HAL
open science

Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué

Guillaume Arpison

To cite this version:

Guillaume Arpison. Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué. Optique / photonique. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALT076 . tel-03578160

HAL Id: tel-03578160

https://theses.hal.science/tel-03578160

Submitted on 17 Feb 2022

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Guillaume ARPISON

Thèse dirigée par **Eric LACOT,** Professeur, Université Grenoble Alpes

préparée au sein du **Laboratoire Interdisciplinaire de Physique** dans **l'École Doctorale Electronique Electrotechnique Automatique et Traitement du Signal (EEATS)**

Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué

New strategy for measuring acoustic waves using fiber optic sensors

Thèse soutenue publiquement le **19 novembre 2021,**
devant le jury composé de :

Monsieur Yves JAOUEN
Professeur, Institut Polytechnique de Paris, Président du Jury
Monsieur Julien FADE
Maître de conférence HDR, Ecole Centrale Marseille, Rapporteur
Monsieur Julien PERCHOUX
Maître de conférence HDR, TOULOUSE INP, Rapporteur
Monsieur Eric LACOT
Professeur des universités, Université Grenoble Alpes, Examinateur
Madame Diane RIVET
Maître de conférence, Université Côte d'Azur, Examinatrice
Monsieur Medhi ALOUINI
Professeur des Universités, Université Rennes 1, Examinateur

Remerciements :

Bonjour à toi, ami lecteur qui t'aventure dans la découverte de ce manuscrit. Comme le veut la tradition, un bon manuscrit de thèse commence par de bons remerciements adressés aux personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce projet de trois ans. Alors je m'exécute.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un contrat CIFRE Défense cofinancé par l'Agence de l'Innovation de Défense (AID) et l'entreprise Thales Defense Mission Systems (DMS) à Sophia Antipolis. A cela s'ajoute également la collaboration de 2 autres entités que sont l'entreprise Thales Research & Technology (TRT) à Palaiseau et le Laboratoire Interdisciplinaire de Physique (LIPhy) de Grenoble. Se retrouver au milieu de quatre acteurs répartis aux quatre coins de la France cela peut paraître compliqué à gérer, surtout quand une pandémie mondiale décide de se joindre à la fête. Alors pour que tout se passe dans les meilleures conditions malgré un contexte (que l'on espère) exceptionnel, il faut un encadrement et un suivi exceptionnel. Alors merci à vous, Vincent Kemlin, Eric Lacot, Arnaud Peigné et Dominique Fattaccioli d'avoir rendu cette collaboration saine et d'avoir permis à cette thèse de se dérouler sous les meilleurs hospices.

Vincent, un grand merci de m'avoir encadré au jour le jour à TRT depuis maintenant 3 ans et demi. Merci de m'avoir poussé dans mes retranchements tous les jours, de m'avoir remis face à mes certitudes pour que je devienne plus rigoureux dans mes démarches scientifiques. Merci aussi d'avoir été là dans les moments de joie comme dans les moments de doute, de m'avoir fait confiance pour mener ce projet le plus loin possible. Cela m'a permis de prendre confiance en moi et de croire en ce que je faisais. Merci enfin pour ta pédagogie, ta patiente et ton temps, j'ai appris énormément avec toi pendant ces trois années et j'ai apprécié grandir et évoluer à tes côtés.

Eric, merci d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Merci de m'avoir accueilli quelques jours au sein du LIPhy pour que je puisse commencer à me former sur la réinjection optique dans les lasers. J'aurais souhaité venir plus souvent dans ton laboratoire à Grenoble pour que nous puissions poursuivre ces travaux que j'avais trouvé passionnant, la crise sanitaire en ayant décidé autrement. Merci néanmoins, et ce malgré la distance et ton emploi du temps chargé, d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes sollicitations, d'avoir été là pour stimuler mes raisonnements et me réorienter lorsque je partais dans tous les sens. Un merci particulier également pour avoir été mon enseignant en traitement du signal à Phelma pendant mes années d'école d'ingénieur.

Arnaud, merci d'avoir été là malgré l'éloignement et de t'être rendu disponible malgré tes obligations. Merci de tes conseils et tes sollicitations toujours très pertinentes qui m'ont permis de mieux appréhender les bonnes questions à se poser en tant qu'ingénieur pour répondre à un besoin et une application. Merci aussi d'avoir été mon encadrant pendant mes déplacements à Sophia Antipolis, de m'avoir permis de visiter les laboratoires et les installations impressionnantes dont disposent UWS. Nos discussions autour d'un tableau blanc lors de ma venue sur site ont toujours été riches d'enseignement et très agréables.

Enfin, merci à vous, Dominique, d'avoir suivi avec attention mes travaux pendant ces trois années. Merci d'avoir pris le temps d'assister à une de mes présentations en visio-conférence sur le DAS dans une période d'après confinement compliquée pour tous. Merci aussi pour votre

bienveillance et votre gentillesse. Merci également à votre prédécesseur, Philippe Adam, que j'avais eu le plaisir de rencontrer et qui nous avait chaleureusement accueilli lors de la journée des doctorants à la DGA.

L'immense majorité de ma thèse s'est déroulée au sein de TRT dans les laboratoires Ondes et Traitement du Signal (OTS) du Groupe de Physique (GRP). En cela, je tiens à remercier les responsables respectifs Loic Morvan, sa prédécesseur Pascale Nouchi et Daniel Dolfi de m'avoir ouvert les portes du groupe. Se sentir privilégié dans son travail c'est un luxe, alors merci pour cela. Je n'oublie pas non plus le Groupe Antenne Acoustique et plus particulièrement Martine Doisy et Thomas Pastureaud de m'avoir toujours accueilli à bras ouverts lors de mes quelques venues à Sophia.

Ensuite, je tiens à remercier messieurs Julien Fade et Julien Perchoux d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit. J'en profite également pour remercier l'ensemble des membres du jury que sont Eric Lacot, Diane Rivet, Yves Jaouen et Medhi Alouini.

La thèse, c'est aussi des rencontres, beaucoup de belles rencontres amicales et professionnelles à commencer par les personnes qui partagent quotidiennement votre bureau. Alors merci à Myriam de m'avoir si gentiment accueilli à mon arrivée en stage de PFE en 2018 dans le tout petit bureau du A0 – 72. Merci pour tes pâtisseries alsaciennes exceptionnelles et nos fous rires en entendant les vocalisent de Vincent B. dans le bureau d'à côté (on reviendra sur cet énergumène un peu plus tard). Merci ensuite à Perrine et Ghaya qui m'ont accueilli pendant la thèse dans le sublime bureau vitré du A3 – 20 que tout le monde nous envie. Merci de m'avoir si bien accepté parmi vous. Merci pour votre fraîcheur, votre gentillesse et merci d'incarner le front résistant féministe face au risque d'une totale masculinisation du A3. Je me souviendrai avec tendresse de vos discussions de jeunes mamans, pour lesquelles je n'étais pas forcément le mieux placé pour interagir, mais qui confirme que toutes les mamans se ressemblent. Mention spéciale à Romain, qui en partant pour son post-doc en Australie à la fin de sa thèse, m'a dit ceci : « T'inquiète, la place t'es réservée. Tu verras, ça se passe très bien avec Perrine et Ghaya ». Et oui je confirme, ça se passe très bien !

Non le chercheur n'est pas un savant fou (quoi que) qui travaille seul dans une pièce obscure (ça peut) sans adresser la parole à personne, il y a aussi des gens autour de vous. Alors à tous ceux qui sont entrés un jour dans le A3 – 13 je dis merci. D'abord Vincent B, Vin-sans-manche pour les intimes. Que dire de ce garçon pas frileux pour un sou, aux blagues douteuses et dont les performances vocales me laissent sans voix. Je vanne mais en vrai, qu'est-ce qu'on a pu rigoler pendant ces 3 années à partager le même labo, à se refaire les citations de films, de séries et de sketchs que tout le monde a déjà faites mille fois et à pousser la chansonnette le vendredi, parce que le vendredi on en peut plus et que c'est vener, dis (venerdi) ! Je me souviendrai particulièrement de cette conférence à Vancouver faite en visio depuis Palaiseau où l'on a quand même appris qu'une courbe qui augmente et ben ça augmente. Tu es un mec brillant, d'une gentillesse sans borne et j'ai une chance inouïe de pouvoir être ton ami alors merci. Merci aussi à Muriel qui a fait tout son possible pour fabriquer un laser en un temps record pour que les tests prévus en fin d'année 2020 aient lieu. Sans ton aide, une grande partie des résultats que nous avons obtenu à la fin de la thèse n'auraient jamais pu voir le jour alors merci. Merci aussi

à tous les stagiaires qui ont permis au projet d'avancer. Merci à Guillaume L. pour son travail sur le FPGA, merci à Damien et Yoann qui ont pris la crise sanitaire de plein fouet et qui m'ont malgré tout aidé à réaliser des manipes dans le jardin de TRT. Enfin une mention spéciale pour Delphin, qui n'était pas du A3 – 13 mais dont on se dit qu'il était finalement pas si mal avec nous tellement il venait nous piquer des composants (c'est un garçon bougon mais ça reste quelqu'un de super aussi hein !).

Je tiens également à remercier tous les thésards que je n'ai pas encore cité qui furent, qui sont et qui seront, dont j'ai pu croiser la route et avec qui il est bon de passer quelques soirées autour d'une bière et d'une bonne raclette. Merci donc à Jérémie, Bruno, Tara, Inès, Pierre, Lothaire, aux trois Maxime, Oriane, Alexia, Benjamin, Léa et Simone. Merci enfin à tous les permanents de GRP qui ont illuminé de leurs connaissances et de leur disponibilité mes 3 années et demi de présence à Palaiseau. Merci donc à Patrick, Vincent C., Luc, Romain, François, Gilles, Eric, Arnaud G., Dominique, Christian, Sacha, Sylvain, Ludovic, Jérôme et Arnaud B.

Et parce que la famille c'est sacré, merci à mes parents, mes grands-parents, mes oncles et mes deux sœurs de m'avoir toujours soutenu pendant ces 3 années et plus généralement pendant toute ma scolarité. Vous avez contribué à la personne que je suis aujourd'hui et j'en suis extrêmement fier.

Merci enfin à toi, ma Natacha, my douce. Après plus de 9 ans d'amour et après avoir traversé 2 années de PACES/classes préparatoires, 3 années de relation à distance entre Grenoble et Paris et une pandémie mondiale qui nous a enfermé presque 3 mois dans un petit appartement sans balcon, tu as toujours été là à mes côtés. Merci pour tout, merci pour ce que tu es et ce que tu apportes à mon existence. Merci pour ces sourires, pour ces moments de folie et de joie, pour avoir été là aussi dans les moments difficiles, de m'accorder ta confiance et de croire en moi. Merci d'avoir un jour croisé ma route tout simplement.

Bon, trêve de plaisanterie et de discours larmoyants, il est temps de rentrer dans le vif du sujet alors bonne lecture !

Table des matières

Table des figures **11**

Liste des Tableaux **19**

Glossaire **21**

Introduction générale **27**

Chapitre I **33**

Etat de l'art des capteurs acoustiques distribués à base de fibre optique ... **33**

A. Méthodes de mesure par fibre optique répartie **35**

A.1. Les mécanismes de diffusion dans les fibres optiques 35

A.1.a. La rétrodiffusion Raman *35*

A.1.b. La rétrodiffusion Brillouin *36*

A.1.c. La rétrodiffusion Rayleigh *37*

A.2. Les systèmes d'interrogation distribués à base de rétrodiffusion Rayleigh 38

A.2.a. La réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) *38*

A.2.b. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) *40*

A.2.c. Les technologies sensibles à la phase de la rétrodiffusion Rayleigh *45*

A.3. Les technologies couplées 48

A.3.a. Le Time-Gated Digital OFDR (TGD – OFDR) *48*

A.3.b. Le chirped pulse OTDR (CP-ϕOTDR) *51*

B. Eléments importants d'un interrogateur DAS **53**

B.1. Les grandeurs caractéristiques des performances systèmes 53

B.1.a. Résolution spatiale statique et dynamique *53*

B.1.b. Bande passante acoustique *55*

B.1.c. Sensibilité et dynamique du capteur *56*

B.2. La limite principale des systèmes DAS : le *fading* 58

B.2.a. le fading de polarisation *59*

B.2.b. le fading interférométrique *59*

B.3. Les traitements numériques pour la détection de contrainte 61

C. Résultats récents et marquant publiés sur le DAS **63**

C.1. Evolution des technologies en laboratoire 63

C.1.a. ϕ-OTDR *à double impulsion* *63*

C.1.b. Compression d'impulsions modulées en fréquence *66*

C.2. Mesures en conditions réelles 69

C.3. Récapitulatif des performances DAS et état du marché 73

D. Notre choix technologique : la solution DAS « FMCW » Thales **78**

D.1. Choix de la source laser 78

D.2. Démonstrations préliminaires à la thèse (PFE 2018) 79
D.2.a. Première architecture système *80*
D.2.b. Détection de contraintes piézo-électriques et phase interférométrique *81*
D.2.c. Conservation de phase relative *82*
E. Conclusion 83
Chapitre II 85
Algorithme de post-traitement numérique pour le contrôle de la forme d'onde laser 85
A. Maîtrise des bruits de modulation de sources lasers agiles en fréquence 88
A.1. Les boucles optoélectroniques à verrouillage de phase 89
A.2. Les solutions architecturales 91
A.2.a. Le ré-échantillonnage fréquentiel *91*
A.2.b. Traitement en LIDAR « FMCW » *94*
A.3. Une solution algorithmique : le filtre de redressement numérique 96
A.4. Conclusion et justification de notre stratégie 98
B. Post-traitement numérique par filtre de redressement pour compensation des non-linéarités de modulation 99
B.1. Architecture système et traitement numérique 99
B.2. Bloc de découpage et fenêtre de dimension finie 101
B.3. Estimation de l'erreur ξ et mesure du γmoy 106
B.4. Le bloc du filtre de redressement 111
B.5. Le bloc final pour l'obtention des profils OFDR 114
B.5.a. Découpage final et résolution spatiale post-traitée *115*
B.5.b. Les fonctions de fenêtrage numérique *116*
C. Evaluation et optimisation des performances du post-traitement numérique par filtre de redressement 119
C.1. Identification des sources de bruit interférométriques 119
C.1.a. Introduction sur le principe de la mesure *119*
C.1.b. Caractérisation en fonction de la puissance optique P0 ..... *120*
C.1.c. Caractérisation en fonction de la longueur interférométrique *122*
C.2. Contribution du *deskew filter* dans la gestion du bruit phase interférométrique $\Delta\phi$ 123
C.2.a. En fonction de la puissance optique *124*
C.2.b. En fonction du retard interférométrique auxiliaire *126*
C.3. Robustesse du *deskew filter* pour la correction de $\Delta\xi$ 128
*C.3.a. Différents paramètres de modulation (*fmod, Δf, γ*)* *128*
C.3.b. Différentes sources lasers *131*
D. Vers une mesure DAS ϕ – OFDR : profil OFDR résolu spatialement 138
E. Conclusion 140

Chapitre III **141**

Evaluation des performances dynamiques de l'interrogateur DAS « FMCW » sur une fibre de 8km **141**

A. Architecture du système DAS « FMCW » et traitement du signal dynamique **144**

A.1. Schéma bloc système complet 144

A.2. Composition de la fibre sous test et caractérisation des transducteurs 145

A.3. Schéma bloc du traitement du signal capteur 146

A.3.a. Profils OFDR et suivi temporel de chaque position échantillonnée *147*

A.3.b. Phase interférométrique ψFUT *à la composante spectrale* z0 ..... *149*

A.3.b.i. Obtention des faisceaux de courbes Ψk 149

A.3.b.ii. Obtention des signaux échantillons/capteurs « virtuels » 151

B. Résultats DAS « FMCW » sur fibre ≤ 8 km **154**

B.1. Localisation d'une contrainte piézo-électrique sur les traces Ψk 154

B.2. Visualisation d'un signal échantillon / d'un signal capteur et d'une contrainte PZ 155

B.2.a. Sur une fibre de 400 m *156*

B.2.b. Sur une fibre de plus de 8 km *158*

B.3. Conservation de la phase relative entre 2 bobines distantes de 8 km 159

B.4. Niveau de sensibilité capteur et comparaison à la littérature 162

C. Importance de la puissance optique rétrodiffusée **166**

C.1. Corrélation niveau de bruit capteur et amplitude OFDR 166

C.1.a. Intensité moyenne rétrodiffusée selon z *166*

C.1.b. Variation de l'intensité selon Tk *170*

C.2. Fibre optique à Rayleigh augmenté (FRA) 172

C.3. Gestion du fading 176

C.3.a. le fading de polarisation *176*

C.3.b. le fading interférométrique *176*

D. Identification et gestion du bruit capteur basse fréquence **179**

D.1. Performances DAS « FMCW » pour différentes sources lasers 179

D.1.a. Laser Thales v1 *versus laser RIO Orion asservi* *179*

D.1.b. Laser Thales v2 *versus laser OEWaves FM100* *180*

D.2. Stabilisation temporelle de la modulation de fréquence 182

D.2.a. Grandeurs variant selon Tk *et DSP de bruit équivalent* *182*

D.2.b. Fluctuations de la composante de bruit de phase laser ϕ *182*

D.2.c. Fluctuation des $\gamma(T_k)$ *186*

D.2.d. Fluctuations des $f_0(T_k)$ *190*

D.3. Réduction du plancher de bruit basse fréquence 195

D.4. Discussion et conclusion sur les sources de bruit de phase limitantes 197

E. Conclusion **199**

Conclusion Générale et Perspectives **201**
Bibliographie **205**
Annexes **215**
Résumé **235**
Abstract **236**

Table des figures

Figure 0.1 : Etat des réseaux de télécommunication fibrés sous-marins autour de la planète.(G. Marra et al., Science, [2]) 27

Figure 0.2 : Schéma de principe d'un capteur fibre DAS résolu temporellement et spatialement à la fréquence acoustique. 30

Figure I.3 : Schéma d'un spectre de diffusion spontanée d'une fibre optique. (P.Lu et al., Applied Physics Reviews [38]) 35

Figure I.4 : (Gauche) Schéma de principe de l'architecture OTDR. Abréviations : MEO : modulateur électro-optique, PD : photodiode, DAQ : système d'acquisition, FUT : fibre sous test.(Droite) Trace OTDR classique (Dong et al.,IEEE Photonics Journal, [53]). 38

Figure I.5 : Schéma de principe de la technologie OFDR. a) Architecture système b) Principe de l'interférométrie fréquentielle. (Ding et al., Sensors [57]) 41

Figure I.6 : Schéma de principe de l'échantillonnage spatial en OFDR sur une portion de fibre. 43

Figure I.7 : (Gauche) Modulation de fréquence d'un laser RIO Orion modulé en dent de scie symétrique avec $fmod = 1{,}6\ kHz$ et $\Delta f = 120$ MHz. (Droite) Allure du signal de battement avec (bleu) et sans (rouge) non-linéarité. 44

Figure I.8 : Architecture d'un système DAS cohérent par détection auto-hétérodyne. AOM : modulateur acousto-optique, EOM : modulateur électro-optique, PBS : séparateur de faisceaux en polarisation, PC : contrôleur de polarisation, PD : photodiode. (réf. P.Lu et al., Applied Physics, [38]) 47

Figure I.9: Architecture schématisée du TGD – OFDR. GBF : Générateur Basse Fréquence, MAO : Modulateur Acousto-Optique, PDB : Photodiode Balancée, CAN : Convertisseur Analogique Numérique. 48

Figure I.10 : Schéma de principe de la démodulation de fréquence en TGD-OFDR (réf. Q.Liu, Optics Express,[73]) 49

Figure I.11 :(Haut) Approche matricielle en TGD-OFDR et détection de la contrainte de deux transducteurs piézo-électriques disposés à 9,7 km. (Bas) a) Signal temporel obtenu à la position du premier PZT. b) Signal temporel obtenu à la position du deuxième PZT. c) DSP de bruit au niveau de chaque transducteur. (réf. D. Chen et al., Optics Express,[77]) 50

Figure I.12 : Schéma de principe de l'architecture Chirped Pulse OTDR. LD : diode laser, SOA : Amplificateur Optique à Semi-conducteur, EDFA : Amplificateur fibre dopé Erbium (J. Pastor-Graells et al, Optics Express [78]) 51

Figure I.13 : Exemple de décalage du spectre de corrélation observé en CP- ϕOTDR lors de la montée en température de la fibre capteur. a) Zone stable thermiquement. b) Zone chauffée au cours du temps.(réf. J. Pastor-Graells et al., Optics Express, [78]) 52

Figure I.14 : Schéma de principe d'un interrogateur DAS et définition de ces paramètres clés (réf. SEAFOM, [82]) 53

Figure I.15 : Représentation schématique de l'application d'un front d'onde acoustique au contact de la fibre sensible. 54

Figure I.16 : Schéma de principe de l'échantillonnage temporel capteur. 55

Figure I.17 : Profil OFDR de la rétrodiffusion Rayleigh d'une fibre de plus de 8 km et mise en évidence des effets de fading. 58

Figure I.18 : Apport d'une mesure OFDR sur deux axes de polarisation. (réf. D.K. Gifford, SPIE, [86]). 59

Figure I.19 :Apport du FSAV en TGD-OFDR. a) Allure de l'intensité rétrodiffusée sur une fibre de 10 km sans (rouge) et avec (bleu) FSAV. b) Zoom du profil de l'intensité rétrodiffusée entre 9,61 km et 9,62 km. c) Ecart-type (STD) de la phase de la rétrodiffusion Rayleigh sur toute la fibre sans (rouge) et avec (bleu) FSAV. d) Zoom de la STD de la phase entre 9,61 km et 9,62 km. (réf. D. Chen, Optics Express, [77]) 61

Figure I.20 : a) Architecture d'un système ϕ-OTDR à double impulsion. b) Schéma de la fibre à rétrodiffusion augmentée c) Profil OFDR mesuré expérimentalement (Redding et al., Optics Express,[89]) 63

Figure I.21 : a) Niveau de sensibilité sur la jauge capteur en fonction de la position considérée b) linéarité de la réponse du capteur à la tension appliquée sur le transducteur PZ (Redding et al., Optics Express, [89]) 65

Figure I.22 : Architecture expérimentale d'un système OptoDAS à compression d'impulsion modulée (Waagaard et al., OSA Continuum, [105]) 66

Figure I.23: (Gauche) Réflectivité des différentes fibres en fonction de la puissance optique injectée. (Droite) Niveau de sensibilité du système OptoDAS sur la plage 10-238 Hz. (Waagaard et al., OSA Continuum, [105]) 68

Figure I.24 : Visualisation d'un choc hydroacoustique sur câble sous-marin à 20 km du bord filtré sur la bande acoustique 2 Hz-60 Hz (H. Matsumoto et al., Nature,[117]) 70

Figure I.25 : a) Trace temporelle de la contrainte (« strain ») et du taux de contrainte (« strain rate ») à 20,8 km sous l'effet du choc hydroacoustique. b) DSP des signaux temporels (H. Matsumoto et al., Nature,[117]). 71

Figure I.26 : Comparaison de la sensibilité de la mesure DAS vis-à-vis d'un sismomètre fond de mer OBS51. (H. Matsumoto et al., Nature,[117]). 72

Figure I.27 : (Gauche) Image de la première génération du laser Thales. (Droite) Fréquence d'émission laser en fonction de la tension DC appliquée à l'électro-optique PLZT. 78

Figure I.28 : Schéma de principe de la génération de signaux « FMCW » pour le laser état-solide Thales. Abréviation : AWG : Arbitrary Waveform Generator (générateur de formes d'onde arbitraires). 79

Figure I.29 : Première architecture du système DAS « FMCW ». Abréviations : PDB : photodiodes balancées, PD : photodiode, BS : beamsplitter (séparateur de faisceaux)..... 80

Figure I.30 : Première mesure DAS « FMCW » obtenue en fin de stage de PFE sur fibre courte (~150 m) . a) Schéma de la fibre sensible. b) Profils OFDR en amplitude sur 5 ms d'acquisition. c) Phase en chaque composante spectrale du spectre OFDR. 81

Figure I.31 : Mesure d'un déphasage relatif entre deux bobines piézo-électriques disposées à l00 m de distance l'une de l'autre et excités à 500 Hz. (Gauche) Déphasage de π. (Droite) Déphasage de $\pi/2$. Abréviation : PZ : piézo-électrique. 82

Figure II.32 : Allure des bruits de fréquence $d\xi t/dt$ (gauche), det/dt (centre), ft (droite) dans le cas expérimental de notre laser Thales $v1$ modulé à $fmod$ = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5. La courbe de gauche est la somme des deux courbes du milieu et de droite..... 88

Figure II.33 : Schéma bloc de l'asservissement d'un laser modulé en fréquence (Thèse G. Gorju [137])..... 89

Figure II.34 : Architecture du système de ré-échantillonnage fréquentiel. PD : Photodiode, CAN: convertisseur analogique numérique, FUT : fibre sous test. 92

Figure II.35 : Schéma de principe du ré-échantillonnage fréquentiel du signal capteur. On considère pour l'exemple un unique τ rétrodiffusant. FFT : Transformée de Fourier..... 92

Figure II.36 : 1) Architecture du système LIDAR « FMCW ». WF : Waveform ou forme d'onde, EDFA : Amplificateur Fibre Dopé Erbium, EOM : Modulateur Electro-Optique. 2) Comparaison de la consigne de tension (gauche) et de la fréquence laser de sortie (droite) dans le cas d'une forme d'onde de consigne linéaire (a) ou calibrée (b). (Figures extraites de Applied Optics [127], [157], avec l'accord de P. Feneyrou) 95

Figure II.37 : (Gauche) Schéma de l'architecture du système de post-traitement numérique par deskew filter avec interféromètre auxiliaire en ligne. FBG : réseau de Bragg fibré.(Droite) Allure du profil OFDR d'une fibre d'environ 850 m.(Optics Express [70], O.Y.Sagiv)..... 96

Figure II.38 : Architecture schématique de l'interféromètre auxiliaire pour le traitement numérique par deskew filter. Les portions de fibre tracées en rouge sont à maintien de polarisation (PM). CP : contrôleur de polarisation, PDB : photodiode balancée, CAN : Convertisseur Analogique Numérique, AOV : Atténuateur Optique Variable..... 99

Figure II.40 : Schéma bloc du bloc de découpage du post-traitement numérique 101

Figure II.41 : (Gauche) Allure des traces temporelles $Iaux$ et $Qaux$. (Droite) Courbe de Lissajou de $Qaux$ en fonction de $Iaux$. 102

Figure II.42 : Allure de la phase interférométrique auxiliaire $\Delta\varphi aux$ déroulée sur 1,2 ms d'acquisition. 103

Figure II.43 : Allure de la phase interférométrique auxiliaire sur un front de modulation suite à la 1ère étape de découpage (B)→(C). 104

Figure II.44 : Choix de la dimension de la fenêtre d'analyse pour un profil OFDR statique. (Haut) Tracé de la fréquence instantanée du signal de référence (noire), du signal retardé dans l'interféromètre auxiliaire (rouge) et du signal rétrodiffusé au point le plus éloigné de la fibre sensible (bleu). (Bas) Evolution temporelle des fréquences de battements interférométriques auxiliaire et FUT. 105

Figure II.46 : Allure des $\gamma(T_k)$ pour 749 fronts successifs. (Gauche) Histogramme des $\gamma(T_k) - \gamma_{moy}$. (Droite) Variation temporelle des $\gamma(T_k)$. STD : Déviation standard. 107

Figure II.47 : Allure de la non-linéarité interférométrique auxiliaire $\Delta\xi$ sur un front de modulation pour le laser Thales $v1$. 108

Figure II.48 : Allure du signal d'erreur $2\pi\xi$ obtenu par intégration numérique sur le signal laser Thales $v1$. 109

Figure II.49 : Mesure de la valeur de τaux pour un interféromètre auxiliaire de ~ 500 m. (A gauche) Densité spectrale de puissance (DSP) de $\Delta\phi aux$. (A droite) Régression linéaire de toutes les fréquences de coupures de la DSP de $\Delta\phi aux$ 110

Figure II.51 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,1}^{th}(t_2, T_k)$ (courbe noire) et $\Delta\varphi_{aux,1}^{exp}(t_2, T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental. 112

Figure II.52 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,2}^{th}(t_2, T_k)$ (courbe noire) et$\Delta\varphi_{aux,2}^{exp}(t_2, T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental. 113

Figure II.53 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,3}^{th}(t_2, T_k)$ (courbe noire) et $\Delta\varphi_{aux,3}^{exp}(t_2, T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental. 114

Figure II.56 : Comparaison de ε et $\Delta\xi$ pour le laser Thales $v1$ à $fmod = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 396{,}8\ MHz$ et $x = 0{,}5$. 115

Figure II.57 : (Gauche) Allure fréquentielle des fenêtres Porte, de Hann, de Hamming et de Blackmann dans le cas d'un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz échantillonné sur une fenêtre temporelle de 1s. (Droite) Tableau récapitulatif des caractéristiques des fonctions de fenêtrages usuelles. 117

Figure II.58 : Amplitude de $Z_{aux,3}(t_3, T_k)$ évaluée avant et après correction pour le laser Thales $v1$ à $fmod = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 396{,}8\ MHz$ et $x = 0{,}5$. ZP : zero-padding..... 118

Figure II.59 : (Haut) Allure de la DSP de bruit de phase stochastique ϕ en sortie d'interféromètre auxiliaire avec le laser Thales $v1$ pour une modulation à $fmod$ = 1 kHz et une longueur de fibre de 100 m. (Bas) Niveau du plancher de bruit à 20 MHz en fonction de la puissance optique sur une photodiode..... 120

Figure II.60 : (Haut) DSP de bruit de phase stochastique différentiel $\Delta\phi$ mesuré sur le laser Thales $v1$ en fonction de la longueur interférométrique auxiliaire : 10 m, 100 m, 500 m. (Bas) Plancher de la DSP mesuré à 10 et 100 kHz pour chaque longueur de fibre auxiliaire..... 123

Figure II.63 : Allure temporelle sur un front de modulation de $\Delta\phi$ (gauche) et de $2\pi\varepsilon$ (droite) pour le laser Thales $v1$ modulé à $fmod = 3{,}75\ kHz$, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5. 124

Figure II.64 : : Allure de la DSP de bruit de fréquence avant et après correction en fonction de l'amplitude de tension du signal de battement auxiliaire, pour le laser Thales v1 modulé à $fmod$ = 1 kHz pour une longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire de 10 m..... 125

Figure II.65 : (Haut) DSP de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ obtenues pour le laser Thales $v1$ en fonction de la longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire : 10m, 100m et 500 m. 126

Figure II.66 : DSP de bruit de phase stochastique ϕ pour le laser Thales $v1$ en fonction de la longueur dans l'interféromètre auxiliaire : 500 m, 100 m, 10 m. 127

Figure II.67 : Allure de la non-linéarité de modulation avant (gauche) et après correction (droite) pour le laser Thales $v2$ modulé avec $fmod$ = 1 kHz constant, x = 0.5 et Δf variant de 204 à 408 MHz..... 129

Figure II.68 : Allure de la non-linéarité de modulation avant (gauche) et après correction (droite) pour le laser Thales $v2$ modulé avec $fmod$ variant entre 500 Hz et 2 kHz, x = 0.5 et Δf = 205 MHz constant. 129

Figure II.69 : Allure de la non-linéarité de modulation du laser Thales $v2$ avant et après correction pour un rapidité de modulation $\gamma = 0.82\ MHz/ms$ constante. $x = 0.5$, $fmod$ = [500 Hz : 2 k Hz], Δf = [204 : 823] MHz. 130

Figure II.70 : Comparaison des Transformées de Fourier du signal de battement auxiliaire avec ~100 m de retard optique obtenues avec les sources laser Thales $v1$ et $v2$ modulées à $fmod$ = 1 kHz, x = 0.5, $\Delta fv1 \sim 236\ MHz$ et $\Delta fv2 \sim 208\ MHz$ avant (gauche) et après correction numérique (droite)..... 131

Figure II.71 : Allure des DSP de ϕ auxiliaire comparées pour le laser Thales $v1$ et $v2$ modulés à $fmod$ = 1 kHz, x = 0.5, $\Delta fv1 \sim 236\ MHz$ et $\Delta fv2 \sim 208\ MHz$. La fréquence de relaxation à ~400 kHz n'est visible après correction que sur le laser Thales $v1$. 133

Figure II.72 : Comparaison de l'efficacité de la correction numérique pour différentes non-linéarités de modulation. A) laser OEWaves FM100 et Thales $v2$. Δf ~ 260 MHz, $fmod$ = 2

kHz, x = 0,8. B) laser RIO Orion et Thales $v1$. Δf ~ 400 MHz, $fmod$ = 3,75 kHz, x = 0,5. (1) Amplitude de la modulation de fréquence pour les deux lasers (MHz). (2) Non-linéarité de modulation avant (gauche) et après (droite) correction (MHz)..... 134

Figure II.73 : Performances avant et après correction pour le laser DFB Thales modulé à $fmod = 200\ Hz$, Δf ~ 265 MHz. (Gauche) Comparaison de l'amplitude de la non-linéarité avant et après correction. (Droite) Transformée de Fourier du signal de battement auxiliaire. 137

Figure II.74 : Profil OFDR statique sur un front de modulation. Source laser : Thales $v1$, $fmod$ = 1 kHz, $\Delta f = 175\ MHz$, x = 0,5. Fréquence d'échantillonnage et résolution spatiale : fs = 65 MHz, $\delta zpostcorr$= 1,6 m..... 139

Figure III.75 : Architecture complète du système DAS « FMCW » avec une source laser Thales. GBF : Générateur Basse Fréquence, HT : haute tension, LD : Diode laser, AOV : Atténuateur Optique Variable, CP : contrôleur de polarisation, CAN : convertisseur analogique numérique. Les fibres représentées en rouge sont des fibres à maintien de polarisation PM. 144

Figure III.76 : Architecture de la fibre sous test (FUT). 145

Figure III.77: Schéma bloc du traitement du signal capteur 146

Figure III.78 : (Gauche) Profil OFDR complet mesuré à un instant Tk donné (Droite) Profils OFDR superposés à 6 instants Tk successifs. 147

Figure III.79 : (Gauche) Matrice 2D des profils OFDR en amplitude ($Z_{FUT,postcorr}(T_k, z_2)$). (Droite) Transformée de Fourier de $Z_{FUT,postcorr}(T_k, z_2)$ selon l'axe Tk..... 148

Figure III.80 : Allure de la phase spectrale ψFUT déroulée selon z à différents instants Tk successifs obtenus avec le laser Thales $v1$ modulé à $fmod$ = 10 kHz, Δf = 264 MHz, x = 0,5 sur 505 m de fibre..... 149

Figure III.81 : Profil OFDR comparé avec son faisceau de courbe associé à l'instant Tk sur une fibre de 505 m. 151

Figure III.82 : Allure des signaux $Sech$ représentés sur un plot3D. Une contrainte oscillante est détectée sur quelques échantillons autour de 505 m. 152

Figure III.83 : (Haut) Allure du faisceau de courbes $\Psi 5$ comparé à son profil OFDR associé (Bas) Faisceaux de courbes obtenus sur 5 fronts montants successifs sur une fibre de 505 m. 154

Figure III.84 : (Gauche) Signaux échantillons $Sech$ sur une représentation 3 axes obtenus avec le laser Thales $v2$ modulé à $fmod$ = 1 kHz, Δf = 902 MHz, x = 0,5. (Droite) Signaux capteurs $Scap$ sur un plot 3 axes. La bobine piézo-électrique est excitée à 143 Hz avec une tension de $750\ mVcc$..... 156

Figure III.85 : Allure des signaux capteur $Scap$ résultant de la somme de 13 échantillons autour de 205 m pour 4 tensions appliquées différentes ($250\ mVcc$, $500\ mVcc$, $1\ Vcc$ et $2\ Vcc$).. 157

Figure III.86 : (Gauche) Transformée de Fourier du signal capteur Scap pour différentes tensions PZ appliquées.(Droite) Amplitude du pic de la FFT à 143 Hz en fonction de la tension PZ. 157

Figure III.87 : Relevé de l'amplitude du signal capteur $Scap$ à la fréquence fac = 143 Hz (rouge) et comparaison à sa pré-caractérisation (bleu). 158

Figure III.88 : (Gauche) Tracé sur 3 axes de 13 signaux d'échantillon $Sech$ espacés de 50 cm sur 6 m de fibre pour le laser Thales $v2$ à $fmod$= 1 kHz, Δf = 200 MHz et x = 0,5. Le PZ est excité à 132 Hz et 1 V crête à crête.(Droite) Spectre de Fourier des signaux $Sech$. 159

Figure III.89 : (Haut) Comparaison du profil OFDR avec différents profils de phase déroulée selon z à différents instants Tk obtenus sur une fibre de 8 km avec le laser Thales $v1$ modulé à $fmod = 2\ kHz$, Δf = 175 MHz et x = 0,5. (Bas) Zooms autour de la position PZ1 (Gauche) et PZ2 (Droite). 160

Figure III.90 : Visualisation de la relation de phase entre 2 piézo-électriques distants de 7600 m obtenue avec le laser Thales $v1$ modulé à $fmod$ = 2 kHz, $\Delta f = 175$ MHz et x = 0,5. Représentation en échantillon : Δz = 0,6 m. $\delta zpostcorr = 3{,}57$ m..... 161

Figure III.91 : Mesure d'un déphasage de π2 entre 2 piézo-électriques disposés à 505 m et 8126 m obtenu avec le laser Thales v1 à fmod = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz, x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,49 m, résolution spatiale :δzpostcorr= 2,43 m ~ 5 Δz. 162

Figure III.92 : Mesure d'un niveau de sensibilité capteur à 3 positions d'une fibre de 8200 m obtenu avec le laser Thales v1 à fmod = 2 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,6 m, Résolution spatiale : δzpostcorr= 3,57 m ~ 6 Δz..... 163

Figure III.93 : Mesure d'un niveau de sensibilité capteur à 3 positions d'une fibre de 8200 m obtenu avec le laser Thales v1 à fmod = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz et x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,49 m, Résolution spatiale : δzpostcorr= 2,43 m ~ 5 Δz..... 164

Figure III.94 : Profil OFDR à l'instant T1 (bleu) et plancher moyen de la DSP de Sech (rouge) sur une bande passante de 132 Hz : 500 Hz obtenus sur 8300 m. Modulation : laser Thales v1 fmod = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz, x = 0,5. 167

Figure III.95 : Histogramme des planchers moyen de $Sech$ évalué sur les 8300 m de fibre et pour une bande passante 132 Hz-500 Hz. 167

Figure III.96 : Détermination du coefficient d'atténuation optique sur une fibre de SMF28 de plus de 50 km. 168

Figure III.97 : (Haut) Profil OFDR à l'instant $T1$ (bleu) et plancher moyen de la DSP de $Sech$ (rouge) sur une bande passante de 132 Hz : 500 Hz entre 400 m et 700 m. (Bas) Plancher moyen de la DSP de $Sech$ en fonction de l'amplitude OFDR moyenne mesurée autour de 3 sections de la FUT. 169

Figure III.98 : Plancher moyen de la DSP de $Sech$ en fonction de la STD de l'amplitude OFDR selon l'axe Tk mesuré autour de 3 sections de la FUT. 170

Figure III.99 : Allure des variations de l'amplitude OFDR (haut) et tracé des signaux $Sech$ (bas) pour 2 positions de la fibre sensible. 171

Figure III.100 : Tracé de la déviation standard de l'amplitude OFDR selon la base de temps Tk en fonction de sa valeur moyen pour différents échantillons entre 500 m et 900 m. 172

Figure III.101 : Allure comparée de l'amplitude OFDR avec le plancher de bruit échantillon moyen sur une bande de 100 Hz – 1kHz obtenue avec le laser Thales $v2$ modulé à $fmod$ = 2 kHz, Δf = 215 MHz, x = 0,5. 173

Figure III.102 : Allure des histogrammes des DSP $Sech$ en dehors et dans la FRA. 174

Figure III.103 : (Gauche) Plancher de la DSP de $Sech$ en fonction de l'amplitude OFDR avant (rouge) et au niveau (bleu) de la FRA. (Droite) Plancher de la DSP de $Sech$ en fonction de la STD de l'amplitude OFDR. 175

Figure III.104 : Allure comparée du profil OFDR et de la DSP de $Sech$ obtenue avec le laser Thales $v2$ pour deux amplitudes de modulation proches sur une fibre de 200 m. 177

Figure III.105 : (Gauche) Comparaison amplitude OFDR et DSP $Sech$ obtenue sur une fibre de 1580 m avec le laser Thales $v2$ et le laser RIO Orion asservi modulés à $fmod = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 400\ MHz$ et x = 0,5. (Droite) Histogramme du plancher de bruit moyen des DSP de $Sech$ obtenu sur 1580 m de fibre avec les laser Thales $v2$ et RIO Orion asservi (Bande passante : 100 Hz – 1875 Hz). 179

Figure III.106 : (Gauche) Comparaison amplitude OFDR et DSP $Sech$ obtenue sur une fibre de 8730 m avec la laser Thales $v2$ et le laser OEWaves $FM100$ modulé à $fmod = 2\ kHz$, $\Delta f = 265\ MHz$ et x = 0,8. (Droite) Histogramme du plancher de bruit moyen des DSP de $Sech$ obtenu sur 8700 m de fibre avec les laser Thales $v2$ et OEWaves FM100 (Bande passante : 100 Hz – 1 kHz). 181

Figure III.107 : Allure de $\Delta\phi$ (gauche) et de $2\pi\varepsilon$ sur deux fronts de phase interférométriques successifs avec le laser Thales $v1$ modulé à $fmod = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f \sim 200\ MHz$ et x = 0,5. 183

Figure III.108 : (Gauche) Mesure de la déviation standard STD des bruits de phase stochastique laser $\Delta\phi$ (avant correction) et de $2\pi\varepsilon$ (après correction) front après front sur la phase interférométrique auxiliaire pour le laser Thales v1 modulé à $\mathrm{fmod} = 3{,}75$ kHz, $\Delta\mathrm{f} \sim 200$ MHz et $\mathrm{x} = 0.5$. (Droite) DSP des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ auxiliaire. 184

Figure III.109 : Comparaison pour les 4 sources lasers des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$. 185

Figure III.110 : Analyse des fluctuations temporelles des γTk mesurées expérimentalement pour le laser Thales $v1$ modulé à $fmod$ = 3,75 kHz et Δf = 396,8 MHz avant (bleu) et après (rouge) correction.(Gauche) Histogramme des γTk par rapport à la rapidité moyenne de

modulation γmoy. (Centre) Valeur de $\Delta\gamma = \gamma Tk - \gamma moy$ sur 200 ms d'acquisition (750 fronts successifs)..... 187

Figure III.111 : Comparaison des variations des γTk pour les 4 sources lasers avant et après correction..... 188

Figure III.112 : (Gauche) Modulation de fréquence mesurée expérimentalement sur la laser Thales $v1$ modulé à $fmod$ = 10 kHz pendant 1 ms d'acquisition. (Droite) Zoom sur l'origine des dix motifs de modulation successifs. 190

Figure III.113 : Faisceaux de courbe obtenus successivement sur 5 fronts montants avec le laser Thales $v1$ à $fmod$ = 10 kHz, Δf= 264 MHz, x = 0,5..... 191

Figure III.114 : (Haut) Mesure de $\delta f0$ pour une succession de fronts de phase interférométrique auxiliaire. (Bas) Comparaison de la pente des Ψk avec l'origine de quelques fronts de phase. 192

Figure III.115 : (Gauche) Variation de l'origine de 749 fronts de phase interférométrique auxiliaire successifs (ramenée en fréquence) mesurée avant et après correction sur le laser Thales $v1$ à $fmod$ = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5. (Droite) DSP de cette variation de $f0Tk$ sur 200 ms d'acquisition. 193

Figure III.116 : Comparaison des variations de $f0Tk$ pour les 4 sources lasers avant et après correction avec la version $v2$ du code Matlab. 194

Figure III.117 : Allure de la DSP capteur mesurée à 505,8 m ($\delta zpostcorr$= 2,43 m) dans le cas d'un traitement numérique avec (noir) et sans (rouge) retrait de l'origine des fronts de phase avant mesure de la non-linéarité et post-correction par deskew filter..... 196

Figure III.118 : DSP des signaux $Scap$ obtenues à 500 m et 8100 m avec la version 1 et 2 du post-traitement numérique..... 197

Liste des Tableaux

Tableau 0.1 : Performances générales de l'OTDR et l'OFDR appliquées à la mesure DAS. . 31

Tableau I.2 : Tableau récapitulatif des principaux interrogateurs DAS commerciaux disponibles sur le marché. 73

Tableau I.3 : Tableau récapitulatif de quelques performances récentes en DAS publiées par des académiques 74

Tableau II.4 : Récapitulatif de quelques performances récentes en OFDR statique utilisant un OPLL pour asservir la modulation laser. 91

Tableau II.5 : Récapitulatif de quelques performances OFDR par ré-échantillonnage fréquentiel 93

Tableau II.6 : Récapitulatif des performances de système OFDR utilisant un traitement numérique pour la maîtrise de la forme d'onde 97

Tableau II.7 : Récapitulatif des valeurs de $\Delta\xi$ et ε pour différentes sources lasers..... 135

Tableau III.8 : Niveau plancher des DSP de bruit des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ pour les 4 lasers. 186

Tableau III.9 : Niveau plancher des DSP de bruit des $\gamma(T_k)$ pour les 4 lasers. 189

