poids réalisable en multi-cibles.

Bibliographie

- [1] S.-W. Kim, K.-N. Joo, J. Jin, et Y. S. Kim, "Absolute distance measurement using femtosecond laser", Proc. SPIE **vol. 5858**, pp. 187-195 (2005).
- [2] K. Minoshima et H. Matsumoto, "High-precision distance measurement using the frequency comb of an ultrashort pulse laser", *IEEE Conference on Lasers and Electro-Optics Europe technical digest*, p.440, Munich, Allemagne (2005).
- [3] N. Schuhler, Y. Salvadé, S. Lévêque, R. Dändliker et R. Holzwarth, "Frequency-comb-referenced two-wavelength source for absolute distance measurement", *Opt. Let.* **vol. 31 n°21**, pp. 3101-3103 (2006).
- [4] J. Thiel, T. Pfeifer, et M. Hartmann, "Interferometric measurement of absolute distances of up to 40 m," *Measurement* **vol. 16**, pp. 1-6 (1995).
- [5] P. A. Coe, D. F. Howell, et R. B. Nickerson, "Frequency scanning interferometry in ATLAS: remote, multiple, simultaneous and precise distance measurements in a hostile environment", *Meas. Sci. & Techno.* **vol. 15**, pp. 2175-2187 (2004).
- [6] J. A. Stone, A. Stejskal, et L. Howard, "Absolute interferometry with a 670-nm external cavity diode laser", *Appl. Opt.* **vol. 38 n°28**, pp. 5981-5994 (1999).
- [7] Th. Kinder et K.-D. Salewski, "Absolute distance interferometer with grating-stabilized tunable diode laser at 633 nm", *J. Opt. A: Pure & Appl. Opt.* **vol. 4**, pp. S364-S368 (2002).
- [8] A. Hafidi, "Etude d'une méthode interférométrique utilisant une source laser à balayage continu de longueur d'onde. Application à la mesure de distance", Thèse de doctorat, Univ. Louis Pasteur, Strasbourg (1998).
- [9] B. Pécheux, "Optimisation d'un dispositif interférométrique de mesure de distance absolue utilisant une diode laser à cavité externe continûment syntonisable dans les bandes S et C", Thèse de doctorat, Univ. Louis Pasteur, Strasbourg (2002).
- [10] R. Mokdad, "Implémentation d'une méthode haute résolution pour l'analyse des franges d'interférence d'un télémètre à balayage en longueur d'onde. Application à la mesure de distance absolue", Thèse de doctorat, Univ. Louis Pasteur, Strasbourg (2002).
- [11] M. Suematsu et M. Takeda, "Wavelength-shift interferometry for distance measurement using the Fourier Transform Technique for fringe analysis", *Appl. Opt.* **vol. 30 n°28**, 4046-4055 (1991).
- [12] R. Mokdad, B. Pécheux, P. Pfeiffer, et P. Meyrueis, "Fringe pattern analysis with a parametric method for measurement of absolute distance by a frequency-modulated continuous optical wave technique", *Appl. Opt.* **vol. 42 n°6**, 1008-1012 (2003).

- [13] O. Sasaki et H. Okazaki, "Sinusoidal phase modulating interferometry for surface profile measurement", *Appl. Opt.*, **vol. 25 n°18**, pp. 3137-3140 (1986).
- [14] O. Sasaki et H. Okazaki, "Analysis of measurement accuracy in sinusoidal phase modulating interferometry", *Appl. Opt.*, **vol. 25 n°18**, pp. 3152-3158 (1986).
- [15] Xu. Wang, Xi. Wang, F. Qian, Gang Chen, Gaoting Chen, et Z. Fang, "Photothermal modulation of laser diode wavelength: application to sinusoidal phase-modulating interferometer for displacement measurements", *Optics & Laser Tech.*, **vol. 31**, pp. 559-564 (1999).
- [16] K. F. Middleton, M. E. Caldwell, R. Edeson, C. Neeson, G. Munro, C. Eley, M. Sandford, C. Braxmaier, U. Johann, C. Killow, D. Robertson, H. Ward, J. Hough, G. Heinzl et V. Wand, "Prototype optical bench instrument in the interferometer for the LISA-Pathfinder space mission", *Opt. Eng.* **vol. 45 n°12**, art. 125601 (2006).
- [17] A. F. Fercher, H. Z. Hu, et U. Vry, "Rough surface interferometry with a two-wavelength heterodyne speckle interferometer", *Appl. Opt.* **vol. 24 n°14**, pp. 2181-2188 (1985).
- [18] K. Nakamura, T. Hara, M. Yoshida, T. Miyahara, H. Ito, "Optical frequency domain ranging by a frequency shifted feedback laser", *IEEE Journ. Quantum Electr.*, **vol. 36 n°3**, pp. 305-316 (2000).
- [19] R. Liu, I. A. Kostko, K. Wu, et R. Kashyap, "Stable and continuous wavelength tuning of a hybrid semiconductor laser with an erbium-doped fiber external cavity", *Optics Letters*, **vol. 32 n°12**, pp. 1635-1637 (2007).
- [20] G. A. Ball, W. W. Morey et P. K. Cheo, "Fiber laser source/analyser for Bragg grating sensor array interrogation", *Journ. Lightwave Tech.* **vol. 12 n°4**, pp. 700-703 (1994).
- [21] K. Iiyama, L.-T. Wang, et K.-I. Hayashi, "Linearizing optical frequency-sweep of a laser diode for FMCW reflectometry", *Journ. of Lightwave Tech.*, **vol. 14 n°2**, pp. 173-178 (1996).
- [22] P. I. Kuindersma, W. Scheepers, J. M. H. Cnoops, P. J. A. Thijs, G. L. A. Van der Hofstad, T. Van Dongen, et J. J. Binsma, "Tunable three-section, strained MQW, PA-DFB's with large single mode tuning range (72Å) and narrow linewidth (around 1MHz)", *12th IEEE International Semiconductor Laser conference digest*, pp. 248-249, Davos, Suisse (1990).
- [23] G. Mourat, N. Servagent, et T. Bosch, "Distance measurement using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode", *Optical Engineering*, **vol. 39 n°3**, pp. 738-743 (2000).
- [24] D. Guo et M. Wang, "Self-mixing interferometry based on a double-modulation technique for absolute distance measurement", *Appl. Opt.*, **vol. 46 n°9**, pp. 1486-1491 (2007).