Tableau III.10 : Niveau plancher des DSP de bruit des $f_0(T_k)$ pour les 4 lasers. 195

Tableau III.11 : Tableau récapitulatif des niveaux de bruit équivalent capteur ramenés par les variations temporelles de f_0, γ et $\Delta\phi$ dans les 4 configurations précédentes (Thales v_1, v_2, RIO Orion asservi et OEWaves FM100) avant et après correction. 198

Glossaire

Abréviations :

ϕ – OTDR : Réflectométrie optique dans le domaine temporel sensible à la phase

AOV : Atténuateur Optique Variable

ASE : Emission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission)

AWG/GBF : Générateur de forme d'onde arbitraire (Arbitrary Waveform Generator) / Générateur Basse Fréquence

BOTDA : Analyse optique Brillouin dans le domaine temporel (Brillouin Optical Time Domain Analysis)

BOTDR : Réflectométrie optique Brillouin dans le domaine temporel (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry)

BS : Séparateur de faisceaux (Beamsplitter)

CAN : Convertisseur Analogique Numérique

CCSA : Analyse de similarité par corrélation croisée (Cross-Correlation Similarity Analysis)

CP : Contrôleur de polarisation

CPM : Modulation de phase croisée (Cross-Phase Modulation)

CP – ϕOTDR : Phase OTDR par impulsion balayée en fréquence (Chirped Pulse ϕ – OTDR)

DAQ : Système d'acquisition (Data Acquisition system)

DAS : Capteur acoustique distribué (Distributed Acoustic Sensing)

DFB : laser fibre à rétroaction répartie (Distributed FeedBack)

DOFH : Hydrophone optique fibré distribué (Distributed Optical Fiber Hydrophone)

DSP : Densité Spectrale de Puissance

DTS : Capteur thermique distribué (Distributed Temperature Sensing)

ECL : Laser en cavité externe (External Cavity Laser)

EDFA : Amplificateur à fibre dopé Erbium

EO : Electro-optique

FMCW : Onde modulé continument en fréquence (Frequency Modulated Continuous Wave)

FPGA : Circuit logique programmable (Field Programmable Gate Array)

FRA : Fibre à Rayleigh augmenté

FSAV : Moyenne par décalage de fréquence (Frequency Shift Averaging)

FUT : Fibre sous test (Fiber Under Test)

FWM : Mélange quatre ondes (Four Wave Mixing)

LD : Diode laser

LFM : Modulation linéaire de fréquence (Linear Frequency Modulation)

LIDAR : Détection et estimation de la distance par laser (Laser Imaging Detection and Ranging)

MAO : Modulateur Acousto-optique

MEO : Modulateur Electro-optique

NBA : Approche Bande Etroite (Narrowband Approach)

OBS : Sismomètre fond de mer (Ocean Bottom Sismometer)

OCT : Oscillateur Contrôlé en Tension

OFDR : Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (Optical Frequency Domain Reflectometry)

OL : Oscillateur Local

OPLL : Boucle à verrouillage de phase optique (Optical Phase Locked Loop)

OTDR : Réflectométrie optique dans le domaine temporel (Optical Time Domain Reflectometry)

PD : Photodiode

PDB : Photodiodes balancées

PLZT : Titano-Zirconate de Plomb dopé Lanthane

PMN – PT : Niobate de Plomb et de Magnésium – Titane de Plomb

PNC – OFDR : OFDR par bruit de phase compensé (Phase Noise Compensated – OFDR)

PZT/PZ : Transducteur piézo-électrique

RADAR : détection et télémétrie radio (RAdio Detection And Ranging)

RIN : Bruit d'intensité relatif (Relativ Intensity Noise)

RVS : Somme vectorielle de complexe (Rotating Vector Sum)

SBS : Diffusion Brillouin stimulée (Stimulated Brillouin Scattering)

SHM : Contrôle de santé intégré (Structural Health Monitoring)

SNR : Rapport signal sur bruit (Signal over Noise Ratio)

SOA : Amplificateur à semi-conducteur

SPM : Auto modulation de phase (Self Phase modulation)

SRS : Diffusion Raman stimulée (SRS)

SSB ou SSB-SC : Modulateur à bande latérale unique (Single SideBand ou Single SideBand Suppressed Carrier)

STD : Déviation standard

TGD – OFDR : OFDR déclenché temporellement en numérique (Time-Gated Digital OFDR)

TLS : Laser accordable en fréquence (Tunable Laser Source)

UMZI : Interféromètre Mach-Zehnder déséquilibré (Unbalanced Mach-Zehnder Interferometer)

VODL : Module à retard optique variable (Variable Optical Delay Line)

WBA : Approche Large Bande (Wideband Approach)

Notations principales :

Laser et modulation :

φ : Phase instantanée du laser

$\nu = \frac{1}{2\pi}\frac{d\varphi}{dt}$: Fréquence instantanée du laser

f_0 : Fréquence centrale d'émission laser (THz)

c : Célérité de la lumière dans le vide

n : Indice de réfraction

$v_g = \frac{c}{n}$: Vitesse de groupe de la lumière

$\lambda = v_g f_0$: Longueur d'onde laser

$T_{mod} = 1/f_{mod}$: Période de modulation (s)

$x \epsilon$] 0 : 1[: Symétrie de modulation (x = 0,5 ⇔ modulation symétrique)

Δf_0 : Amplitude de modulation laser initiale (MHz)

$\gamma = \Delta f_0/T_{mod}$: Rapidité de la modulation de fréquence (GHz/ms)

γ_{moy} : Rapidité de modulation moyenne sur la base de temps T_k

$\delta z = \frac{c}{2n\Delta f_0}$: Résolution spatiale théorique de la mesure OFDR

e : Bruit de phase déterministe de modulation laser

ϕ : Bruit de phase stochastique laser

$f = \frac{1}{2\pi}.\frac{d\phi}{dt}$: Bruit de fréquence stochastique laser

$\xi(t) = e(t) + \frac{1}{2\pi}.\phi(t)$: Non-linéarité de modulation laser

Interférométrie et système d'acquisition/détection :

$Z_{aux} = I_{aux} + iQ_{aux}$: Signal interférométrique auxiliaire complexe

$Z_{FUT} = I_{FUT} + iQ_{FUT}$: Signal interférométrique complexe de la fibre sous test

Z_τ : Amplitude du complexe interférométrique au retard τ

τ_{aux} ou τ_{ref} : Retard optique dans l'interféromètre auxiliaire/de référence

$f_b = \gamma\tau$: Fréquence de battement RF

$\Delta\varphi_{aux} = \varphi_{aux}(t) - \varphi_{aux}(t-\tau)$: Phase interférométrique différentielle auxiliaire

$\Delta\varphi^0_{aux} = \Delta\varphi_{aux}(t) - \Delta\varphi_{aux}(0)$: Phase interférométrique différentielle auxiliaire moins origine du front de phase

$\Delta\xi = \xi(t) - \xi(t-\tau)$: Non-linéarité différentielle de modulation

$\Delta e = e(t) - e(t-\tau)$: Bruit différentiel déterministe de modulation

$\Delta\phi = \phi(t) - \phi(t-\tau)$: Bruit de phase stochastique différentiel

N : Nombre de fronts montants de phase interférométrique auxiliaire accessibles sur la durée d'acquisition

f_s : Fréquence d'échantillonnage système d'acquisition

$t_1 = 0 : \frac{1}{f_s} : T_{mod}$: Base de temps initiale sur un front de phase interférométrique

$T_k = (k-1).T_{mod}\ avec\ k \in [1 : N]$: Base de temps des fronts de modulation

Découpage temporel des signaux et correction numérique sur un front de modulation :

$\Theta = xT_{mod} - \tau_{max}$: Dimension de la fenêtre d'acquisition sur 1 front de modulation

$t_2 = 0 : \frac{1}{f_s} : \Theta$: Base de temps n°2 après le premier découpage

M : Nombre de points dans la base de temps t_2

$\Delta f' = \gamma_{moy}\Theta$: Amplitude de modulation effective laser relevée suite au premier découpage

$\delta z' = \frac{c}{2n\Delta f'}$: Résolution spatiale théorique suite au premier découpage

$S_\xi = \exp(2i\pi\xi)$: Fonction d'erreur de modulation

$Q_a(f) = \exp\left(\frac{i\pi f^2}{\gamma_{moy}}\right)$: Filtre quadratique de phase (FQP)

$\tau_g = \frac{f}{\gamma_{moy}}$: Retard de groupe du FQP

$N_{FFT} = 2^{(M+1)f_s^2/\gamma_{moy}}$: Nombre d'échantillons pour établissement du filtre quadratique de phase

$Z_1, Z_2\ et\ Z_3$: Complexe interférométrique (Z_{aux} ou Z_{FUT}) aux 3 principales étapes du filtre de redressement

$2\pi\varepsilon$: Bruit de phase interférométrique résiduel après correction

Δf_{corr} : Amplitude de modulation effective après correction numérique

$\delta z_{corr} = \frac{c}{2n\Delta f_{corr}}$: Résolution spatiale post-correction

Δz : Echantillonnage spatial post-correction

J : Dimension de jauge

$Z_{postcorr}$: Spectre OFDR complexe (Z_{aux} ou Z_{FUT}) après traitement numérique complet

Analyse OFDR en dynamique, signal capteur et sensibilité :

$\psi_{FUT}(z_0, T_k)$: Argument de $Z_{FUT,postcorr}$ à la composante d'abscisse z_0 et à l'instant T_k

$\Psi_k(z) = \psi_{FUT}(z, T_k) - \psi_{FUT}(z, T_1)$: Faisceau de courbe

$S_{ech}(z_0) = \psi_{FUT}(z_0 + \Delta z) - \psi_{FUT}(z_0)$: Signal de phase mesuré sur un échantillon

$S_{cap}(z_0) = \psi_{FUT}\left(z_0 + \delta z_{postcorr}\right) - \psi_{FUT}(z_0)$: Signal de phase mesuré sur un capteur

DSP_{ech} : Densité spectrale de puissance de bruit de S_{ech}

DSP_{cap} : Densité spectrale de puissance de bruit de S_{cap}

ζ : coefficient photo-élastique

Stabilisation temporelle de la modulation de fréquence par la correction numérique :

$f_{0,av}(T_k)$: Fréquence centrale d'émission laser à l'instant T_k avant correction

$f_{0,ap}(T_k)$: Fréquence centrale d'émission laser à l'instant T_k après correction

$\gamma_{av}(T_k)$: Rapidité de modulation laser à l'instant T_k avant correction

$\gamma_{ap}(T_k)$: Rapidité de modulation laser à l'instant T_k après correction

$\tilde{\phi}_{av}(z_0, T_k)$: Bruit de phase stochastique laser ramené à l'abscisse z_0 de la fibre sensible avant correction

$\tilde{\phi}_{ap}(z_0, T_k)$: Bruit de phase stochastique laser ramené à l'abscisse z_0 de la fibre sensible après correction

$\delta f_0(T_k) = f_0(T_k) - f_0(T_1)$: Variations temporelles de f_0 d'un front de modulation à l'autre

$\delta\gamma(T_k) = \gamma(T_k) - \gamma(T_1)$: Variations temporelles de γ d'un front de modulation à l'autre

$\Delta\tilde{\phi}_{av}(\delta z, T_k)$: Bruit de phase différentiel stochastique laser ramené sur une zone de dimension δz à l'instant T_k avant correction

$\Delta\tilde{\phi}_{ap}(\delta z, T_k)$: Bruit de phase différentiel stochastique laser ramené sur une zone de dimension δz à l'instant T_k après correction

Introduction générale

1. Histoire des capteurs à fibre optique

Le présent manuscrit retranscrit le travail mené dans le cadre d'une étude théorique et expérimentale d'une méthode de mesure par fibre optique répartie exploitant le phénomène de rétrodiffusion Rayleigh dit DAS (Distributed Acoustic Sensing).

Support essentiel des technologies capteurs fibrées, la fibre optique est découverte au début des années 1970, une décennie après l'apparition des premiers lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), et révolutionne notre façon de communiquer.

Outre un gain significatif en terme de coût de production par rapport aux réseaux électriques préexistants de téléphonie (10 à 15 fois moins onéreux qu'un fil de cuivre), la fibre optique permet d'accéder à des capacités de transmission plus importantes avec une bande passante (rapidité de communication) bien plus élevée (> 10 GHz/km contre < 25 MHz/km pour un conducteur électrique). Du fait de plus faibles pertes à la propagation (0,2 dB/km pour une fibre monomode contre plus de 45 dB/km pour un câble coaxial), un transport de l'information sur des distances plus importantes peut être atteint. Etant donnés son poids réduit et sa finesse, la fibre peut également être stockée en quantité et déployée à des endroits jusqu'ici inaccessibles. Enfin, son immunité aux champs électromagnétique et radiofréquence assure une plus grande sécurité dans le transport de données sensibles [1].

Tout ceci contribue à l'implantation massive de la fibre optique dans des environnements divers et notamment dans des espaces contraints (maritime, terrestre…). La mondialisation et l'arrivée d'internet à la fin du XXième siècle contribue à son déploiement à l'échelle internationale avec l'apparition notable d'un très grand nombre de réseaux de communications sous-marins (voir Figure 0.1).

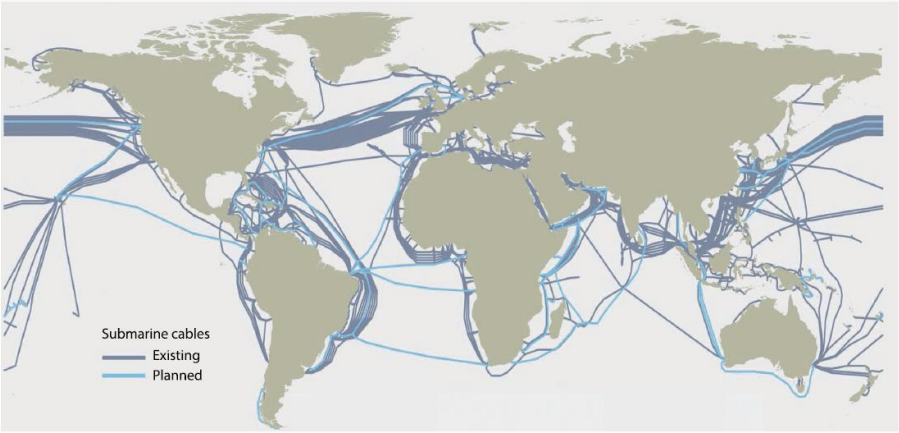


Figure 0.1 : Etat des réseaux de télécommunication fibrés sous-marins autour de la planète.(G. Marra et al., Science, [2])

Cette expansion est également profitable à de nombreux travaux de recherches menés en parallèle sur la transmission de la lumière dans les fibres optiques. On démontre ainsi rapidement que celle-ci peut être impactée fortement par la modification de différents paramètres environnementaux (température, pression, acoustique, déformation…). L'interaction de ces grandeurs avec la fibre optique agit en effet et de façon importante sur

l'intensité [3], la polarisation [4], la phase [5], le temps de propagation [6], le spectre optique [7] et la cohérence du signal transporté [8]. Serait-il alors possible d'interroger cette lumière pour quantifier le plus précisément possible la variation de ces différents éléments perturbateurs ?

De cette question née la volonté d'élargir l'utilisation de la fibre optique aux applications capteurs et la première conférence internationale sur le sujet (Optical Fiber Sensor Conference OFS) se tient dès 1983.

Depuis cette date et depuis presque 40 ans, le monde des capteurs à fibre optique n'a cessé de croître. Il est en passe d'affirmer une véritable rupture technologique et de s'imposer comme une solution complémentaire des traditionnelles technologies piézo-électriques. La fibre optique fait en effet valoir son intérêt pour réaliser un capteur tout passif (qui n'émet rien vers l'extérieur), ne nécessitant pas d'électronique embarquée au contact du senseur et pouvant être déployée rapidement sur de longues distances.

Les technologies capteurs fibres se regroupent en trois grandes familles : les capteurs localisés ou d'extrémités, les capteurs quasi-distribués et les capteurs distribués.

Les capteurs localisés ou d'extrémités comme les interféromètres Fabry-Pérot (FPI) voient le jour au début des années 1980 [9]. Ils forment les premiers capteurs de pression statique et dynamique, de mesure de niveau de fluide ou encore de détection acoustique sous-marine [10]–[12]. Ces contraintes sont évaluées par la mise en vibration d'un diaphragme (paroi externe) du FPI et la mesure d'un signal interférométrique. Ces architectures très sensibles restent néanmoins coûteuses et leur mise en réseau/multiplexage sont des techniques complexes qui n'apportent qu'un faible gain en efficacité [13], [14].

A l'inverse, l'intronisation des fibres à réseaux de Bragg (Fiber Bragg Gratting ou FBG) à la fin des années 1980 dynamise le monde du capteur fibre et conduit au développement de premiers systèmes fibrés quasi ou semi-distribués [15]. Pour ces structures, l'application d'une contrainte sur le FBG induit une déformation du réseau d'indice qui se traduit en une modification de sa longueur d'onde de réflexion, proportionnelle à l'amplitude de l'excitation.

Les FBG présentent de très nombreux avantages pour la réalisation de capteurs fibres. Ce sont des composants relativement petits (quelques millimètres) et stables (< 0.1 pm de dérive), qui présentent une très bonne versatilité pour la mesure de contraintes environnementales diverses (acoustique, thermique, jauge de contrainte) avec des sensibilités métrologiques (0.01°C en thermique et 0.1 µm/m en déformation) ainsi qu'une prédisposition au multiplexage en longueur d'onde [15]. L'inscription le long d'une même fibre d'une succession de FBG présentant des longueurs d'ondes de Bragg spécifiques permet ainsi de sonder l'application d'une contrainte extérieure en différents points du senseur à des cadences de plusieurs centaines de kHz [16], [17].

Néanmoins, l'inconvénient majeur que l'on peut émettre vis-à-vis de ces technologies est l'interrogation spatialement discrète de l'état de la fibre : toute contrainte est mesurée exclusivement au niveau du FBG et la résolution spatiale de la mesure est limitée par l'espacement entre chacun de ces composants. Cette rigidité intrinsèque au processus de fabrication de la fibre empêche notamment la réalisation de mesures étendues à n'importe quel point du capteur. Par ailleurs, le coût système (coût d'ensemble ramené par capteur) est relativement important compte tenu du nombre limité de FBG que l'on est capable d'interroger.

La question se pose alors sur le possible développement d'une technologie capteur fibre permettant d'évaluer de façon continue et sur toute sa longueur l'état du senseur. Au milieu des années 1970, la démonstration de la faisabilité d'une mesure profilométrique par un réflectomètre optique temporel, permettant de mesurer l'atténuation optique dans une fibre et d'imager la présence locale de défauts, ouvre la voie à une nouvelle génération de capteurs fibres dite distribuée [18].

Les capteurs à fibre optique distribués (Distributed Optical Fiber Sensors DOFS) sont à même de détecter l'application d'une excitation extérieure en tout point de la fibre. Pour ce faire, ils exploitent les mécanismes de diffusion de la lumière qui s'établissent de façon continue en son sein. Comme nous le verrons par la suite, chacun de ces mécanismes présente des prédispositions spécifiques dans la détection de certaines contraintes (thermique, pression, acoustique) ce qui contribue à l'établissement d'une très grande famille de DOFS [19]. A l'inverse des autres technologies capteurs fibres, elles ont la faculté d'adapter leurs performances en terme de résolution spatiale et de bande passante en configurant la forme du signal optique injecté et en ajustant les protocoles de détection et de traitement du signal. La complexité technologique majeure des DOFS réside alors dans le dimensionnement de l'interrogateur et du système d'interrogation.

Aujourd'hui, les senseurs fibrés distribués adressent un grand nombre d'applications dont la surveillance de l'intégrité d'ouvrages (Structural Health Monitoring SHM) dans le domaine du génie civil (barrages, ponts, tunnels, immeubles), de la voierie (trains, routes) et de l'industrie pétrolière (gazoducs, oléoducs…) [20], [21], la surveillance périmétrique de zones à risque, la détection d'éléments chimiques [22] ou encore la sismologie [23]. L'intérêt pour ces technologies devient mondial ; en témoigne les projections sur la taille du marché dans les années à venir qui montre une croissance exponentielle et généralisée [24].

2. Les capteurs acoustiques distribués : résolutions spatiale et temporelle

Au cœur de ces activités DOFS, les capteurs acoustiques distribués DAS s'inscrivent dans une dynamique extrêmement forte au cours de ces 5 dernières années. Lorsque l'on parle de DAS, l'objectif principal est de parvenir à la réalisation d'une mesure cohérente de phase entre les différentes positions échantillonnées du capteur appelées capteurs « virtuels ». Pour ce faire, il est souhaitable de résoudre à la fois temporellement et spatialement le signal d'intérêt. On représente schématiquement cette condition Figure 0.2.

En considérant une onde acoustique plane progressive de longueur d'onde λ_{ac} et de vitesse v_{ac} incident avec un angle Θ sur une fibre sensible présentant une résolution spatiale δz et une échantillonnage temporel δt, cette condition est imposée par un double critère de Nyquist à la fois selon l'axe des positions ($\delta z < \lambda_{ac}/2$) et selon l'axe des temps ($\delta t < \lambda_{ac}/2v_{ac}$), conditionné lui-même par λ_{ac}.

Les premiers traitements cohérents en DAS ont été menés dans le domaine porteur et précurseur de la géophysique et de la sismologie [23], [25]–[27]. Citons en exemple la publication de N.J. Lindsey et al. qui réutilise le réseau de télécommunication fibré enfoui sous le site de l'Université de Standford lui permettant de détecter un séisme de magnitude 5.8 dont l'épicentre se situe à 2000 km du site d'observation [28]. La longueur de réseau fibré exploitable est de 2,5 km, la résolution spatiale fixée à 7,14 m et la fréquence d'échantillonnage à 50 Hz (soit un fréquence acoustique maximale d'écoute de 25 Hz). Le passage des ondes sismiques S et P est

détecté dans la bande acoustique 20 mHz – 1 Hz, ce qui correspond, compte tenu des vitesses de propagations (de l'ordre de 5 km/s), à des longueurs d'onde acoustiques de plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres. Ici le double critère énoncé précédemment est donc parfaitement respecté. Comme cet exemple le montre, la condition en résolution spatiale est assez souple en sismologie du fait des grandes longueurs d'ondes acoustiques. L'enjeu technologique majeur se situe davantage dans la longueur de fibre interrogeable.

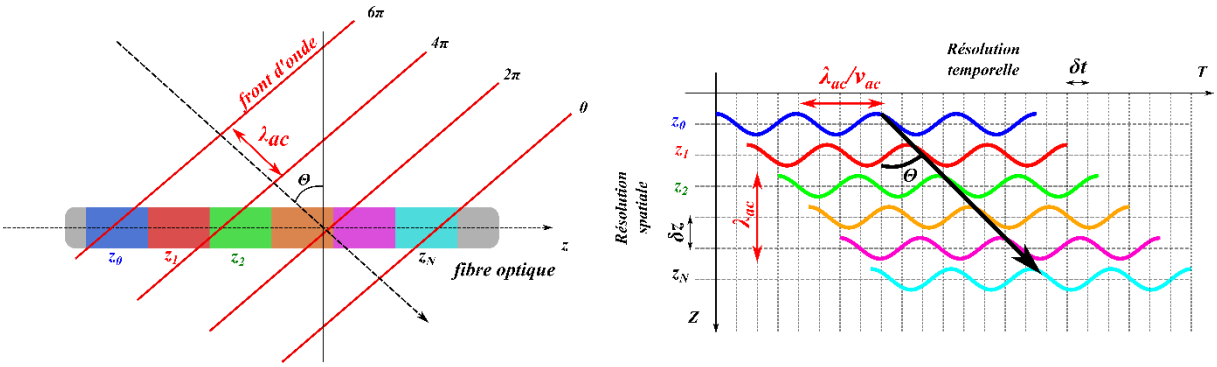


Figure 0.2 : Schéma de principe d'un capteur fibre DAS résolu temporellement et spatialement à la fréquence acoustique.

Néanmoins et pour certaines applications hautes fréquences, il est préférable d'accéder à des échantillonnages spatiaux plus courts toujours dans l'optique de respecter ce double critère résolution spatiale/résolution temporelle.

3. Les technologies du DAS

Pour ce faire, le domaine des DOFS acoustiques dispose de deux principales technologies inspirées des protocoles d'analyse RADAR : la réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR : Optical Time Domain Reflectometry) et fréquentiel (OFDR : Optical Frequency Domain Reflectometry).

L'OTDR interroge l'état du senseur par l'injection d'une succession d'impulsions lumineuses dans la fibre optique. En mesurant le temps de vol entre l'émission et la réception de ces impulsions, on est capable de reconstruire le profil en réflectivité de l'intégralité de la fibre [18]. Avec cette technique, la résolution spatiale est donnée par le produit entre la durée de ces impulsions lumineuses et leur vitesse de propagation divisée par 2 (pour prendre en compte l'aller-retour). L'échantillonnage de la fibre est ainsi d'autant plus petit que l'impulsion est courte : une résolution spatiale de 1 m nécessite par exemple une impulsion de 10 ns. Par ailleurs, le rapport signal sur bruit (Sound over Noise Ratio SNR) de la mesure est d'autant plus élevé que l'intensité optique injectée dans la fibre est importante.

Compte tenu des risques d'apparition d'effets non-linéaires et de dégradation de la fibre liés à l'injection d'une puissance optique crête trop importante dans la fibre optique, les technologies OTDR sont néanmoins limitées dans la finesse des impulsions optiques utilisées et ainsi contraintes en résolution spatiale accessible. Leur utilisation est donc plus généralement axée sur de la mesure longue portée (> 50 km) avec des résolutions spatiales dépassant aisément le mètre voire la dizaine de mètres et adressant des applications DAS tournées vers de la mesure acoustique très basse fréquence (de quelques Hz) comme pour le transport ferroviaire [29], la

surveillance de forages pétroliers, de gazoducs et d'oléoducs [30], [31] ou encore de sismologie sous-marine [23].

L'OFDR s'appuie quant à elle sur l'utilisation d'un signal optique laser continu dont la fréquence est modulée linéairement au cours du temps (Frequency Modulated Continuous Wave FMCW). Sur le modèle des interrogateurs RADAR FMCW, une interférence optique est générée entre cette forme d'onde modulée de référence et ce même signal retardé et rétrodiffusé en tout point de la fibre [32]. La transformée de Fourier du battement radiofréquence détecté conduit à l'obtention d'un spectre où chaque composante fréquentielle est reliée à une position du senseur. La plus petite distance accessible par la mesure (équivalente à l'échantillonnage fréquentiel de ce spectre) est alors égale au rapport entre la vitesse de groupe de l'onde optique divisée par deux fois l'amplitude de la modulation de fréquence (toujours pour l'aller-retour). Ainsi, plus la plage de modulation est importante et plus la résolution spatiale sur le capteur est fine. Pour atteindre une résolution spatiale de 1 m, une amplitude de modulation de fréquence de 100 MHz est par exemple nécessaire.

Contrairement à l'OTDR, cette technologie est capable d'accéder à des résolutions spatiales extrêmement faibles de quelques cm voir quelques µm en balayant les sources lasers de façon continue sur des plages de plusieurs nanomètres [33], [34]. Pour atteindre de telles valeurs, une parfaite linéarité de la modulation de fréquence doit néanmoins être garantie ce qui est d'autant plus complexe à obtenir dès lors que la rapidité de modulation est importante. En outre, la disponibilité limitée des sources accordables respectant ces critères restreint l'utilisation de l'OFDR à des mesures hautement résolues spatialement sur fibre courte avec des taux de répétitions de modulation assez faibles [35].

OTDR et OFDR sont donc deux technologies complémentaires vis-à-vis des applications DAS. Le tableau ci-après retranscrit de façon très générale cette complémentarité.

Tableau 0.1 : Performances générales de l'OTDR et l'OFDR appliquées à la mesure DAS.

Technologies	***Portée***	***Résolution spatiale***	***Résolution temporelle***	***Utilisation en DAS***
OTDR (impulsionnel)	1 km à 100 km	δz > 1 m Limitée par la durée de l'impulsion	δt < 1 ms (train d'impulsions à des cadences > 1 kHz)	😐 Très basse fréquence < 1 Hz [23]
OFDR (continue)	< 1 km	Entre 1 µm et 1 m Limitée par la forme d'onde	δt > 2 ms (taux de répétition de la forme d'onde < 500 Hz)	😐 [80 Hz : 2560 Hz] sur fibre < 30 m [35]

Au regard de ce tableau et des discussions précédentes, il apparait néanmoins l'extrême **difficulté de réaliser un capteur fibrée distribuée haute fréquence**, accédant à des bandes passantes de l'ordre du kHz et des résolutions spatiales suffisantes pour un traitement cohérent entre toutes les positions de la fibre.

4. Notre solution DAS et plan du manuscrit

Le contenu de ce manuscrit a donc pour objectif de mettre en lumière le travail mené pendant trois années et les choix technologiques apportés pour tenter de répondre à ce besoin.

Au vu de la contrainte en résolution spatiale mentionnée ci-dessus, notre choix s'est porté sur le développement technologique d'un interrogateur OFDR cohérent et dynamique sensible à la phase de la rétrodiffusion Rayleigh. Les enjeux qui entouraient ce choix étaient donc multiples :

- Vaincre les problèmes de non-linéarités de modulation qui contraignent les rapidités de balayage en fréquence et la bande passante acoustique de la mesure,
- Démontrer la faisabilité d'une mesure dynamique, capable de remonter à la phase de la perturbation acoustique détectée,
- Evaluer la sensibilité de cet interrogateur/son niveau de bruit capteur,
- Repousser la longueur de fibre sondée pour réaliser un interrogateur DAS $\phi-$ OFDR cohérent à longue distance.

Pour répondre à cela, nous développons une solution composée de 3 briques technologiques :

- Une source laser accordable rapidement en fréquence de fabrication Thales, préalablement étudiée pour des applications RADAR de génération de signaux radiofréquences [36] et de capteur thermique par effet Brillouin [37],
- Une architecture optoélectronique capable de mesurer précisément la phase du signal interférométrique,
- Un traitement numérique des données permettant de corriger les non-linéarités de modulation de fréquence et d'extraire un signal capteur en tout point de la fibre.

Dans ce document, trois grandes parties illustrent le travail mené sur ces différentes briques technologiques.

Le premier chapitre présente un état de l'art des capteurs acoustiques fibrés distribués existants pour mieux cadrer les exigences et le contexte dans lequel s'inscrit ce projet. A l'aide de quelques exemples de publications récentes du domaine, nous définissons les grandeurs et notions clés qui permettent de quantifier la qualité et les performances d'un capteur fibre optique. Nous décrivons notamment les sensibilités atteintes récemment par les principaux interrogateurs DAS du domaine.

Une deuxième partie se focalise ensuite plus spécifiquement sur la gestion de formes d'ondes modulées en fréquence, nécessaire à l'établissement d'un interrogateur DAS en OFDR. Nous présentons une solution algorithmique de post-traitement numérique des données permettant la compensation des non-linéarités de modulation laser. Nous évaluons notamment la robustesse de cet algorithme en comparant son efficacité pour différentes sources lasers accordables et pour différentes formes d'onde.

Une fois cette analyse menée, nous consacrons finalement une dernière partie à la présentation des performances de notre interrogateur DAS sur une fibre de plus de 8 km. Nous démontrons la faisabilité d'une mesure résolue en phase avec la quantification d'un niveau de sensibilité capteur. Nous présentons enfin une étude permettant d'estimer les sources de bruit limitant les performances du système en comparant à nouveau les résultats obtenus pour différentes sources agiles en fréquence.

Chapitre I

Etat de l’art des capteurs acoustiques distribués à base de fibre optique

Table des matières

A. Méthodes de mesure par fibre optique répartie 35
A.1. Les mécanismes de diffusion dans les fibres optiques 35
A.1.a. La rétrodiffusion Raman 35
A.1.b. La rétrodiffusion Brillouin 36
A.1.c. La rétrodiffusion Rayleigh 37
A.2. Les systèmes d'interrogation distribués à base de rétrodiffusion Rayleigh 38
A.2.a. La réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) 38
A.2.b. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) 40
A.2.c. Les technologies sensibles à la phase de la rétrodiffusion Rayleigh 45
A.3. Les technologies couplées 48
A.3.a. Le Time-Gated Digital OFDR (TGD – OFDR) 48
A.3.b. Le chirped pulse OTDR (CP-ϕOTDR) 51
B. Eléments importants d'un interrogateur DAS 53
B.1. Les grandeurs caractéristiques des performances systèmes 53
B.1.a. Résolution spatiale statique et dynamique 53
B.1.b. Bande passante acoustique 55
B.1.c. Sensibilité et dynamique du capteur 56
B.2. La limite principale des systèmes DAS : le *fading* 58
B.2.a. le fading de polarisation 59
B.2.b. le fading interférométrique 59
B.3. Les traitements numériques pour la détection de contraintes 61
C. Résultats récents et marquants publiés sur le DAS 63
C.1. Evolution des technologies en laboratoire 63
C.1.a. ϕ-OTDR à double impulsion 63
C.1.b. Compression d'impulsions modulées en fréquence 66
C.2. Mesures en conditions réelles 69
C.3. Récapitulatif des performances DAS et état du marché 73
D. Notre choix technologique : la solution DAS « FMCW » Thales 78
D.1. Choix de la source laser 78
D.2. Démonstrations préliminaires à la thèse (PFE 2018) 79
D.2.a. Première architecture système 80
D.2.b. Détection de contraintes piézo-électriques et phase interférométrique 81
D.2.c. Conservation de phase relative 82
E. Conclusion 83

A. Méthodes de mesure par fibre optique répartie

Dans ce paragraphe, nous discutons des différentes technologies de mesure par fibre optique répartie existantes. Après une brève présentation des mécanismes de diffusion dans les fibres optiques, nous spécifions ensuite notre propos sur les capteurs acoustiques fibrés et distribués dits DAS (*Distributed Acoustic Sensing*).

A.1. Les mécanismes de diffusion dans les fibres optiques

Les technologies capteurs fibres optiques distribués reposent aujourd'hui sur les différents mécanismes de diffusion de la lumière dans les fibres optiques. Comme représenté Figure I.3, ils sont au nombre de trois : la diffusion Rayleigh, Brillouin et Raman.

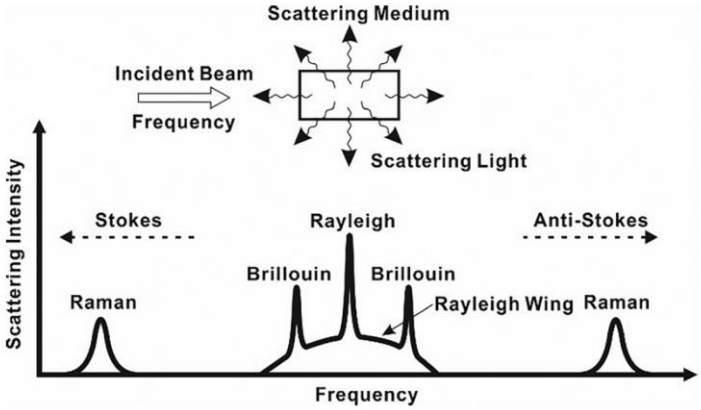


Figure I.3 : Schéma d'un spectre de diffusion spontanée d'une fibre optique. (P.Lu et al., Applied Physics Reviews [38])

Les mécanismes de diffusion sont des processus spontanés et aléatoires, causés par des variations locales de diverses propriétés de la fibre sous test (quantiques, thermiques, optiques…). Une diffusion stimulée de la lumière peut néanmoins apparaître pour des puissances optiques incidentes plus importantes.

Souvent considérés comme des effets nuisibles et indésirables dans les systèmes optoélectroniques, limitant entre autre la transmission optique dans les systèmes de télécommunication, les premiers travaux menés sur la rétrodiffusion dans les guides optiques au milieu des années 70 ont permis de montrer l'intérêt de ces phénomènes dans la caractérisation fine des structures fibrées [18].

Chaque mécanisme de rétrodiffusion présente ses propres spécificités et l'application d'une contrainte extérieure localisée sur la fibre peut se traduire par une modification du signal optique qui contre-propage au niveau de son amplitude, de sa fréquence, de sa polarisation ou de sa phase. Par ailleurs, chacun de ces phénomènes diffusant possède une sensibilité particulière en fonction de la nature de la contrainte appliquée sur la câble (thermique, pression, acoustique…). En ce sens, chaque mode de diffusion conduit au développement d'une technologie spécifique en fonction du type d'excitation que l'on souhaite évaluer.

Dans la suite nous présentons succinctement chacun des mécanismes de diffusion.

A.1.a. La rétrodiffusion Raman

La diffusion Raman dans les fibres optiques a été mise en évidence pour la première fois par le scientifique du même nom en 1928 [39]. Il s'agit d'un phénomène inélastique dans lequel le faisceau d'incidence excite les états vibrationnels électriques de l'atome ou de la molécule conduisant à la réémission d'un photon de fréquence différente.

Ce décalage Raman est défini par l'écart entre les différents niveaux d'énergie de l'élément traversé. L'analyse spectrale de ce signal diffusé permet notamment d'obtenir une empreinte caractéristique du matériau diffusant. Dans les fibres optiques, ce décalage est de l'ordre de 13 THz.

A l'inverse des autres mécanismes de diffusion, la rétrodiffusion Raman est très majoritairement sensible à la température et ne reste que très faiblement impactée par l'application de contraintes de pression ou de déformation sur le câble [40]. Les variations de température se matérialisent par un décalage de la fréquence diffusée, une modification de l'intensité mesurée et un élargissement du pic Raman [41], [42].

L'une des difficultés majeures de l'intégration de l'effet Raman dans les systèmes capteurs fibres distribués est la faiblesse de l'intensité rétrodiffusée. L'utilisation de lasers de grandes puissances optiques, de photo-détecteurs de hautes sensibilités et de filtres passe-bandes spectralement fins permettent de récolter plus de photons Raman tout en limitant les processus de diffusion stimulée (Brillouin, Raman) [43].

Les capteurs thermiques distribués (*Distributed Temperature Sensors* DTS) basés sur l'effet Raman sont aujourd'hui largement déployés sur le marché et de nombreuses entreprises proposent leur solution pour des applications de contrôle intégré de santé (*Structural Health Monitoring*, SHM). On trouve par exemple le cas des entreprises AP Sensing, qui propose un DTS N45-Series accédant à une mesure thermique sur près de 70 km, Bandweaver, avec un T-laser DTS qui interroge une fibre de 40 km tous les mètres, ou encore Opsens avec le Sentinel DTS qui développe un interrogateur monomode ou multimode avec des sensibilités thermiques inférieures à 0,01°C pour des longueurs de fibre et des résolutions spatiales comparables [44].

A.1.b. La rétrodiffusion Brillouin

La rétrodiffusion Brillouin porte le nom de Léon Brillouin qui prédit, en 1922, l'établissement d'une diffusion de la lumière causé par la présence d'ondes acoustiques excitées thermiquement dans la silice [45]. Ces ondes acoustiques, appelées aussi phonons acoustiques, sont des ondes de pression progressives qui conduisent à l'inscription d'une onde d'indice de réfraction dans le milieu.

L'interaction photon-phonon qui en résulte conduit à un processus inélastique de diffusion de la lumière. Le faisceau rétrodiffusé est décalé en fréquence d'une quantité égale à la fréquence de l'onde sonore. Dans les fibres optiques, les phonons acoustiques sont guidés selon l'axe de de la fibre et le décalage de fréquence imposé par la diffusion est maximisé en contre-propagation. Ce décalage vaut environ 10 GHz.

La rétrodiffusion Brillouin présente une grande sensibilité aux déformations mécaniques et thermiques de la fibre ce qui en fait un support très intéressant pour différentes applications capteurs fibres telles que la surveillance de zones à risque, d'ouvrages ou encore d'oléoducs et gazoducs. Aujourd'hui, on retrouve principalement deux technologies qui reposent sur ce processus de diffusion que sont le BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) et

le BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analyis*) que nous ne détaillons pas dans ce manuscrit [46], [47].

Des interrogateurs industriels de mesure simultanée de pression et de température sont aujourd'hui accessibles sur le marché. On peut citer l'entreprise OZ Optics qui propose des interrogateurs BOTDA et BOTDR pour de la mesure de température et de déformée sur des fibres de 70 à 160 km avec des résolutions spatiales allant d'une dizaine de centimètres au mètre [48]. Egalement l'entreprise Febus Optics avec un interrogateur Febus G1-R, capable d'accéder à des sensibilités thermiques et de déformée de respectivement 0,2°C et 4 µm/m sur une portée de 100 km avec des résolutions spatiales comprises entre 1 m et 20 m avec un temps d'acquisition réduit à la centaine de ms [49]. Mentionnons enfin l'interrogateur fTB 5020 de chez fibrisTerre, analysant la rétrodiffusion Brillouin dans le domaine fréquentiel et également capable d'interroger une fibre de plus de 50 km avec des résolutions spatiales métriques voir submétriques, des sensibilités à la déformation inférieures au µstrain (voir I.B) et une précision thermique de l'ordre du dixième de degré [50].

A.1.c. La rétrodiffusion Rayleigh

La rétrodiffusion Rayleigh est induite par une inhomogénéité de l'indice de réfraction le long de la fibre sensible. Cette variation d'indice est inhérente au procédé de fabrication de la fibre optique qui génère un certain nombre de défauts dans la structure, notamment à l'étape de refroidissement de la silice [51].

Comme schématisé Figure I.3, c'est un processus de diffusion élastique de la lumière qui transmet un signal de même fréquence optique que le faisceau d'incidence.

La rétrodiffusion Rayleigh est l'une des causes principales de pertes par propagation dans les fibres optiques. C'est un phénomène linéaire qui génère une intensité rétrodiffusée proportionnelle à l'intensité d'incidence.

Cette intensité est également et surtout fortement dépendante de la longueur d'onde λ du faisceaux injectée : elle varie en $1/\lambda^4$ [51]. Ainsi, plus la longueur d'onde est faible et plus la rétrodiffusion est importante (et plus les pertes à la propagation sont grandes).

Aujourd'hui, ce mécanisme de diffusion est le support de très nombreuses technologies capteurs fibres notamment pour la détection de contraintes de pression allant de la sismologie à l'acoustique sous-marine. Elle constitue la brique élémentaire de deux des technologies capteurs fibres distribuées les plus répandues que sont la réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) ou fréquentiel (OFDR) (voir I.A.2). Pour ces technologies, la puissance optique d'incidence reste relativement faible et la rétrodiffusion Rayleigh s'établit spontanément et de façon non-directive. A titre d'exemple, pour une impulsion lumineuse de durée 200 ns et une atténuation optique de 1 dB/km à la longueur d'onde 1 µm, le rapport entre la puissance optique injectée dans la fibre et celle mesurée à la rétrodiffusion et de l'ordre de –55 dB [52].

Parmi les mécanismes de diffusion évoqués précédemment et dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons ici exclusivement à la rétrodiffusion Rayleigh qui présente de bonnes prédispositions pour la détection de contraintes mécaniques et acoustiques avec des puissances optiques nécessaires à son interrogation plus faibles que pour les processus Raman et Brillouin.

La suite de ce paragraphe présente ainsi les principales technologies qui s'appuient sur cette rétrodiffusion et qui présentent aujourd'hui les meilleures performances en terme de capteur acoustique distribué.

A.2. Les systèmes d'interrogation distribués à base de rétrodiffusion Rayleigh

A.2.a. La réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR)

La réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) a été proposée pour la première fois par Barnoski et al. en 1976 pour inspecter l'état des fibres de télécommunication et détecter la présence de défauts ou de cassures par une technique simple de réflectométrie optique [18]. On représente schématiquement Figure I.4 l'architecture d'un montage OTDR basique.

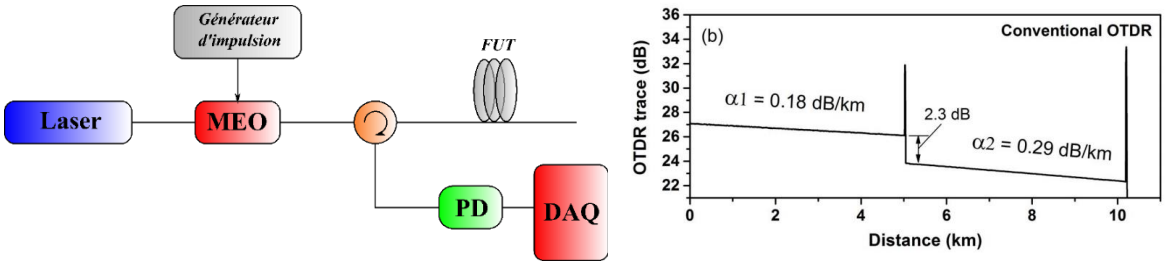


Figure I.4 : (Gauche) Schéma de principe de l'architecture OTDR. Abréviations : MEO : modulateur électro-optique, PD : photodiode, DAQ : système d'acquisition, FUT : fibre sous test.(Droite) Trace OTDR classique (Dong et al.,IEEE Photonics Journal, [53]).

Cette technologie repose sur la génération d'une impulsion optique de courte durée et de haute intensité. L'obtention de cette lumière pulsée peut être obtenue de différentes manières. Comme représenté schématiquement, on peut par exemple coupler une diode laser et un modulateur électro-optique (MEO) commandé par un générateur d'impulsion électrique ou utiliser un laser verrouillé en phase ou impulsionnel.

Cette source de lumière pulsée traverse une première fois un circulateur, est injectée dans la fibre sensible, rétrodiffuse en tout point par effet Rayleigh, repasse à nouveau par le circulateur et est finalement détectée et analysée par une photodiode et un système d'acquisition (DAQ).

Le signal ainsi mesuré est ensuite analysé dans le domaine temporel et associe à chaque instant t de la trace temporelle une position z de la fibre telle que :

$$z = \frac{c}{2n} t = \frac{v_g}{2} t \qquad \text{I.A.1}$$

Où n est l'indice de réfraction effectif de la fibre, c la célérité de la lumière dans le vide, t l'instant d'arrivée et v_g la vitesse de groupe. Le facteur 2 fait référence à l'aller-retour de l'impulsion dans la fibre.

Afin de mesurer précisément la position z rétro-diffusante, le DAQ est synchronisé avec la génération d'impulsion ce qui permet de définir proprement la base t des temps de propagations. Le profil de la fibre sous test (FUT) est ensuite reconstruit en mesurant l'intensité rétrodiffusée

en chacun de ces instants t. On est alors capable de distinguer la présence de défauts dans la fibre, de cassures, ou de changements de nature de fibre par une modification de l'atténuation optique à la propagation (voir Figure I.4 de droite).

L'application d'une contrainte extérieure peut également être mesurée par la variation de ce profil d'intensité entre deux mesures.

Dans un système OTDR, la dynamique de la mesure (résolution spatiale, sensibilité du capteur, longueur de fibre) est fonction de plusieurs paramètres. Elle dépend de la dimension de l'impulsion, de son intensité et de la sensibilité de la photodiode.

La durée de l'impulsion τ_{pulse} définit le plus petit intervalle de temps résolu par la mesure. Cela conditionne ainsi la résolution spatiale δz telle que :

$$\delta z = \frac{v_g \tau_{pulse}}{2} \qquad \text{I.A.2}$$

Ainsi, plus τ_{pulse} est petit et plus la résolution spatiale l'est également. Pour atteindre une résolution spatiale de 1 m, une impulsion de 10 ns est donc nécessaire ce qui est technologique difficile à réaliser.

Le rapport signal sur bruit (SNR) de la mesure OTDR est quant à lui fonction de la puissance optique rétrodiffusée détectée au niveau de la photodiode. A une position z donnée, la fraction de la puissance optique rétrodiffusée s'écrit [38] :

$$P(z) = \frac{v_g \tau_{pulse}}{2} \eta \alpha_s(z) P_0 \exp\left(\int_0^z \alpha(x) dx\right) \qquad \text{I.A.3}$$

Où P_0 est la puissance d'entrée injectée dans la fibre, α_s le facteur d'atténuation lié à la rétrodiffusion Rayleigh, α le facteur d'atténuation global qui combine à la fois les pertes par rétrodiffusion Rayleigh et les pertes par absorption et η l'efficacité de collection de la lumière diffusée par la fibre capteur fonction de son indice de réfraction, du diamètre du mode optique et de l'ouverture numérique.

Cette expression permet d'illustrer la dépendance du niveau de signal rétrodiffusé à une position en fonction de la résolution spatiale et donc de la durée de l'impulsion. En effet, en couplant I.A.2 et I.A.3, il est à noter que plus la résolution spatiale est petite (éq. plus l'impulsion est courte) et plus l'intensité mesurée à l'abscisse z sera faible (donc plus le SNR sera faible également).

Il y a donc un compromis entre le SNR de la mesure et la résolution spatiale sur le capteur : une impulsion plus large permet d'augmenter l'intensité du signal localement rétrodiffusée et de repousser la longueur de fibre capteur mais fait perdre en résolution spatiale.

Par ailleurs, il existe également deux écueils supplémentaires à éviter en OTDR qui concernent la puissance optique injectée dans la fibre et la bande passante du système de détection/acquisition.

Une puissance crête trop importante conduit à l'établissement d'effets non-linéaires et à un risque de dégradation de la fibre. Parmi ces effets on retrouve deux catégories : les phénomènes de réfractions non-linéaires que sont l'auto-modulation de phase (*Self-Phase Modulation* SPM), la modulation de phase croisée (*Cross-Phase Modulation* CPM) et le mélange quatre ondes (*Four-Wave Mixing* FWM) ainsi que les diffusions inélastiques stimulés Brillouin et Raman (*Stimulated Brillouin & Raman Scattering* SBS et SRS) [54]. Dans une fibre monomode de télécommunication standard, SPM et SBS sont les deux contributions majeures. SPM apparaît pour des puissances crêtes de l'ordre de 20 mW tandis que SBS est fonction à la fois de la puissance crête, de la longueur d'onde laser et de la longueur de fibre sondée [55]. Ainsi, la puissance injectable dans le senseur est limitée ce qui réduit encore davantage la sensibilité maximale accessible par le système.

Concernant maintenant le choix des composants du bloc d'acquisition/détection, celui-ci est également conditionné par τ_{pulse}. En effet, l'échantillonnage temporel δt doit pouvoir échantillonner τ_{pulse} pour résoudre δz. Cela impose un critère de Nyquist temporel tel que $\delta t < \frac{\tau_{pulse}}{2}$. A titre d'exemple, pour atteindre une résolution spatiale de 1 m sur la fibre, la fréquence minimale d'échantillonnage de système d'acquisition ainsi que la bande passante de la photodiode doivent être au minimum de 200 MHz.

Au vu de tous ces critères, la technologie OTDR a donc été principalement orientée vers des applications de mesure longue distance avec des résolutions spatiales métriques. Pour atteindre des résolutions spatiales plus petites, une approche différente de capteur distribué a donc été développée en parallèle de cette technologie.

A.2.b. La réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR)

La réflectométrie optique dans le domaines fréquentiel (OFDR) a été introduite pour la première fois par W. Eickhoff et al. en 1981 sur une fibre optique monomode [32]. On représente Figure I.5 une figure schématisée d'un système OFDR standard.

La brique élémentaire qui conditionne la faisabilité de la mesure OFDR est la génération continue d'un signal optique modulé linéairement en fréquence. On parle de technologie « FMCW » pour *Frequency Modulated Continuous Wave.*

La génération de signaux FMCW peut être réalisée en modulant directement la fréquence d'émission d'un laser accordable (dit TLS pour *Tunable Laser Source)* en jouant sur le courant de pompe ou la tension de polarisation d'un électro-optique (EO) disposé à l'intérieur de la cavité. Il est également possible d'utiliser un modulateur externe commandé par un synthétiseur RF pour moduler le faisceau en sortie de cavité [56].

Le motif de la modulation de fréquence, appelé aussi forme d'onde, est configurable selon plusieurs paramètres qui ont chacun une incidence sur les performances dynamiques du système.

On note Δf l'amplitude de modulation, qui définit la bande de fréquence balayée par la source pendant la période d'un motif, T_{mod} la période de ce motif et $\gamma = \Delta f / T_{mod}$ la rapidité de modulation.

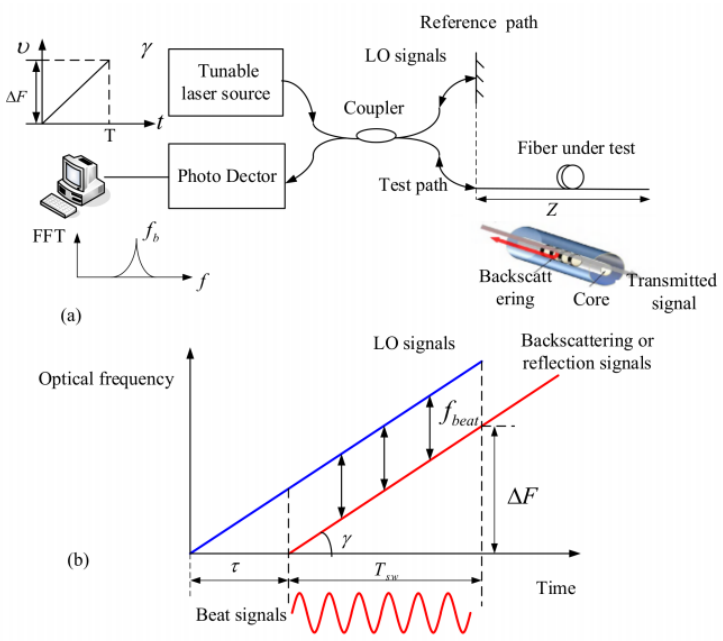


Figure I.5 : Schéma de principe de la technologie OFDR. a) Architecture système b) Principe de l'interférométrie fréquentielle. (Ding et al., Sensors [57])

Comme représenté schématiquement Figure I.5, le signal optique ainsi modulé est injecté dans un interféromètre déséquilibré type Michelson ou Mach-Zehnder. En supposant la modulation de fréquence idéale, i.e. parfaitement linéaire, le champ optique ainsi injecté dans l'interféromètre s'écrit sur la durée d'un front montant (voir Figure I.5.b) :

$$E(t) = E_0 \exp(i\{2\pi f_0 t + \pi\gamma t^2 + \phi(t)\}) \qquad \text{I.A.4}$$

Où E_0 est l'amplitude initiale du champ optique, $\phi(t)$ une phase aléatoire et f_0 la fréquence centrale de la source non-modulée.

Après le passage par un premier coupleur, la lumière est ainsi séparée en deux. Une partie est envoyée vers le bras de référence qui sert d'oscillateur local (OL) tandis que l'autre est injectée dans la fibre sensible. La lumière rétrodiffuse alors en tout point de la fibre. Dans un modèle simplifié et ponctuel, le champ E_{FUT} rétrodiffusé à une position $z_0 = \frac{c}{2n}\tau$ s'écrit :

$$E_{FUT}(t) = \sqrt{R(\tau)}E_0.\exp\left(2i\pi\left\{f_0(t-\tau) + \frac{\gamma}{2}(t-\tau)^2 + \phi(t-\tau)\right\}\right) \qquad \text{I.A.5}$$

Où R est la réflectivité de la fibre au retard optique τ. Le faisceau optique issu de la rétrodiffusion Rayleigh ainsi que l'OL sont ensuite recombinés sur une PD en sortie d'interféromètre puis analysés à l'aide d'un système d'acquisition. Le photo-courant I_{PD} résultant de cette recombinaison s'écrit alors pour tout retard optique τ :

$$I_{PD}(t) \sim |E(t) + E_{FUT}(t)|^2$$

$$= E_0^2\left\{1 + R(\tau) + 2\sqrt{R(\tau)}\cos[2\pi f_0\tau - \pi\gamma\tau^2 + 2\pi\gamma\tau t + \phi(t) - \phi(t-\tau)\,]\right\} \qquad \text{I.A.6}$$

En posant alors $f_b = \gamma\tau$, le signal d'interférence ainsi obtenu est un signal de battement dont la fréquence f_b est directement reliée à la position z_0 de l'élément rétrodiffusant dans la fibre $\left(f_b = \frac{2n\gamma z_0}{c}\right)$ (voir Figure I.5.b).

Ainsi, pour tout retard optique τ de la FUT considérée, la technologie OFDR permet d'associer une fréquence de battement unique à chaque position de la fibre.

La transformée de Fourier de I_{PD} conduit alors à l'obtention d'un spectre de battement, dit spectre OFDR. Dans le cas idéal où la différence de phase $\phi(t) - \phi(t-\tau)$ est négligeable, celui-ci fournit une photographie instantanée de l'état de la rétrodiffusion sur la fibre sensible où chaque fréquence du spectre, correspondant à une position donnée du capteur proprement localisée et dont on peut étudier à la fois l'amplitude et la phase. Ce résultat a été démontré analytiquement en écrivant E_{FUT} comme le champ optique accumulé, résultant du continuum de rétrodiffusions Rayleigh sur toute la longueur L de la fibre (intégrale selon l'axe z) [58].

L'approche dynamique en OFDR consiste alors à réévaluer ces spectres à intervalles de temps réguliers, intervalles de temps qui peuvent correspondre à la fréquence de répétition du motif $f_{mod} = 1/T_{mod}$ [59].

L'atout majeur de l'OFDR est de pouvoir atteindre des résolutions spatiales sur le capteur bien plus faibles que celles accessibles par l'OTDR et avec une plus grande agilité. Cette résolution spatiale δz est conditionnée par l'amplitude de modulation Δf telle que:

$$\delta z.\Delta f = \frac{c}{2n} = \frac{v_g}{2} \qquad \text{I.A.7}$$

Par cette expression, δz est d'autant plus petit que Δf est important. Une valeur étalon de la relation I.A.7 est généralement donnée pour une longueur d'onde laser de 1550 nm : le produit $\delta z.\Delta f$ vaut alors environ 100 m.MHz. A titre d'exemple, une amplitude théorique de modulation de 1 GHz conduit à une résolution spatiale sur le capteur de l'ordre de 10 cm.

On schématise cette agilité en résolution spatiale sur la Figure I.6 ci-après. Sur cette représentation, on considère une portion de fibre sensible de dimension ΔL déportée à une distance L_0 de l'entrée du capteur. La rétrodiffusion Rayleigh s'établit de façon distribuée et stochastique sur tout cette portion : on schématise cela par la présence de défauts, nommés centres diffuseurs, distribués aléatoirement le long de la fibre.

Comme représenté ci-dessous, l'injection d'un faisceau optique modulé linéairement en fréquence conduit à subdiviser virtuellement la fibre capteur en sous-portions de dimension δz. Chaque composante spectrale du profil OFDR alors obtenue réfère à une de ces portions sur laquelle est évaluée localement la rétrodiffusion Rayleigh. Le spectre OFDR comporte donc un nombre de points égal au nombre N de ces sous-capteurs « virtuels » qui échantillonnent la fibre sensible $\left(N = \frac{L}{\delta z}\right)$.

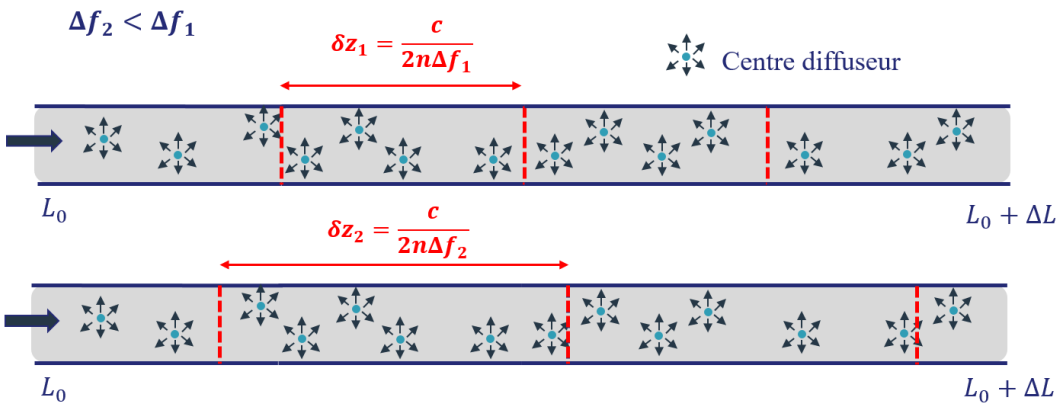


Figure I.6 : Schéma de principe de l'échantillonnage spatial en OFDR sur une portion de fibre.

En modifiant l'amplitude de modulation, ce « pas » capteur est ajustable et permet d'atteindre des performances très variées sans modification de la fibre monomode utilisée. On trouve aujourd'hui des TLS qui présentent des agilités de modulation très diverses allant de la centaine de MHz à plusieurs nanomètres de balayage ce qui offre la possibilité d'atteindre des résolutions spatiales allant du mètre à la dizaine de micromètre [60].

Au même titre que pour l'OTDR, les performances des systèmes OFDR sont limitées par différents éléments qu'il faut pouvoir maîtriser.

Le paramètre majeur qui contribue à réduire la qualité de la mesure est la présence d'une non-linéarité de modulation de fréquence. Cette non-linéarité impacte directement la résolution spatiale.

A titre d'exemple, on représente Figure I.7 le cas expérimental d'une modulation de fréquence non-linéaire obtenue sur un laser commercial RIO Orion modulé selon une forme d'onde en dent de scie symétrique pour une amplitude Δf de 120 MHz et une fréquence de répétition f_{mod} = 1,6 kHz.

Le faisceau modulé ainsi obtenu est injecté dans un interféromètre Mach-Zehnder déséquilibré (UMZI). La lumière est séparée en deux au niveau d'un premier coupleur 3 dB et est injectée dans deux bras optiques fibrés dont l'un sert de LO et l'autre de ligne à retard τ. Dans cette exemple la longueur de cette ligne est de 100 m. Les faisceaux sont ensuite recombinés par un nouveau coupleur 3 dB et l'interférence est détectée sur une PD. Cette détection dite « auto-hétérodyne » permet de générer un signal de battement monochromatique de référence à la fréquence $f_b = \gamma\tau$ et offre la possibilité d'évaluer la non-linéarité de modulation laser.

Sur la courbe de gauche de la Figure I.7 qui représente la fréquence instantanée émise par le laser $\nu(t) - \nu_0$, avec ν_0 la fréquence centrale d'émission laser qui vaut environ 193 THz, la non-linéarité de modulation est clairement visible. Le front montant de la modulation est parabolique et les changements de pente du triangle arrondis.

La conséquence de cette non-linéarité est alors clairement visible sur la courbe de droite qui représente la transformée de Fourier du signal d'interférence.

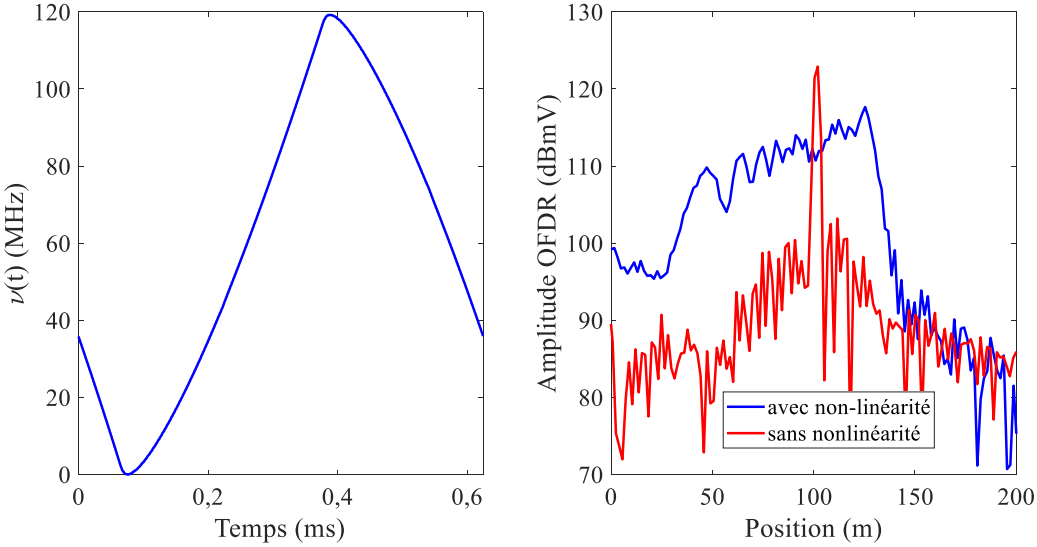


Figure I.7 : (Gauche) Modulation de fréquence d'un laser RIO Orion modulé en dent de scie symétrique avec $f_{mod} = 1{,}6\ kHz$ et $\Delta f = 120$ MHz. (Droite) Allure du signal de battement avec (bleu) et sans (rouge) non-linéarité.

Dans le cas idéal d'une modulation parfaitement linéaire, le battement optique obtenu en sortie d'UMZI génère un pic unique localisé à 100 m, correspondant à la longueur de la ligne à retard et dont la largeur à mi-hauteur équivaut à la résolution spatiale δz établie à l'équation I.A.7 (tracé rouge). Dans le cas réel de cette expérience, ce n'est très clairement pas le cas (tracé bleu). La non-linéarité induit un élargissement important de ce pic qui s'étale sur plusieurs mètres empêchant ainsi de localiser proprement chaque position de la fibre en OFDR.

Un autre paramètre qui contraint les performances des systèmes OFDR est le terme différentiel de phase $\phi(t) - \phi(t - \tau)$ associé au bruit de phase stochastique de la source laser modulé. Négligeable sur les premiers mètres de fibre, ce terme devient de plus en plus important au fur et à mesure que la longueur du capteur augmente et que les retards optiques τ se rapprochent du temps de cohérence de la source laser utilisée [61].

A travers ces deux critères de linéarité de modulation et de bruit de phase stochastique, l'enjeu principal de la technologie OFDR cohérent réside donc dans l'existence de sources lasers de grande finesse spectrale et accordables le plus linéairement possible, de préférence sur de larges gammes de fréquence. Les TLS sont donc généralement des sources onéreuses.

Comme pour l'OTDR, l'OFDR nécessite également des capacités d'acquisition importantes. Pour visualiser l'intégralité de la fibre capteur, il faut pouvoir échantillonner le battement optique généré par la rétrodiffusion Rayleigh de l'extrémité du senseur. Cela conditionne le choix des photodiodes en terme de bande passante ainsi que la fréquence d'échantillonnage f_s du système d'acquisition. Un critère de Nyquist s'impose alors tel que $f_s \geq \gamma \tau_{max}/2$ avec τ_{max} le retard optique maximum observé. A titre d'exemple, pour une modulation laser sur une durée de 1 ms, d'amplitude $\Delta f = 1\ GHz$ et une fibre de télécommunication standard de 10 km de longueur, une fréquence de battement maximum de 100 MHz est atteinte ce qui nécessite un échantillonneur de fréquence supérieure à 200 MHz.

Pour toutes les raisons évoquées précédemment, l'OFDR a donc été très longtemps réservé à de la mesure sur fibre courte hautement résolue spatialement et les premiers interrogateurs OFDR commerciaux limités à la centaine de mètre [35].

A.2.c. Les technologies sensibles à la phase de la rétrodiffusion Rayleigh

Historiquement, les premières analyses capteurs fibres optiques distribuées en OTDR et en OFDR ont été menées sur l'intensité du signal rétrodiffusée qui permettait de localiser aisément l'application d'une contrainte extérieure. H.F. Taylor démontre notamment en 1993 la possibilité d'extraire l'information de vibration d'une fibre optique en interrogeant l'intensité lumineuse de la rétrodiffusion Rayleigh issue d'un laser de faible largeur de raie [62]. La mesure quantitative du niveau de contrainte reste néanmoins inaccessible par cette méthode, car la réponse de l'intensité à une perturbation extérieure est non-linéaire [63].

Aujourd'hui, la phase de la rétrodiffusion Rayleigh est bien plus largement exploitée car sa réponse à la contrainte est linéaire et permet ainsi de garantir la fidélité du signal. Elle fournit notamment une information plus détaillée de l'excitation appliquée avec une meilleure sensibilité [64].

Dans un modèle simplifié qui considère la fibre optique comme un continuum de réflecteurs individuels dispersés le long de la fibre sensible, la phase φ de la lumière qui rétrodiffuse depuis une position z_0 peut s'écrire [65] :

$$\varphi(z_0) = 2\int_0^{z_0} k.n(x)dx \qquad \text{I.A.8}$$

Où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde et n l'indice de réfraction de la fibre. La phase φ de lumière rétrodiffusée depuis l'abscisse z_0 est intégrée sur toute la portion de fibre traversée. En absence de perturbation extérieure, n est une constante de l'espace et $\varphi(z_0) = 2kn_0z_0$.

En revanche, l'application d'une contrainte sur une portion L de la fibre située autour de l'abscisse z_0 (entre $z_0 - \frac{L}{2}$ et $z_0 + \frac{L}{2}$) induit une modification de l'indice de réfraction par effet photo-élastique. En notant ϵ la déformation imposée à la fibre par la contrainte, la variation d'indice induite en tout point z de la portion de fibre soumise à la contrainte s'écrit : $n(z) = n_0 + C_\epsilon\epsilon(z)$ où C_ϵ est le coefficient photo-élastique.

La phase résultante du signal optique rétrodiffusé à une position $z \in \left[z_0 - \frac{L}{2} : z_0 + \frac{L}{2}\right]$ s'écrit alors :

$$\varphi(z) = 2\int_0^{z_0-\frac{L}{2}} k.n(x)dx + 2\int_{z_0-\frac{L}{2}}^{z} k.n(x)dx \qquad \text{I.A.9}$$

En développant l'équation I.A.9, on trouve alors :

$$\varphi(z) = 2kn_0\left[z_0 - \frac{L}{2}\right] + 2k \int_{z_0-\frac{L}{2}}^{z} \left(n_0 + C_\epsilon \epsilon(x)\right)dx$$
$$= 2kn_0 z + 2kC_\epsilon \int_{z_0-\frac{L}{2}}^{z} \epsilon(x)dx \qquad \text{I.A.10}$$

La phase ainsi relevée se décompose en deux termes : une première partie qui correspond au déphasage récurrent visible sur la portion de fibre au repos (reproductible au cours du temps) et une seconde qui concerne exclusivement la section du capteur soumise à la contrainte.

De même, on écrit à l'abscisse $z + dz$ (toujours $< z_0 + \frac{L}{2}$) :

$$\varphi(z + dz) = 2kn_0[z + dz] + 2kC_\epsilon \int_{z_0-L}^{z+dz} \epsilon(x)dx \qquad \text{I.A.11}$$

La différence de phase entre ces deux positions est proportionnelle à la dérivée de la phase cumulée jusqu'à l'abscisse z :

$$\varphi(z + dz) - \varphi(z) \sim dz.\frac{d\varphi}{dz}(z) = 2kn_0 dz + 2kC_\epsilon \int_{z}^{z+dz} \epsilon(x)dx \qquad \text{I.A.12}$$

Sur la portion de fibre infinitésimale dz, ϵ est considéré comme constant ce qui permet d'écrire finalement [58] :

$$\frac{d\varphi}{dz}(z) = 2k[n_0 + C_\epsilon \epsilon(z)] \qquad \text{I.A.13}$$

Ainsi, la dérivée spatiale de la phase de la rétrodiffusion Rayleigh est proportionnelle à l'excitation appliquée sur la fibre. Mesurer ce terme $d\varphi/dz$ en chaque point du senseur est un enjeu majeur des capteurs acoustiques distribués à fibre optique.

Aujourd'hui, le développement de technologies sensibles à la phase est permis par l'apparition de sources optiques de plus grandes puretés spectrales, par l'évolution des architectures systèmes et des traitements du signal.

L'intérêt des lasers fins spectralement réside dans la grande stabilité de la phase du faisceau optique émis et de la distance de propagation sur laquelle cette stabilité reste valable. Sur des longueurs de fibre importantes mais toujours en deçà de la longueur de cohérence laser, le bruit de phase ramené par la source reste négligeable vis-à-vis de φ, ce qui permet la détection d'un éventuel déphasage imposé par l'application d'une contrainte extérieure sur la fibre.

Pour tirer profit de ces sources, leur utilisation se couple généralement avec le choix d'une détection cohérente du signal rétrodiffusé qui permet un gain significatif en rapport signal sur bruit (SNR). Elle repose la plupart du temps sur l'utilisation d'interféromètres déséquilibrés fibrés type Mach-Zehnder ou Michelson, déjà utilisés dans les systèmes OFDR (voir I.A.2.b).

Cette détection est dite « homodyne » dans le cas où la recombinaison est directe entre le signal rétrodiffusé et l'oscillateur local (OL) ou « auto-hétérodyne » lorsqu'un modulateur acousto-optique (MAO) conduit au décalage en fréquence d'un des deux bras de l'interféromètre.

A titre d'exemple, on présente Figure I.8 le cas d'une architecture DAS utilisant une détection « auto-hétérodyne ». Cette figure permet notamment de mettre en lumière la complexification des interrogateurs pour extraire et analyser la phase rétrodiffusée φ.

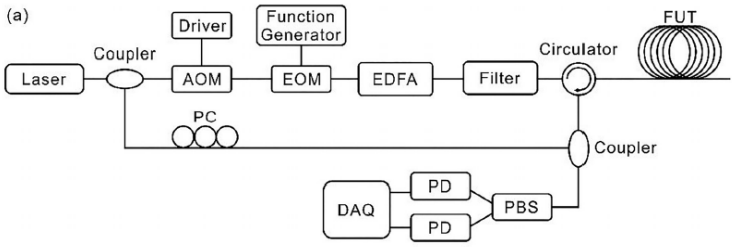


Figure I.8 : Architecture d'un système DAS cohérent par détection auto-hétérodyne. AOM : modulateur acousto-optique, EOM : modulateur électro-optique, PBS : séparateur de faisceaux en polarisation, PC : contrôleur de polarisation, PD : photodiode. (réf. P.Lu et al., Applied Physics, [38])

Une fois la détection cohérente réalisée, il faut parvenir à extraire la phase de la rétrodiffusion Rayleigh. Pour ce faire, des solutions algorithmiques ou architecturales sont proposées dans la littérature.

D'un point de vue logiciel, l'utilisation de transformées de Hilbert et de protocoles de démodulation de la phase sont développés pour extraire numériquement l'argument du signal interférométrique [66]–[68].

Côté matériel, l'utilisation de démodulateurs I/Q se démocratise [69], [70]. Les démodulateurs I/Q sont des structures optiques qui permettent la génération de deux signaux interférométriques en quadrature de phase.

Le signal issu de la fibre sensible est séparé en deux en entrée du démodulateur et un des deux faisceaux ainsi généré subit un déphasage de $\pi/2$. Chacun de ces deux faisceaux est ensuite recombiné avec l'OL puis détecté par un jeu de photodiodes balancées pour permettre le filtrage des composantes DC. Seule la partie oscillante du terme interférométrique est conservée telle que :

$$\begin{cases} I = I_0 \cos(\Delta\phi) \\ Q = Q_0 \sin(\Delta\phi) \end{cases} \qquad \text{I.A.14}$$

avec $\Delta\phi$ la différence de phase interférométrique liée au déséquilibre entre les deux bras de l'interféromètre. L'arc tangente de Q/I permet alors de remonter à la mesure exacte de $\Delta\phi$ en conservant l'information sur ces variations temporelles.

En s'appuyant sur l'ensemble des éléments énoncés précédemment, de nouvelles technologies OTDR et OFDR sensibles à la phase voient le jour.

En 1994, Juskaitis et al. démontre la faisabilité d'une mesure OTDR sensible à la phase à travers un système dit ϕ – OTDR [71]. Onze ans plus tard, cette architecture est employée pour la

première fois pour de la détection d'intrusion sur zones sensibles [63]. Cette technologie reste conceptuellement très proche de l'OTDR classique mais nécessite une grande stabilité de la fréquence d'émission de la source. Pour l'OFDR, les premiers mesures résolues en phase apparaissent au début des années 2010 avec les travaux de D.Arbel et al. [59].

Plus récemment, la correspondance des enjeux et intérêts communs de l'OFDR et de l'OTDR pour réaliser la mesure en phase de la rétrodiffusion Rayleigh ouvre la porte à des technologies couplées. Ces architectures tirent profit des avantages historiques de l'OFDR et de l'OTDR que sont la longue distance pour l'OTDR et la haute résolution spatiale pour l'OFDR.

Nous détaillons dans le paragraphe suivant les principales technologies couplées existantes.

A.3. Les technologies couplées

A.3.a. Le Time-Gated Digital OFDR (TGD – OFDR)

Comme évoqué au I.A.2.b., l'une des difficultés majeures de l'OFDR est la disponibilité de sources lasers hautement et linéairement accordables en fréquence et présentant également une grande pureté spectrale. Une manière de s'affranchir de la contrainte sur la linéarité de modulation est de déléguer cette tâche à un modulateur externe. Les critères de sélection de la source laser sont alors réduits uniquement à sa longueur de cohérence.

A ce titre, les modulateurs acousto-optiques (MAO) et modulateurs à bande latérale unique (SSB ou SSB-SC pour *suppressed carrier*) présentent des réponses linéaires excellentes pour des modulations de pente rapides et sur des fenêtres temporelles très courtes [72].

Q. Liu *et al.* proposent ainsi une nouvelle architecture OFDR permettant de moduler linéairement la fréquence d'un laser à fibre de 1 kHz de largeur de raie à l'aide d'un MAO externe accordable [73]. Dans cette architecture, le MAO est accordé à l'aide d'une tension sinusoïdale balayée en fréquence sur une succession de portes temporelles : on parle de *time-gated digital OFDR* ou TGD – OFDR. La durée de chacune des portes est de 8 µs, et l'amplitude de modulation de 200 MHz (soit une rapidité de 25 GHz/ms).

L'architecture de ce système est présentée Figure I.9. La particularité de cette architecture est que la modulation de fréquence ne concerne que la portion du signal optique qui est injectée dans la fibre sensible.

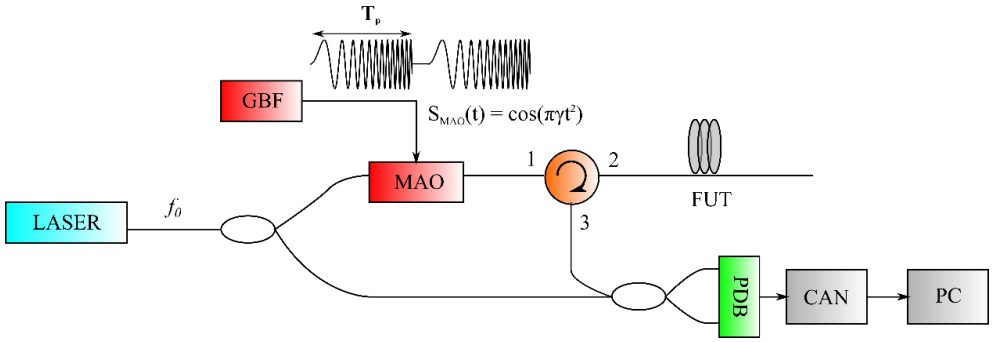


Figure I.9: Architecture schématisée du TGD – OFDR. GBF : Générateur Basse Fréquence, MAO : Modulateur Acousto-Optique, PDB : Photodiode Balancée, CAN : Convertisseur Analogique Numérique.

A ce titre, le photo-courant mesuré en sortie de détection balancée résulte de l'interférence entre un oscillateur local de fréquence fixe f_0 et un continuum de signaux modulés rétrodiffusés à différentes positions.

En ne considérant qu'un seul de ces retards optiques τ_d, le photo-courant I obtenu en sortie de photodiode balancée s'exprime comme suit :

$$I(t) = 2\sqrt{R}.rect\left(\frac{t-\tau_d}{T_p}\right).E_0^2.\cos\left(\pi\gamma(t-\tau_d)^2 - 2\pi f_0\tau_d + \varphi_{\tau_d}^{T_p} + \Delta\phi_{\tau_d}(t)\right) \qquad \text{I.A.15}$$

Où R correspond à la réflectivité de la fibre, E_0 l'amplitude (supposée constante ici) du champ optique émis par la source laser, T_p la durée du front de modulation, $\varphi_{\tau_d}^{T_p}$ un déphasage éventuel appliqué par une contrainte extérieure, $\Delta\phi_{\tau_d}$ un bruit de phase différentiel lié à la source laser et $rect$ la fonction rectangulaire tel que $rect\left(\frac{t-\tau_d}{T_p}\right) = 1\ si\ \tau_d - \frac{T_p}{2} < t < \tau_d + \frac{T_p}{2}$ et 0 partout ailleurs. Le signal ainsi récupéré reste modulé linéairement en fréquence et conserve la même rapidité γ de modulation que le signal d'entrée.

Pour retrouver un signal de battement classique de l'OFDR, l'expression I.A.15 est ensuite démodulée à l'aide d'un signal RF équivalent au signal de commande appliqué sur le MAO tel que : $S_{ref}(t) = \cos(\pi\gamma t^2)$. Après cette démodulation, on retrouve un signal de battement de fréquence fixe égal à $f_b = \gamma\tau_d$ (voir Figure I.10).

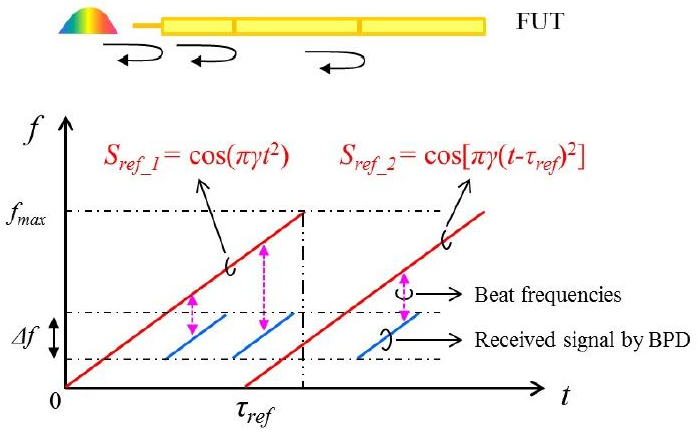


Figure I.10 : Schéma de principe de la démodulation de fréquence en TGD-OFDR (réf. Q.Liu, Optics Express,[73])

Afin de respecter le critère de Nyquist, la fréquence de battement maximale observable suite à cette démodulation est limitée par la demi-fréquence d'échantillonnage du convertisseur analogique numérique d'acquisition (CAN). La durée sur laquelle est générée le signal S_{ref} est donc limitée à $T_s = \frac{f_s}{2\gamma}$ où f_s est la fréquence d'échantillonnage du CAN. Cette durée T_s correspond de façon équivalente à un retard optique maximum toléré et donc également à une longueur de fibre maximale capteur sondable.

Du fait de la méthode d'acquisition du signal rétrodiffusé, il est néanmoins possible de passer outre cette limitation en adaptant la forme du signal de démodulation S_{ref}. Pour se faire, S_{ref}

est décalé dans le temps d'une durée τ_{ref} tel que $S_{ref_2}(t) = \cos\left(\pi\gamma\left(t - \tau_{ref}\right)^2\right)$. Par un choix judicieux de τ_{ref}, il est ainsi possible de ramener en bande de base des signaux rétrodiffusés à des positions qui ne pourraient respecter le critère de Nyquist dans une architecture OFDR classique (voir Figure I.10).

Pour un $\tau'_d > T_s$ on génère alors un battement optique $f'_b = \gamma\left(\tau'_d - \tau_{ref}\right) < \frac{f_s}{2}$. Cette méthode permet ainsi de considérablement augmenter la longueur des fibres que l'on peut sonder en analysant celles-ci par portions et en décalant à chaque fois la fonction de démodulation S_{ref} d'une durée τ_{ref} supplémentaire. Pour garantir un recoupement de ces différentes portions, τ_{ref} est défini comme suit :

$$\tau_{ref}^k = k.T_s - T_p \qquad \text{I.A.16}$$

Où $k \in \mathbb{N}^*$ désigne la $k^{ième}$ fenêtre de démodulation décalée dans le temps. Grâce à ce procédé, le TGD – OFDR produit aujourd'hui des publications qui sont à l'état de l'art des capteurs fibres en OFDR dynamique, avec des sensibilités qui atteignent la centaine de $p\varepsilon/\sqrt{Hz}$ (« picostrain »), des longueurs sondées d'une centaine de kilomètres et des résolutions spatiales métriques [74]–[76].

On représente Figure I.11 l'exemple d'une mesure expérimentale en TGD-OFDR permettant la visualisation de deux contraintes piézo-électriques (PZ) disposées à 9,7 km du début d'une fibre de longueur totale de 9,8 km [77].

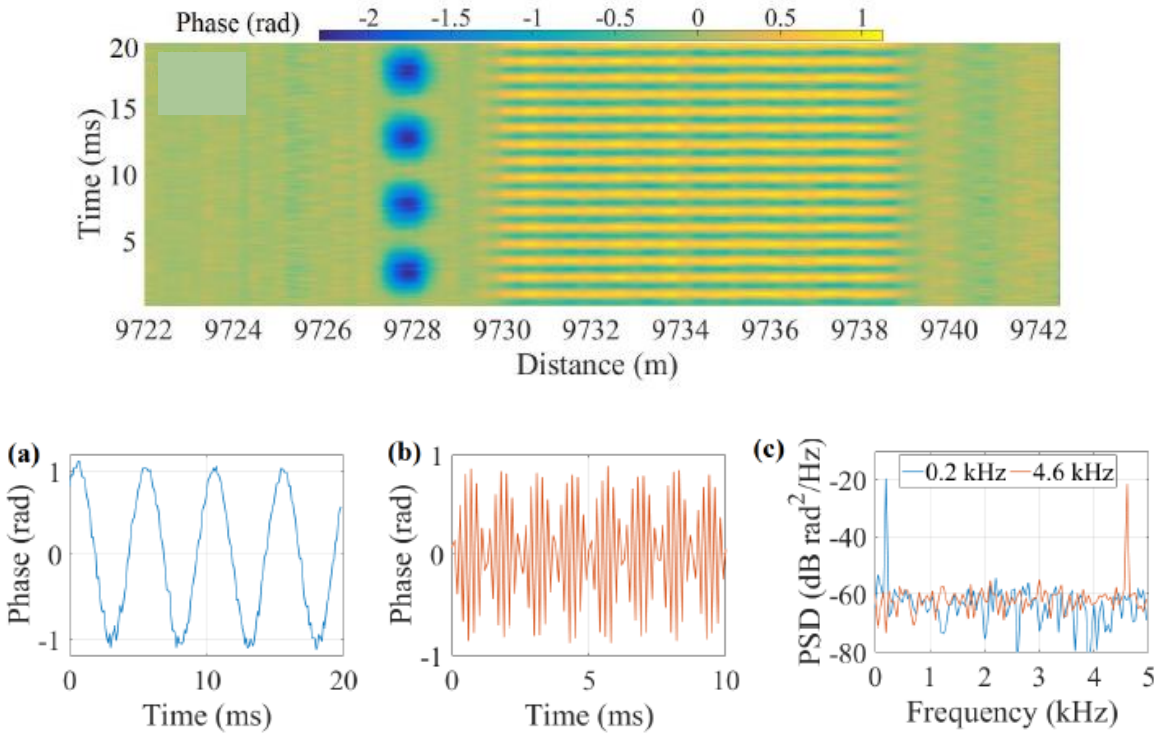


Figure I.11 :(Haut) Approche matricielle en TGD-OFDR et détection de la contrainte de deux transducteurs piézo-électriques disposés à 9,7 km. (Bas) a) Signal temporel obtenu à la position du premier PZT. b) Signal temporel obtenu à la position du deuxième PZT. c) DSP de bruit au niveau de chaque transducteur. (réf. D. Chen et al., Optics Express,[77])

La figure du haut représente la dérivée de la phase Rayleigh (expression I.A.13) mesurée en chaque position échantillonnée de la fibre à travers une représentation matricielle (voir I.B.1). Chaque colonne représente une position de la fibre et chaque ligne le suivi temporel de la phase en ce point.

Grâce à cette approche, le TGD – OFDR est alors capable de visualiser temporellement le signal capteur (Figure I.11.a et b.), de mesurer la fréquence de la perturbation appliquée sur la fibre et de quantifier un niveau de bruit en chaque position accessible du capteur (Figure I.11.c).

A.3.b. Le chirped pulse OTDR (CP-ϕOTDR)

A l'instar du TGD – OFDR développé à l'université Jiao Tong Shanghai en Chine par une équipe spécialiste de l'OFDR, un équivalent technologique de $\phi-$OTDR balayé en fréquence appelé *Chirped Pulse ($\phi-$) OTDR* (CP – ϕOTDR) a été développé à l'université d'Alcala en Espagne par une équipe issue de l'OTDR [78]–[80]. Comme nous l'avons décrit plus haut, le ϕ – OTDR nécessite une grande finesse spectrale du laser pour maîtriser le niveau de bruit ramené sur le capteur. Historiquement donc, la phase de l'impulsion ϕ – OTDR doit être « plate » est maintenue constante tout au long de l'acquisition. L'objectif de l'université d'Alcala avec le CP – ϕOTDR est d'imposer une modulation de phase « déterministe » à l'impulsion, plus facile à maîtriser qu'un bruit de phase stochastique aléatoire.

On présente schématiquement l'architecture du système en Figure I.12. Le principe de modulation reste relativement équivalent.

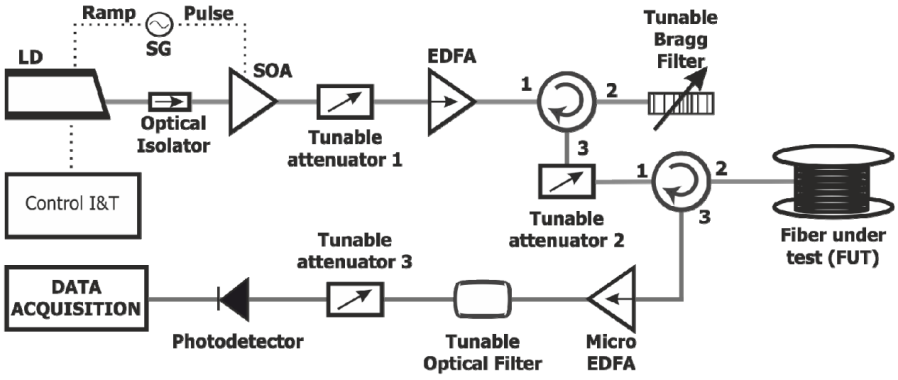


Figure I.12 : Schéma de principe de l'architecture Chirped Pulse OTDR. LD : diode laser, SOA : Amplificateur Optique à Semi-conducteur, EDFA : Amplificateur fibre dopé Erbium (J. Pastor-Graells et al, Optics Express [78])

La modulation de fréquence est appliquée à une diode laser (LD) en modulant son courant de pompe (finesse spectrale $\Delta\nu = 1{,}6\ MHz$). Des solutions équivalentes de modulation du courant de pompe de lasers en cavité externe (ECL) de plus grandes finesses spectrales ($\Delta\nu \sim 10\ kHz$) existent également [79], [80].