- [25] L. Ménager, L. Cabaret, I. Lorgeré et J.-L. Le Gouët, "Active stabilization of a rapidly chirped laser by an optoelectronic digital servo-loop control", *Opt. Lett.*, **vol. 25 n°17**, pp. 1246-1248 (2000).
- [26] G. Gorju, A. Jucha, A. Jain, V. Crozatier, I. Lorgeré, J.-L. Le Gouët, et F. Bretenaker, "Active stabilization of a rapidly chirped laser by an optoelectronic digital servo-loop control", *Opt. Lett.*, **vol. 32 n°5**, pp. 484-486 (2007).
- [27] M. C. Larson et J. S. Harris Jr, "Wide and continuous wavelength tuning in a vertical-cavity surface-emitting laser using a micromachined deformable-membrane mirror", *Appl. Phys. Lett.*, **vol. 68 n°7**, pp. 891-893 (1996).
- [28] P. Wang, P. Tayebati, D. Vakhshoori, C-C. Lu, et M. Azimi, "Half-symmetric cavity microelectromechanically tunable vertical cavity surface emitting lasers with single spatial mode operating near 950nm", *Appl. Phys. Lett.*, **vol. 75 n°7**, pp. 897-898 (1999).
- [29] Agilent Technologies, "Agilent 81680A and Agilent 81680A, 81640A, 81682A, 81642A, & 81689A Tunable Lasers Modules", user's guide 6^e édition (2001).
- [30] R. K. Tyson, "Principles of adaptive optics", Academic Press (1991).
- [31] K-H. Bechstein et W. Fuchs, "Absolute interferometric distance measurements applying a variable synthetic wavelength", *Journ. of Optics*, **vol. 29 n°3**, pp. 179-182 (1998).
- [32] M. Mestre, D. Pasquelin, P. Flug, "Reaching lambda/100 resolution in static fringes interferometry using linear prediction", *European Optical Metrology – Optical Measurement Systems for Industrial Inspection 5*, édité par W. Osten, C. Gorecki, E. L. Novack, Proc. of SPIE, **vol. 6616**, art. n° 661610, Munich, Allemagne, (2007).
- [33] S. M. Kay, "Modern spectral estimation: theory and application", Prentice Hall (1999).
- [34] J. H. Massig et J. Heppner, "Fringe-pattern analysis with high accuracy by use of the Fourier-transform method: theory and experimental tests", *Appl. Opt.* vol. 40 n°13, pp. 2081-2088 (2001).
- [35] T-J. Park, H-S. Choi, C-S. Han, et Y-W. Lee, "Real-time precision displacement measurement interferometer using the robust discrete Kalman filter", *Optics & Laser Tech.* vol. 37, pp. 229-234 (2005).
- [36] Corning, "Corning SMF-28 Optical Fiber", product information (2002).
- [37] Corning, "Corning CPC protective coating – an overview", white paper (2003).
- [38] M. Tateda, S. Tanaka, et Y. Sugawara, "Thermal characteristics of phase shift in jacketed optical fibers", *Appl. Opt.* **vol. 19 n°5** pp.770-773, (1980).