Un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA), synchronisé avec la commande de modulation génère ensuite une succession de portes temporelles permettant de pulser l'émission laser. Le signal optique est alors amplifié par un EDFA dont l'émission spontanée (ASE) est filtrée par un réseau de Bragg accordable avant d'être injecté dans la fibre capteur. Le signal

rétrodiffusé est enfin ré-amplifié par EDFA, puis filtré à nouveau optiquement avant d'être finalement détecté par une photodiode.

A l'inverse des interrogateurs classiques sensibles à la phase qui reposent généralement sur une détection homodyne ou auto-hétérodyne avec interféromètre déséquilibré, le CP – ϕOTDR résulte d'une simple détection de l'intensité du signal rétrodiffusée par la fibre (simple PD + système d'acquisition) ce qui permet de s'affranchir des problématiques de stabilisation des interféromètres ainsi qu'un gain de place et une simplification de l'architecture.

Pour remonter à la phase du signal et détecter la présence d'éventuelles contraintes thermiques ou de déformation, une succession d'impulsions balayées en fréquence est injectée dans la fibre sous test (FUT). Chaque impulsion rétrodiffusée est ensuite récoltée pour obtenir une succession de profils OTDR qui sont alors comparés deux à deux. Cette comparaison s'effectue par un traitement numérique de corrélation croisée. Le décalage du pic sur le spectre de corrélation (*Rayleigh backscattering spectral shift*) permet alors la détection de contraintes externes appliquées sur la FUT. Par cette méthode, des sensibilités remarquables de l'ordre du mK en thermique [78] et de quelques $p\varepsilon/\sqrt{Hz}$ sous contrainte piézo-électrique ont été obtenues sur des longueurs de fibre de l'ordre du km [79], [81].

A titre d'exemple, on présente Figure I.13, le cas d'une mesure expérimentale observée en CP-ϕOTDR par J. Pastor-Graells et al. lors de la montée en température d'une portion de 20 m de fibre au bout d'un senseur d'1 km [78]. Le rafraîchissement de la mesure est réalisée toutes les secondes et les trois premiers spectres Rayleigh obtenus à 0 s, 1 s et 2 s sont présentés ici.

Sur la portion de fibre en dehors du chauffage (figure a)), le spectre est parfaitement reproduit d'un instant à l'autre et les trois profils tracés se superposent en tout point. En revanche, dans la zone soumise à l'augmentation de température, un décalage est bien observé d'un instant à l'autre et permet de quantifier une augmentation de la température d'environ 8 mK durant ces 2 secondes d'acquisition.

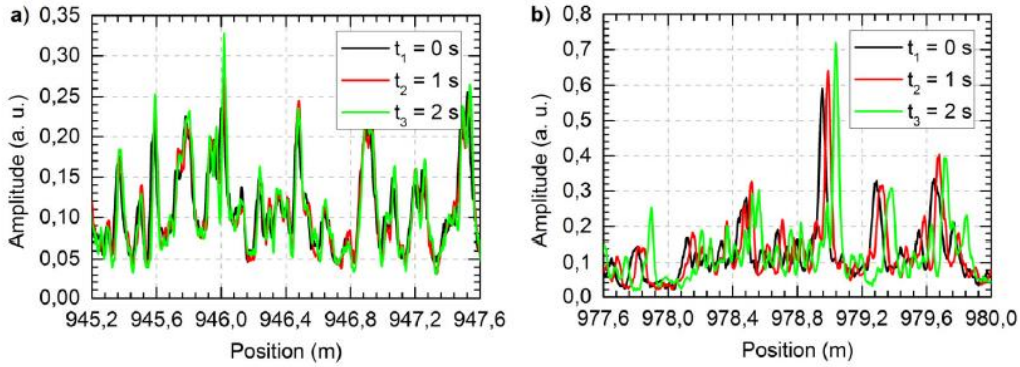


Figure I.13 : Exemple de décalage du spectre de corrélation observé en CP- ϕOTDR lors de la montée en température de la fibre capteur. a) Zone stable thermiquement. b) Zone chauffée au cours du temps.(réf. J. Pastor-Graells et al., Optics Express, [78])

Dans cette partie, nous avons discuté de façon très générale des technologies DAS majeures existantes. Dans le paragraphe suivant, nous discutons plus en détails des éléments clés nécessaires pour définir les performances de l'ensemble de ces interrogateurs.

B. Eléments importants d'un interrogateur DAS

B.1. Les grandeurs caractéristiques des performances systèmes

Comme nous avons commencé à l'entrevoir en partie précédente, les critères qui régissent la qualité d'un interrogateur DAS sont multiples et leur connaissance est nécessaire pour définir les domaines applicatifs que le système est susceptible d'adresser. La Figure I.14 représente de façon schématique et matricielle le principe de la mesure DAS.

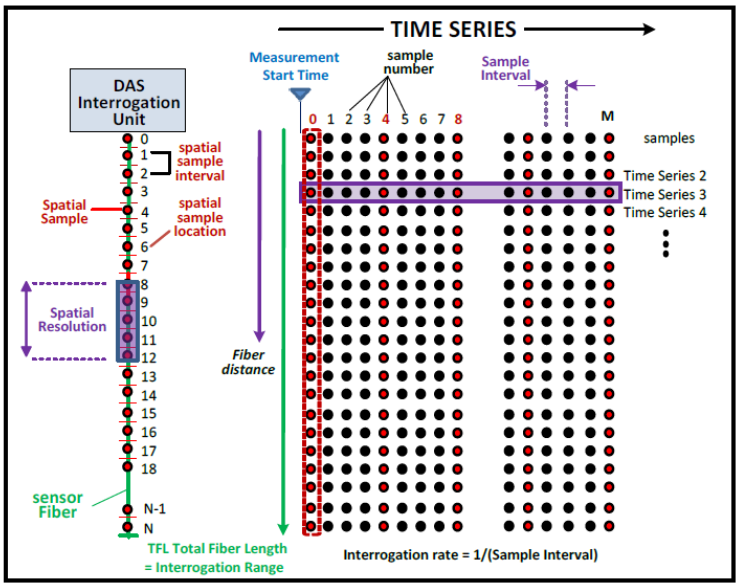


Figure I.14 : Schéma de principe d'un interrogateur DAS et définition de ces paramètres clés (réf. SEAFOM, [82])

Chaque point de la matrice correspond à une position échantillonnée du capteur prise à un instant t donné. Une colonne de la matrice représente la photographie instantanée de l'intégralité du capteur où chaque point correspond à un échantillon de la fibre et une ligne correspond au suivi temporelle de chacun de ces échantillons au cours du temps.

Cette représentation permet également de définir les 3 piliers qui régissent la qualité de la mesure DAS : la résolution spatiale, la résolution temporelle ainsi que la sensibilité et la dynamique du capteur. Nous discutons de ces trois grandeurs ci-après.

B.1.a. Résolution spatiale statique et dynamique

Le découpage spatial (virtuel) de la fibre sensible en sous-portions de dimensions égales est un des éléments clés de la mesure distribuée car il permet d'échantillonner spatialement l'état de la fibre et de localiser l'application éventuelle d'une contrainte extérieure. Concernant ce découpage, on distingue trois grandeurs.

Il y a tout d'abord l'échantillonnage spatial, Δz, qui correspond sur la Figure I.14 au nombre d'éléments qui constituent une colonne de la matrice (nombre de points). On retrouve ensuite la résolution spatiale, δz, qui est imposée par les paramètres de la technologie DAS (par exemple par la largeur de l'impulsion en OTDR ou par l'amplitude de modulation en OFDR) et qui englobe un certain nombre d'échantillons (voir Figure I.14). Enfin, on définit également la longueur de jauge J (ou *gauge length* en anglais) qui caractérise la taille du capteur sur

laquelle le signal est mesuré et où l'on peut notamment évaluer la sensibilité de l'interrogateur (voir I.B.1.c). Cette dimension J est conditionnée par le traitement du signal associé.

Dans un cas théorique, résolution spatiale et longueur de jauge sont égales ($\delta z = J$). L'échantillonnage spatial Δz reste quant à lui et généralement inférieur à δz pour permettre une meilleure définition de chaque position de la fibre.

Dans un cas pratique, il peut être parfois judicieux de choisir une dimension de jauge plus importante que la résolution spatiale ($J > \delta z$) pour, par exemple, moyenner le signal capteur sur plusieurs positions et gagner en rapport signal sur bruit (SNR).

Les performances spatiales d'un DAS sont donc fonctions à la fois de la résolution δz et de la taille de jauge J qui définissent respectivement les capacités brutes et post-traitées de l'interrogateur.

De façon plus générale, l'ensemble de ces trois grandeurs (Δz, δz et J) conditionnent les performances statiques de l'interrogateur.

Outre l'importance statique de ce découpage qui permet l'analyse spatiale plus ou moins fine de la rétrodiffusion Rayleigh, l'enjeu du dimensionnement de la jauge capteur est aussi dynamique. On représente schématiquement sur la Figure I.15 le cas théorique d'une onde acoustique qui entre en contact avec une portion de la fibre sensible. La source émettrice est supposée à l'infini permettant de considérer le front d'onde en contact avec la fibre comme plan.

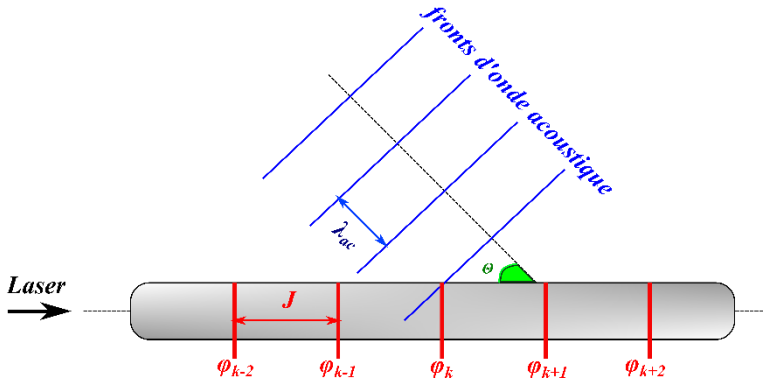


Figure I.15 : Représentation schématique de l'application d'un front d'onde acoustique au contact de la fibre sensible.

Comme représenté sur cette figure, la fibre est segmentée de façon régulière en portions de dimension J. En chaque point échantillonné, la phase cumulée/intégrée jusqu'à la position considérée est relevée et la différence de phase $\varphi_k - \varphi_{k-1}$ (proportionnelle à la dérivé spatiale de φ) entre deux points distants de J permet de remonter au signal capteur « virtuel ».

L'application de l'onde acoustique sur le câble engendre une modification de la différence de phase localement mesurée : chaque portion de la fibre est impactée par le passage de l'onde acoustique. Pour atteindre un traitement cohérent entre chacun des capteurs « virtuels », un critère de Nyquist spatial impose alors $J \leq \frac{\lambda_{ac}}{2}$.

Le choix de la jauge J est donc un critère dynamique important qui définit la bande passante acoustique du système DAS. En fonction du milieu dans lequel baigne la fibre sensible et pour une bande acoustique donnée, le choix de J est donc variable.

A titre d'exemple, si l'on souhaite échantillonner une onde acoustique de fréquence 1 kHz qui se propage en air ($v_{ac} \sim 340\ m/s$) ou en eau ($v_{ac} \sim 1550\ m/s$) la longueur d'onde acoustique λ_{ac} associée vaut respectivement 0,34 m et 1,55 m ce qui impose une longueur de jauge maximum sur la fibre de 17 cm dans le premier cas contre 77 cm dans le second.

B.1.b. Bande passante acoustique

Outre la résolution spatiale, le deuxième critère important est la résolution temporelle de la mesure qui caractérise le suivi au cours du temps de chaque position échantillonnée du senseur (nombre de colonnes dans la matrice de la Figure I.14). Cet échantillonnage est défini par le taux de rafraichissement de la mesure. En OTDR, il est égal à l'intervalle de temps entre deux impulsions injectées dans le câble. En OFDR, c'est la période du motif de modulation qui l'impose. On représente schématiquement cet échantillonnage temporel en Figure I.16 dans le cas d'une technologie DAS OFDR.

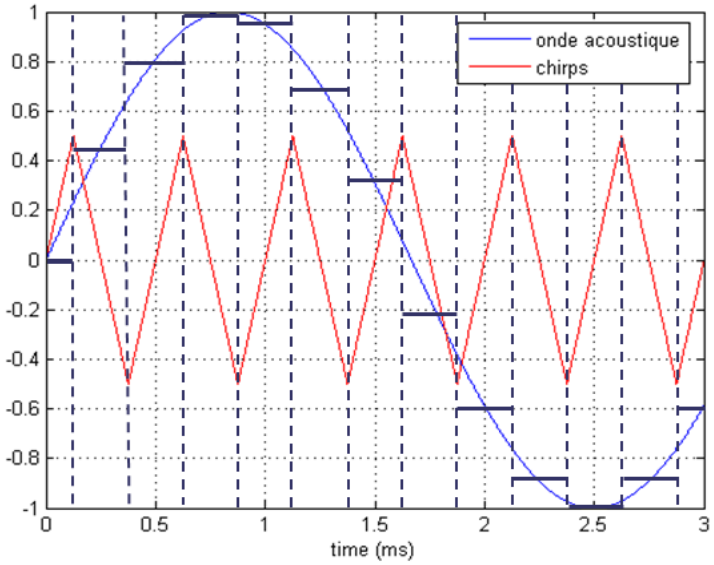


Figure I.16 : Schéma de principe de l'échantillonnage temporel capteur.

Comme décrit au paragraphe précédent, l'application d'une contrainte extérieure sur le câble modifie le signal capteur « virtuel » en chaque longueur de jauge. La déformation mécanique imposée par le signal acoustique induit un déphasage optique qui suit les variations de l'onde de pression. Dans le cas d'une onde mono-fréquence, le signal capteur mesuré localement se met ainsi à osciller à la même fréquence que l'onde de contrainte.

Comme représente Figure I.16, l'injection d'un motif de modulation périodique en OFDR permet de venir échantillonner localement cette oscillation de façon régulière au cours du temps. Dans cet exemple, le profil de la fibre est remesuré à chaque front de modulation (montant ou descendant) ce qui permet de reconstruire localement le signal de contrainte.

Comme pour l'échantillonnage spatial, un critère de Nyquist temporel est imposé et définit la bande passante acoustique de l'interrogateur. Si l'on considère T la durée qui sépare deux

mesures successives de l'état du senseur, la fréquence acoustique f_{ac} d'écoute est donnée par $f_{ac} \leq \frac{2}{T}$. La bande passante acoustique du capteur est ainsi bornée en basse fréquence par la durée de l'acquisition T_{acq} ($f_{ac}^{min} = 1/T_{acq}$) et en haute fréquence par le taux de répétition du signal optique injecté.

Le choix de ce taux de répétition $1/T$ est bien évidemment à mettre en correspondance avec la résolution spatiale dynamique évoquée au paragraphe précédent. Par exemple, pour une longueur de jauge de 77 cm et dans l'eau, un taux de répétition minimum de 2 kHz est exigé pour pouvoir échantillonner spatialement et temporellement une onde acoustique de maximum 1 kHz.

B.1.c. Sensibilité et dynamique du capteur

Connaissant désormais les résolutions spatiales et temporelles, il est important de connaître la dynamique et le niveau de bruit capteur mesurés en chaque position de la fibre.

La dynamique d'un capteur fait référence à l'étendue des tonalités perceptibles par le senseur. Elle s'étend du plus petit niveau signal détectable par l'interrogateur (niveau de bruit) au signal le plus intense pour laquelle la réponse du capteur reste linéaire sans perte d'information acoustique. Plus la dynamique d'un interrogateur DAS est importante et plus le nombre d'applications qu'il est susceptible d'adresser s'élargit.

L'augmentation de la dynamique des capteurs passe généralement par l'augmentation de la sensibilité capteur, ie par la réduction du niveau de bruit. Pour le caractériser, l'unité de base des capteurs fibres est le $rad/\sqrt{Hz}$ qui définit le plus petit déphasage mesurable par l'interrogateur ramené sur une bande de 1 Hz.

On trouve également une unité équivalente, tirée des applications de métrologie, notée $\varepsilon/\sqrt{Hz}$ (où ε est appelé « strain ») qui définit la plus petite déformation détectable sur la fibre, normalisée par la dimension de jauge et intégrée sur une bande de 1 Hz.

Ces deux unités s'emploient de façon équivalente dans la littérature pour définir les performances des interrogateurs DAS. Pour passer de l'une à l'autre, il faut revenir à la définition de la phase accumulée par la lumière au cours de sa propagation sur une longueur de fibre de dimension L :

$$\varphi = nkL \qquad \text{I.B.1}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ désigne le vecteur d'onde lié à la propagation de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction de la fibre.

Une petite variation de φ peut ainsi être induite par trois contributions : une déformation de la longueur de fibre dL, une modification de l'indice de réfraction dn et/ou un changement de la longueur d'onde laser dk. Le déphasage $d\varphi$ résultant s'écrit alors :

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k} \qquad \text{I.B.2}$$

Le « strain » se définit par le rapport $\frac{dL}{L}$, caractéristique de la déformation mécanique de la fibre. Dans un cas idéal, l'application d'une contrainte extérieure sur le câble génère uniquement une élongation/compression de la fibre et l'on peut écrire $\frac{d\varphi}{\varphi} = \epsilon = \frac{dL}{L}$. En réalité, du fait de l'effet photo-élastique, l'application d'une contrainte sur le câble engendre également une modification de l'indice de réfraction de la fibre [83]. On introduit donc un coefficient photo-élastique noté ζ tel que :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{\varphi} = \zeta\epsilon \\ \zeta = 1 - \frac{1}{2}n^2\left(P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})\right) \end{cases} \qquad \text{I.B.3}$$

où les P_{xy} désignent les coefficients optiques de déformation fonction de la nature de la fibre et ν le coefficient de Poisson. Pour une fibre en silice, $P_{12} = 0{,}27$ et $P_{11} = 0{,}12$ ce qui donne un coefficient $\zeta \sim 0{,}78$ [82]. Dans certaines publications, la contribution radiale du stress sur la fibre est négligée ($\nu(P_{11} + P_{12}) \ll P_{12}$) et on peut trouver une valeur $\zeta \sim 0{,}71$ [64].

En couplant les expressions I.B.1 et I.B.3, on est alors capable d'établir la relation qui lie la déformation au déphasage optique appliqué :

$$d\varphi = \frac{2\pi nL}{\lambda}\zeta\epsilon \qquad \text{I.B.4}$$

Dans le cas de nos applications DAS, $d\varphi$ quantifie de façon analogue l'incrément de phase mesuré entre deux positions échantillonnées de la fibre sensible, soit un déphasage détecté au niveau d'un capteur « virtuel ». Ainsi, L quantifie de façon équivalente la dimension de jauge J sur laquelle est résolue le senseur. Etant donné le fait que la lumière traverse à deux reprises la fibre sensible (propagation + rétrodiffusion), $L = 2J$. On peut ainsi finalement écrire que :

$$\epsilon = \frac{\lambda}{4\pi nJ\zeta}d\varphi \qquad \text{I.B.5}$$

De cette relation linéaire entre déphasage optique et déformation mécanique, il est important de relever que la notion de « strain » est une grandeur relative à la dimension de jauge de l'interrogateur : plus J est important, et plus la sensibilité de la mesure à la déformation est faible. Un niveau de bruit capteur exprimé en « strain » a donc peu de valeur s'il n'est pas associé à la dimension J sur laquelle celui-ci a été établi.

Aussi et pour toute la suite de ce manuscrit, l'unité de mesure qui fera foi vis-à-vis des performances des interrogateurs est le $rad/\sqrt{Hz}$ qui prend en compte le déphasage mesuré par le capteur indépendamment de la dimension de jauge et qui est une grandeur normalisée par la durée d'acquisition. La notation $dB.rad/\sqrt{Hz}$ désignera de façon équivalent $10\log_{10}(x)$ avec x la sensibilité en $rad/\sqrt{Hz}$ (idem la notation $dB.rad^2/Hz$ désignera $20\log_{10}(x)$). Dans la suite, nous prendrons soin d'établir les niveaux de sensibilité avec la même unité.

Dans le cas d'un capteur fibre optique idéal, le niveau de bruit observé en chaque position est identiquement minimisé et uniforme quelles que soient la longueur totale de la fibre et la résolution spatiale considérées. Dans les faits, ce n'est jamais le cas. Le bruit capteur est fonction de plusieurs paramètres comme la puissance optique rétrodiffusée, la longueur de fibre ou encore les performances de bruit et la cohérence de la source laser utilisée. Nous rediscutons plus en détails de tout ceci au chapitre III.

Néanmoins, un phénomène particulier fait aujourd'hui l'objet de la plupart des discussions autour du DAS dès lors que l'on cherche à uniformiser le niveau de sensibilité de l'interrogateur sur toute la fibre : il s'agit de la présence de chutes locales du niveau rétrodiffusé d'intensité optique dit de *fading*.

B.2. La limite principale des systèmes DAS : le *fading*

Dans les systèmes interférométriques optiques et notamment pour les technologies DAS (OFDR, OTDR…), les effets de *fading* sont des phénomènes récurrents. A titre d'exemple, on montre Figure I.17 le cas d'un profil en amplitude de la rétrodiffusion Rayleigh obtenu sur une fibre de 8 km dans le cas d'une mesure de laboratoire par la technique OFDR. La notation dBmV désigne le niveau en dB d'un signal mesuré en mV (ie. $20\log_{10}(x)\ avec\ [x] = mV$). 1 dBmV correspond à environ 40 nW de puissance optique détectée dans ce cas présent.

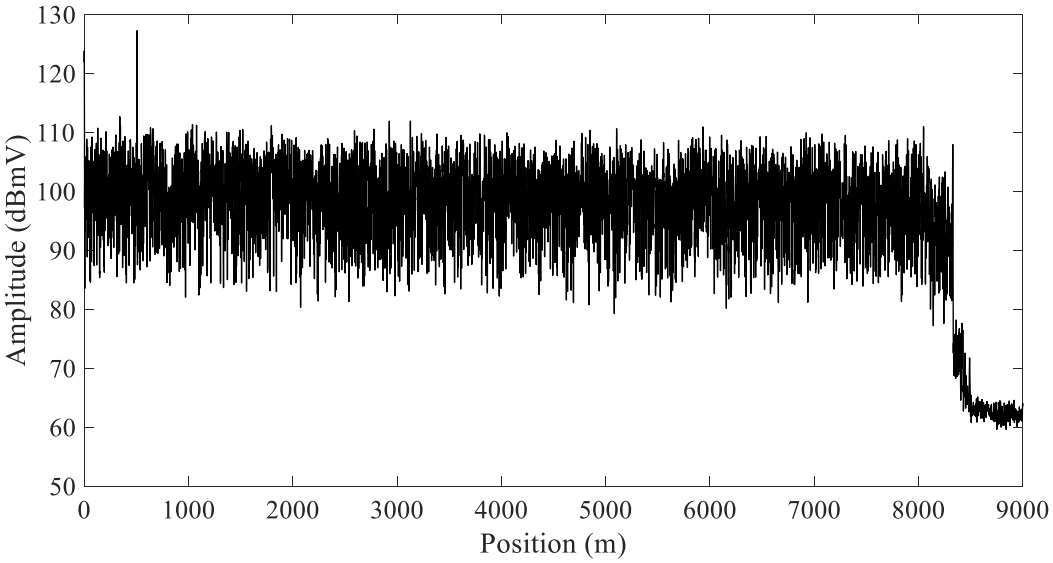


Figure I.17 : Profil OFDR de la rétrodiffusion Rayleigh d'une fibre de plus de 8 km et mise en évidence des effets de fading.

Comme on peut le constater, le niveau signal n'est pas uniforme tout le long de la fibre. De proche en proche, l'intensité rétrodiffusée varie sur une plage de plus de 20 dB autour d'un niveau de rétrodiffusion moyen d'environ 100 dBmV. Cette variation importante d'un échantillon à un autre est particulièrement problématique pour l'uniformité du niveau de sensibilité capteur : une chute locale de l'intensité rétrodiffusée induit une perte d'information de phase à la position considérée.

Ces « zones aveugles » résultent de la contribution de deux effets combinés : le *fading* de polarisation [84] et le *fading* interférométrique [85].

B.2.a. le fading de polarisation

Le *fading* de polarisation est induit, comme son nom l'indique, par l'état de polarisation de la lumière rétrodiffusée élastiquement dans la fibre. Celle-ci varie de façon aléatoire le long du câble optique de faible biréfringence. L'utilisation d'un contrôleur de polarisation en entrée de capteur n'est ainsi pas suffisant pour maintenir la polarisation du signal rétrodiffusé.

Dans un système interférométrique où la détection est menée sur un seul axe de polarisation, certaines positions de la fibre peuvent ainsi ne pas être détectées par l'interféromètre et conduire à l'apparition de zones aveugles sur le spectre OFDR.

Pour s'en astreindre, la plupart des systèmes interférométriques (en φ – OTDR ou en OFDR) adoptent aujourd'hui une détection simultanée sur deux axes orthogonaux de polarisation. Les signaux S et P ainsi obtenus sont ensuite recombinés l'un l'autre pour obtenir un profil résultant indépendant de la polarisation [86]. A titre d'exemple, on montre Figure I.18 l'apport d'une détection sur deux polarisations pour la mesure de la réflectivité d'une fibre courte de 26 m réalisé par Gifford et al. de l'entreprise Luna Inc., leader du marché des interrogateurs OFDR hautement résolus spatialement.

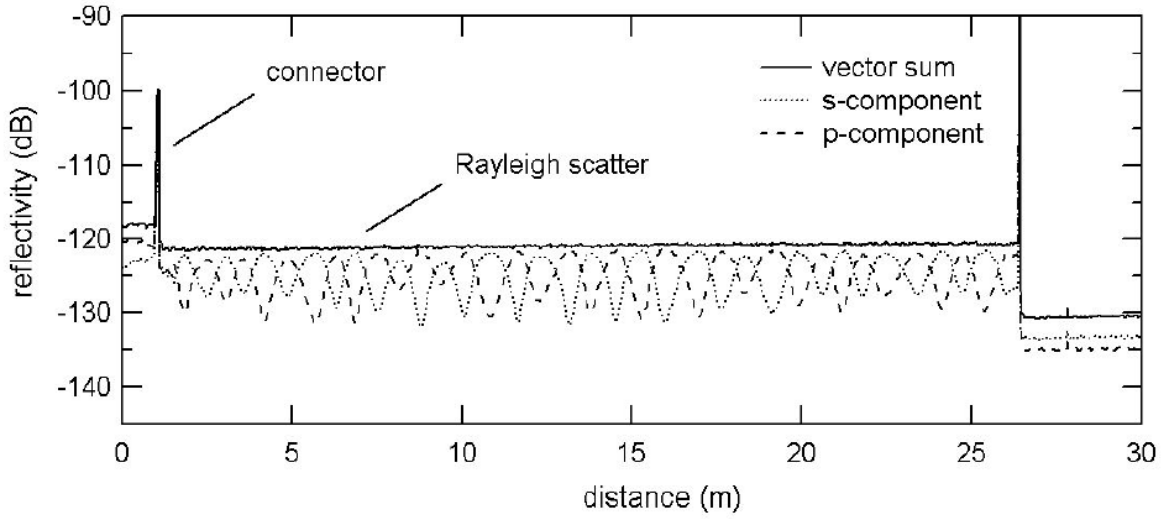


Figure I.18 : Apport d'une mesure OFDR sur deux axes de polarisation. (réf. D.K. Gifford, SPIE, [86]).

Cette mesure permet de montrer la complémentarité de l'information rétrodiffusée sur les deux axes de polarisation dont la somme vectorielle permet d'uniformiser le niveau de rétrodiffusion.

B.2.b. le fading interférométrique

A ce *fading* de polarisation s'ajoute un *fading* interférométrique induit à la fois par une distribution gaussienne de l'intensité rétrodiffusée et par un indice de réfraction effectif non-uniforme le long de la fibre [85].

Pour limiter ces effets, la solution mise en place le plus couramment dans la littérature en OFDR et en OTDR cohérents consiste à interroger la fibre capteur en modifiant la fréquence optique injectée : on parle de moyenne par décalage de fréquence ou *frequency shift averaging* (FSAV) [87].

En OFDR, le FSAV peut être mené soit par le décalage de la fréquence d'origine f_0 d'un front de modulation à un autre soit par la modification de l'amplitude Δf à chaque nouveau motif de modulation. L'interrogation de la fibre est ainsi menée dans différentes bandes de fréquence conduisant à une réponse du câble où les zones de *fading* sont distinctes d'une mesure à l'autre.

Pour tirer profit des différents signaux récoltés de cette interrogation multifréquence et réduire considérablement l'effet du *fading*, un traitement numérique de somme vectorielle de complexes appelé *rotating-vector-sum* (RVS) est mis en place dans la littérature [76].

Ce protocole de traitement a été introduit pour la première fois en TGD-OFDR. Pour rappel, cette technologie génère une succession d'impulsions modulées en fréquence à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO). Toutes les impulsions présentent la même amplitude de modulation et sont décalées d'une constante f_0 pour permettre la réalisation du FSAV. Une fois démodulées, elles sont ensuite recombinées entre elles par le traitement RVS.

On montre par exemple Figure I.19 l'apport de cette technique de FSAV en TGD-OFDR pour l'uniformisation de l'intensité rétrodiffusée le long de la fibre [77].

Comme on peut le constater, les variations d'intensité rétrodiffusée sont clairement réduites d'une position à une autre par l'approche FSAV et plus aucune position « aveugle » (atteignant un niveau signal proche du plancher de détection) n'est relevée sur les 10 km. La conséquence de cette uniformisation de l'intensité rétrodiffusée est visible sur les graphes c) et d) qui montrent l'écart-type (STD) de la phase de le rétrodiffusion Rayleigh mesurée en chaque position de la fibre. Le FSAV permet de réduire drastiquement la STD de la phase mesurée en chaque position et conduit donc à une uniformisation du niveau de bruit capteur sur toute la longueur de fibre.

Cette approche permet ainsi de tendre vers des longueurs de fibre sondées allant jusqu'à la centaine de kilomètres et autorise la détection dynamique de contraintes piézo-électriques [34], [74], [88].

Aujourd'hui, d'autres approches de gestion du *fading* interférométrique voient le jour comme l'inscription de réflecteurs localisés le long du câble [89] ou encore l'utilisation de fibres optiques multimodes [90], [91]. Pour cette dernière solution, chaque mode optique qui se propage dans la fibre conduit à une rétrodiffusion Rayleigh qui lui est propre avec des zones de *fading* différentes de celles des autres modes. En recombinant le signal perçu par chacun de ces modes par traitement numérique ou par holographie adaptative en utilisant une valve optique [92], le *fading* est localement filtré et le gain en sensibilité du capteur est proportionnel à la racine carré du nombre de modes optiques recombinés.

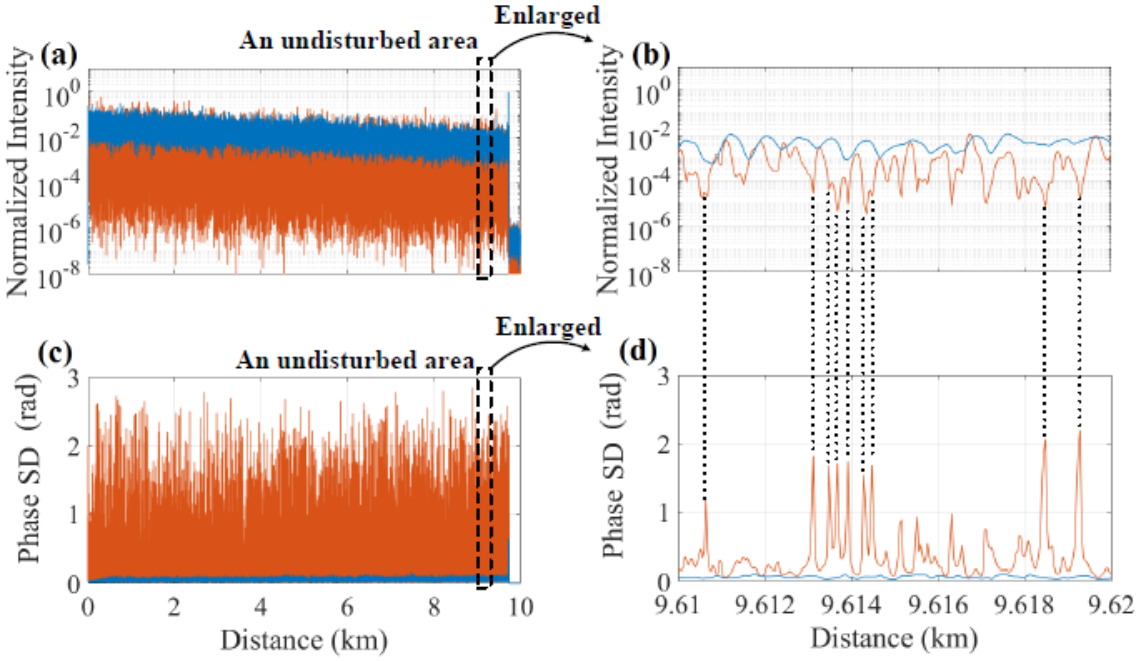


Figure I.19 :Apport du FSAV en TGD-OFDR. a) Allure de l'intensité rétrodiffusée sur une fibre de 10 km sans (rouge) et avec (bleu) FSAV. b) Zoom du profil de l'intensité rétrodiffusée entre 9,61 km et 9,62 km. c) Ecart-type (STD) de la phase de la rétrodiffusion Rayleigh sur toute la fibre sans (rouge) et avec (bleu) FSAV. d) Zoom de la STD de la phase entre 9,61 km et 9,62 km. (réf. D. Chen, Optics Express, [77])

B.3. Les traitements numériques pour la détection de contrainte

A l'image de cette gestion du déclin de l'intensité rétrodiffusée localement, un des éléments clés des interrogateurs DAS actuels, indissociable des technologies capteurs fibres, est l'importance de la brique traitement du signal numérique. C'est un enjeu majeur de ces systèmes pour plusieurs aspects : l'uniformisation des performances capteurs (comme nous l'avons vu précédemment), la gestion du bruit des sources lasers et la maîtrise des formes d'onde de modulation [93], [94], pour la lecture et l'analyse rapide des données ainsi que pour la détection et la caractérisation de contraintes exercées sur le senseur.

Aujourd'hui, les protocoles de traitement de données DAS se multiplient et se complexifient avec l'apparition récente de traitement d'antennes et de formation de voies [95], [96] ou encore de processus de *machine-learning* permettant la reconnaissance de signatures vibratoires/acoustiques en géophysique ou en détection sous-marine [97].

A l'origine de ces algorithmes plus poussés on trouve principalement deux méthodes d'interrogation de la fibre sensible qui permettent de détecter l'application d'une contrainte extérieure et que nous avons d'ores et déjà présentées lors de la discussion du TGD – OFDR et du CP – ϕOTDR.

L'analyse de similarité par corrélation croisée (ou *cross correlation similarity analysis* CCSA), utilisée en CP – ϕOTDR et historiquement mise en œuvre par l'entreprise leader mondial de l'OFDR dynamique Luna Inc. [98], est particulièrement robuste pour la détection de variations thermiques et l'application de déformations quasi-statiques sur le câble (variations temporelles

de l'ordre de la seconde). En terme de gestion des données, elle permet de se focaliser uniquement sur la portion de fibre d'intérêt sans remonter l'information de toutes les positions du capteur. En revanche, du fait des temps de calcul importants nécessaires à l'établissement du produit de corrélations numériques, la caractérisation fréquentielle des contraintes appliquées reste complexe à mettre en œuvre au même titre que la mesure temps réel.

Avec des solutions logicielles ou architecturales permettant d'imager rapidement la phase de la rétrodiffusion Rayleigh (Hilbert, démodulateur I/Q…) une approche matricielle similaire à la représentation de la Figure I.14 peut également être choisie. Pour pouvoir suivre temporellement le signal de phase rétrodiffusé localement, cette analyse nécessite que chaque position de la fibre échantillonnée soit affectée à une ligne de la matrice : à chaque nouvelle image du capteur (colonne de la matrice Figure I.14), un échantillon de la fibre reste indexé par la même case matrice. Cela nécessite une grande reproductibilité de la mesure d'un instant à un autre. De plus, la contrainte majeure de cette approche est la quantité de données à traiter. En fonction de l'échantillonnage spatial de la mesure et de la résolution acoustique basse fréquence souhaitée, la dimension de la matrice augmente rapidement ce qui requiert des performances de calcul et des capacités de stockage de données importantes. Des solutions d'imagerie par représentation en cascade de la matrice permettent de limiter le stockage de données et tendent à la réalisation de mesures en quasi-temps réel.

Dans cette partie I.B nous avons donc présenté les différents critères qui permettent de définir les performances d'un interrogateur DAS. Qu'il s'agisse de la résolution spatiale et temporelle sur le capteur, de la sensibilité localement et globalement mesurée le long de la fibre ou encore des choix en terme de traitement numérique et de quantité de données à analyser, chacun de ces critères peut faire l'objet d'une étude approfondie en vue d'améliorer la qualité et l'efficacité du senseur fibre distribué.

Pour donner une vision globale de l'état actuel de la recherche sur le DAS et des performances acquises à l'état de l'art par cette technologie, la partie C suivante propose une description de quelques papiers marquants du domaine.

C. Résultats récents et marquant publiés sur le DAS

Dans cette partie nous proposons de décrire plus en détail les publications les plus récentes du DAS qui définissent de façon exhaustive un état de l'art des performances du domaine en 2021.

Nous discutons dans un premier temps des récents résultats obtenus en laboratoire puis poursuivons notre description sur des mesures réalisées en conditions réelles et qui montrent l'existence de premiers traitements cohérents sur des câbles optiques sous-marins.

Pour chacun de ces papiers, nous revenons sur les différentes grandeurs et notions qui permettent de définir les performances d'un interrogateur capteur fibre distribué (longueur de fibre, dimension de la jauge capteur, bande passante acoustique, sensibilité…).

C.1. Evolution des technologies en laboratoire

C.1.a. $\phi - OTDR$ à double impulsion

Redding et al. du laboratoire de recherche naval américain (US NRL) publie en mai 2020 les performances d'un interrogateur DAS de $\phi - OTDR$ utilisant un processus de double impulsion. L'architecture de ce système est rappelée en Figure I.20.

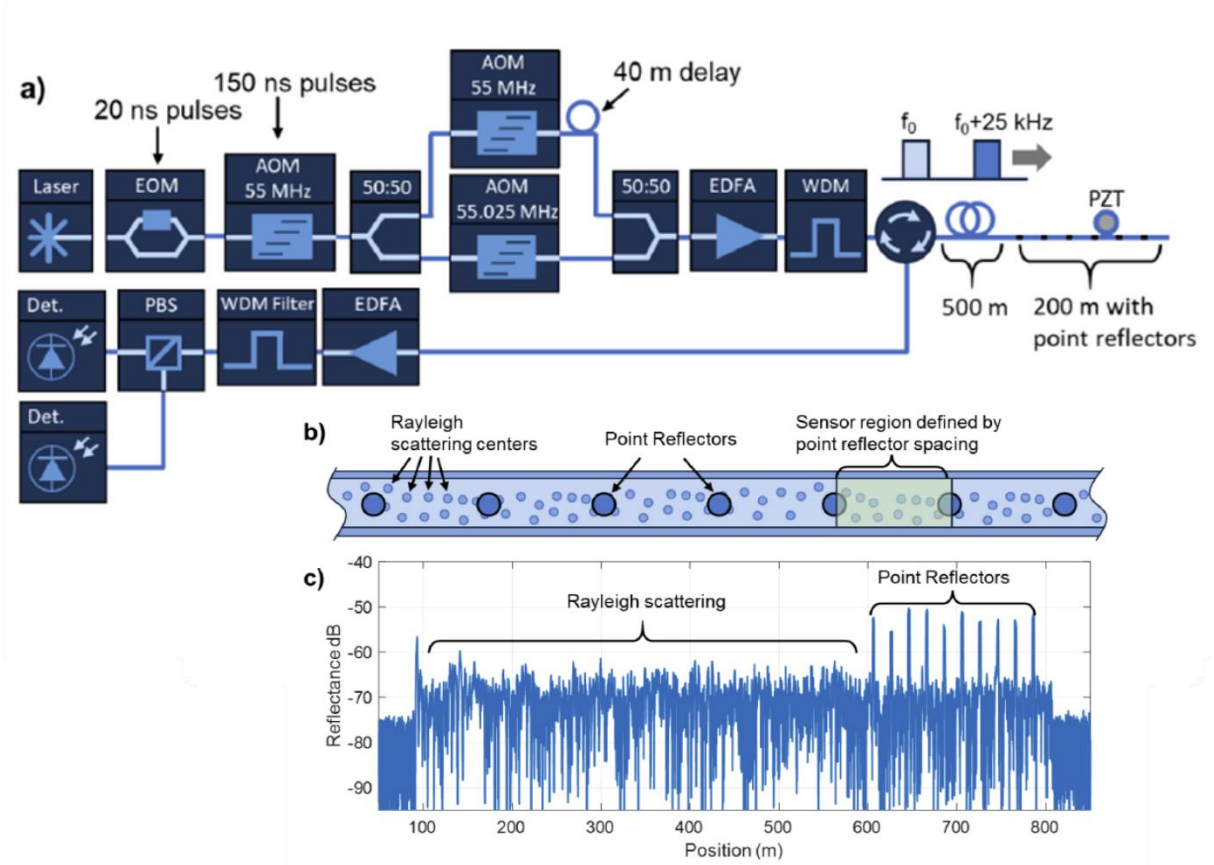


Figure I.20 : a) Architecture d'un système ϕ-OTDR à double impulsion. b) Schéma de la fibre à rétrodiffusion augmentée c) Profil OFDR mesuré expérimentalement (Redding et al., Optics Express,[89])

L'objectif de cette architecture est de parvenir à compenser les deux limitations majeures auxquelles la technologie OTDR est confrontée et que nous avons déjà évoquées précédemment : la faiblesse de l'intensité de la lumière issue de la rétrodiffusion Rayleigh (qui limite la sensibilité de la mesure) ainsi que les problèmes de déclin interférométrique et de polarisation de l'intensité.

Pour ce faire, ce système $\phi - OTDR$ propose d'interroger une fibre monomode dont la réflectivité a été localement augmentée par l'inscription de 100 réflecteurs de 2 m de longueur, espacés de 20 m les uns des autres et disposés sur une fibre de 200 m, déportée à 500 m. La longueur de fibre sondée totale vaut 700 m.

D'autres solutions d'amplification de la rétrodiffusion Rayleigh existent dans la littérature avec notamment des amplifications distribuées sur toute la fibre, par l'utilisation spécifique de fibre à Rayleigh augmenté ou encore par l'inscription continue de réseaux de Bragg [99], [100]. Elles sont néanmoins limitées en longueur de fibre sondée du fait d'une atténuation optique à la propagation plus importante.

L'autre particularité de cet interrogateur est la double génération d'impulsion. Comme schématisé sur la Figure I.20.a, la lumière issue d'un laser fin spectralement est pulsée une première fois par un modulateur électro-optique (MEO ou EOM) sur une période de 20 ns puis une seconde fois par un modulateur acousto-optique (MAO ou AOM) sur une période de 150 ns. La transmission du MAO étant plus faible que celle du MEO, le signal résultant est un pulse de 20 ns avec un piédestal de 150 ns. Les 20 ns du pulse sont choisis pour correspondre aux 2 m de la zone où la réflexion est amplifiée.

Cette impulsion couplée est ensuite injectée dans un interféromètre déséquilibré composé de deux MAO décalés de 25 kHz et une ligne à retard de 40 m. L'intérêt de cette interférence est de générer deux nouvelles impulsions décalées en fréquence de 25 kHz et retardées l'une par rapport à l'autre d'un retard τ égal au retard optique entre deux réflecteurs de la fibre.

Le signal ainsi généré est amplifié par un EDFA qui délivre une puissance optique de 500 mW puis filtré pour éliminer l'émission spontanée. A la rétrodiffusion, le signal Rayleigh est à nouveau ré-amplifié puis filtré en sortie d'un second EDFA, puis détecté simultanément sur deux axes de polarisation orthogonaux pour minimiser les effets de *fading* en polarisation.

Un signal d'interférence entre les deux impulsions décalées de 25 kHz est obtenu. La mesure de la phase relative entre ces deux impulsions donne alors un signal capteur établi entre deux régions réfléchissantes de 2 m, séparée par une longueur de jauge de 20 m.

Cette solution proposée ici est principalement une alternative aux interrogateurs TGD-OFDR ou OTDR à impulsion modulée (voir partie précédente) qui permettent également de réduire les effet de *fading* mais qui nécessitent des modulateurs et des détecteurs rapides avec des protocoles de traitement numérique plus complexes [76], [101], [102].

Sur la Figure I.20.c., le profil en réflexion de la fibre permet de visualiser la faiblesse du niveau de rétrodiffusion Rayleigh qui montre une intensité moyenne seulement 5 – 6 dB au-dessus du plancher de détection. Localement, les effets de fading sont également clairement visibles par la présence d'une chute de l'intensité rétrodiffusée en différents points.

L'ajout de réflecteurs permet localement d'atteindre un niveau signal presque 20 dB au-dessus du niveau de la rétrodiffusion Rayleigh. Les réflecteurs présentent également une faible perte à

la propagation de 0.01 dB ce qui permet de transmettre suffisamment de signal jusqu'au bout de fibre.

Sachant enfin que le taux de répétition de la génération d'impulsion est de 100 kHz, la bande passante acoustique sur chacune de ces jauges va de quelques Hz à 50 kHz.

En insérant un transducteur piézo-électrique entre le 8e et le 9e réflecteur, excité par une tension sinusoïdale mono-fréquence de 2 kHz, l'apport des réflecteurs est visible vis-à-vis de la sensibilité capteur.

La Figure I.21 de gauche présente ainsi la comparaison des planchers de bruit sur plusieurs jauges prises entre 2 réflecteurs et entre 2 positions dominées par la rétrodiffusion Rayleigh autour du piézo-électrique (PZ), ainsi qu'entre 2 réflecteurs après la position du PZ. Sur le tracé de droite, la linéarité de la réponse capteur de ce système $\phi -$ OTDR vis-à-vis de l'amplitude de la contrainte est justifiée : une augmentation de la tension efficace de commande sur le PZ induit une augmentation linéaire de l'amplitude du déphasage efficace mesuré sur la jauge de 20 m.

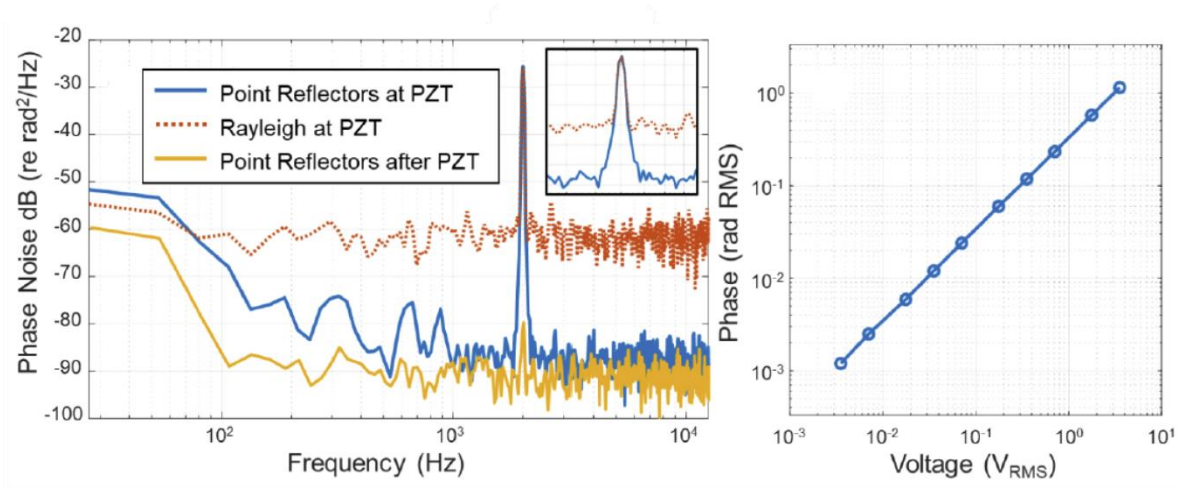


Figure I.21 : a) Niveau de sensibilité sur la jauge capteur en fonction de la position considérée b) linéarité de la réponse du capteur à la tension appliquée sur le transducteur PZ (Redding et al., Optics Express, [89])

Sur la plage 100 Hz-20 kHz, l'interrogation du senseur entre deux réflecteurs permet un gain de presque 30 dB par rapport à une interrogation de la phase de la rétrodiffusion Rayleigh sur une même jauge de 20 m : on passe d'un niveau de bruit uniforme d'environ – 60 $dB.rad^2/Hz$ à la rétrodiffusion Rayleigh contre – 90 $dB.rad^2/Hz$ entre les 2 réflecteurs. Ce gain reste néanmoins limité à basse fréquence avec un niveau de sensibilité qui remonte à hauteur de celui obtenu sans réflecteur en deçà de 100 Hz.

Cette exemple de la littérature met en avant un pan de la recherche actuelle des capteurs fibres distribuées qui s'intéresse à l'adaptation couplée d'un interrogateur DAS vis-à-vis d'une fibre micro-usinée pour gagner en sensibilité capteur.

Pour des applications de détection acoustique utilisant les réseaux standards de télécommunication, l'apport de ces technologies restent néanmoins limités. Le micro-usinage de la fibre réduit l'agilité du système ϕ – OTDR a pouvoir se brancher sur n'importe quel câble de télécommunication. La remontée de bruit basse fréquence de la Figure I.21 montre

également que ce micro-usinage ne permet pas de gagner véritablement en sensibilité dans la zone acoustique d'intérêt du très basse fréquence. Par ailleurs, l'inscription localisée de réflecteurs dans la fibre change l'approche de la mesure qui n'est plus véritablement distribuée. Enfin, le système à double impulsion est un système complexe et volumineux, nécessitant l'utilisation de 4 modulateurs d'intensités et de 2 EDFA rendant sa transportabilité et son intégration complexe.

C.1.b. Compression d'impulsions modulées en fréquence

C.1.b.i. Architecture système

Un des enjeux forts des systèmes DAS est de parvenir à interroger des longueurs de fibre toujours plus grandes pour permettre d'adresser des applications futures multiples allant de la détection de trains sur rail [29], à la surveillance de câbles télécoms [103] ou encore à des applications de sismologie et géophysique [104].

O.H.Waagaard de la société Alcatel Submarine Networks (ASN) publie en février 2021 un document qui s'intéresse à l'interrogation cohérente d'une fibre optique monomode de plus de 170 km en quantifiant le niveau de bruit capteur localement obtenu en chaque position [105]. ASN fait partie des entreprises qui développent aujourd'hui leur propre interrogateur pour des applications capteurs fibres distribuées pour la surveillance de pipeline et de périmètre (au même titre que Luna, Silixa, OptaSens, Febus Optics…).

Dans cette publication, ASN présente l'efficacité de son interrogateur OptoDAS basé sur la génération d'une modulation linéaire de fréquence (LFM) de longue durée utilisant un laser fibre à rétroaction répartie (DFB : *Distributed FeedBack*) de grande pureté spectrale avec réduction de son bruit d'intensité [106], [107]. Le schéma de principe de l'interrogateur est présenté Figure I.22 ci-après.

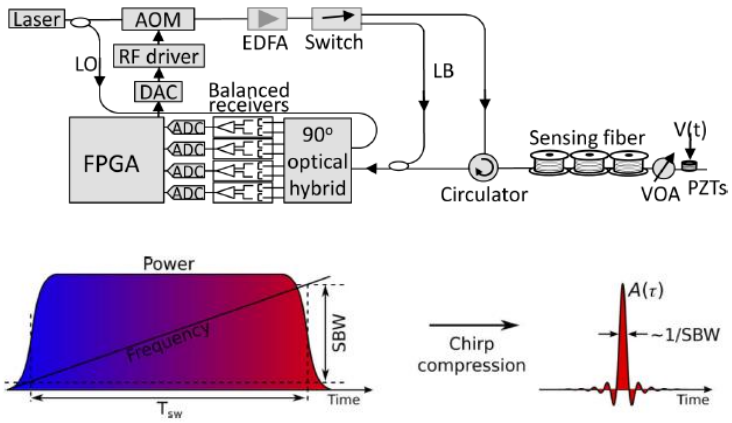


Figure I.22 : Architecture expérimentale d'un système OptoDAS à compression d'impulsion modulée (Waagaard et al., OSA Continuum, [105])

La lumière issue de la source est séparée en deux en sortie de cavité. Sur le même modèle que la technologie TGD-OFDR, une partie de la lumière est utilisée comme signal de référence (LO) et l'autre traverse le bras de modulation. La modulation est assurée par un MAO qui génère une impulsion balayée linéairement en fréquence sur une période allant de la µs à la centaine de µs et avec une amplitude de modulation de 90 MHz.

Pour rappel (voir TGD-OFDR), l'intérêt d'une impulsion de fréquence modulée est de définir la résolution spatiale du système par l'amplitude de la modulation de fréquence et non plus par la durée de l'impulsion. Une puissance optique plus importante peut donc être injectée dans le câble car répartie sur une durée plus importante. Les risques de génération de processus non-linéaires type modulation de phase par effet Kerr ou de diffusion Brillouin spontanée sont ainsi limités [108].

La commande de modulation est générée par un circuit logique programmable (FPGA *: Field-Programmable Gate Array*) qui contrôle à la fois le MAO ainsi que la numérisation et le traitement du signal capteur, ce qui permet de compacter le système.

L'impulsion générée est ensuite amplifiée par un EDFA puis traverse un interrupteur optique.

La première sortie de l'interrupteur, appelée aussi boucle retour, renvoie alors le faisceau modulé directement au niveau du système de détection. Le signal interférométrique ainsi obtenu permet d'évaluer la linéarité de modulation et d'adapter la consigne modulante au MAO pour maîtriser la forme d'onde. Nous présentons plus en détails les techniques d'évaluation et de compensation de la non-linéarité de modulation au chapitre II.

La seconde sortie de l'interrupteur traverse quant à elle un circulateur puis la fibre sensible. Le signal rétrodiffusé est ensuite recombiné avec le LO à l'aide d'un démodulateur I/Q et d'un jeu de photodiodes balancées.

Dans cette architecture optique, le démodulateur I/Q présente 8 sorties optiques, 4 pour chacun des deux axes de polarisation en vue de traiter les effets de *fading* associés.

La détection balancée permet enfin d'éliminer les termes DC de l'interférence et de ne conserver que le terme de battement.

C.1.b.ii. Traitement du signal et performances capteurs

Dans cette architecture, la brique technologique sur laquelle repose l'efficacité du système OptoDAS est un traitement du signal basé sur la compression d'impulsion, inspiré des traitements RADAR [109]. Pour chaque retard optique τ de la fibre, un produit est établi entre le champ optique rétrodiffusée $r(\tau)E_t(\tau)$ (où $r(\tau)$ désigne la réponse complexe de la rétrodiffusion Rayleigh à l'impulsion optique) et le complexe conjugué du champ optique transmis à la fibre $E_t^*(-\tau)$, champ évalué grâce à la mesure de calibration par la boucle retour.

La largeur à mi-hauteur du pic de la fonction d'auto-corrélation alors obtenue $A(\tau) = E_t(\tau)E_t^*(-\tau)$ permet de définir la résolution spatiale sur le capteur (voir Figure I.22). Elle est identique à celle mesurée en OFDR et vaut $c/2n\Delta f$. Dans le cadre de ce système, la résolution spatiale est donc limitée à un minimum de 1,11 m.

Les protocoles de traitement du signal en compression d'impulsions modulées requièrent l'utilisation de filtres numériques adaptés qui nécessitent notamment des capacités de calcul élevées. Le choix d'un FPGA n'est donc pas anecdotique pour assurer une efficacité de codage et de traitement des données.

Comme dans les systèmes $\phi -$ OTDR, l'établissement de signaux capteurs en chaque position de la fibre sensible est réalisée (sur FPGA) par une différence de phase localement mesurée entre l'impulsion N et celle mesurée à l'impulsion N+1.

Enfin, pour compenser les problèmes de *fading* interférométrique locaux et les pertes d'intensité liées à la propagation qui réduisent le rapport signal à bruit (SNR), un traitement par moyenne glissante de la phase mesurée le long de la fibre est réalisé. Le nombre de positions utilisées pour faire cette moyenne définit alors la dimension de la jauge capteur.

Waagaard et al. présente ensuite des premières mesures sur une fibre de 10 km. La bande acoustique capteur sur ces mesures vaut [20 Hz – 2500 Hz]. Un plancher de bruit capteur de $-77{,}4\ dB.rad^2/Hz$ et de $-81\ dB.rad^2/Hz$ sont obtenues à 500 Hz sur des jauges respectives de 10 m et 34 m (moyenne glissante sur environ 10 et 34 échantillons).

Les performances de l'OptoDAS sont enfin évaluées sur de plus grandes longueurs de fibre. Une mesure comparative est menée entre une fibre monomode ITU G.625.D (classique des télécommunications) de 156 km et une fibre OFS TeraWave SCUBA 125 de 198 km présentant une plus faible atténuation optique à la propagation (0,155 dB/km à 1550 nm). Les résultats obtenus sont présentés Figure I.23.

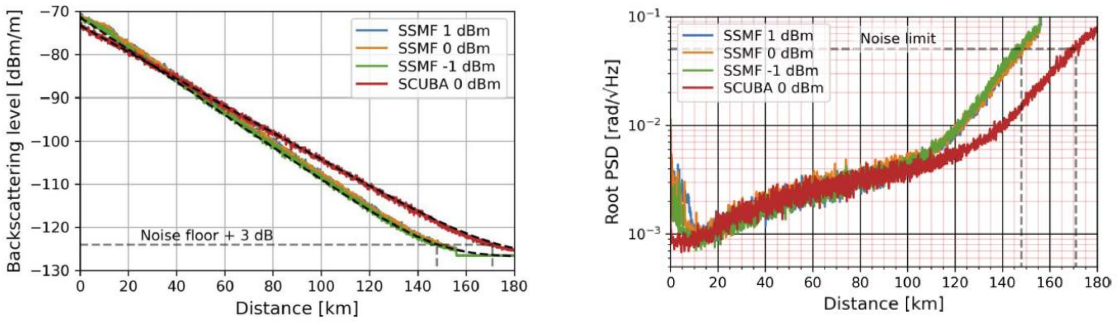


Figure I.23: (Gauche) Réflectivité des différentes fibres en fonction de la puissance optique injectée. (Droite) Niveau de sensibilité du système OptoDAS sur la plage 10-238 Hz. (Waagaard et al., OSA Continuum, [105])

Pour chacune des deux figures représentées ci-dessus, les niveaux sont moyennés sur 200 m de fibre, soit sur presque 200 échantillons ce qui est très important.

Sur la figure de gauche, une meilleure transmission optique de la fibre SCUBA est mise en évidence avec un plancher de bruit atteint 23 km plus loin que la fibre monomode standard.

Sur la figure de droite, les sensibilités capteurs sont données pour un plancher de bruit moyen mesuré sur la bande acoustique 10-238 Hz. A nouveau, la fibre SCUBA permet de sonder des longueurs de fibre plus importantes avant d'atteindre le plancher de détection de 50 $mrad/\sqrt{Hz}$ (soit de – 26 $dB.rad^2/Hz$). On retrouve ici les 23 km de différence entre la fibre monomode standard et la fibre à faible atténuation optique avec une longueur maximale sondée qui passe de 148 à 171 km. Ce résultat permet notamment de mettre en avant le lien entre l'intensité rétrodiffusée et le niveau de sensibilité capteur.

Comparativement à l'interféromètre $\phi-$ OTDR à double impulsion décrit plus haut, un niveau plancher de – 60 $dB.rad^2/Hz$ est accessible jusqu'à 20 km de fibre par l'interrogateur OptoDAS (soit sur 19 km de plus), en sachant néanmoins que ce niveau de bruit est obtenu sur un capteur moyenné de dimension 10 fois plus importante. La dynamique du capteur reste donc très bonne sur plus de 140 km de fibre (36 dB d'écart entre le début et la fin de fibre) mais la sensibilité se dégrade de façon importante à partir de 20 km pour atteindre les 4,5 $mrad/\sqrt{Hz}$ ($-46{,}9\ dB.rad^2/Hz$) à 100 km.

Cela reste néanmoins à ce jour la mesure DAS la plus longue obtenue en laboratoire ayant permis de mesurer une excitation piézo-électrique appliquée sur un enroulement de 100 m de fibre, déporté à 147 km avec une dimension de jauge de 10 m. L'excitation reste tout de même appliquée sur une portion de fibre importante, sans précision de l'amplitude de cette contrainte et du niveau de bruit de l'interrogateur sur ces jauges de 10 m à 147 km.

C.2. Mesures en conditions réelles

Depuis quelques années maintenant, de nombreuses expérimentations DAS sont menées dans des conditions plus représentatives des environnements applicatifs. Outre les systèmes commerciaux (Febus-Optics, Silixa, Bandweaver…) éprouvés dans l'industrie, de nombreux laboratoires académiques se lancent dans la réalisation de mesures DAS en extérieur de par la démocratisation des interrogateurs à des coûts réduits et l'intérêt grandissant d'une technologie « presse-bouton » sur des réseaux de télécommunications déjà préexistants.

On peut citer par exemple le cas de l'université de Tel Aviv en Israël, très active depuis 2012 sur les questions de capteur fibre en OFDR cohérent. Depuis les premiers travaux de Sagiv en 2012 et le développement d'une interrogateur OFDR avec modulation de fréquence sinusoïdale par Leviatan en 2015 [70], [110], ils ont notamment montré la détection de la marche d'un individu à côté d'une fibre disposée au sol à 64 km de l'interrogateur, ou encore présenté la réalisation d'une mesure Doppler d'une voiture jouet en déplacement au voisinage du capteur [111], [112].

La localisation de la source émettrice de l'onde acoustique dans un espace 2D et/ou 3D autour de la fibre est également devenu un sujet d'intérêt sur lequel un certain nombre de publications voit le jour. On peut mentionner en exemple le papier de Jiajing et al. de l'académie chinoise des sciences de Shangai paru en 2019 et qui propose un traitement du signal en ϕ −OTDR permettant la mesure de gisement d'une enceinte acoustique [95].

L'un des sujets les plus porteurs du DAS et pour lequel le nombre de publications ne cesse d'augmenter ces dernières années est le domaine de la géophysique et de la sismologie.

En France, de nombreux projets de collaborations voient le jour [27]. En 2020, on peut mentionner les apparitions du projet ANR MoniDAS qui a pour objectif de fédérer les différents laboratoire français autour des champs d'application du DAS, ou encore celle du projet EquipEx Marmor qui vise à développer l'instrumentation fond de mer de l'observatoire de Mayotte. Egalement l'ANR SEAFOOD qui met en partenariat le CNRS GéoAzur et Febus Optics sur les questions d'instrumentation des fonds marins. A.Sladen et al. publie à ce propos la réalisation d'une mesure DAS sur un câble de presque 42 km au large de Toulon permettant le suivi temporel d'une onde sismique [113].

A l'échelle internationale, même constat. L'université d'Alcala en Espagne par exemple et M.R Fernandez-Ruiz et al., à l'origine du chirped-pulse OTDR, s'intéresse également à l'intégration de cette technologie pour des applications de sismologies terrestres et sous-marines [23]. Ils montrent notamment que leur interrogateur a permis de détecter en 2018 un séisme aux Iles Fidji situées à plus de 16 000 km de la fibre d'interrogation [25].

Enfin, on peut aussi mentionner un certain nombre de publications dans le domaine de la surveillance du trafic routier et ferroviaire ou de l'industrie pétrolière [38], [114]. G. Celdinik et al. par exemple, qui montrent l'utilisation d'un interrogateur DAS d'AP Sensing pour la

détection de trains le long d'un rail de plus 80 km, avec une identification fine de la vitesse de déplacement des wagons au km/h près [115]. On peut citer également les travaux récents de J. Sharma et al. qui démontrent notamment l'intérêt majeur d'un interrogateur DAS basse fréquence pour la détection préventive de flux de gaz non désirés lors de l'extraction d'hydrocarbures dans les forages pétroliers, capable d'imager la dispersion et la vitesse du fluide tout le long d'un puit de près de 1800 m de profondeur [116].

Pour comprendre un peu mieux les performances actuelles des interrogateurs DAS en condition réelle, nous discutons ci-après plus en détails autour d'une publication récente du domaine où une caractérisation d'un niveau de sensibilité de l'interrogateur est réalisée.

Tout récemment, en février 2021, H. Matsumoto de l'agence japonaise pour les sciences et les technologies Terre-marine (JAMSTEC) en collaboration avec l'entreprise OptaSense, évalue la sensibilité d'un interrogateur DAS comparée à celle de sismomètres fond de mer (*OBS : Ocean-Bottom Seismometer*) lors de la détection d'une onde hydroacoustique à proximité des 50 premiers km du câble sous-marin de Muroto au Japon [117].

Un navire de surface spécialisé dans l'observation de séismes est déplacé le long de ce câble en émettant des impulsions sonores à intervalles de temps réguliers à l'aide d'un pistolet à air comprimé. Le câble est simplement déposé sur le fond océanique et le couplage avec le sol est donc assez faible.

La détection d'un choc hydroacoustique émit à 20 km du bord est présentée Figure I.24. La source acoustique est située 852 m à la verticale du câble, distance la plus proche observée pour ces mesures. La dimension de jauge sur le câble est de 10 m et le signal observé est filtré sur la bande d'émission du pistolet à air comprimé 2 Hz – 60 Hz.

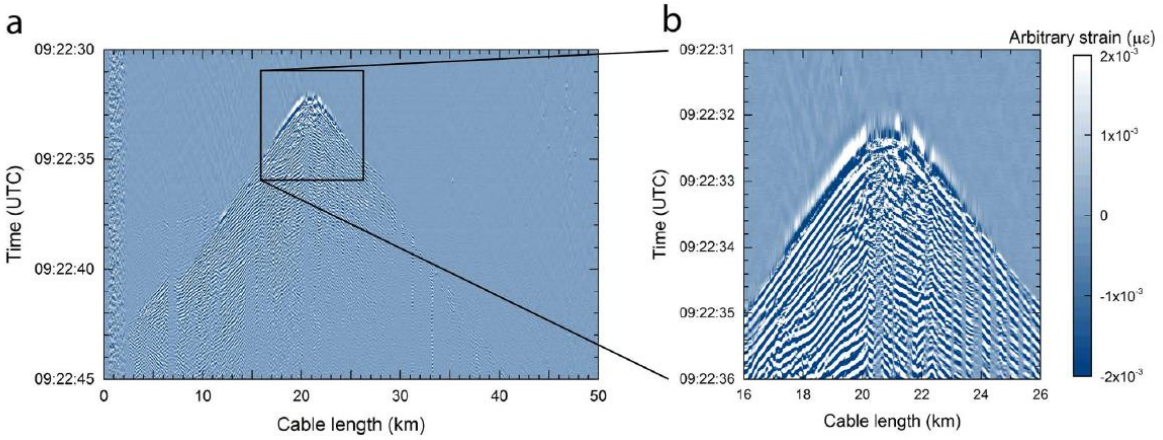


Figure I.24 : Visualisation d'un choc hydroacoustique sur câble sous-marin à 20 km du bord filtré sur la bande acoustique 2 Hz-60 Hz (H. Matsumoto et al., Nature,[117])

Sur cette trace, on visualise le profil caractéristique en « V » d'un signal hydroacoustique. A 9 h 22 min 32 s UTC, le front d'onde acoustique atteint pour la première fois le câble situé à la verticale du bateau. En se propageant sous la mer, il finit par atteindre d'autres positions voisines de plus en plus éloignées avec une atténuation progressive dépendant notamment de l'environnement du câble.

Le déphasage brut visualisé sur la mesure DAS de la Figure I.24 imposé par cette contrainte hydroacoustique est converti en « strain » par la relation établie au I.B.1.c. La trace temporelle

ainsi obtenue est présentée Figure I.25 à la position spécifique 20,8 km ainsi que la DSP de bruit associée. Par-dessus est également mesuré le taux de contrainte ou « strain rate » qui représente la dérivée temporelle du signal précédent. Cette grandeur $d\epsilon/dt$ permet de caractériser la vitesse de propagation de l'onde de contrainte acoustique est d'obtenir une grandeur comparable à la pression exercée sur le fond océanique en sismologie [118].

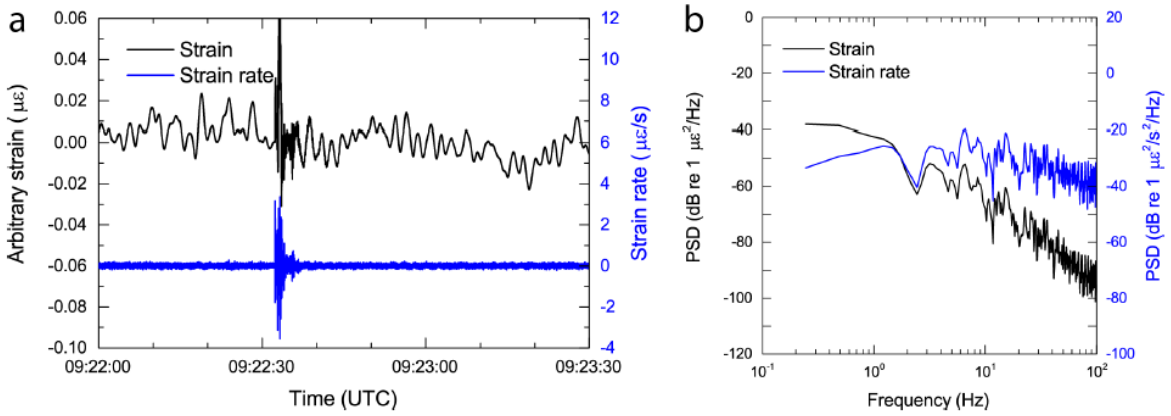


Figure I.25 : a) Trace temporelle de la contrainte (« strain ») et du taux de contrainte (« strain rate ») à 20,8 km sous l'effet du choc hydroacoustique. b) DSP des signaux temporels (H. Matsumoto et al., Nature,[117]).

La bande passante acoustique de la mesure ainsi obtenue s'étend dans les très basses fréquences entre 0,2 Hz et 100 Hz. La DSP du niveau de contrainte imposée par l'onde hydroacoustique montre une contribution qui décroit avec la fréquence passant de $-40\ dB.\mu\varepsilon^2/Hz$ à 0,2 Hz à environ $-100\ dB.\mu\varepsilon^2/Hz$ à 100 Hz (soit un niveau de ~10 $n\varepsilon/\sqrt{Hz}$ à 0,2 Hz et ~10 $p\varepsilon/\sqrt{Hz}$ à 100 Hz). Sachant la longueur de jauge de 10 m, on peut estimer le niveau de sensibilité en $dB.rad^2/Hz$ de la mesure à l'aide de l'expression I.B.4 pour un $\lambda = 1550\ nm$, $n = 1{,}4682$ et $\beta = 0{,}78$. On trouve à 0,2 Hz une contrainte très haute de – 0,64 $dB.rad^2/Hz$ et de $-$ 80,6 $dB.rad^2/Hz$ à 100 Hz, plus représentative des niveaux observés en DAS dans les publications évoquées précédemment.

La DSP du taux de contrainte est quant à elle davantage uniforme sur la bande de fréquence comprise entre – 20 $dB.\mu\varepsilon^2.s^{-2}.Hz^{-1}$ et – 40 $dB.\mu\varepsilon^2.s^{-2}.Hz^{-1}$ (soit un niveau allant de 1 $\mu\varepsilon.s^{-1}/\sqrt{Hz}$ à 100 $n\varepsilon.s^{-1}/\sqrt{Hz}$).

Pour comparer ces niveaux aux performances des sismomètres classiquement utilisés, les signaux de deux OBS disposés à 20 km du bord et à quelques mètres du câble (119 m et 89 m) ont pu être analysés. La Figure I.26 ci-après montre les résultats de cette comparaison sur le « *strain rate* » obtenu à 20,8 km pour une jauge de 10 m et sur 20 secondes d'acquisition suivant le choc hydroacoustique.

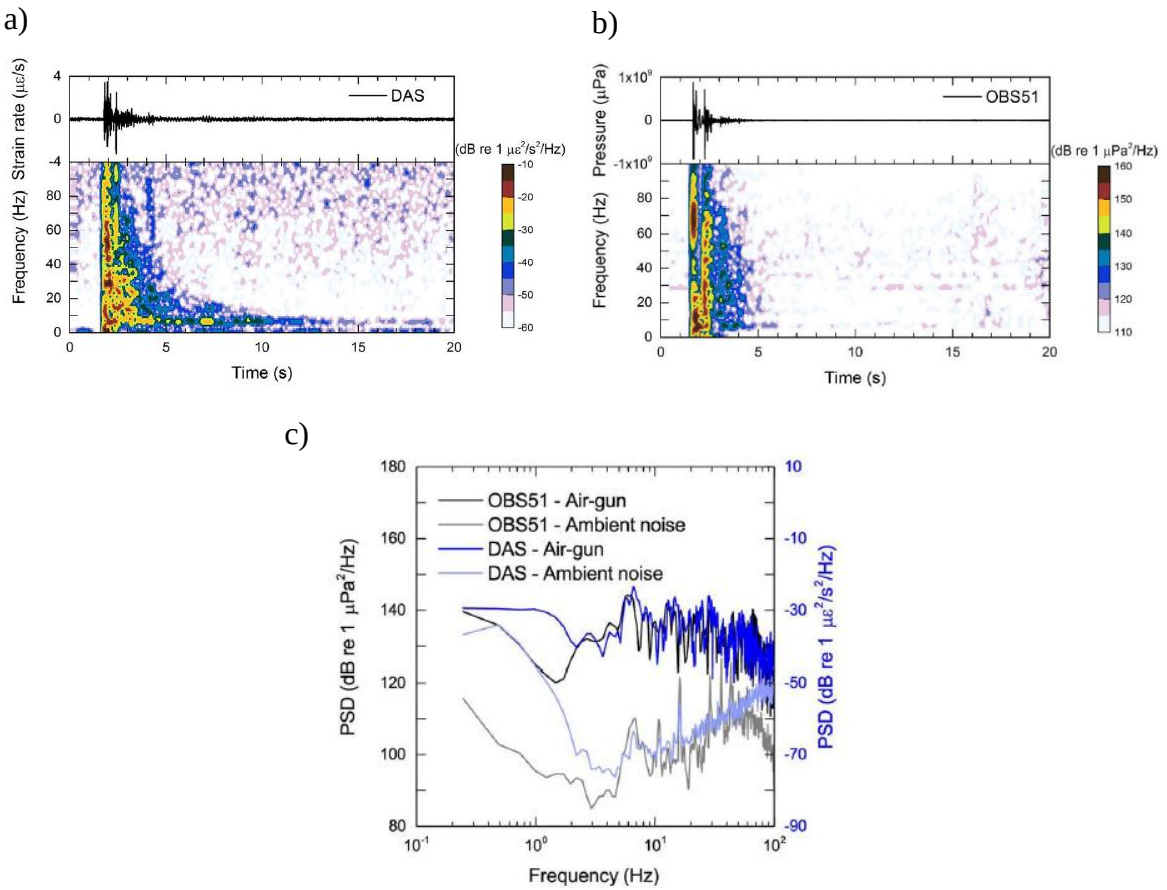


Figure I.26 : Comparaison de la sensibilité de la mesure DAS vis-à-vis d'un sismomètre fond de mer OBS51. (H. Matsumoto et al., Nature,[117]).

Les figures a) et b) présentent les traces temporelles ainsi que les spectrogrammes associées pour les deux interrogateurs sur une même bande acoustique de 0,2 Hz – 100 Hz. Les traces temporelles sont très similaires avec la présence de deux impulsions courtes intenses qui s'évasent au cours du temps. Sur les spectrogrammes, une différence est quand même notable entre les deux traces par la présence d'une contrainte très basse fréquence pour le système DAS (dans la gamme 5 Hz – 10 Hz) qui reste présente au-delà de 5 secondes après le choc. Cette onde basse fréquence résulte de la diffusion du choc hydroacoustique dans le sol océanique détecté par la fibre optique. L'OBS est quant à lui découplé de ces ondes durables.

La figure c) montre enfin la comparaison des DSP de bruit à 20,8 km pour chacun des deux interrogateurs en présence et en absence de contrainte extérieure. Le niveau de bruit est établi sur une fenêtre temporelle de 15 s avant et pendant le choc acoustique. Le « *strain rate* » est converti également en pression hydroacoustique ($dB.\mu Pa^2/Hz$) pour faire correspondre la mesure de l'OBS et celle du DAS.

Les niveaux ainsi obtenus sont là encore très similaires pour les deux interrogateurs. Avant le choc hydroacoustique, le bruit ambiant mesuré sur l'OBS et le système DAS sont globalement équivalents à l'exception d'une remontée de bruit très basse fréquence (< 1 Hz) et autour de 100 Hz pour le système DAS. Sur la portion 5 Hz – 80 Hz où les deux technologies présentent les mêmes sensibilités, le plancher de bruit vaut entre 100 et 110 $dB.\mu Pa^2/Hz$ (soit environ 0,1 à 0,32 $Pa/\sqrt{Hz}$).

En présence de la contrainte acoustique, les niveaux signaux sont identiques pour les deux technologies. La conversion du « *strain rate* » en pression hydroacoustique donne un niveau compris entre 120 et 140 $dB.\mu Pa^2/Hz$ (~ 1 à 10 $Pa/\sqrt{Hz}$), soit 10 à 100 fois plus élevé que le plancher de détection. A certaines fréquences spécifiques de ces spectres (également visible sur a) et b)), le contenu spectral du DAS et de l'OBS présente des différences. Ces différences sont liées à la nature de la mesure sur le capteur : le DAS mesure une contrainte linéaire selon l'axe de la fibre alors que l'OBS détecte la pression hydrique de façon omnidirectionnelle.

Ce papier permet ainsi de montrer qu'un système DAS abouti peut conduire à l'établissement de performances hydroacoustiques équivalentes à celles de systèmes OBS standards et justifie l'intérêt de ces interrogateurs pour des applications de sismologie sous-marine.

C.3. Récapitulatif des performances DAS et état du marché

Comme nous avons pu le constater à travers les exemples décrits dans cette partie C, le monde du DAS évolue extrêmement rapidement avec un nombre considérable de publications et d'approches différentes menées pour améliorer les performances de ces capteurs distribués. Les pistes de réflexions se portent aujourd'hui sur chaque bloc constitutif de ces interrogateurs. Elles touchent à la fois le choix technologique de la modulation de fréquence/génération d'impulsion, le développement de fibres micro-structurées plus sensibles aux faibles stimuli, ainsi que les traitements du signal adaptés à l'uniformisation du niveau de bruit sur le capteur (la gestion des données, traitements d'antenne et formations de voie…).

On récapitule dans les tableaux suivants les différentes performances des interrogateurs DAS obtenues en laboratoire ainsi qu'un paysage des systèmes commerciaux accessibles sur le marché (voir Tableau I.2 et Tableau I.3).

Tableau I.2 : Tableau récapitulatif des principaux interrogateurs DAS commerciaux disponibles sur le marché.

Société	*Interrogateurs DAS*	*Longueur de câble L/ échantillonnage spatial* ***Δz****/ dimension de jauge J*	*Bande passante acoustique BP / Sensibilité S*
AP Sensing [119]	N5200A DAS 2P Squared ($\phi-$ OTDR avec gestion du *fading*)	$L = 125$ km $\Delta z = 5 - 10$ m $J = 40{,}4$ m	$BP = [0{,}01 : 10]$ Hz $S = 1\ n\varepsilon/\sqrt{Hz}$ $\Leftrightarrow S \sim -8.5\ dB.rad^2/Hz$
Bandweaver	Horizon ($\phi-$ OTDR)	$L = 5, 10, 20, 50$ km $J = 1$ à 10 m	Fréq. Acquisition → 10 kHz $BP = [DC : 5\ kHz]$ $S = ?$
Febus Optics [120]	Febus A1-R ($\phi-$ OTDR)	$L = 50$ km (100 km avec répéteur) $\Delta z = 0{,}4$ m à $12{,}8$ m $J = 1$ à 50 m	Fréq. Acquisition → 50 kHz $BP = [DC : 25\ kHz]$ $S = 10\ p\varepsilon$ Pas d'indication sur la durée d'intégration
Silixa	iDAS ($\phi-$ OTDR)	$L = 40$ km $\Delta z = 0{,}25$ m $J = 1$ à 10 m	$BP = [0{,}01\ Hz : 50\ kHz]$ $S = ?$

Optasense QinetiQ (racheté par Luna en 2020) *[117]*	OLA 2.1 ODHF ODH4+ **ODH5X** QuantX ($\phi -$ OTDR)	L = 50 km J = 10 m	BP = [0,02 Hz : 100 Hz] S = 10 nε. $Hz^{-1/2}$ à 10 pε. $Hz^{-1/2}$ ⇔ S ~ − 0,6 dB. rad^2/Hz à S ~ − 60,6 dB. rad^2/Hz
Luna Inc. *[35]*	ODiSI (OFDR)	L = 10 à 50 m J = 0,65 mm à 1,3 mm	BP < 30 Hz à 250 Hz S = 0,1 με Pas d'indication sur la durée d'intégration
DSIT Solutions Ltd.	Lightline (OFDR) [97]	L = 50 km J > 2 m	BP < 400 Hz S = ?
Alcatel Submarine Networks (ASN) *[105]*	OptoDAS (Impulsion chirpée)	L > 125 km Δz ~ 1 m J > 10 m	BP = [50 Hz : 250 Hz] S ~ − 47 dB. rad^2/Hz (jusqu'à 100 km)
Aragon Photonics	HDAS (chirped pulse $\phi -$ OTDR)	L > 70 km J = 10 m	BP < 300 Hz S < 1 nε

Concernant les solutions industrielles (Tableau I.2), la grande majorité des interrogateurs propose des solutions de capteur distribué en $\phi -$ OTDR pour des longueurs de fibre dépassant les 50 km avec des résolutions spatiales métriques et des bandes passantes acoustiques assez variables allant des très basses fréquences à la trentaine de kHz. Pour les technologies OFDR, on retrouve principalement Luna Inc., leader de la mesure hautement résolue spatialement sur fibre courte et qui a récemment fait l'acquisition de la société OptaSens pour diversifier son activité sur de la mesure longue distance en $\phi -$ OTDR. On retrouve également d'autres acteurs qui proposent des interrogateurs OFDR longues distances, comme DSIT Solutions Ltd. ou encore Alcatel Submarine Networks dont nous avons décrit les récentes publications au I.C.1.b.

A l'exception des interrogateurs DAS ayant fait l'objet d'une publication en collaboration avec des universitaires, la sensibilité capteur est rarement fournie. Quand elle l'est, elle est généralement exprimée en $\varepsilon/\sqrt{Hz}$, parfois même sans normalisation par la durée d'acquisition (simplement en « strain ») ce qui donne peu d'informations sur la sensibilité réelle du système.

Tableau I.3 : Tableau récapitulatif de quelques performances récentes en DAS publiées par des académiques

Nature de fibre	*Technologie*	*Université / Localisation*	*Longueur de câble L/échantillonnage spatial **Δz**/dimension de jauge J*	*Bande passante acoustique BP / Sensibilité S*
Monomode	**$\phi -$OTDR**	Naval Research Laboratory (NRL), USA B. Redding [89] (2020)	L = 108 km J = 5 m	BP = [DC : 455 Hz] S = − 50 dB. rad^2/Hz

	Shangai Institute of Optics (SIO), China B.Lu [96] (2021)	$L = 104$ m $J = 1{,}34$ m et 0,67 m	BP ~ [1 kHz : 5 kHz] Sans formation de voie : $S = -60\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$ Avec formation de voie : $S \sim -80\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$
OFDR	Tianjin University (TU), China C.Wang [121] (2020)	$L = 36$ m $J = 4{,}35$ cm	BP = ? $S = 0{,}25\ \mu\varepsilon$ Pas d'analyse fréquentielle de la contrainte
	Shangai Jiao Tong University (SJTU),China Z.Zhang [122] (2019)	L = 25 km J = 2,5 m	BP = ? $S < 100\ n\varepsilon$ Pas d'analyse fréquentielle de la contrainte
	TU, China Z.Ding [123] (2017)	$L = 92$ km $J = 13$ m	BP = ? $S = ?$ Détection d'une contrainte sans identification fréquentielle ni sensibilité
	Tel Aviv University, Israël L. Shiloh [111] (2017)	$L = 64$ km $\Delta z = 0{,}4$ m $J = 6{,}5$ m	$BP = [0{,}5\ \mathrm{Hz} : 200\ \mathrm{Hz}]$ $S = ?$
TGD-OFDR	SJTU,China Z. Zhao [88] (2020)	$L = 100{,}2$ km $\Delta z = 10$ cm $J = 100$ m	**A 100 km :** $BP_1 = [DC : 1\mathrm{kHz}]$ $S_1 \sim -20\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$ $BP_2 = [DC : 40\ \mathrm{kHz}]$ $S_2(> 5\mathrm{kHz})$ $= -50\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$
	SJTU, China H.Li [34] (2020)	$L = 950$ m $\Delta z \sim 12{,}5$ mm $J = 12$ cm	$BP = [DC : 3\ \mathrm{kHz}]$ **A 942 m :** $S \sim -70\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$ **A 946 m :** $S \sim -60\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$
Chirped-Pulse OTDR	University of Alcala (UoA), Spain R. Magalhães [25] (2020)	$L = 40$ km $J = ?$	$BP = [\,0{,}02 : 1\ \mathrm{Hz}]$ $S \sim -20\ \mathrm{dB.n\varepsilon^2/Hz}$
	UoA, Spain L. Costa [101] (2019)	$L \sim 10$ km $\Delta z = 10$ cm $J = 10$ m	$BP = [DC : 5\mathrm{kHz}]$ $S \sim 2{,}7\ \mathrm{p\varepsilon}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$ $\Leftrightarrow \sim -71\ \mathrm{dB.rad^2/Hz}$

Multimode	$\boldsymbol{\phi}$ **− OTDR**	NRL, USA M.J. Murray [90] (2021)	L = 2km J = 20 m	BP = [DC : 20 kHz] **A 1920 m :** DC → S = −30 dB.rad²/Hz 100 Hz → S = −50 dB.rad²/Hz 10 kHz → S = −86 dB.rad²/Hz
		Wuhan National Laboratory for Optoelectronics (WNLO), China Z. Zhao [91] (2021)	L = 4,85 km J = 5 m	BP = [DC : 1kHz] S = ?

Les récentes publications universitaires (Tableau I.3) sur le domaine du DAS sont quant à elles principalement tournées vers des protocoles de gestion du fading interférométrique pour uniformiser le niveau de bruit capteur. Les choix technologiques se portent donc de plus en plus vers des interrogateurs avec des formes d'ondes injectées plus complexes comme le CP-ϕOTDR ou plus récemment sur des fibres optiques multimodes, insensibles à ces effets [90], [91].

L'analyse bibliographique permet également de définir les grands acteurs du domaine et les pays porteurs de projets DAS à l'échelle universitaire. Parmi les acteurs importants on trouve notamment les Etats-Unis avec le Laboratoire de Recherche Naval (NRL), principalement orienté sur le $\phi -$ OTDR en monomode et plus récemment en multimode, les équipes des universités chinoises de Shangai, Tianjin ou encore Wuhan qui développent des architectures en $\phi -$ OTDR, OFDR et TGD – OFDR, l'université d'Alcala en Espagne à l'origine du CP-OTDR ainsi que les Israëliens de l'université de Tel Aviv qui développent des architectures OFDR avec des formes d'ondes particulières (sinusoïdales).

On peut enfin mentionner l'ensemble des travaux DAS de géophysique et sismologie menés à travers le monde comme en France par l'Université de la côte d'Azur CNRS GéoAzur, au Japon avec l'Agence japonaise des sciences et technologies terre-marine (JAMSTEC) ou encore de l'institut national de recherche métrologique de Turin en Italie [2].

Aujourd'hui, les performances des différentes technologies capteurs distribués existantes ont été pour la plupart établies en dynamique avec une connaissance des longueurs de fibre, des dimensions de jauge, des bandes passantes acoustiques et des niveaux de sensibilité accessibles pour chacune.

L'OFDR dynamique reste néanmoins en retrait par rapport aux autres technologies. De par la complexité de trouver des sources lasers linéairement accordables et présentant des longueurs de cohérence importantes, elle est délaissée au profit des technologies couplées (TGD – OFDR, CP – OTDR) pour lesquelles la modulation de fréquence est assurée par un modulateur externe. Peu de publications en OFDR font d'ailleurs états de mesures dynamiques avec une analyse fréquentielle de la contrainte et une vraie identification du niveau de sensibilité.

Cependant, l'OFDR reste la technologie la plus reconfigurable, capable d'adresser un grand nombre d'applications par une modification des paramètres de la forme d'onde de modulation.

Par ailleurs, les connaissances et précédents travaux de Thales Research & Technology sur le sujet des sources lasers agiles en fréquence offre une véritable opportunité pour développer un interrogateur DAS OFDR.

D. Notre choix technologique : la solution DAS « FMCW » Thales

D.1. Choix de la source laser

Dans le cadre de cette thèse, nous avons donc choisi de développer un interrogateur DAS « FMCW », reposant sur la modulation de fréquence d'un laser de fabrication Thales. A l'origine, ce laser a été développé pour la réalisation d'oscillateurs optoélectroniques largement accordables pour des applications RADAR [36]. Il s'agit d'un laser état-solide dopé Er : Yb permettant l'émission simultanée de deux faisceaux optiques orthogonaux en polarisation. Cette biréfringence de la cavité est obtenue à l'aide d'une céramique électro-optique. Cette céramique est constituée soit de PLZT (Titano-Zirconate de Plomb dopé Lanthane) soit de PMN-PT (Niobate de plomb et de magnésium – Titane de plomb), selon les besoins. L'application d'une tension de modulation aux bornes de la céramique permet alors de maîtriser la biréfringence de la cavité et d'ainsi contrôler le décalage de fréquence entre les deux modes gaussiens ordinaire et extraordinaire.

On présente à ce titre Figure I.27 une image de la première génération de laser Thales ainsi que la valeur de ce décalage de fréquence en fonction de la tension DC appliquée sur un électro-optique en PLZT.