- [39] P. C. P. Bouten, D. J. Broer, C. M. G. Jochem, T. P. M. Meeuwssen, et H. J. M. Timmermans, "Doubly coated optical fibers with a low sensitivity to temperature and microbending", *Journ. of Lightwave Tech.*, **vol. 7 n°4**, pp. 680-686 (1989).
- [40] S.-T. Shiue et Y.-S. Lin, "Thermal stresses in metal-coated optical fibers", *Journ. of Appl. Phys.* **vol. 83 n°11** (pp. 5719-5723), 1998.
- [41] K. Matusita, C. Ihara, T. Komatsu et R. Yokota, "Photoelastic effects in silicate glasses", *Journ. American Ceramic Soc.* **vol. 67 n°10**, pp. 700-704 (1984).
- [42] R. Hughes et R. Priest, "Thermally induced optical phase effects in fiber optic sensors", *Appl. Opt.* **vol. 19 n°9** pp. 1477-1483, (1980).
- [43] J. S. Sirkis, "Unified approach to phase-strain-temperature models for smart structure interferometric optical fiber sensors: part 1, development", *Optical Engineering*, vol. 32 n°4, pp. 752-761 (1993).
- [44] L. Perret, P. Pfeiffer, et A. Chakari, "Influence of non-linearities in wavelength-swept Absolute Distance Interferometry", *European Optical Metrology – Optical Measurement Systems for Industrial Inspection 5*, édité par W. Osten, C. Gorecki, E. L. Novack, *Proc. of SPIE*, **vol. 6616**, art. n° 66161X, Munich, Allemagne, (2007).
- [45] J. S. Sirkis, "Unified approach to phase-strain-temperature models for smart structure interferometric optical fiber sensors: part 2, applications", *Optical Engineering*, vol. 32 n°4, pp. 752-761 (1993).
- [46] J. J. Talamonti, R. B. Kay, et D. J. Krebs, "Numerical model estimating the capabilities and limitations of the Fast Fourier Transform technique in absolute interferometry", *Appl. Opt.* **vol. 35 n°13**, pp. 2182-2191 (1996).
- [47] W. N. MacPherson, M. Reeves, D. P. Towers, A. J. Moore, J. D. C. Jones, M. Dale et C. Edwards, "Multipoint laser vibrometer for modal analysis", *Appl. Opt.* **vol. 46 n°16**, pp. 3126-3132 (2007).
- [48] L. Perret et P. Pfeiffer, "Sinusoidal nonlinearity in wavelength-sweeping interferometry", *Appl. Opt.* **vol. 46 n°33**, pp. 8074-8079 (2007).
- [49] J. G. Proakis et G. Dimitris Manolakis, "Digital signal processing; principles, algorithms and applications", *Prentice Hall Engineering* (1995).
- [50] P. Pfeiffer, L. Perret, R. Mokdad, et A. Chakari, "Mesures interférométriques simultanées de deux distances absolues par balayage de longueur d'onde", *Mesures et Techniques Optiques pour l'Industrie*, organisé par la Société Française d'Optique, Marseille (2005).
- [51] L. Perret, P. Pfeiffer, et A. Chakari, "Multi-target range finder with optical continuous frequency modulation". *Photonics Europe – Optical Sensing 2*, édité par B. Culshaw, A. G. Mignani, H. Bartelt, L. R. Jaroszewicz, **vol. 6189**, art. n°61890I, *Proc. of SPIE*, Strasbourg (2006).

- [52] E. Lanoue, J. Genest, et M. Gibeault, "Effects of reference laser intensity noise in a Fourier Transform spectrometer", *IEEE Trans. Instr. & Meas.*, **vol. 55 n°3**, pp. 860-868 (2006).
- [53] P. Pfeiffer, L. Perret, R. Mokdad, et B. Pécheux, "Fringe analysis in scanning frequency interferometry for absolute distance measurement", *Fringe 2005, the 5th International Workshop on automatic Processing of Fringe Patterns*, édité par W. Osten (Springer), pp. 388-395, Stuttgart, Allemagne (2006).

Liste des acronymes

AA	Acrylate – Acrylate
AC	Acrylate – Cuivre
ADI	Absolute Distance Measurement
AIC	Akaike Information Criterion
AOM	Acousto-Optic Modulator
AR	Autorégressif
ARMA	Autorégressif à Moyenne Ajustée
BTP	Bâtiment – Travaux Publics
CCD	Charge Coupled Device
CPC	Corning Protective Coating ®
CS	Cube Séparateur
CTE	Coefficient of Thermal Expansion
DBR	Distributed Bragg Reflector
DCF	Dispersion Compensation Fiber
ddm	différence de marche
DFB	Distributed Feedback
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ECLD	External Cavity Laser Diode
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
e.m.	Électromagnétique
ENSPS	Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg
ENU	Echantillonnage Non-Uniforme
EOC	Electro-Optic Crystal
FC-APC	Fiber Connector - Angled Physical Contact
FC-PC	Fiber Connector – Physical Contact
FFT	Fast Fourier Transform
FTT	Fourier Transform Technique
INSA	Institut National de Sciences Appliquées
IR	Incertitude Relative
ISL	Intervalle Spectral Libre
LEAF	Large Effective Area Fiber
LSP	Laboratoire des Systèmes Photoniques
MEMS	Micro-Electro-Mechanical System
ON	Ouverture Numérique
OPD	Optical Path Difference
PMD	Polarization Mode Dispersion
RR	Rétroreflécteur
SMF	Single-Mode Fiber
SMSR	Side-Modes Suppression Ratio
SNR	Signal to Noise Ratio
SPM	Sinusoidal Phase Modulating
TTF	Technique de Transformée de Fourier
ULP	Université Louis Pasteur
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