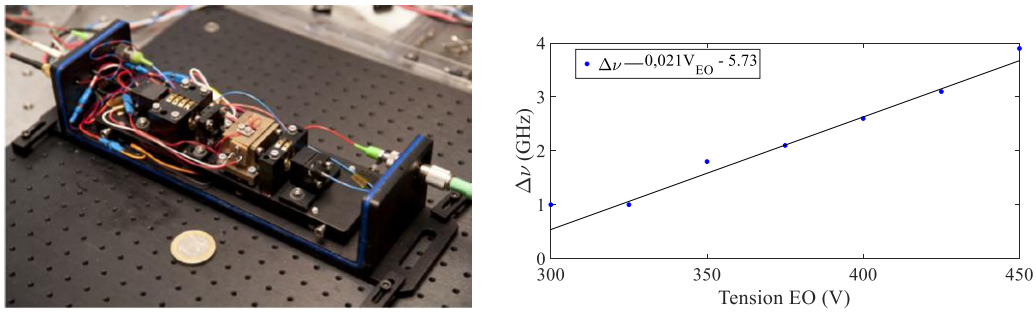


Figure I.27 : (Gauche) Image de la première génération du laser Thales. (Droite) Fréquence d'émission laser en fonction de la tension DC appliquée à l'électro-optique PLZT.

Sur une plage de 150 V, la figure de droite montre un décalage observé qui atteint quasiment les 4 GHz. Une pente de 21 MHz/V est ainsi relevée.

Cette mesure permet de montrer l'intérêt de cette technologie de laser vis-à-vis de la génération de signaux FMCW. La fréquence émise étant image de la tension de commande, l'application d'une tension modulante triangulaire autour d'une tension de polarisation DC, permet l'émission d'un signal optique dont la fréquence est balayée continument dans le temps selon un profil en dent de scie symétrique (voir Figure I.28).

Dans cet exemple, un triangle de tension d'amplitude 10 V crête à crête appliqué autour d'une tension DC de 400 V permet la génération d'une amplitude de modulation Δf de 210 MHz, soit une résolution spatiale théorique de 48 cm sur la fibre sensible.

Sachant par ailleurs que l'effet Kerr électro-optique à l'origine du décalage de fréquence est un phénomène non-linéaire d'ordre 2, l'augmentation de la tension DC permet d'atteindre des excursions en fréquence plus importantes pour une même tension modulante. Il est également

possible de choisir un électro-optique présentant une dynamique de modulation plus importante à la tension appliquée.

Une seconde génération de laser a notamment été développée au cours de la thèse avec un électro-optique intra-cavité en PMN-PT pour lequel une réponse en tension de presque 50 MHz/V a été obtenue, nécessitant ainsi 2,5 fois moins de tension pour obtenir des amplitudes Δf comparables. Cette deuxième source laser diffère également de la première par l'insertion d'une lame d'Arséniure de Gallium (AsGa) permettant de réguler le bruit d'intensité de la source et notamment de réduire l'apparition d'oscillations de relaxation intenses dans les lasers de classe B [124]–[126].

Dans la suite de ce manuscrit nous parlerons ainsi de source laser Thales v_1 et v_2 pour désigner chacune de ces deux séries.

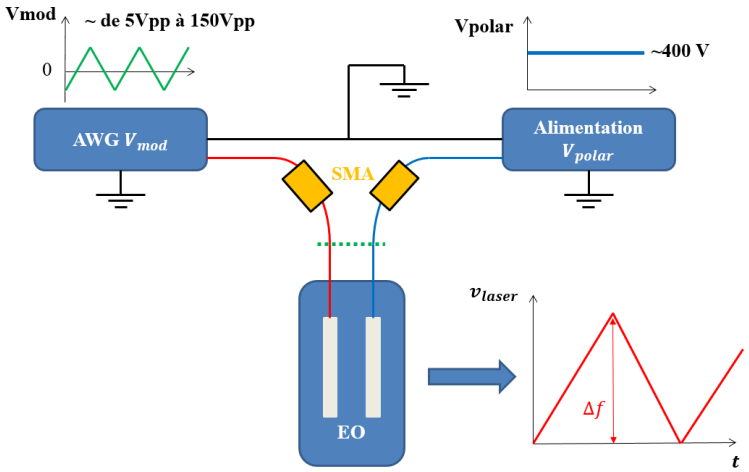


Figure I.28 : Schéma de principe de la génération de signaux « FMCW » pour le laser état-solide Thales. Abréviation : AWG : Arbitrary Waveform Generator (générateur de formes d'onde arbitraires).

Tout l'enjeu de cette technologie repose ainsi sur la source laser et la linéarité de la réponse de l'électro-optique vis-à-vis de la tension de consigne. L'intérêt d'une modulation électro-optique intra-cavité est également de compacter le système d'interrogation en OFDR et limiter l'utilisation de modulateurs externes fibrés (type MAO), moins robustes et moins agiles en terme d'accordabilité. Nous montrerons au chapitre II la qualité et la linéarité de la modulation de fréquence des sources laser Thales vis-à-vis d'autres sources du commerce.

D.2. Démonstrations préliminaires à la thèse (PFE 2018)

A mon arrivée en stage en mars 2018, nous souhaitions savoir s'il était possible d'interroger la phase de la rétrodiffusion Rayleigh pour parvenir à l'obtention d'un interrogateur DAS utilisant une fibre monomode classique de télécommunication. En s'appuyant sur l'expertise de Thales Research & Technology et les travaux de P. Feneyrou en LIDAR « FMCW » sur la calibration de forme d'onde [127], [128], la réalisation d'un interrogateur en OFDR cohérent dynamique intégrant une source laser accordable était donc la piste principalement envisagée.

Dans les sous-parties suivantes, nous revenons brièvement sur les résultats importants obtenus lors de mon stage de fin d'études, qui ont permis de valider la faisabilité d'un interrogateur DAS « FMCW » sensible à la phase et qui ont conduit à l'établissement de ce sujet de thèse.

D.2.a. Première architecture système

Un premier interrogateur a donc ainsi été développé au cours de ce stage. Nous en rappelons l'architecture Figure I.29. Un système à double interféromètres a été choisi. Un premier interféromètre dit auxiliaire permet d'échantillonner la modulation de fréquence laser et d'en évaluer la non-linéarité. Le second assure la réalisation de la mesure OFDR et la détection du signal rétrodiffusé. Pour chaque interféromètre, une démodulation I/Q est choisie ce qui permet l'obtention d'un signal d'interférence proprement défini en amplitude et en phase. Le premier démodulateur et un système commercial de la PME française Kylia et le second est un démodulateur espace libre réalisé par nos soins.

La source agile en fréquence utilisée est un RIO Orion, laser à réflecteur de Bragg distribué en cavité étendue dont la modulation de fréquence est obtenue par modulation du courant de commande [129].

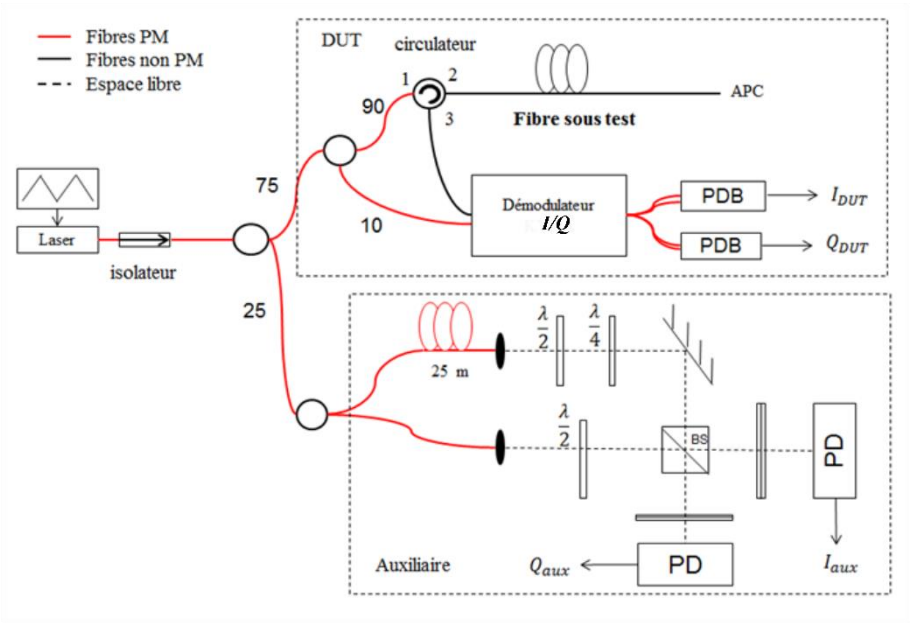


Figure I.29 : Première architecture du système DAS « FMCW ». Abréviations : PDB : photodiodes balancées, PD : photodiode, BS : beamsplitter (séparateur de faisceaux).

Dans ce système, la non-linéarité de modulation laser est maîtrisée par un premier algorithme de post-traitement des données, qui permet de compenser l'erreur générée sur le signal capteur à partir de l'écart à la linéarité de modulation mesuré sur l'interféromètre auxiliaire. Ce traitement a été depuis très largement amélioré et optimisé pour maximiser au mieux les performances systèmes. Nous revenons sur ce point au chapitre II.

Concernant le traitement des données capteurs, une approche matricielle a également été choisie [59]. La grande nouveauté de cet interrogateur est la possibilité de remonter facilement à la phase de la rétrodiffusion Rayleigh, mesure qui ne pouvait être réalisée en LIDAR « FMCW ».

Nous détaillons ci-après les résultats obtenus du fait de cette approche.

D.2.b. Détection de contraintes piézo-électriques et phase interférométrique

Un des objectifs de ce stage était tout d'abord de savoir s'il était possible de visualiser une déformation mécanique appliquée sur une simple fibre monomode. Un cylindre piézo-électrique sur lequel est enroulée et collée une portion de fibre d'environ 1 m a donc été disposé à 17 m du début d'une fibre qui en faisait au total 150 m. Une tension sinusoïdale de fréquence 1 kHz est appliquée sur le transducteur qui, entré en vibration, induit une déformation de la fibre à son contact.

On montre ainsi Figure I.30 la mesure DAS « FMCW » obtenue dans ce cas expérimental pour une modulation laser d'amplitude 100 MHz et un taux de répétition de 10 kHz. La résolution spatiale sur la fibre était donc théoriquement de 1 m (~ 150 points analysés) et une image de la fibre était réalisée toutes les 100 µs. La durée d'acquisition est limitée à 5 ms (équivalent à 50 « photographies » successives du capteur).

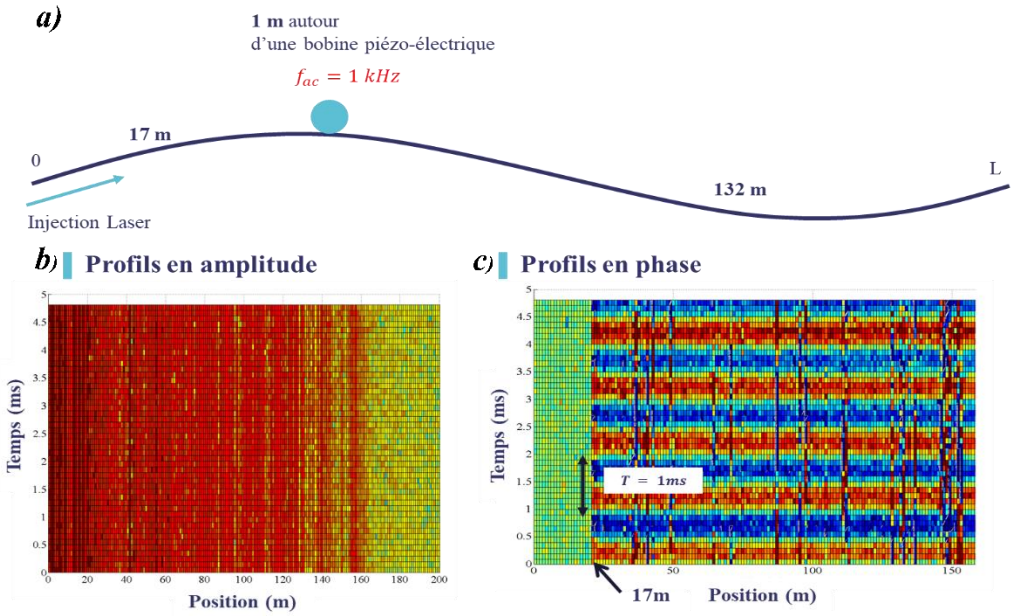


Figure I.30 : Première mesure DAS « FMCW » obtenue en fin de stage de PFE sur fibre courte (~150 m) . a) Schéma de la fibre sensible. b) Profils OFDR en amplitude sur 5 ms d'acquisition. c) Phase en chaque composante spectrale du spectre OFDR.

Ce premier résultat a permis de montrer plusieurs choses. Tout d'abord, une approche seule de l'amplitude des profils OFDR ne permet pas, par une simple analyse matricielle, de visualiser une contrainte extérieure. En effet sur la Figure I.30.b, aucune contrainte piézo-électrique est clairement identifiable.

En revanche, la mesure de la phase de la rétrodiffusion Rayleigh permet quant à elle de tirer bien plus d'information sur la contrainte. Comme visible sur la Figure I.30.c, l'oscillation à 1 kHz est clairement identifiée et apparaît à 17 m, position réelle du transducteur sur la fibre (alternance de bandes bleues et rouges espacées de 1 ms dans le temps). Par ailleurs, la contrainte piézo-électrique est visible de son point d'application jusqu'au bout de la fibre sensible.

Ce résultat important permet de confirmer que la phase relevée à une position est intégrée du début de fibre jusqu'au point considéré et que cette information est conservée par la

propagation/rétrodiffusion (voir expression I.A.8). La mesure d'une différence de phase spatiale entre deux positions successives du senseur est ainsi permise et offre la possibilité d'évaluer localement l'incrément de phase visible par chaque portion du câble résolu spatialement (voir chapitre III). Dans la suite de ce manuscrit, nous parlerons donc de façon équivalente d'interrogateur DAS « FMCW » ou de DAS ϕ – OFDR pour faire référence à cette sensibilité en phase.

D.2.c. Conservation de phase relative

Une fois la détection d'un seul piézo-électrique réalisée, nous avons également tenté de détecter deux transducteurs piézo-électriques disposés à distance l'un de l'autre, excités par une même tension et une même fréquence mais déphasés l'un par rapport à l'autre. On montre Figure I.31 le résultat obtenu toujours sur une fibre de 150 m dans le cas de deux piézo-électriques disposés à 100 m l'un de l'autre (17 m et 117 m), excités à 500 Hz en quadrature ou en opposition de phase. La modulation du RIO Orion et la durée d'acquisition restent identiques au cas décrit à la figure précédente.

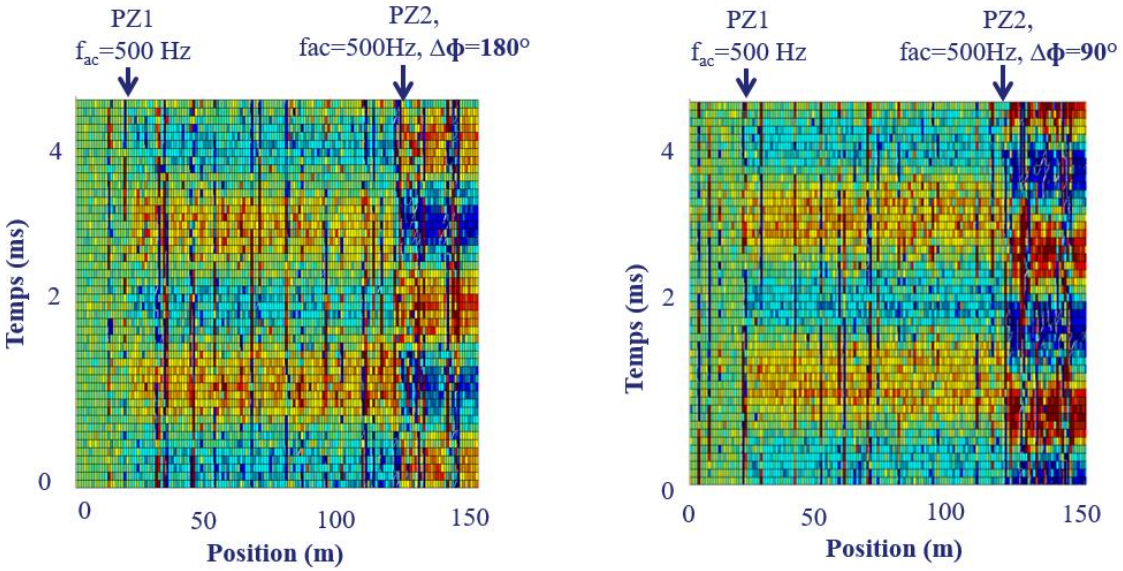


Figure I.31 : Mesure d'un déphasage relatif entre deux bobines piézo-électriques disposées à l00 m de distance l'une de l'autre et excités à 500 Hz. (Gauche) Déphasage de π. (Droite) Déphasage de $\frac{\pi}{2}$. Abréviation : PZ : piézo-électrique.

L'analyse en phase du signal OFDR permet à nouveau de remonter à l'information de contrainte. Dans les deux configurations, les deux piézo-électriques sont clairement visibles, localisés et le déphasage relatif clairement identifié. Sur la figure de gauche, l'opposition de phase est visible par un changement de l'alternance des bandes bleues et rouges au niveau du second piézo-électrique. Sur la figure de droite, la mise à la quadrature des deux signaux est également identifiée par le décalage d'une demi-période entre le signal visible après la première bobine et celui mesuré à la suite de la seconde.

Ce résultat montre alors la conservation cohérente de phase relative entre deux contraintes appliquées à distance l'une de l'autre.

E. Conclusion

Au sortir de ce stage en septembre 2018, les objectifs de la thèse à venir étaient donc multiples.

Il fallait tout d'abord montrer la possibilité de reproduire une mesure DAS ϕ – OFDR en utilisant cette fois-ci la source laser Thales, établir notamment ces performances de modulation en les comparant à d'autres sources agiles disponibles sur le marché.

Elargir la bande acoustique d'écoute en augmentant la durée des acquisitions était également un enjeu important pour couvrir le plus d'applications possibles.

Enfin, en vue de caractériser les performances de l'interrogateur et tendre vers un système égalant voire dépassant l'état de l'art, une augmentation de la longueur de fibre sondée, une quantification d'un niveau de sensibilité ainsi qu'une identification des sources de bruit limitantes sont autant de points importants qu'ils restaient à réaliser.

Dans ce manuscrit, nous présentons donc les différents travaux menés au cours de la thèse pour répondre à ces interrogations.

Comme évoqué en partie théorique sur l'OFDR, l'une des contraintes majeures de cette technologie est la génération d'une modulation de fréquence linéaire et stable au cours du temps. Dans le chapitre II, nous détaillons notre protocole de gestion des formes d'ondes de modulation par un algorithme de post-traitement numérique dont nous avons adapté les performances vis-à-vis de nos lasers Thales. Nous évaluons également la robustesse de cet algorithme sur différentes sources agiles en fréquence du commerce et montrons une grande efficacité de cette correction. Nous présentons enfin l'obtention d'un profil OFDR statique résolu spatialement sur une fibre de plus de 8 km.

Une fois cette analyse de qualité de la correction réalisée, nous discutons des performances dynamiques de notre interrogateur DAS. Dans le chapitre III, nous montrons notamment, et pour la première fois à notre connaissance, la faisabilité d'une mesure dynamique sur un capteur fibre distribué de plus de 8 km en OFDR à l'aide d'un algorithme de post-traitement numérique. Nous démontrons une réponse linéaire du capteur à la contrainte mécanique appliquée sur la fibre par un transducteur piézo-électrique. Nous établissons également la conservation de la relation de phase entre deux contraintes appliquées à plusieurs kilomètres de distance l'une de l'autre et évaluons également un niveau de sensibilité capteur que nous comparons aux performances d'autres capteurs DAS de la littérature. Nous proposons alors une étude d'identification du niveau de bruit capteurs en comparant à nouveau les performances de notre interrogateur pour différentes sources.

Chapitre II

Algorithme de post-traitement numérique pour le contrôle de la forme d'onde laser

Cette thèse a donc pour objectif de réaliser un montage DAS ϕ – OFDR intégrant une source laser Thales de longueur d'onde 1535 nm. Une mesure acoustique distribuée sur une fibre sensible monomode est exigée où le profil en phase de l'onde rétrodiffusée doit pouvoir être reconstruit intégralement.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre I, les performances des systèmes OFDR sont particulièrement dépendantes des caractéristiques d'accordabilité (équivalent de modulation) et des niveaux de bruit des sources laser utilisées. L'obtention d'un système capteur fibre distribué configurable en fonction des applications visées est un enjeu fort qui conduit à un besoin important en sources lasers monomodes de grande pureté spectrale, générant des formes d'onde hautement et rapidement balayées en fréquence et ce le plus linéairement possible.

Une faible largeur de raie offre la possibilité d'une mesure interférométrique cohérente sur de grandes longueurs de fibre tandis que la linéarité de la modulation de fréquence garantit la résolution spatiale de la mesure OFDR. Ces deux critères sont néanmoins a priori antinomiques : les sources lasers hautement accordables sont la plupart du temps faiblement cohérentes et réciproquement. Des solutions de gestion de la forme d'onde sont donc préférentiellement mises en place pour s'appuyer sur la cohérence des sources lasers et ne gérer que les problèmes de non-linéarités.

A ce titre le laser état-solide Thales avec modulation de la fréquence optique par un électro-optique intra-cavité offre un bon compromis entre finesse spectrale et grande agilité de fréquence. Nous montrons notamment figure II.0 une comparaison des bruits de fréquence et des non-linéarités du laser Thales v_1 et d'un laser RIO Orion S/N 800871 sur une modulation identique en triangle de fréquence de répétition $f_{mod} = 10\ kHz$ et d'amplitude $\Delta f \sim 100\ MHz$. Pour rappel, le laser RIO Orion est une source largement utilisée dans la littérature pour des applications capteurs (LIDAR, interféromètres etc…) du fait de sa grande finesse spectrale.

Malgré une densité spectrale de puissance (DSP) de bruit plus élevée en basse fréquence, le laser Thales présente un meilleur niveau de bruit haute fréquence et une bien meilleure linéarité que le laser RIO Orion pour une même consigne de modulation appliquée.

Néanmoins, une non-linéarité de modulation même faible doit être réduite et la forme d'onde de modulation maîtrisée au cours du temps.

Dans ce chapitre, nous présentons et justifions l'utilisation d'une solution algorithmique de post-traitement numérique pour la gestion de la forme d'onde de notre source laser Thales. Nous montrons notamment que cette solution peut être adaptée à une mesure OFDR statique. L'approche dynamique sera détaillée dans le chapitre III.

Après un état de l'art succinct des solutions existantes pour maîtriser la forme d'onde de sources lasers agiles en fréquence, nous présentons en détail l'implémentation Matlab de notre solution algorithmique. Nous quantifions ensuite les performances de cette solution et démontrons, à l'aide d'une nouvelle approche, son efficacité et sa robustesse vis-à-vis de différentes sources agiles en fréquence et pour différentes formes d'onde. Nous montrons finalement l'obtention d'un profil OFDR résolu spatialement sur une fibre de 8 km permettant de tendre vers l'étude dynamique des performances de notre montage DAS ϕ – OFDR.

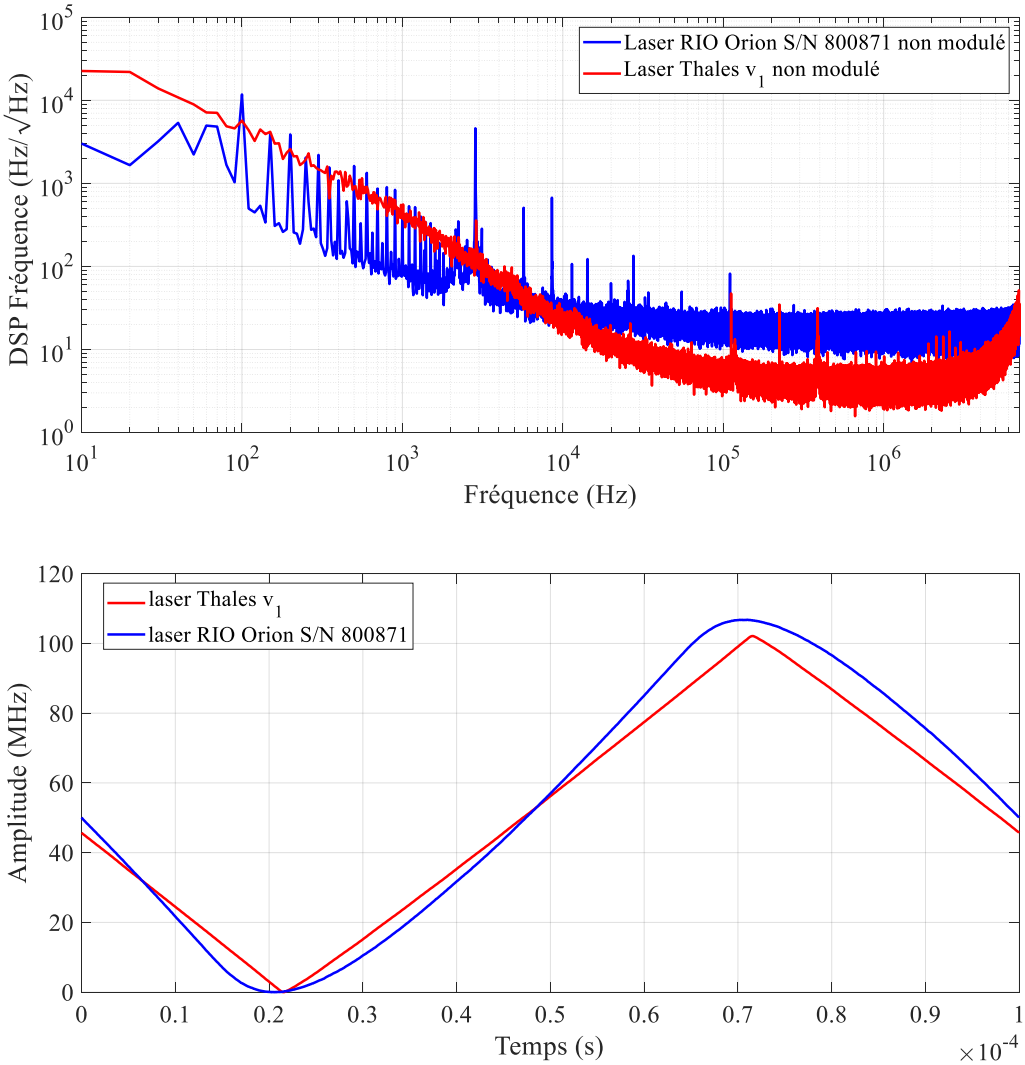


Figure II.0 : Comparaison du laser Thales v_1 et d'un laser RIO Orion. (Haut) Densités spectrales de puissance (DSP) de bruit de fréquence non-modulés. (Bas) Analyse de la fréquence modulée émise par la source en sortie de laser pour $f_{mod} = 10\ kHz$ et $\Delta f \sim 100\ MHz$

Tables des matières

A. Maîtrise des bruits de modulation de sources lasers agiles en fréquence 88

A.1. Les boucles optoélectroniques à verrouillage de phase 89

A.2. Les solutions architecturales 91

A.2.a. Le ré-échantillonnage fréquentiel 91

A.2.b. Traitement en LIDAR « FMCW » 94

A.3. Une solution algorithmique : le filtre de redressement numérique 96

A.4. Conclusion et justification de notre stratégie 98

B. Post-traitement numérique par filtre de redressement pour compensation des non-linéarités de modulation 99

B.1. Architecture système et traitement numérique 99

B.2. Bloc de découpage et fenêtre de dimension finie 101

B.3. Estimation de l'erreur ξ et mesure du γmoy 106

B.4. Le bloc du filtre de redressement 111

B.5. Le bloc final pour l'obtention des profils OFDR 114

B.5.a. Découpage final et résolution spatiale post-traitée 115

B.5.b. Les fonctions de fenêtrage numérique 116

C. Evaluation et optimisation des performances du post-traitement numérique par filtre de redressement 119

C.1. Identification des sources de bruit interférométriques 119

C.1.a. Introduction sur le principe de la mesure 119

C.1.b. Caractérisation en fonction de la puissance optique P0 ..... *120*

C.1.c. Caractérisation en fonction de la longueur interférométrique 122

C.2. Contribution du *deskew filter* dans la gestion du bruit phase interférométrique $\Delta\phi$ 123

C.2.a. En fonction de la puissance optique 124

C.2.b. En fonction du retard interférométrique auxiliaire 126

C.3. Robustesse du *deskew filter* pour la correction de $\Delta\xi$ 128

*C.3.a. Différents paramètres de modulation (*fmod, Δf, γ*) 128*

C.3.b. Différentes sources lasers 131

D. Vers une mesure DAS ϕ – OFDR : profil OFDR résolu spatialement 138

E. Conclusion 140

A. Maîtrise des bruits de modulation de sources lasers agiles en fréquence

Dans ce paragraphe, nous présentons brièvement certaines solutions existantes qui permettent la maîtrise de la forme d'onde de sources lasers agiles en fréquence. Ces techniques ont pour objectif d'agir directement sur la phase φ du champ optique émis par le laser, dont on rappelle ici l'expression pour une source linéairement modulée en fréquence :

$$\varphi(t) = 2\pi f_0 t + \pi\gamma t^2 + 2\pi\xi(t) \qquad \text{II.A.0.a}$$

où f_0 est la fréquence centrale d'émission, γ la pente de la modulation (en GHz/ms) et $2\pi\xi$ la non-linéarité de modulation que l'on cherche à compenser. Cette dernière peut être décomposée en deux sous composantes de bruit : $2\pi e(t)$ est la non-linéarité de la phase laser modulée (bruit déterministe) et $\phi(t)$ le bruit de phase intrinsèque de la source optique (bruit stochastique). Par la relation qui lie phase et fréquence, on a ainsi directement une image de l'erreur sur la fréquence instantanée ν du laser telle que :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi}.\frac{d\varphi}{dt} = f_0 + \gamma t + \frac{d\xi(t)}{dt} = f_0 + \gamma t + \frac{de(t)}{dt} + f(t) \qquad \text{II.A.0.b}$$

où $f(t) = \frac{1}{2\pi}.\frac{d\phi(t)}{dt}$ est ici le bruit de fréquence de la source. A titre d'exemple, on montre Figure II.32 l'allure des bruits de fréquence $d\xi(t)/dt$, $de(t)/dt$, et $f(t)$ obtenus expérimentalement avec notre laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5.

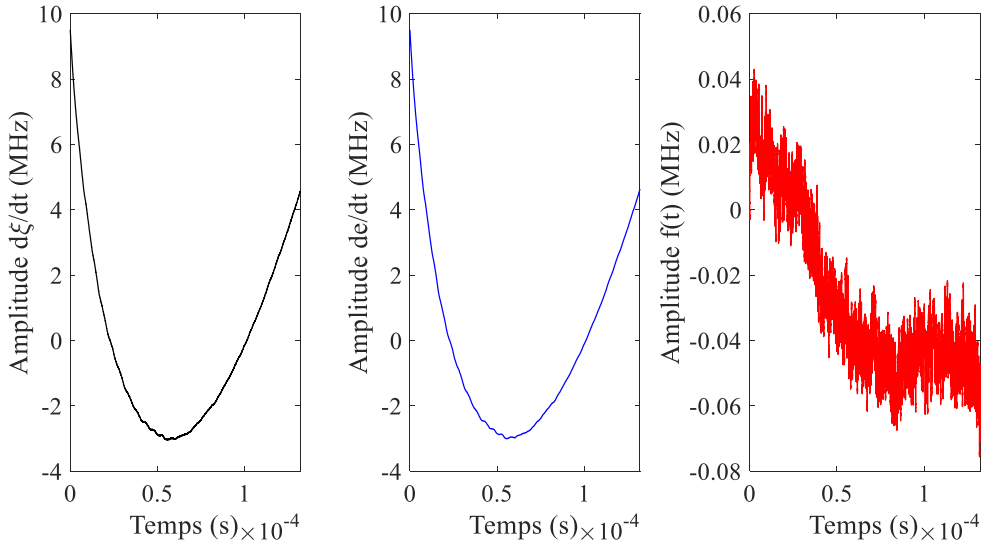


Figure II.32 : *Allure des bruits de fréquence $d\xi(t)/dt$ (gauche), $de(t)/dt$ (centre), $f(t)$ (droite) dans le cas expérimental de notre laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5. La courbe de gauche est la somme des deux courbes du milieu et de droite.*

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons donc aux méthodes qui permettent une compensation de la partie déterministe de la non-linéarité, ainsi que de sa partie stochastique ϕ. Nous décrivons entre autres les performances en OFDR statique de ces technologies et précisons l'existence ou non de publications sur de la mesure dynamique. Pour chaque solution présentée, cette discussion nous permet de tirer avantages et inconvénients de chaque technologie pour de la mesure DAS et de justifier notre choix d'utiliser un post-traitement numérique que nous présentons en fin de paragraphe.

A.1. Les boucles optoélectroniques à verrouillage de phase

Une première solution mise en œuvre dans la littérature pour la gestion de la forme d'onde de sources laser modulées en fréquence est l'utilisation de boucles optoélectroniques à verrouillage de phase (OPLL) [130]–[133]. Ces techniques reposent généralement sur la mise en place d'un signal d'erreur électronique que l'on asservit, afin de minimiser l'écart de fréquence entre une référence et la modulation du signal laser. La référence utilisée est généralement optique [134], [135].

Une boucle d'asservissement est systématiquement composée de trois éléments principaux : un oscillateur contrôlé en tension (OCT) de fréquence f_{OCT} et de phase instantanée φ_{OCT} qui est l'élément à asservir, un oscillateur local (OL) de fréquence f_{OL} (référence de stabilité de la boucle à laquelle est comparé l'OCT pour obtenir le signal d'erreur) et un filtre de boucle permettant de filtrer le signal d'erreur des fréquences parasites. C'est le dimensionnement minutieux du filtre de boucle qui définira notamment la qualité du signal d'erreur mesuré et donc la qualité de la boucle d'asservissement. Historiquement développée pour l'asservissement de laser de fréquence fixe, l'utilisation des OPLL s'est démocratisée aux sources agiles en fréquence par l'utilisation de systèmes interférométriques fibrés (Michelson ou Mach-Zehnder) d'auto-hétérodynage [136].

A titre d'exemple, nous présentons, Figure II.33 le schéma bloc d'une architecture OPLL mise en place dans le cadre de la thèse de G. Gorju pour asservir un laser état-solide modulé en fréquence à l'aide d'un électro-optique (EO) intracavité [137].

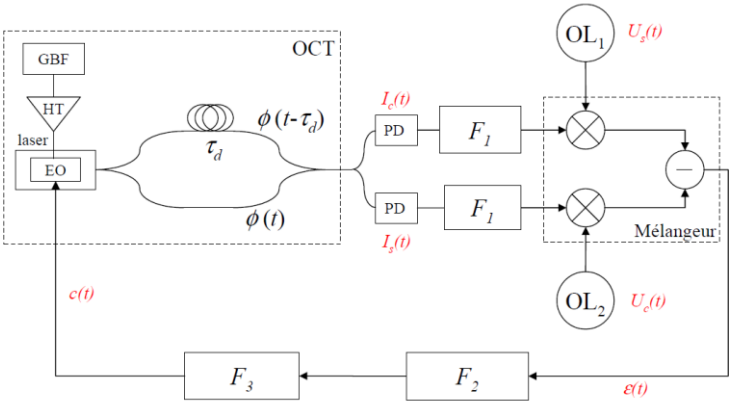


Figure II.33 : Schéma bloc de l'asservissement d'un laser modulé en fréquence (Thèse G. Gorju [137])

Dans ce système, l'OCT correspond au laser. Un interféromètre Mach-Zehnder déséquilibré permet de ramener le signal laser bruité dans une bande de fréquence détectable par le système d'asservissement. Le signal interférométrique est ainsi obtenu et résulte de la somme de deux champs optiques : l'un se propage dans un bras de référence de l'interféromètre tandis que l'autre traverse une longueur de fibre donnée, lui imposant un retard optique d'une durée τ_p. La recombinaison de ces deux champs est réalisée par une démodulation I/Q (qui n'est pas représentée Figure II.33) et détectée au niveau de deux photodiodes (PD). Deux photo-courants I_c et I_s sont alors obtenus :

$$\begin{cases} I_c(t) \sim I_0 \cos\left(K(\tau_p) + 2\pi f_{OCT} t + 2\pi\Delta\xi(t,\tau_p)\right) \\ I_s(t) \sim I_0 \sin\left(K(\tau_p) + 2\pi f_{OCT} t + 2\pi\Delta\xi(t,\tau_p)\right) \\ 2\pi\Delta\xi(t,\tau_p) = 2\pi\Delta e(t,\tau_p) + \Delta\phi(t,\tau_p) \end{cases} \qquad \text{II.A.1}$$

Où I_0 est l'amplitude moyenne du photo-courant, K une constante du temps t, f_{OCT} la fréquence porteuse de l'OCT et $2\pi\Delta\xi = 2\pi[\xi(t) - \xi(t-\tau)]$ la composante de bruit de phase laser globale incluant bruit de phase stochastique et déterministe. Le signal à asservir est ainsi décalé à la porteuse f_{OCT} et entaché par un bruit de phase $\Delta\xi$ que l'on cherche à estimer pour rétroagir sur le laser. f_{OCT} est imposé ici par le battement RF issu de l'interférence de fronts d'onde modulés linéairement tel que $f_{OCT} = \gamma\tau_p$.

Les deux signaux I_c et I_s sont filtrés une première fois puis comparés à deux générateurs basses fréquences (GBF) qui génèrent la fréquence de référence $f_{OL} = f_{OCT}$ [133]. $\Delta\xi$ est ensuite extrait de ces deux signaux à l'aide d'un mélangeur. La génération de l'OL est couplée aux comparateur en utilisant des circuits logiques programmables type FPGA [138].

La rétroaction sur le laser est finalement menée en agissant sur la tension de modulation V_{mod} de l'EO [133], [139]. D'autres solutions existent également dans la littérature et dépendent de la nature de la source à asservir.

Pour un laser fibre accordable, on peut séparer la gestion des bruits stochastiques (rapides) et déterministes (lents) en asservissant les fluctuations lentes par un transducteur piézo-électrique (PZT) d'un côté et en modulant un MOA en sortie de cavité pour les fluctuations rapides de l'autre [140]–[142]. De même pour une diode laser à rétroaction répartie (DFB), les non-linéarités de modulation sont maîtrisées par le courant de pompe [143], [144] et les fluctuations stochastiques par le MAO.

Les diverses structures OPLL énoncées précédemment sont aujourd'hui intégrées dans de nombreux systèmes OFDR statiques dont on récapitule quelques-unes des performances en longueur de fibre sondée et en résolution spatiale dans le Tableau II.4.

L'intérêt des structures OPLL est double vis-à-vis des applications OFDR. Elles permettent la réalisation de deux opérations simultanées : maîtriser le bruit de phase stochastique laser et réduire les non-linéarités de modulation. La première opération permet d'affiner spectralement la source et donc de réaliser des mesures cohérentes sur de plus grandes longueurs de fibre. La seconde permet la linéarisation du profil modulé et garantit ainsi les résolutions spatiales attendues sur la fibre [132], [139], [144], [145].

Tableau II.4 : Récapitulatif de quelques performances récentes en OFDR statique utilisant un OPLL pour asservir la modulation laser.

Auteur	***Source laser***	***Paramètres de la forme d'onde***	***Longueur de fibres sondée***	***Longueur de cohérence (L_c^{OPLL}) en sortie d'OPLL***	***Résolution spatiale***
W. Xie et al. *[145] (2016)*	Laser semi-conducteur DFB	$\gamma = 40\ THz/s$ $\Delta f = 80\ GHz$ $f_{mod} = 500\ Hz$	$\sim 2{,}3\ km$	$L_c = 80\ m$ $L_c^{OPLL} \sim 60 L_c$ $= 4{,}8\ km$	$1{,}25\ mm$ Sur toute la fibre
J. Qin et al. *[144] (2019)*	Laser fibre DFB	$\gamma = 40\ GHz/s$ $\Delta f = 1\ GHz$ $f_{mod} = 40\ Hz$	$\sim 200\ km$	$L_c \sim 13\ km$ $L_c^{OPLL} \sim 125 L_c$ $= 1625\ km$	$10\ cm$ à $20\ km$ $0{,}72\ m$ à $200\ km$
Y. Feng et al. *[142] (2020)*	Laser fibre à faible largeur de raie	$\gamma = 160\ GHz/s$ $\Delta f = 8\ GHz$ $f_{mod} = 20\ Hz$	$\sim 242\ km$		$\sim 3{,}2\ cm$ à $130\ km$ $\sim 4{,}3\ cm$ à $242\ km$

En revanche, ces structures pèchent par leur manque d'adaptabilité et d'agilité vis-à-vis des lasers et des configurations de modulation utilisées. A chaque changement de source laser, il faut ré-optimiser le filtre de boucle et à chaque changement des paramètres de modulation qui entraine nécessairement une modification de la fréquence de l'OCT, il faut également réajuster la fréquence de l'OL.

D'autre part, à notre connaissance, il n'existe aucune publication à ce jour faisant état d'une mesure en OFDR dynamique avec une OPLL et qui inclue une analyse de la phase du signal optique rétrodiffusé.

Dans le cadre de cette thèse, nous cherchons à développer une solution robuste aux différentes sources lasers et aux différentes modulations, qui ne nécessite pas de réajustement systématique du protocole de traitement. La solution d'asservissement par OPLL a donc été rejetée.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons ainsi d'autres solutions architecturales (aussi appelées *hardware*) de traitement des bruits de modulation, plus agiles vis-à-vis de la source laser et de sa modulation.

A.2. Les solutions architecturales

A.2.a. Le ré-échantillonnage fréquentiel

Une première solution *hardware* utilisée pour s'astreindre des problématiques de non-linéarité de modulation et qui s'adapte aisément à différentes sources et configurations de modulation est le ré-échantillonnage fréquentiel du signal OFDR [146]. L'architecture classique d'un montage à ré-échantillonnage fréquentiel est montrée Figure II.34 ci-après [147].

Dans ce système, un interféromètre auxiliaire type UMZI ou Michelson est utilisé pour générer un signal de déclenchement externe (dit *trigger*) à la carte d'acquisition. Ce *trigger* est obtenu en détectant les passages en zéros successifs du photo-courant auxiliaire. L'écart temporel entre

chacun de ces points d'annulation fournit une image de la fréquence de battement instantanée $f_{b_{aux}} = \gamma\tau_{aux}$ du signal interférométrique. L'irrégularité de ces écarts traduit alors la non-linéarité de modulation de fréquence du laser.

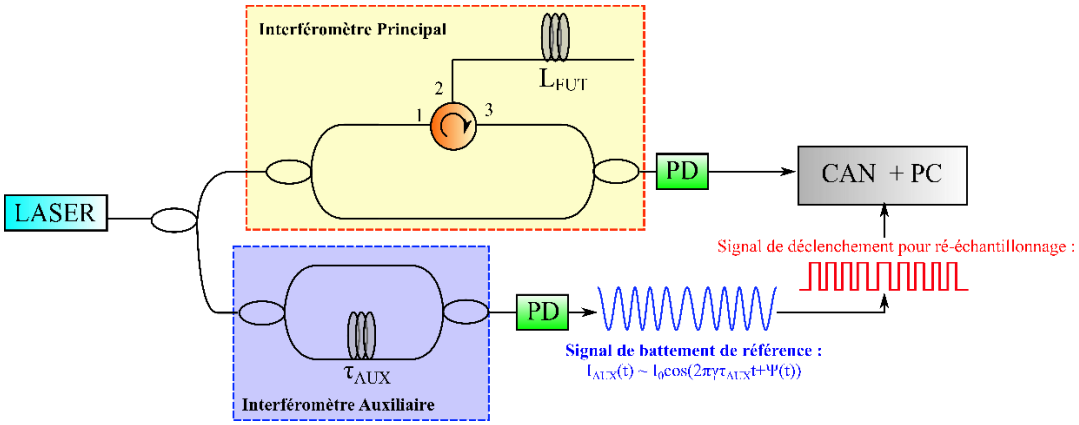


Figure II.34 : Architecture du système de ré-échantillonnage fréquentiel. PD : Photodiode, CAN: convertisseur analogique numérique, FUT : fibre sous test.

Par ailleurs, la non-linéarité de modulation du laser se transmettant de façon équivalente aux interféromètres auxiliaire et principal, le signal de déclenchement ainsi obtenu peut être utilisé pour ré-échantillonner le signal interférométrique capteur, neutralisant ainsi l'effet de la non-linéarité de modulation.

Pour illustrer cette description, nous schématisons ainsi Figure II.35 le principe du ré-échantillonnage fréquentiel pour un signal mesuré à un retard τ d'une fibre de longueur L_{FUT}.

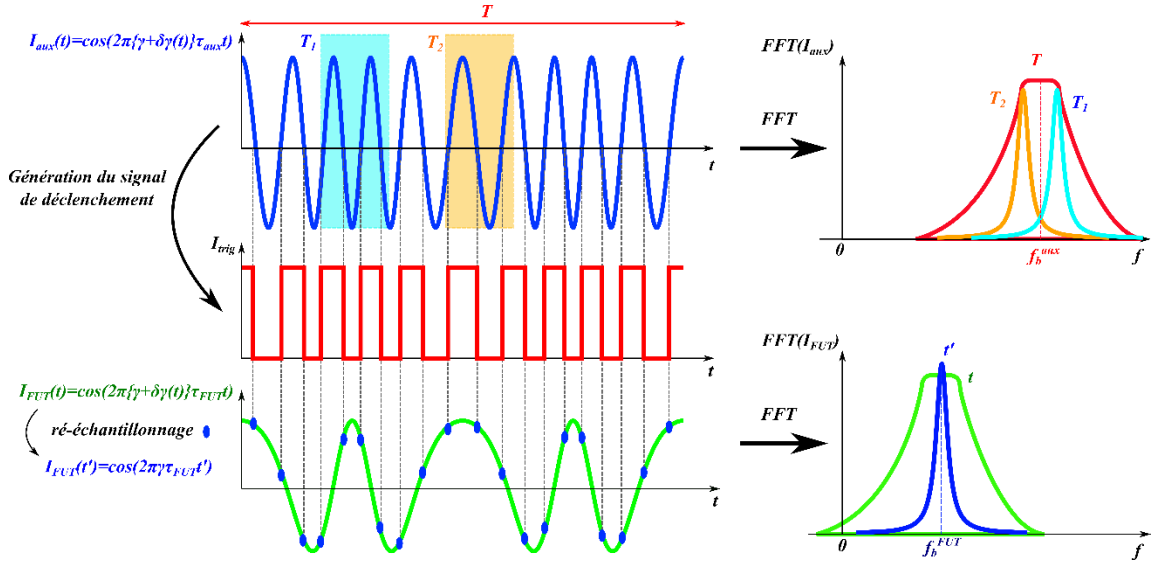


Figure II.35 : Schéma de principe du ré-échantillonnage fréquentiel du signal capteur. On considère pour l'exemple un unique τ rétrodiffusant. FFT : Transformée de Fourier.

Sur une fenêtre complète de dimension T, la transformée de Fourier du signal auxiliaire présente un pic élargi autour de $f_{b_{aux}}$. Pour des fenêtres plus petites T_1 et T_2, de même taille mais prises à deux instants différents, on obtient deux pics de battement de plus faible largeur à des

fréquences de battement f_{b_1} et f_{b_2} différentes. τ_{aux} étant fixé, cette variation de $f_{b_{aux}}$ entre T_1 et T_2 traduit bien une variation instantanée de γ, variation transmise par la non-linéarité de modulation laser. En ré-échantillonnant le signal capteur de la fibre sous test (FUT) sur une base de temps t' définit par le signal de déclenchement, on parvient à éliminer la non-linéarité de modulation.

Cette méthode s'avère donc très efficace pour contrôler la forme d'onde laser et est utilisée pour diverses applications capteurs allant de la mesure de vibration mécanique sur fibre plus ou moins longue [148], en passant par de la mesure calibrée de température [149], jusqu'à de la caractérisation de matériaux magnétostrictifs [150]. On présente Tableau II.5 quelques performances OFDR statique et dynamique marquantes utilisant cette méthode de traitement.

Tableau II.5 : Récapitulatif de quelques performances OFDR par ré-échantillonnage fréquentiel

Technologie	***Auteur***	***Source laser / Paramètres de modulation***	***Longueur de fibre et résolution spatiale***	***Mesure dynamique***
Ré-échantillonnage fréquentiel	M.E. Froggatt *et al.*[98] *(1998)*	Diode laser accordable par PZT en cavité externe	$L_{ref} = 12\ m$ $L_{FUT} \sim 3{,}5\ m$ $\delta z = 30\ cm$	Etirement fibre 60 $\mu\varepsilon$
	B.J.Soller *et al.* [60] *(2005)*	Non précisé	$L_{ref} = 130\ m$ $L_{FUT} = 35\ m$ $\delta z = 22\ \mu m$	Non
	S.T.Kreger *et al.*[35] *(2015)*	Luna Innovation® ODiSI B $T_{mod} = 12{,}5\ ms$ $\Delta f = 625\ GHz$ $\gamma = 50\ THz/s$	$L_{FUT} = 20\ m$ $\delta z \sim 0.16\ mm$	3 actuateurs Bande passante [80 : 2560] Hz

Cependant, cette technique de ré-échantillonnage fréquentiel présente un inconvénient majeur pour nos applications DAS. Le choix de la longueur interférométrique auxiliaire limite fortement la longueur de la fibre sensible. Comme le signal de battement auxiliaire sert à échantillonner le signal capteur, le critère de Nyquist impose :

$$f_{b_{max}} = \frac{f_{b_{aux}}}{2} \Leftrightarrow \tau_{max} = \frac{\tau_{aux}}{2} \qquad \text{II.A.2}$$

où $f_{b_{max}}$ est la fréquence de battement maximale de la FUT. L'utilisation de grandes longueurs de fibres auxiliaires peut permettre de repousser cette contrainte mais cela génère à la fois un encombrement plus important du système et une plus grande sensibilité de l'interféromètre de référence aux fluctuations thermiques ambiantes ce qui nécessite une meilleure isolation/thermalisation du système. Cette technique a donc principalement été développée pour de la mesure OFDR sur fibre courte hautement résolue spatialement, notamment par Luna Inc. [60].

Des solutions algorithmiques reprenant le principe du ré-échantillonnage fréquentiel ont également été développées pour s'astreindre de cette limite en longueur de fibre.

L'un des traitements du signal les plus avancés sur ce ré-échantillonnage numérique est l'OFDR par bruit de phase compensé (PNC-OFDR) [151]. Les signaux de l'interféromètre auxiliaire et principal sont tous deux échantillonnés à la même fréquence par l'horloge interne du système d'acquisition. On redéfinit ensuite numériquement une nouvelle base de temps sur laquelle la phase interférométrique auxiliaire varie d'une même quantité (par exemple π) à chaque intervalle. Identiquement au ré-échantillonnage fréquentiel, la base de temps est à pas fixe si la source laser est parfaitement modulée et à pas variable si il y a présence d'une contribution de bruit de phase laser $\Delta\xi$ (voir équation I.A.1).

Le signal de l'interféromètre principal est ensuite ré-échantillonné sur cette base de temps dépendante de l'interféromètre auxiliaire est applicable pour des retards de fibre capteur τ à nouveau limité par τ_{aux} : $\tau \leq \tau_{aux}/2$.

Mais cette fois-ci et à l'inverse du ré-échantillonnage fréquentiel *hardware,* cette limite est outrepassée en générant numériquement des signaux auxiliaires multiples de τ_{aux} de retard τ_{ref} tels que $\tau_{ref}(k) = k\tau_{aux}$ avec $k \in [1 : N]$. L'analyse de la FUT est alors segmentée en N portions de dimension $L_{aux}/2$ toutes ré-échantillonnées dans la base temporelle associée.

Cette approche a montré de bonnes performances pour de l'OFDR statique sur de grandes longueurs avec notamment une mesure statique sur une fibre de 40 km et une résolution spatiale de 2 cm [152].

Néanmoins, cette méthode de traitement est fastidieuse et présente des temps de calculs importants atteignant assez rapidement les 10 min pour une fibre testée de 40 km, ce qui complique grandement la réalisation de mesures OFDR dynamiques [153].

Pour notre système ϕ – OFDR, nous avons donc également rejeté l'utilisation des techniques de ré-échantillonnages architecturales ou algorithmiques limitées pour l'une en longueur de fibre sondable et pour l'autre en temps de calcul. Dans la suite de ce paragraphe, nous discutons autour d'une solution alternative plus robuste et rapide utilisée notamment pour des applications LIDAR (*LIght Detection And Ranging*).

A.2.b. Traitement en LIDAR « FMCW »

L'introduction du traitement du signal pour l'OFDR dans les applications capteurs fibre distribués découle très largement des applications RADAR (*RAdio Detection And Ranging*) où les formes d'onde radiofréquences type « FMCW » et les différents traitements du signal associés ont été très largement éprouvés [154]–[156]. En outre, les applications LIDAR, qui utilisent comme source émettrice un laser accordé continument en fréquence, sont identiquement sujettes aux problèmes de cohérence et de non-linéarité des sources optiques. P. Feneyrou *et al.* présente notamment une architecture système (voir Figure II.36) ainsi qu'un algorithme de traitement numérique en temps différé permettant l'ajustement de la forme d'onde d'une diode laser [127], [157].

L'objectif de cette architecture est de parvenir à générer et calibrer la forme d'onde émise par le laser et ce de façon continue sans passer par une architecture type OPLL avec un MAO et une détection auto-hétérodyne (voir A.1). Comme représenté Figure II.36, il s'agit ici d'adapter la tension de modulation appliquée à la source pour contrebalancer la réponse non-linéaire de la cavité laser. L'ajustement de cette tension de commande est réalisé de façon itérative grâce à un traitement numérique codé sur FPGA.

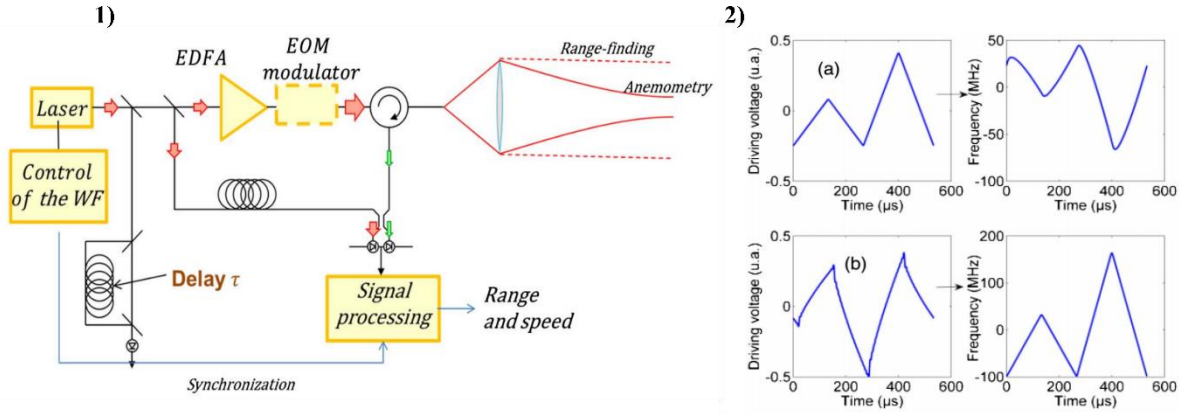


Figure II.36 : 1) Architecture du système LIDAR « FMCW ». WF : Waveform ou forme d'onde, EDFA : Amplificateur Fibre Dopé Erbium, EOM : Modulateur Electro-Optique. 2) Comparaison de la consigne de tension (gauche) et de la fréquence laser de sortie (droite) dans le cas d'une forme d'onde de consigne linéaire (a) ou calibrée (b). (Figures extraites de Applied Optics [127], [157]*, avec l'accord de P. Feneyrou)*

Cette méthode particulièrement mature technologiquement est très efficace pour maîtriser la modulation en quasi temps réel : dès la quatrième itération une linéarisation du profil est atteinte avec une non-linéarité résiduelle inférieure à 0.1 % de l'amplitude de modulation globale [157]. Par ce système, la position d'un bâtiment situé à 9760 m de la source a pu être mesurée avec une précision d'1,2 m. Avec cette même résolution spatiale, la position et la vitesse d'un avion ont également pu être suivies pendant 2 min sur une distance comprise entre 3 et 5 km et avec une précision sur la vitesse de déplacement de 24 m/s.

Nous n'avons cependant pas pu mettre en application cette solution pour notre système DAS « FMCW » de capteur fibre distribué car cette méthode nécessitait une connaissance poussée des techniques de programmation sur FPGA que je ne maîtrisais pas. L'apprentissage de ces techniques pouvant prendre énormément de temps et ne faisant pas partie des objectifs principaux de cette thèse, nous avons préféré explorer l'intérêt de cette technique via 2 sujets de stage dédiés à l'asservissement de sources laser modulées en fréquence par FPGA. Aucun résultat concluant n'a cependant pu être obtenu du fait de la pandémie de Covid-19. Nous avons donc concentré nos efforts sur une autre technique de maîtrise de la forme d'onde laser, qui consiste en un post-traitement numérique codé sous Matlab. Nous discutons de cette solution dans le paragraphe suivant.

A.3. Une solution algorithmique : le filtre de redressement numérique

L'une des solutions algorithmiques également utilisée pour compenser la non-linéarité de modulation des sources accordables linéairement en fréquence est directement importée des RADAR à synthèse d'ouverture (RSO), technologies permettant la cartographie haute résolution en 2D ou 3D de paysage [155], [156] : il s'agit d'un filtre de redressement numérique appelé *deskew filter*.

Celui-ci a tout d'abord été introduit en 2012 pour des applications capteur fibre par Sagiv et al. de l'université de Tel Aviv en Israël. Des premières mesures en OFDR statique ont été réalisées avec ce filtre dans un montage à un seul interféromètre que nous présentons Figure II.37 [70].

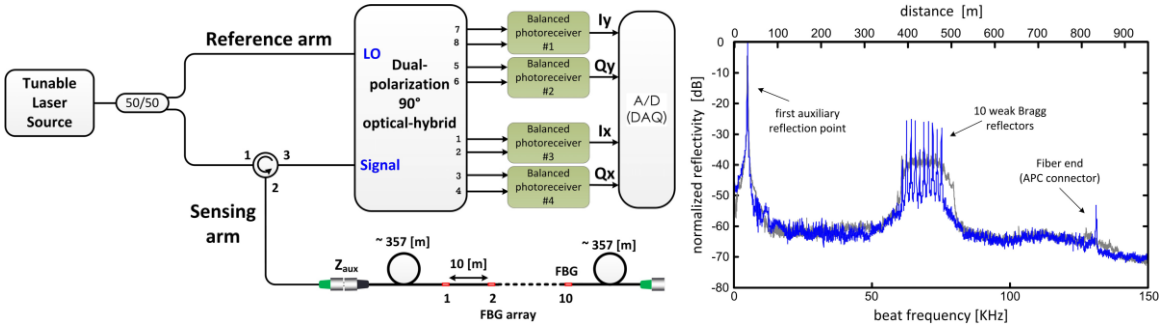


Figure II.37 : (Gauche) Schéma de l'architecture du système de post-traitement numérique par deskew filter avec interféromètre auxiliaire en ligne. FBG : réseau de Bragg fibré.(Droite) Allure du profil OFDR d'une fibre d'environ 850 m.(Optics Express [70], O.Y.Sagiv)

Dans cette architecture, un réflecteur (type connecteur FC-PC) est disposé au début de la fibre sensible et l'interférence entre sa réflexion de Fresnel et l'oscillateur local joue le rôle de signal auxiliaire permettant de mesurer les différentes contributions de bruit laser. Un signal interférométrique complexe est alors construit numériquement tel que :

$$Z_{aux}(t) \sim Z_0 \exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau_{aux} - \frac{\gamma\tau_{aux}^2}{2} + \gamma\tau_{aux}t + \Delta\xi(t,\tau_{aux})\right\}\right) \qquad \text{II.A.3}$$

L'expression II.A.3 peut s'écrire de façon analogue pour n'importe quelle position de la fibre sensible en remplaçant τ_{aux} par τ.

A partir d'une estimation précise de $\xi(t)$ et d'une succession d'étapes dont nous rediscutons au II.B, le *deskew filter* permet alors de post-traiter les données de l'interféromètre principal en réduisant la contribution du terme $\Delta\xi(t,\tau)$, et ce quel que soit le τ considéré.

Par cette technique, une mesure OFDR statique sur environ 850 m de fibre a été obtenue, résolue spatialement à 0,2 m et permettant ainsi de distinguer une succession de réseaux de Bragg (FBG) espacés de 10 m les uns des autres (voir Figure II.37 droite) [70].

Bien qu'intéressante pour travailler sur la compacité des systèmes OFDR, l'architecture d'interféromètre auxiliaire « en ligne » (*inline auxiliary interferometer*) présente plusieurs

limites. Trois problèmes sont effectivement induits par la présence du réflecteur sur le chemin optique de la fibre sensible.

Tout d'abord et comme visible sur le profil OFDR de cette même figure, le connecteur FC-PC masque, par l'intensité de sa réflexion, une grande partie des positions rétro-diffusantes voisines. Le niveau de rétrodiffusion Rayleigh faible (environ 62 dB en dessous du pic de la réflexion) n'est retrouvé que 60 m après la position du connecteur FC-PC (disposé à 30 m). Ce constat est récurrent aux positions des FBG où la réflexion recouvre quasiment 150 m de la fibre.

La seconde limite est que la puissance transmise au reste de la fibre est considérablement réduite par la réflexion, ne permettant pas un SNR suffisant aux positions de la rétrodiffusion Rayleigh. On voit notamment qu'en fin de fibre, le niveau signal est quasiment équivalent au niveau de bruit plancher de la détection (visible après la fibre) d'environ – 70 dB.

Enfin, le dernier problème est une conséquence directe des deux points précédents. Pour augmenter le SNR aux positions de la rétrodiffusion Rayleigh, on pourrait être tenté d'injecter plus de puissance optique dans la FUT. Cependant, la présence d'une forte réflexion au niveau des différents réflecteurs de la fibre capteur conduit rapidement à un signal retour très intense et donc à une saturation optique du système de détection.

Une architecture à deux interféromètres a donc été rapidement privilégiée [94], [123], [158], [159]. Des résultats en OFDR statique sur des fibres de plus de 80 km ont été reportés avec des résolutions spatiales de 20 cm à 1,6 m sur ces distances [158]. Nous rappelons à ce sujet dans le Tableau II.6 quelques-unes des performances OFDR obtenues à l'aide de ce filtre de redressement.

Tableau II.6 : Récapitulatif des performances de système OFDR utilisant un traitement numérique pour la maîtrise de la forme d'onde

Technologie	***Auteur***	***Source laser / Paramètres de modulation***	***Longueur de fibre et résolution spatiale***	***Mesure dynamique***
Filtre de redressement	O.Y.Sagiv *et al.* [70] (2012)	Laser Orbits Lightwave $\Delta f \sim 500\ MHz$	$L_{FUT} \sim 850\ m$ $\delta z \sim 0{,}2\ m$	Non
	Z. Ding et al. [158] (2013)	Non précisé $\gamma = 5\ GHz/s$ $\Delta f = 1\ GHz$ $T_{mod} = 200\ ms$	$L_{FUT} = 80\ km$ $L_{AUX} = 10\ km$ $\delta z = 20\ cm$ à $10\ km$ $\delta z = 50\ cm$ à $40\ km$ $\delta z = 1{,}6\ m$ à $80\ km$	Non
	Z. Ding et al. [123] (2017)	Non précisé $\gamma = 40\ GHz/s$ $\Delta f = 3\ GHz$ $T_{mod} = 75\ ms$	$L_{FUT} = 92\ km$ $L_{AUX} = 10\ km$ $\delta z = 13\ m$ (au niveau de la contrainte)	PZT à 90 km enroulés sur 12 m

Le traitement numérique par filtre de redressement est l'une des rares méthodes de gestion de la non-linéarité algorithmique pour laquelle il existe des premières mesures de contraintes

dynamiques exercées sur la fibre sensible avec une quantification de la déformation en $\mu\varepsilon$ [123], [159].

Cependant, en 2018 et au début de ma thèse, aucune publication utilisant le *deskew filter* ne parvenait à obtenir une trace temporelle capteur aux positions de l'excitation piézo-électrique avec une identification propre de la phase et de la fréquence de cette contrainte.

Cela peut notamment s'expliquer par la nature du filtre de redressement, qui présente l'inconvénient majeur d'être un algorithme de post-traitement et qui rend donc son utilisation plus complexe pour de la mesure en temps réel. Etant donné son intérêt historique pour des applications RADAR, son adaptation pour de la mesure temps réel en OFDR dynamique reste néanmoins envisageable.

A.4. Conclusion et justification de notre stratégie

Au vu des solutions évoquées précédemment, notre choix s'est porté au cours de la thèse sur ce *deskew filter* qui présentait la plus grande adaptabilité vis-à-vis des sources lasers et des applications visées.

Nous n'avons ainsi pas retenu les structures d'asservissement par OPLL qui nécessitent un réajustement de l'oscillateur local et des filtres de boucles à chaque changement de source laser ou de configuration de modulation.

Nous n'avons également pas choisi de nous intéresser aux solutions de ré-échantillonnage fréquentiel qui sont soit limitées en longueur de fibre mesurable pour une approche matérielle (*hardware*), soit limitées par des temps de calcul importants pour une approche algorithmique (*software*).

En revanche, nous avons choisi d'intégrer le filtre de redressement numérique à notre système DAS pour lequel des longueurs de fibre et des résolutions spatiales très variées ont été obtenues. C'est également l'un des rares traitements numériques à présenter des premières mesures OFDR dynamiques et pour lesquelles il reste des choses à montrer dans la caractérisation des différentes contraintes.

La suite de ce chapitre est donc dédiée à la présentation détaillée du code Matlab que nous avons implémenté pour mettre en place ce post-traitement numérique par *deskew filter*. Nous évaluons son efficacité sur un signal interférométrique auxiliaire à travers une mesure de résolution spatiale et de bruit de phase résiduel. La robustesse de l'algorithme est testée en comparant les résultats obtenus pour différentes sources lasers et pour différents paramètres de modulation. Nous discutons également de l'optimisation des performances de la correction en adaptant l'architecture de l'interféromètre auxiliaire (puissance optique, longueur de fibre…). Enfin une première approche dynamique de stabilisation de la forme d'onde et de la rapidité de modulation γ est détaillée. Les premières mesures OFDR dynamiques sur fibre courte seront quant à elles présentées dans le chapitre III.

B. Post-traitement numérique par filtre de redressement pour compensation des non-linéarités de modulation

B.1. Architecture système et traitement numérique

Le montage expérimental, permettant la mise en place d'un post-traitement numérique par filtre de redressement pour compenser les non-linéarités de modulation de source laser accordable en fréquence, est présenté Figure II.38. Il s'agit d'une représentation partielle de l'architecture globale du système DAS ϕ – OFDR que nous détaillerons davantage dans le chapitre III.

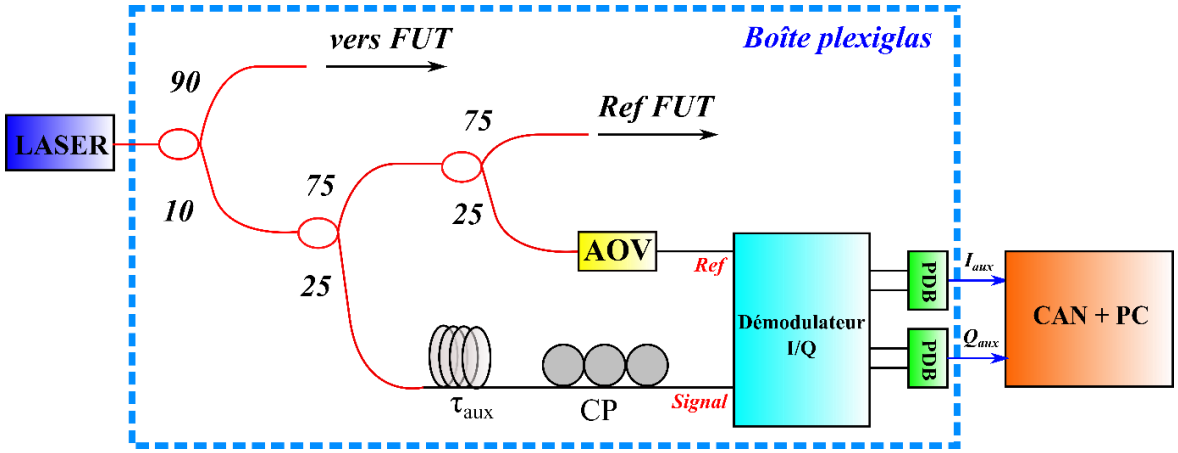


Figure II.38 : Architecture schématique de l'interféromètre auxiliaire pour le traitement numérique par deskew filter. Les portions de fibre tracées en rouge sont à maintien de polarisation (PM). CP : contrôleur de polarisation, PDB : photodiode balancée, CAN : Convertisseur Analogique Numérique, AOV : Atténuateur Optique Variable.

La lumière émise par le laser traverse un premier coupleur optique fibré 90/10 à maintien de polarisation (PM). 90 % de la lumière sont ainsi envoyés vers la fibre sensible tandis que les 10 % restant sont dirigés vers l'interféromètre auxiliaire. Le bras 10 % est à nouveau séparé par un coupleur 75/25 PM. Le bras 25 % traverse alors une bobine de fibre optique non PM appliquant un retard optique τ_{aux} puis un contrôleur de polarisation motorisé (CP) MPC320 Thorlabs, permettant de maîtriser à nouveau l'orientation du champ optique en sortie de fibre. Pour le bras 75 %, il est séparé une dernière fois par un coupleur 75/25 PM. Seul le bras 25 % est utilisé pour l'interféromètre auxiliaire, les 75 % restant servent de bras de référence pour l'interféromètre principal. Un atténuateur optique variable piloté par commande électrique (AOV) V1550A Thorlabs est également placé en sortie du bras 25 % pour maîtriser la puissance optique envoyée. L'ensemble de ces différents coupleurs a été choisi pour maximiser le bilan de puissance dans le système DAS. Dans notre architecture, l'adaptation du bilan de puissance est conditionnée par la saturation de notre système de détection (photodiodes) que nous présentons ci-après. Nous rediscuterons plus en détails de l'effet de la puissance optique sur les performances système à différents moments dans la suite de ce manuscrit (chapitre II.C. et chapitre III).

Les champs optiques issus des bras interférométriques marqués « Ref » et « Signal » sur la Figure II.38 sont ensuite recombinés par un démodulateur I/Q COH28 de chez Kylia permettant l'obtention de 8 signaux interférométriques sur 2 axes orthogonaux de polarisation (4 par

polarisation). Pour rappel, une démodulation I/Q permet de générer 2 signaux de battement en quadrature de phase l'un par rapport à l'autre tels que :

$$\begin{cases} I(t) = I_{ref} + I_d \pm 2\sqrt{I_{ref} I_d}\cos(\Delta\varphi) \\ Q(t) = I_{ref} + I_d \pm 2\sqrt{I_{ref} I_d}\sin(\Delta\varphi) \end{cases} \qquad \text{II.B.1}$$

Où I_{ref} et I_d sont respectivement les intensités optiques sur le bras de référence et le bras retardé et $\Delta\varphi$ le déphasage entre ces deux bras. Ce module Kylia a été mis en place en début de thèse pour remplacer un démodulateur I/Q espace libre réalisé par nos soins lors du stage de fin d'étude, trop volumineux et dont les réflexions parasites sur les lentilles d'injection généraient des battements optiques parasites.

Pour notre mesure interférométrique auxiliaire, une analyse sur un seul axe de polarisation est suffisante. Les 4 signaux d'intérêt sont alors recombinés deux à deux par un jeu de photodiodes balancées (PDB) PD100B AC de chez Koheron permettant d'éliminer les composantes interférométriques DC et de générer deux signaux RF I_{aux} et Q_{aux}. Ces PDB présentent une bande passante optique de [160 Hz : 100 MHz] et chaque photodiode peut supporter jusqu'à 1,5 mW de puissance optique. Néanmoins, la saturation du système de détection est une saturation RF, imposée par la plage de tension de sortie de $\pm$ 3 V et le gain de transimpédance des PDB de 39 kV/A : la puissance optique équivalente maximale supportée par la détection passe à environ 100 µW (soit 50 µW par PD).

L'ensemble du système fibré est également encapsulé dans une boîte en plexiglas hermétiquement fermée permettant de limiter l'impact des fluctuations thermiques du milieu environnant sur l'UMZI.

Les signaux I_{aux} et Q_{aux} sont ensuite numérisés par une carte d'acquisition Spectrum M4i.4411-x8, convertisseur analogique numérique (CAN) 16 bits présentant 4 voies d'acquisition (2 pour l'interféromètre auxiliaire et 2 pour l'interféromètre principal) pouvant être échantillonnées chacune de 3.8 kSample/s à 130 MSample/s. L'acquisition est synchronisée avec la consigne de tension de modulation laser. Les traces temporelles sont ensuite visualisées sur une interface graphique SBench6 de Elexis et enregistrées en binaire pour être traitées.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons rédigé l'algorithme complet sous Matlab permettant de post-traiter les données à l'aide d'un filtre de redressement numérique.

Les 4 signaux expérimentaux I_{aux}, Q_{aux}, I_{FUT} et Q_{FUT} alors obtenus (provenant des 4 voies d'acquisition du CAN) sont stockés sur 2 grappes de 4 disques durs externes (SSD) Samsung Pro en RAID0 de 2 To de mémoire chacun, permettant ainsi de supporter plus de 4 h d'enregistrement. Ces données sont ensuite extraites en sous fichier de durée variable (fonction de la fréquence d'échantillonnage choisie) par un fichier de lecture fourni par Elexis permettant de récupérer 5 vecteurs : un vecteur base de temps t (exprimé en µs) et 4 vecteurs correspondants aux 4 signaux interférométriques (exprimés en mV).

Les sous parties II.B.2 à II.B.5 sont dédiées à la description de chacun de ces blocs. La validité du traitement numérique sera évaluée au fil de la description sur le cas d'une mesure expérimentale auxiliaire obtenue avec le laser Thales dans sa version v_1 (voir chapitre I.D)

modulé à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f \sim 400\ MHz$ et $x = 0{,}5$ ($\gamma \sim 3\ GHz/ms$). Nous ne discuterons ici que des performances statiques de l'algorithme (sur un front de modulation), les performances capteurs dynamiques seront présentées tout au long du chapitre III.

B.2. Bloc de découpage et fenêtre de dimension finie

Le premier élément important pour la mesure OFDR est le choix de la fenêtre temporelle sur laquelle considérer l'interférence optique. Le premier bloc du code Matlab consiste donc à définir cette fenêtre (voir Figure II.39).

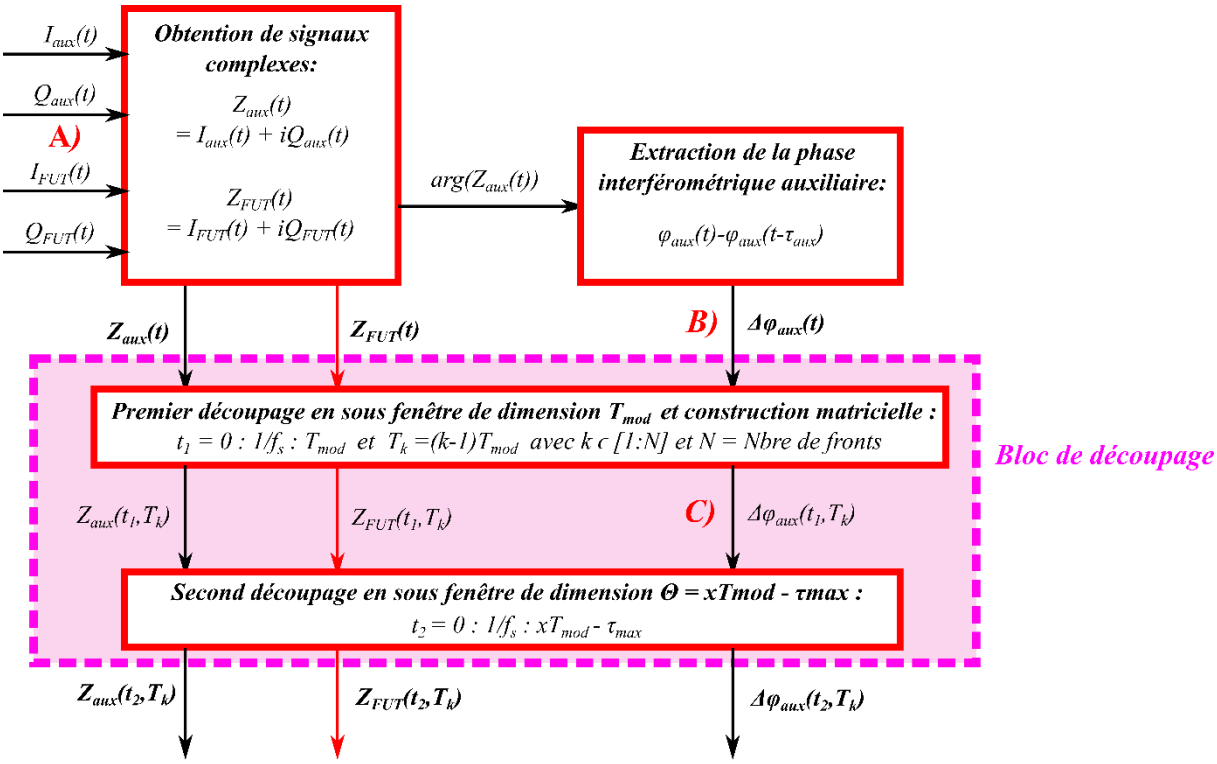


Figure II.39 : Schéma bloc du bloc de découpage du post-traitement numérique

On commence par construire les signaux interférométriques complexes Z_{aux} et Z_{FUT} à partir des 4 signaux I et Q enregistrés tels que $Z = I + iQ$ où $i^2 = -1$. On représente ci-après Figure II.40 l'allure des I_{aux} et Q_{aux} obtenus dans le cas expérimental défini préalablement.

La représentation en figure de Lissajou de Q_{aux} en fonction de I_{aux} (Figure II.40 de droite) permet d'établir la relation de phase, la variation d'amplitude relative entre ces deux signaux ainsi que la présence d'une éventuelle composante DC résiduelle. Dans le cas d'une démodulation I/Q et d'une détection balancée idéales, on obtient un cercle parfait centré en 0 (caractéristique d'un déphasage de $\frac{\pi}{2}$) et dont l'épaisseur du trait est réduite à 1 point.

Dans l'exemple de la Figure II.40, la courbe est un cercle légèrement déformé (déphasage de 88° entre I et Q détecté) centré au point de coordonnée [- 5.03, - 0.21] mV et présentant une épaisseur moyenne d'environ 150 mV.

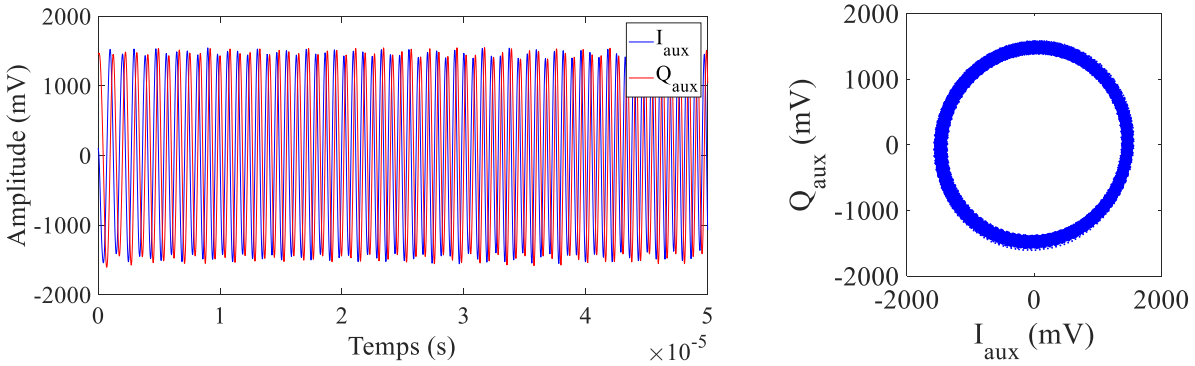


Figure II.40 : (Gauche) Allure des traces temporelles I_{aux} et Q_{aux}. (Droite) Courbe de Lissajou de Q_{aux} en fonction de I_{aux}.

Une fois l'étape A) réalisée, on retrouve alors pour Z_{aux} (idem pour Z_{FUT}) un signal dont l'expression théorique est équivalente à l'équation II.A.3. Dans la littérature [123], [158], ces termes complexes sont obtenus numériquement par transformée de Hilbert sur un signal interférométrique classique en cosinus (sans démodulation I/Q). Cette méthode certes efficace engendre néanmoins une perte d'information sur les signaux de battement, notamment sur le signe de la phase interférométrique.

Dans notre cas, la phase interférométrique $\Delta\varphi_{aux}(t) = \varphi_{aux}(t) - \varphi_{aux}(t - \tau_{aux})$ est directement extraite de l'argument de Z_{aux}. C'est ce signal de phase qui permet de découper nos signaux temporels Z_{aux} et Z_{FUT} en sous vecteurs de même dimension, égaux à la taille d'un front de modulation.

Pour un τ_{aux} suffisamment petit par rapport à la période de modulation, on écrit notamment :

$$\Delta\varphi_{aux}(t) \sim \tau_{aux}.\frac{d\varphi(t)}{dt} = 2\pi\tau_{aux}.f(t) = 2\pi\tau_{aux}\left\{f_0 + \gamma t + \frac{d\xi(t)}{dt}\right\} \qquad \text{II.B.2}$$

Par cette approximation, la phase interférométrique auxiliaire est proportionnelle à la fréquence émise par le laser à un facteur $2\pi\tau_{aux}$ près. $\Delta\varphi_{aux}$ présente ainsi une variation triangulaire, d'amplitude proportionnelle à Δf, de période égale à la période de modulation T_{mod} et de bruit de fréquence $2\pi\tau_{aux}.\frac{d\xi}{dt} \sim 2\pi\tau_{aux}.\Delta\xi(t).f_s$, où f_s désigne la fréquence d'échantillonnage du CAN. Nous discutons plus en détail du choix optimum de τ_{aux} pour garantir cette estimation et du post-traitement numérique au II.C.

On représente Figure II.41 ci-après l'allure de la phase interférométrique auxiliaire obtenue dans le cas expérimental de notre laser Thales v_1 modulé à 3,75 kHz, Δf ~ 400 MHz, x = 0,5.

Comme on peut le constater, $\Delta\varphi_{aux}$ présente bien une forme triangulaire, image de la modulation de fréquence de la source. La phase déroulée varie globalement entre 0 et 1160 rad et la période d'un motif vaut bien 267 µs, ce qui correspond à la période T_{mod} du motif de consigne. Il est important de souligner ici que le sens de variation de $\Delta\varphi_{aux}$ est parfaitement défini (du fait de l'utilisation préalable d'un démodulateur I/Q).

En normalisant par $2\pi\tau_{aux}$ cette amplitude, une première estimation de l'amplitude de modulation nous donne un $\Delta f_0 \sim 395\ MHz$. Dans notre cas expérimental, le retard optique dans

l'interféromètre auxiliaire est mesuré préalablement à 473 ns ce qui correspond à une longueur d'environ 96,7 m pour une fibre standard Corning® de SMF28 d'indice effectif $n = 1{,}4682$ à 1,55 µm. Nous rediscuterons de l'importance de la caractérisation précise du retard optique auxiliaire τ_{aux} et du protocole de mesure associé dans le paragraphe suivant II.B.3.

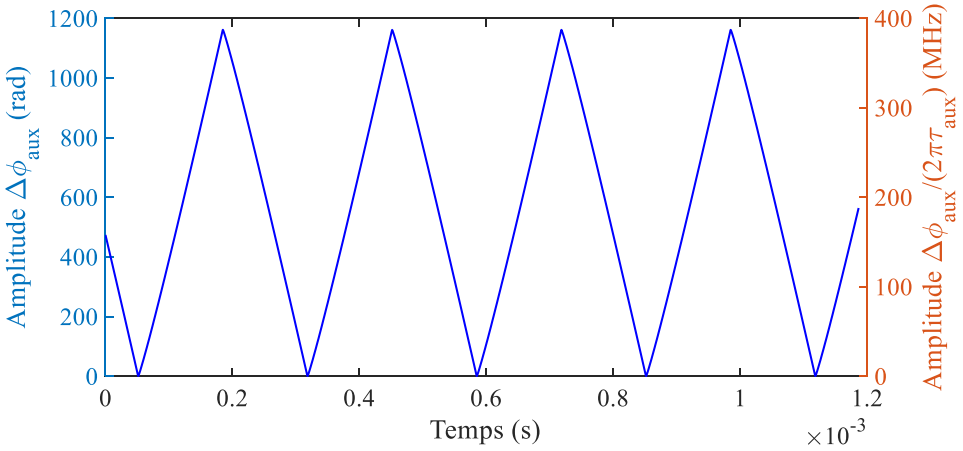


Figure II.41 : Allure de la phase interférométrique auxiliaire $\Delta\varphi_{aux}$ déroulée sur 1,2 ms d'acquisition.

Enfin, l'acquisition est déclenchée sur un front descendant de modulation, ce qui est validé aussi expérimentalement Figure II.41 par l'amorce de $\Delta\varphi_{aux}$.

Une fois cette phase de $\Delta\varphi_{aux}$ déroulée sur la durée d'acquisition, Z_{aux} et Z_{FUT} passent à travers un bloc de découpage qui fonctionne alors en deux étapes.

La première (entre B et C sur la Figure II.39) consiste à diviser la trame temporelle complète en N portions de dimension T_{mod}. Sachant que l'acquisition des données est déclenchée en milieu de front descendant de modulation, N désigne également le nombre de fronts montants de modulation accessibles par la mesure. On obtient une représentation matricielle des signaux complexes Z_{aux} et Z_{FUT} sous la forme $Z(t_1, T_k)$ avec deux nouvelles bases de temps $t_1 = 0 : \frac{1}{f_s} : T_{mod}$ et $T_k = (k-1).T_{mod}$ avec $k \in [1 : N]$.

Dans notre cas expérimental, on obtient une phase interférométrique auxiliaire sur chaque colonne T_k de Z_{aux} visible Figure II.42 ci-après.

Sur cette figure, l'amorce de $\Delta\varphi_{aux}(t_1, T_k)$ est également déclenchée sur un front de modulation descendant, ce qui permet d'extraire pleinement le signal Z_{aux} sur un front de modulation montant (idem pour Z_{FUT}).

Sur les 200 ms d'acquisition de notre cas expérimental, on est capable d'extraire jusqu'à 749 fronts de modulation (750 fronts moins un perdu par le déclenchement front descendant).

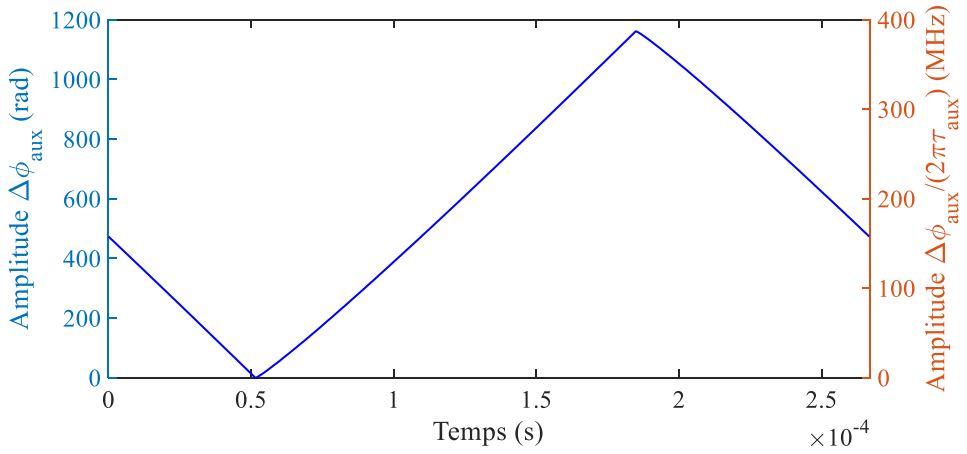


Figure II.42 : Allure de la phase interférométrique auxiliaire sur un front de modulation suite à la 1ère étape de découpage (B)→(C).

Une fois ce premier découpage réalisé, une nouvelle étape consiste alors à restreindre une seconde fois la taille de la fenêtre pour se limiter à une zone où les variations de phase interférométrique $\Delta\varphi_{aux}$ et $\Delta\varphi_{FUT}$ sont toutes deux croissantes.

On représente schématiquement ce découpage Figure II.43.

La condition $\Delta\varphi_{aux}$ et $\Delta\varphi_{FUT}$ toutes deux croissantes est vérifiée si les champs optiques de référence et celui retardé de τ présentent des phases optiques de même monotonie (ici un γ positif). Ainsi, si l'on définit τ_{max} le plus grand retard optique imposé par la fibre sous test (FUT) et sachant que pour notre application $\tau_{max} \gg \tau_{aux}$, le choix de la fenêtre de découpage est conditionné par la longueur de la fibre sensible.

La fenêtre finale en sortie de découpage est coloriée en vert clair sur cette figure et vaut ainsi :

$$\Theta = xT_{mod} - \tau_{max} \qquad \text{II.B.3}$$

où $x \in]0 : 1]$ correspond à la symétrie du motif. Pour n'importe quel τ (de l'interféromètre auxiliaire ou principal), la fréquence de battement $f_b = \gamma\tau$ sur cette fenêtre est toujours constante et positive.

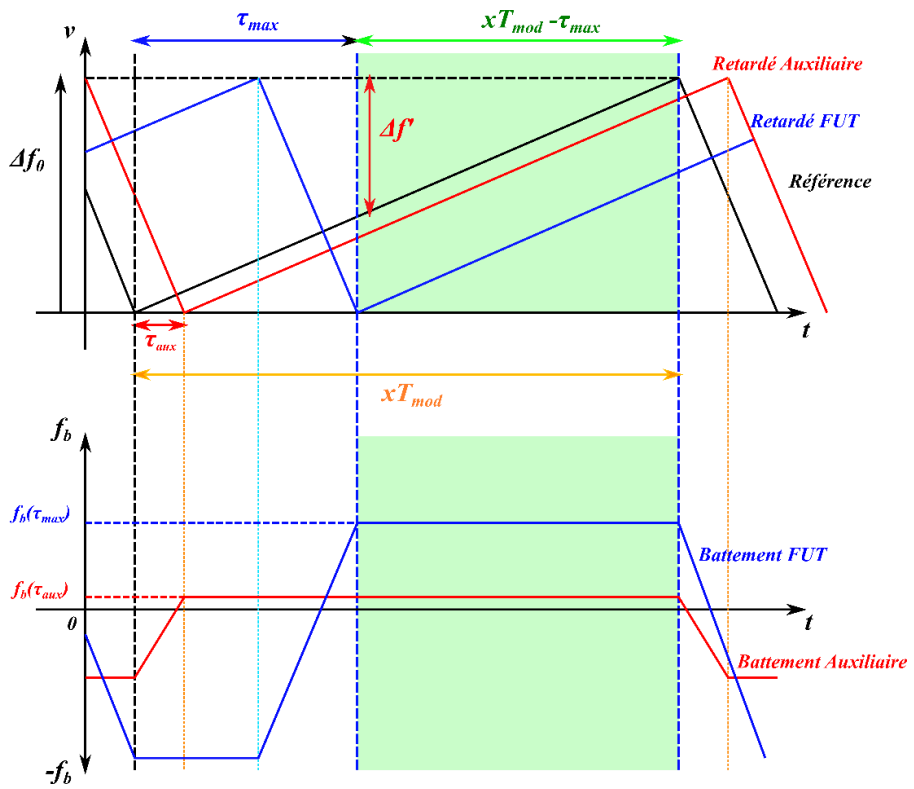


Figure II.43 : Choix de la dimension de la fenêtre d'analyse pour un profil OFDR statique. (Haut) Tracé de la fréquence instantanée du signal de référence (noire), du signal retardé dans l'interféromètre auxiliaire (rouge) et du signal rétrodiffusé au point le plus éloigné de la fibre sensible (bleu). (Bas) Evolution temporelle des fréquences de battements interférométriques auxiliaire et FUT.

On peut donc réécrire le signal interférométrique complexe ainsi obtenu comme suit :

$$Z(t_2, T_k) = Z_\tau(T_k).\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau - \frac{\gamma(T_k)}{2}\tau^2 + \gamma(T_k)\tau t_2 + \Delta\xi(t_2, \tau, T_k)\right\}\right)$$
$$avec\ t_2 = \tau_{max} : \frac{1}{f_s} : xT_{mod} \sim 0 : \frac{1}{f_s} : \Theta \qquad \text{II.B.4}$$

où $\gamma(T_k)$ désigne la pente au $k^{ième}$ front de modulation et Z_τ l'amplitude interférométrique au retard τ.

Ce découpage impose néanmoins une condition supplémentaire. En effet, l'amplitude de modulation effective $\Delta f'$ perçue par le traitement est réduite telle que :

$$\Delta f' = \gamma_{moy}.\Theta = \gamma_{moy}(xT_{mod} - \tau_{max}) = \Delta f_0\left(1 - \frac{\tau_{max}}{xT_{mod}}\right) \qquad \text{II.B.5}$$

où $\gamma_{moy} = \Delta f_0 / xT_{mod}$ la rapidité moyenne idéale de modulation et Δf_0 l'amplitude de modulation initiale. Par conséquent, ce découpage va directement impacter la résolution spatiale que l'on peut espérer atteindre dans le cas d'une modulation idéale sans non-linéarité de modulation. On écrit cette résolution $\delta z'$ post-découpage telle que :

$$\delta z' = \frac{c}{2n\Delta f'} = \frac{c}{2n\gamma_{moy}(xT_{mod} - \tau_{max})} = \left(\frac{1}{1 - \frac{\tau_{max}}{xT_{mod}}}\right).\delta z \qquad \text{II.B.6}$$

A titre d'exemple, pour une modulation $x = 0{,}5$ à $f_{mod} = 1\ kHz$ et $\Delta f_0 = 200\ MHz$, n ~ 1.5 et deux τ_{max} de 10 µs ($L_{FUT} \sim 1\ km$) et de 250 µs ($L_{FUT} \sim 25\ km$), l'amplitude de modulation effective $\Delta f'$ vaut respectivement 196 MHz et 100 MHz faisant passer la résolution spatiale δz de 50 cm à respectivement 51 cm et 1 m.

Dans notre cas expérimental où $L_{aux} = 96{,}7\ m$, on limite notre observation à un $L_{FUT}^{max} = 50\ m$ ce qui permet de conserver une taille de front optimale et conserver une résolution spatiale proche de la résolution théorique avec un élargissement limité à 0,2 % ($\delta z' = 1{,}002.\delta z$).

Dans un cadre plus applicatif où $\tau_{max} \gg \tau_{aux}$, le choix de xT_{mod} est primordial par rapport à la longueur de fibre maximale que l'on souhaite analyser et l'on cherchera autant que possible à se placer dans une configuration où $xT_{mod} \gg \tau_{max}$ pour minimiser la perte en résolution spatiale et considérer $\Delta f' \sim \Delta f_0$.

B.3. Estimation de l'erreur ξ et mesure du γ_{moy}

Après ce bloc initial de découpage, nous en venons à l'estimation précise du bruit de fréquence initial laser ξ et de la rapidité moyenne de modulation γ_{moy}. La caractérisation de ces deux grandeurs est de prime importance pour faire fonctionner l'algorithme de post-traitement numérique. Elles sont estimées à partir de la phase interférométrique auxiliaire $\Delta\varphi_{aux}$, échantillonnée sur la base de temps t_2 post-découpée et évaluée en N fronts de modulation successifs (argument de Z dans l'expression II.B.4).

Une première étape du traitement consiste alors à retirer l'origine de phase pour chaque front k de $\Delta\varphi_{aux}$. Cela permet à la fois d'éliminer les termes constants de phase et de se prémunir d'éventuelles fluctuations thermiques lentes liées à une mauvaise isolation de l'interféromètre auxiliaire. Ces dernières sont généralement assez faibles sur la durée de nos acquisitions du faite de l'isolement de l'interféromètre auxiliaire par la boîte en plexiglas, avec des variations inférieures à 1 % de l'amplitude complète de $\Delta\varphi_{aux}$.

Dans notre cas expérimental par exemple, l'origine de chaque front de phase montant reste stable sur les 200 ms d'acquisition : elle passe de -611 rad à -619 rad. Pour une amplitude de $\Delta\varphi_{aux}$ crête à crête de 1160 rad, cela représente 0.7 % de déviation pendant les 200 ms d'acquisition ce qui reste faible et montre le bon isolement thermique de l'interféromètre auxiliaire.

Ensuite, deux opérations simultanées sont appliquées sur $\Delta\varphi_{aux}^0$.

La première consiste à extraire les $\gamma(T_k)$ par une régression linéaire de $\Delta\varphi_{aux}$ à chaque instant T_k. Le coefficient directeur de chacune des régressions (valant théoriquement $2\pi\gamma(T_k)\tau_{aux}$) permet ainsi de quantifier les éventuelles fluctuations de pentes de modulation. De façon équivalente, la seconde opération consiste à moyenner $\Delta\varphi_{aux}$ sur la base de temps T_k et d'extraire par une seule régression linéaire la valeur de γ_{moy}.

On représente Figure II.44 le relevé des $\gamma(T_k)$ obtenus par fit linéaire sur les 749 fronts successifs de notre cas expérimental et nous les comparons au γ_{moy} mesuré sur un front $\Delta\varphi_{aux}$ moyenné.

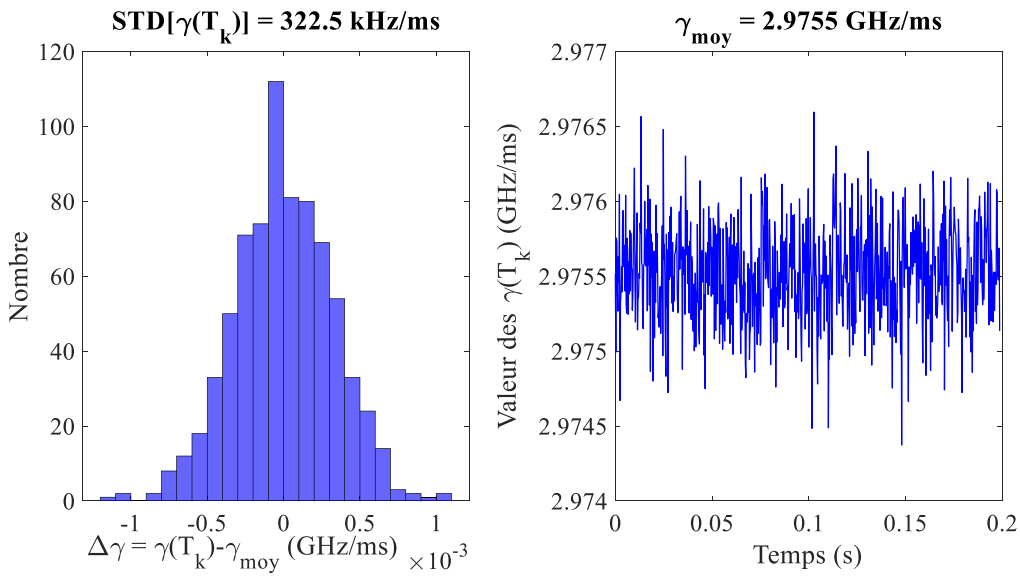


Figure II.44 : Allure des $\gamma(T_k)$ pour 749 fronts successifs. (Gauche) Histogramme des $\gamma(T_k) - \gamma_{moy}$. (Droite) Variation temporelle des $\gamma(T_k)$. STD : Déviation standard.

Pour la mesure de γ_{moy}, une pente de 2,976 GHz/ms a été mesurée, définissant une amplitude de modulation moyenne $\Delta f_{moy} = 396{,}8$ MHz. Comme présenté Figure II.44 sur le signal expérimental réel, la variation temporelle des $\gamma(T_k)$ conduit à une déviation standard (STD) de 323 kHz/ms sur 200 ms.

Pour la mesure des $\gamma(T_k)$, une modélisation préliminaire à la succession des ajustements linéaires a été réalisée sur un signal théorique présentant une pente $\gamma = 3$ GHz/ms constante au cours des T_k et sans présence de non-linéarités de modulation. Une STD des γ_k de 106 Hz/ms (= $1{,}06.10^{-7}$ GHz/ms) sur 750 fronts de phase auxiliaires successifs a ainsi été mesurée, ce qui représente une fluctuation 3000 fois inférieure à la mesure expérimentale. Les fluctuations des $\gamma(T_k)$ ne proviennent donc pas du bruit de la régression linéaire.

Une fois cette estimation de γ_{moy} réalisée, une pente linéaire $2\pi\gamma_{moy}\tau_{aux}$ est retirée à chaque $\Delta\varphi_{aux}(t_2, T_k)$, permettant d'extraire directement le terme de bruit de fréquence différentiel $\Delta\xi$ sur chaque front de phase. A noter que par cette méthode, les variations $\gamma(T_k)$ entre chaque front de modulation sont transférées au terme $\Delta\xi(T_k)$.

Dans le cas d'un retard optique dans l'interféromètre auxiliaire suffisamment « petit », ce terme différentiel peut-être approché par un taux d'accroissement le liant à la dérivée temporelle de ξ tel que :

$$\Delta\xi(t_2, \tau_{aux}, T_k) = \xi(t_2, T_k) - \xi(t_2 - \tau_{aux}, T_k) \sim \tau_{aux}.\frac{d\xi(t_2, T_k)}{dt_2} \qquad \text{II.B.7}$$

En rappelant l'expression II.B.2 introduite en début de chapitre, $\Delta\xi$ normalisé par $2\pi\tau_{aux}$ donne directement une image de la non-linéarité de modulation de fréquence initiale de la source laser utilisée.

Pour notre laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 3,75 kHz, Δf_{moy} = 396,8 MHz et x = 0,5, le terme $\Delta\xi$ échantillonné sur 1 front de modulation par un interféromètre auxiliaire de longueur de fibre 96,7 m est présenté Figure II.45.

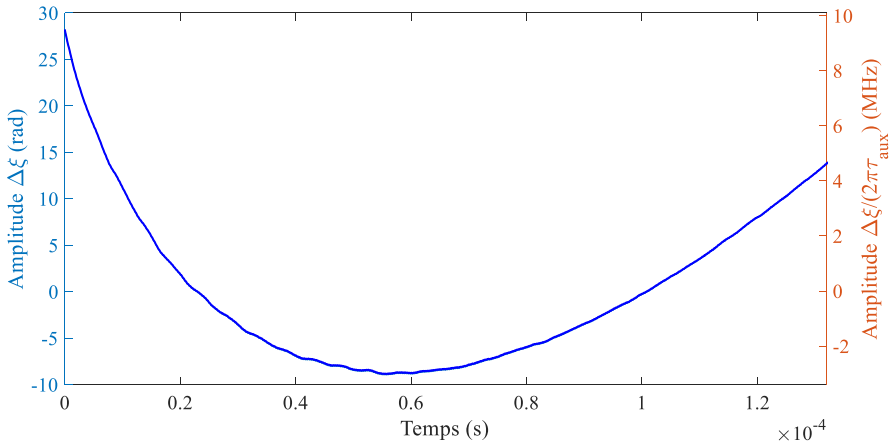


Figure II.45 : Allure de la non-linéarité interférométrique auxiliaire $\Delta\xi$ sur un front de modulation pour le laser Thales v_1.

Le retard optique auxiliaire τ_{aux} = 473 ns ne représentant que 0,36 % de la durée du front de modulation (xT_{mod} = 133 µs), l'approximation d'un retard auxiliaire « petit » est valable ce qui permet la conversion de cette non-linéarité de phase interférométrique en non-linéarité de fréquence laser. Une amplitude crête à crête de 12,5 MHz est ainsi mesurée, ce qui ne représente que 3,1 % de l'amplitude globale de la modulation, montrant par là même la bonne linéarité brute du laser agile Thales v_1.

Une fois la non-linéarité de fréquence laser mesurée, l'intégration numérique de l'équation II.B.7 permet alors de retrouver ξ tel que :

$$\xi(t_2, T_k) - \xi(0, T_k) = \int_{-\frac{\Theta}{2}}^{\frac{\Theta}{2}} \frac{\Delta\xi(\mu, \tau_{aux}, T_k)}{\tau_{aux}}\, d\mu \qquad \text{II.B.8}$$

Dans notre algorithme, cette intégration est réalisée par la méthode des trapèzes grâce à l'opérateur Matlab *cumtrapz*. Le pas de cette intégration discrète est quant à lui fixé par l'échantillonnage du signal capteur à $\delta t = 1/f_s$ où f_s est la fréquence d'échantillonnage du CAN.

Nous présentons Figure II.46 l'allure de $2\pi\xi$ dans notre cas expérimental suite à l'intégration numérique.

Pour $2\pi\xi$, une amplitude crête à crête de 963 rad est mesurée. Identiquement à ξ, φ_{aux} est également estimée par intégration de la phase interférométrique auxiliaire $\Delta\varphi_{aux}$. Sur la durée d'un front de modulation, on obtient un φ_{aux} qui croît de façon parabolique et atteint un

maximum de 15 600 rad. En ce sens, $2\pi\xi$ ne représente que 6 % de l'amplitude totale de φ_{aux} ce qui confirme à nouveau la bonne linéarité de la modulation sur le laser Thales v_1.

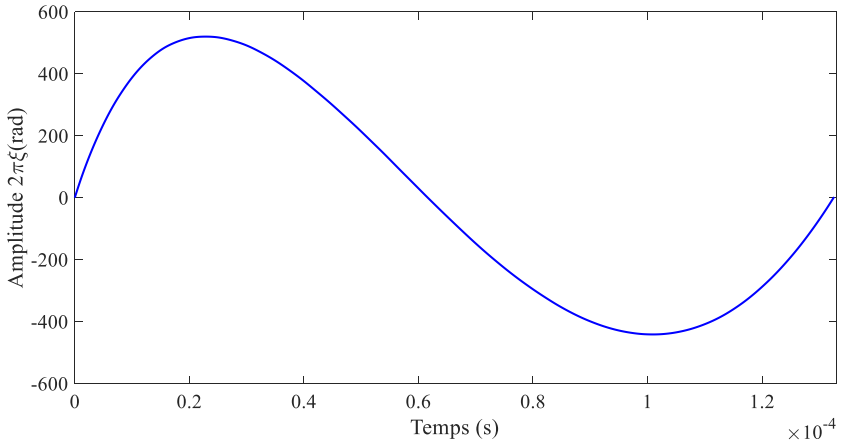


Figure II.46 : Allure du signal d'erreur $2\pi\xi$ obtenu par intégration numérique sur le signal laser Thales v_1.

Dans la continuité des explications fournies précédemment, le choix du retard optique auxiliaire τ_{aux} ainsi que l'estimation de sa valeur sont deux critères importants pour permettre une mesure de ξ, de $\gamma(T_k)$ et de γ_{moy} la plus fidèle possible.

Pour notre système DAS « FMCW » utilisant une source laser Thales, nous choisissons un retard auxiliaire de 100 m ($\tau_{aux} \sim 500\ ns$), qui nous permet de sonder de façon récurrente des longueurs de fibre d'une dizaine de km et ce de façon dynamique (voir chapitre III). La justification de ce choix de τ_{aux} sera détaillée au II.C dans la partie sur l'optimisation du post-traitement numérique.

Pour Z. Ding *et al*, le choix de τ_{aux} est sujet à compromis [158]. Il doit être suffisamment petit pour permettre, comme nous l'avons vu, d'approximer $\Delta\xi$ comme la dérivée de ξ mais suffisamment grand pour que le bruit de phase stochastique du laser ne vienne pas noyer la contribution déterministe de la modulation, réduire le rapport signal sur bruit et ainsi engendrer des erreurs de mesure.

Cela revient à dire qu'il faut pouvoir mesurer un nombre suffisant de périodes de battement $T_{b_{aux}} = 1/f_{b_{aux}}$ sur une fenêtre temporelle Θ donnée pour détecter de façon équilibrée les contributions lentes et rapides de $\Delta\xi$.

Dans [158], un optimum de 10 km de retard optique dans l'interféromètre auxiliaire de Michelson est identifié pour une fibre sondée de 80 km $\left(\tau_{aux} \sim \frac{\tau_{max}}{4}\right)$. Cet optimum est défini expérimentalement en testant différentes longueurs comprises entre 50 m et 16 km et en évaluant la configuration présentant la meilleure résolution spatiale OFDR statique.

Le compromis énoncé précédemment reste néanmoins à nuancer : pour visualiser suffisamment de périodes de battement, l'augmentation de la pente de modulation γ à un τ_{aux} donné peut être une solution. Par ailleurs, la limite basse de τ_{aux} imposée par le bruit stochastique est fonction de la nature de la source et de ses performances comme nous le verrons dans le II.C.

Une fois la longueur dans l'interféromètre auxiliaire définie, il faut pouvoir la connaître précisément. Dans le cadre de notre système DAS ϕ – OFDR, on choisit d'estimer la longueur de l'interféromètre auxiliaire grâce à la mesure de densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase différentiel $\Delta\phi_{aux}$.

La DSP de $\Delta\phi_{aux}$ est donnée par le produit de la DSP de bruit phase stochastique de la source laser ϕ multipliée par une fonction de transfert interférométrique $H(f)^{-1} = \sin^2(\pi f \tau_{aux})$. Cette fonction s'annule aux fréquences $f_c(q) = \frac{q}{\tau_{aux}}$ $avec\ q \in \mathbb{N}$. En relevant chacune des fréquences d'annulation de la DSP de $\Delta\phi_{aux}$ on est alors capable de mesurer précisément la valeur de τ_{aux} par régression linéaire [160].

On présente Figure II.47 un exemple de mesure pour une longueur de fibre auxiliaire d'environ 500 m.

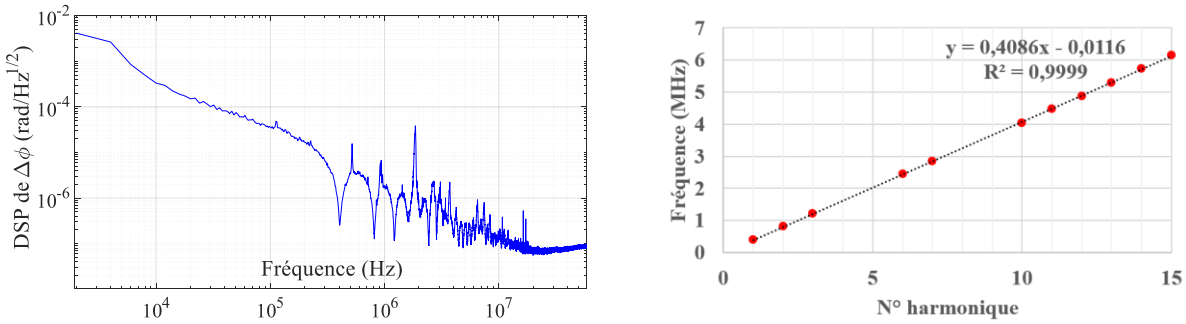


Figure II.47 : Mesure de la valeur de τ_{aux} pour un interféromètre auxiliaire de ~ 500 m. (A gauche) Densité spectrale de puissance (DSP) de $\Delta\phi_{aux}$. (A droite) Régression linéaire de toutes les fréquences de coupures de la DSP de $\Delta\phi_{aux}$.

Comme représenté ci-dessus, la régression linéaire présente un coefficient de corrélation R^2 quasiment égal à 1 et l'on mesure une fréquence de coupure fondamentale $f_c(0) = 408{,}6\ kHz$ correspondant à un $\tau_{aux} = 2{,}45\ \mu s$. En prenant alors un indice effectif $n = 1{,}4682$ pour une fibre SMF-28 Corning® classique à 1550 nm, on trouve une longueur auxiliaire expérimentale de $L_{aux} = 500{,}6\ m$. C'est également par cette méthode que la longueur de 96,7 m dans l'interféromètre auxiliaire de notre cas expérimental avec le laser Thales ν_1 a été définie.

Cette mesure précise et simple de τ_{aux} appliquée au post-traitement numérique par filtre de redressement est nouvelle vis-à-vis de la littérature. Y.Du et al. proposent en effet de leur côté de mesurer le « cepstre » de $\Delta\xi$ pour estimer la valeur de τ_{aux} [94], [161]. Introduite en 1963 par Bogert et al. [162], le « cepstre » d'une grandeur physique désigne la transformée de Fourier inverse du logarithme népérien de la transformée de Fourier de cette grandeur. Elle permet de caractériser la présence d'échos dans le signal d'intérêt. Ici, le « cepstre » de $\Delta\xi$ génère un peigne temporel dont les dents du peigne correspondent à des multiples du retard optique dans l'interféromètre auxiliaire.

Cette technique numérique certes efficace, reste donc néanmoins plus fastidieuse et complexe à mettre en place.

B.4. Le bloc du filtre de redressement

Une fois ξ et γ_{moy} extraits, on passe alors au traitement numérique des signaux interférométriques complexes Z_{aux} et Z_{FUT}. L'utilisation du filtre de redressement numérique pour la correction des non-linéarités de modulation a largement été décrite dans la littérature dans le cadre d'analyses OFDR statiques [94], [158], [163]. Nous en adaptons ici chaque étape pour notre traitement Matlab et évaluons l'adéquation de la théorie avec les résultats expérimentaux obtenus sur notre source laser Thales v_1 modulée à f_{mod} = 3.75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5.

L'objectif de ce bloc est d'obtenir un Z_{aux} et un Z_{FUT} dont la phase est parfaitement linéaire telle que pour tout τ (auxiliaire ou principal) : $\arg(Z) = 2\pi f_0\tau + 2\pi\gamma_{moy}\tau t$. On injecte en entrée de ce bloc 4 signaux : $Z_{aux}(t_2, T_k)$, $Z_{FUT}(t_2, T_k)$, issus du bloc de découpage et $\xi(t_2, T_k)$ et γ_{moy} tirés de l'étape précédente.

On commence par définir la fonction d'erreur S_ξ telle que :

$$S_\xi(t_2, T_k) = \exp\big(2i\pi\xi(t_2, T_k)\big) \qquad \text{II.B.9}$$

Pour tout τ, l'expression II.B.4 peut alors être réécrite :

$$Z(t_2, T_k) = Z_\tau(T_k).\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau - \frac{\gamma_{moy}\tau^2}{2} + \gamma_{moy}\tau t_2\right\}\right) S_\xi(t_2, T_k) S_\xi^*(t_2 - \tau, T_k) \qquad \text{II.B.10}$$

où la notation * désigne le complexe conjugué. La multiplication de II.B.10 par S_ξ^* permet alors d'éliminer une première contribution de bruit de fréquence car $\left|S_\xi\right|^2 = 1$:

$$\begin{aligned} Z_1(t_2, T_k) &= Z(t_2, T_k).S_\xi^*(t_2, T_k) \\ &= Z_\tau(T_k).\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau - \frac{\gamma_{moy}\tau^2}{2} + \gamma_{moy}\tau t_2\right\}\right) S_\xi^*(t_2 - \tau, T_k) \end{aligned} \qquad \text{II.B.11}$$

Nous présentons Figure II.48 une comparaison de l'argument de $Z_{aux,1}(t_2, T_k)$ obtenu expérimentalement avec le laser Thales v_1 et celui théoriquement attendu.

Comme on peut l'observer sur la figure précédente, cette première étape de la correction est parfaitement assurée par notre algorithme puisque la différence entre le signal théorique et expérimental atteint le bruit de quantification de Matlab (10^{-13} rad).

Après ce premier filtrage, l'élimination du terme $S_\xi^*(t - \tau, T_k)$ reste plus complexe car fonction du retard optique τ. L'utilisation d'un filtre quadratique de phase (FQP) noté Q_a est alors nécessaire:

$$Q_a(f) = \exp\left(\frac{i\pi f^2}{\gamma_{moy}}\right) \qquad \text{II.B.12}$$

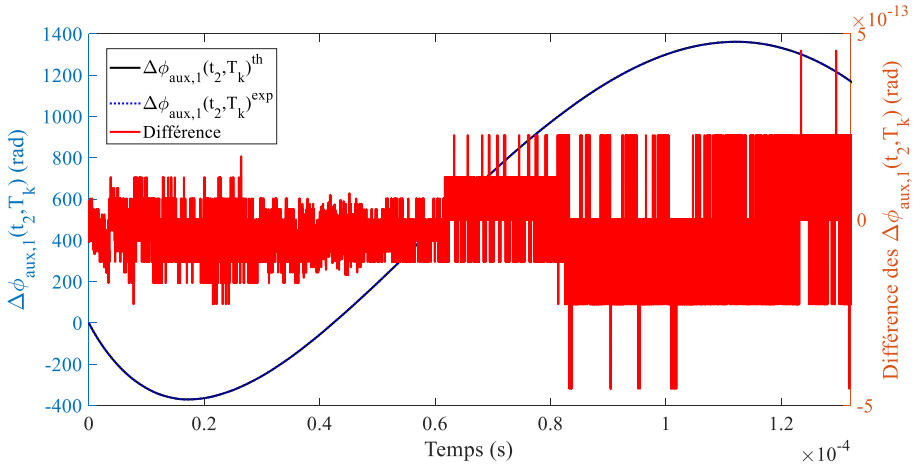


Figure II.48 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,1}^{th}(t_2,T_k)$ (courbe noire) et $\Delta\varphi_{aux,1}^{exp}(t_2,T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental.

Ce filtre de phase est un filtre dispersif qui introduit un retard de groupe τ_g linéaire en fréquence tel que $\tau_g(f) = f/\gamma_{moy}$. Une deuxième étape du traitement consiste donc à appliquer ce FQP à Z_1 dans l'espace de Fourier :

$$\begin{aligned} Z_2(t_2,T_k) &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{Z_1(t_2,T_k)\}.Q_a(f)\} \\ &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{\Gamma(t_2,T_k).S_\xi^*(t_2-\tau,T_k)\}.Q_a(f)\} \end{aligned} \qquad \text{II.B.13}$$

où $\mathcal{F}$ et $\mathcal{F}^{-1}$ sont respectivement les opérateurs transformée de Fourier et transformée de Fourier inverse et $\Gamma(t_2,T_k) = Z_\tau(T_k)\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau - \frac{\gamma_{moy}\tau^2}{2} + \gamma_{moy}\tau t_2\right\}\right)$.

Il est à noter que pour chaque passage dans l'espace de Fourier, on remplit préalablement le signal temporel de zéros (on parle de *zero-padding*) à gauche et à droite pour permettre l'application du FQP

L'expression II.B.13 peut être simplifiée. En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier sur le produit, on réécrit le produit $\mathcal{F}\{\Gamma(t_2,T_k).S_\xi^*(t_2-\tau,T_k)\}$ tel que :

$$\mathcal{F}\{\Gamma(t_2,T_k).S_\xi^*(t_2-\tau,T_k)\} = \mathcal{F}\{\Gamma(t_2,T_k)\} \otimes \mathcal{F}\{S_\xi^*(t_2-\tau,T_k)\} \qquad \text{II.B.14}$$

où $\otimes$ désigne le produit de convolution, $\mathcal{F}\{S_\xi^*(t_2-\tau,T_k)\} = \exp(-2i\pi f\tau)\overline{S_\xi^*}(-f,T_k)$ avec $\overline{S_\xi^*}$ la transformée de Fourier de S_ξ^* et $\mathcal{F}\{\Gamma(t_2,T_k)\} = Z_\tau(T_k)\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau - \frac{\gamma_{moy}\tau^2}{2}\right\}\right)\delta(f - \gamma_{moy}\tau)$ avec δ la fonction Dirac. Sachant de plus que le produit de convolution entre une fonction g et un Dirac centré en $\gamma_{moy}\tau$ engendre un décalage de g à l'abscisse $\gamma_{moy}\tau$, on écrit alors :

$$\delta(f-\gamma_{moy}\tau) \otimes e^{-2i\pi f\tau}\overline{S_\xi^*}(-f,T_k) = e^{-2i\pi\{f\tau-\gamma_{moy}\tau^2\}}\overline{S_\xi^*}(-\{f-\gamma_{moy}\tau\},T_k) \qquad \text{II.B.15}$$

En s'appuyant sur l'expression II.B.14, la relation II.B.15 se réécrit donc :

$$\mathcal{F}\{\Gamma.S_\xi^*\} = Z_\tau(T_k)\exp(2i\pi f_0\tau)\, e^{\frac{i\pi}{\gamma_{moy}}(f-\gamma_{moy}\tau)^2}\overline{S_\xi^*}\big(-(f-\gamma_{moy}\tau),T_k\big).Q_a^*(f) \qquad \text{II.B.16}$$

Avec $Q_a^*(f) = \exp\left(-\frac{i\pi f^2}{\gamma_{moy}}\right)$. Enfin, la multiplication de II.B.16 par la fonction Q_a permet de retrouver l'équation II.B.13 et permet de faire apparaître un nouveau produit de convolution par un Dirac :

$$\mathcal{F}\{\Gamma.S_\xi^*\}.Q_a(f) = Z_\tau(T_k)\exp(2i\pi f_0\tau).\delta\big(f-\gamma_{moy}\tau\big)\otimes\{Q_a(f).\overline{S_\xi^*}(-f,T_k)\} \qquad \text{II.B.17}$$

En utilisant enfin les propriétés de la transformée de Fourier sur les produits de convolution, on montre finalement que :

$$Z_2(t_2,T_k) = Z_\tau(T_k).\exp\big(2i\pi\{f_0\tau+\gamma_{moy}\tau t_2\}\big).\mathcal{F}^{-1}\{Q_a(f).\overline{S_\xi^*}(-f,T_k)\} \qquad \text{II.B.18}$$

Sur notre signal interférométrique auxiliaire de référence, la phase du complexe $Z_2(t_2,T_k)$ théoriquement défini à l'expression II.B.18 (égale à $\Delta\varphi_{aux,2}^{th}(t_2,T_k)$ pour le signal interférométrique auxiliaire) est comparée Figure II.49 ci-après à celle toujours obtenue expérimentalement avec notre laser Thales v_1.

Ici, la correction n'est pas parfaite. La différence $\Delta\varphi_{aux,2}^{th}(t_2,T_k) - \Delta\varphi_{aux,2}^{exp}(t_2,T_k)$ montre en effet un décalage à l'entame du front de phase qui s'étend sur environ 3 µs et qui génère un décalage DC d'environ 26 rad. Par ailleurs, un bruit résiduel qui fluctue sur environ 1 rad est visible ce qui ne représente que 0,06 % des 1800 rad de l'amplitude de $\Delta\varphi_{aux,2}(t_2,T_k)$.

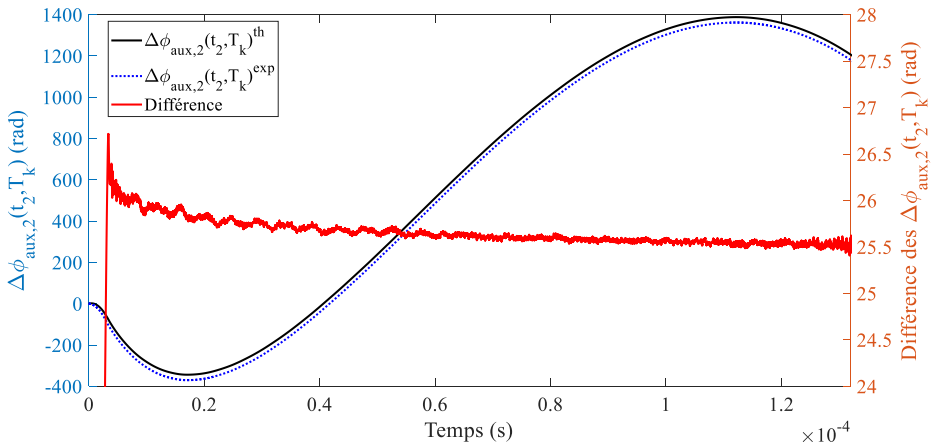


Figure II.49 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,2}^{th}(t_2,T_k)$ (courbe noire) et $\Delta\varphi_{aux,2}^{exp}(t_2,T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental.

En repartant de l'expression II.B.18, la dernière étape de l'algorithme consiste alors à appliquer la fonction conjuguée de $S_{\xi,a}(t_2,T_k) = \mathcal{F}^{-1}\{\overline{S_\xi^*}(-f,T_k).Q_a(f)\} = \mathcal{F}^{-1}\{\overline{S_\xi}(f,T_k).Q_a^*(f)\}$ à l'expression II.B.13 :

$$Z_3(t_2,T_k) = Z_2(t_2,T_k).S_{\xi,a}^*(t_2,T_k) = Z_\tau(T_k).\exp\big(2i\pi\{f_0\tau+\gamma_{moy}\tau t_2\}\big) \qquad \text{II.B.19}$$

Par l'expression II.B.19, le bruit de fréquence stochastique et déterministe de la source laser est donc en théorie parfaitement éliminé. Le développement analytique présenté ci-dessus est également valable pour n'importe quel retard optique τ et concerne donc aussi bien Z_{aux} que Z_{FUT}.

A ce titre, nous comparons finalement Figure II.50 la phase interférométrique auxiliaire réelle $\Delta\varphi_{aux,3}$ obtenue expérimentalement avec notre laser Thales v_1 avec l'argument du complexe fourni à l'expression II.B.19 (dans le cas où $\tau = \tau_{aux}$).

De cette comparaison, $\Delta\varphi_{aux,3}^{th}(t_2, T_k) - \Delta\varphi_{aux,3}^{exp}(t_2, T_k)$ montre peu de différence avec le résultat présenté Figure II.49. Outre une augmentation de 0,5 rad de la composante DC liée à la discontinuité en début de front, la forme globale ainsi que l'amplitude du bruit résiduel restent identiques. La fluctuation de 1 rad autour de 26,5 rad de composante DC ne représente alors que 0,08 % de l'amplitude globale du front corrigé, ce qui montre malgré tout une grande linéarité de la correction en milieu de front.

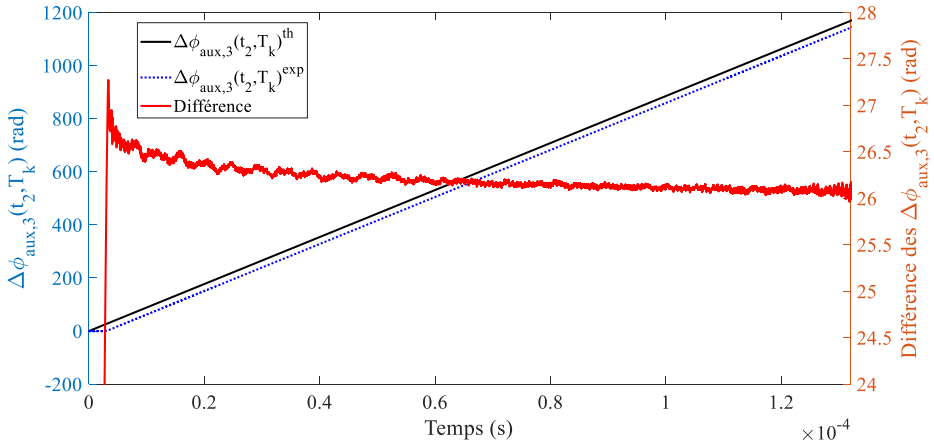


Figure II.50 : Allure comparée des phases interférométriques auxiliaires $\Delta\varphi_{aux,3}^{th}(t_2, T_k)$ (courbe noire) et $\Delta\varphi_{aux,3}^{exp}(t_2, T_k)$ (courbe bleue pointillée). La courbe rouge correspond à la différence entre la phase théorique attendue et le résultat expérimental.

L'étape difficile de l'algorithme se situe donc bien au passage du FQP. La correction numérique présente un bruit de phase interférométrique résiduel noté ε qui traverse la correction tel que :

$$Z_3(t_2, T_k) = Z_\tau(T_k)\exp\left(2i\pi\left\{f_0\tau + \gamma_{moy}\tau t_2 + \varepsilon(t_2, T_k)\right\}\right) \qquad \text{II.B.20}$$

Dans la suite de ce manuscrit, nous discutons de l'efficacité du post-traitement numérique autour de ce terme ε évalué selon les deux axes de temps t_2 et T_k sur le signal Z_3.

B.5. Le bloc final pour l'obtention des profils OFDR

Une fois le bloc du filtre de redressement passé, il ne reste donc plus qu'un dernier bloc à traverser pour obtenir la matrice en amplitude et en phase des N profils OFDR successifs.

Le traitement numérique appliqué ici est principalement orienté sur la gestion de la fenêtre temporelle de dimension finie Θ sur laquelle sont numérisés chaque front de $Z_{aux,3}$ et $Z_{FUT,3}$ et pour laquelle nous avons identifié préalablement des problèmes sur la correction numérique par

deskew filter. Il est constitué de deux sous blocs principaux : un sous bloc de réduction de la fenêtre temporelle d'analyse du fait de problèmes de repliement numérique post-correction et un sous bloc de fenêtrage utile pour la mise en forme des traces OFDR.

Nous discutons de chacun de ces sous blocs séparément dans les paragraphes suivants.

B.5.a. Découpage final et résolution spatiale post-traitée

Comme évoqué précédemment, un post-découpage temporel des données corrigées est réalisé pour maîtriser les effets de repliement numérique liés à la correction. Nous présentons ainsi Figure II.51 l'allure de ε comparée à $\Delta\xi$ une fois cette réduction de fenêtre réalisée sur une mesure expérimentale réalisée avec le laser Thales v_1. Ceux-ci sont ramenés dans la base de fréquence laser en normalisant par $2\pi\tau_{aux}$.

On remarque ainsi une forte diminution de l'amplitude crête à crête de la non-linéarité qui passe de 12,5 MHz à environ 50 kHz ce qui représente respectivement 3,1 % et 0,01 % de l'amplitude Δf_{moy} de départ.

Malgré une non-linéarité de fréquence initiale particulièrement faible liée à la qualité de la source laser Thales v_1, on parvient donc à atteindre dans cet exemple une amélioration significative de la non-linéarité laser avec un gain supérieur à 300.

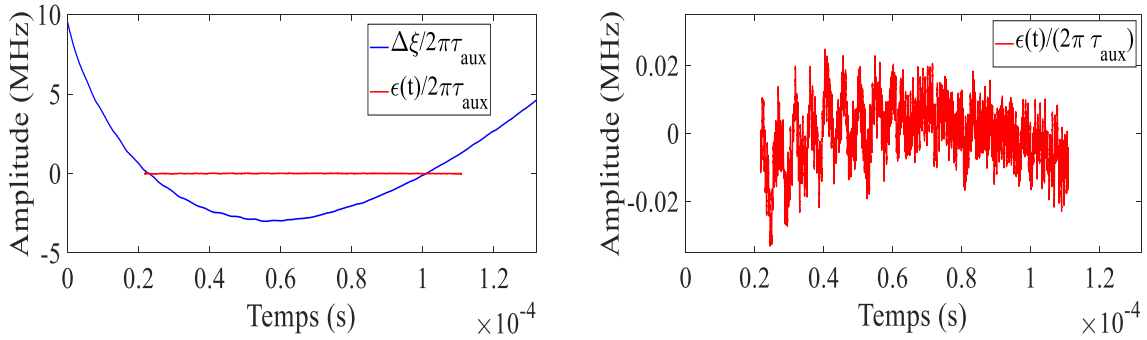


Figure II.51 : Comparaison de ε et Δξ pour le laser Thales v_1 à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 396{,}8\ MHz$ et $x = 0{,}5$.

Ce nouveau découpage numérique induit néanmoins une augmentation de la résolution spatiale post-corrigée δz_{corr} accessible par nos mesures :

$$\delta z_{corr} = \frac{c}{2n\Delta f_{corr}} = \frac{c}{2n\gamma_{moy}\Theta'} \qquad \text{II.B.21}$$

où θ' correspond à la dimension de la fenêtre temporelle en sortie de correction. Pour minimiser ces pertes en résolution spatiale et tendre vers une résolution post-correction idéale $\delta z_{corr} = \delta z'$, un optimum de correction est atteint en respectant le critère de Nyquist $f_b^{max} = \gamma_{moy}\tau_{max} = \frac{f_s}{2}$. Dans ce cas, la résolution spatiale post-correction peut se réécrire :

$$\delta z_{corr} = \frac{c}{2n\gamma_{moy}(xT_{mod} - 3\tau_{max})} \qquad \text{II.B.22}$$

Pour tendre vers $\delta z_{corr} = \delta z'$ et exploiter au maximum la bande passante du CAN, on cherchera le plus possible à se placer dans une configuration où $xT_{mod} \gg 3\tau_{max}$, autrement dit dans une configuration où le retard optique maximum analysé est négligeable devant la durée de la fenêtre temporelle d'interférence.

B.5.b. Les fonctions de fenêtrage numérique

Une fois le repliement numérique compensé, il reste un dernier sous bloc à dimensionner qui concerne le choix de la fonction de fenêtrage.

Pour rappel, l'obtention d'une mesure DAS ϕ – OFDR découle de la transformée de Fourier du complexe $Z_{FUT,3}(t_3, T_k)$. Le spectre alors obtenu peut être converti dans la base des z par la relation qui lie fréquence de battement et position dans la FUT : $f_b(\tau) = \gamma_{moy}\tau = 2n\gamma_{moy}z/c$. L'espacement entre deux composantes spectrales δf est alors inversement proportionnel à la dimension de la fenêtre temporelle d'intégration de départ T : $\delta f = 1/T$. C'est donc également T qui conditionne l'échantillonnage spatiale Δz de notre mesure : $\Delta z = \frac{c\delta f}{2n\gamma_{moy}} = \frac{c}{2n\gamma_{moy}T}$.

Dans le cas d'un T suffisamment grand (tendant vers l'infini), résolution et échantillonnage spatiale se confondent : $\Delta z = \delta z$. Cela signifie que l'ensemble de l'information revenant d'une position z_0 de la FUT est contenu dans la composante spectrale à z_0 et que la dispersion de cette information aux composantes $z_0 \pm \Delta z$ est négligeable.

Pour une fenêtre temporelle de dimension finie en revanche, cette approximation n'est plus valable. La dimension et la forme de la fenêtre temporelle T sur laquelle est intégrée le signal de battement imposent la largeur de la composante de battement en z_0 (étalement spectral) et la dispersion de son énergie aux positions voisines (fuite spectrale).

Cette communication ou *crosstalk* entre l'abscisse z_0 et les positions $z_0 \pm \Delta z$ dégrade la résolution spatiale. Le choix d'une fonction de fenêtrage adaptée reste alors la meilleure solution pour en limiter les effets [164]. Un sous-bloc de fenêtrage est donc mis en place dans notre code Matlab.

Pour choisir la fonction de fenêtrage la plus adaptée à notre mesure, on s'intéresse à quatre critères principaux : l'étalement spectral, la hauteur des lobes secondaires, la fuite spectrale et le gain cohérent.

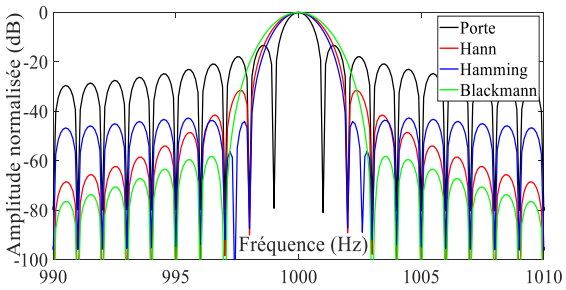
L'étalement spectral correspond à la largeur à mi-hauteur (à $-3\ dB$) du lobe principal. Il est exprimé en « bins », 1 bin étant l'espacement entre 2 points d'échantillonnage du spectre, soit en fréquence $\delta f = 1/T$.

La fuite spectrale décrit quant à elle la décroissance de la hauteur des lobes satellites en s'éloignant des lobes secondaires. Elle s'exprime en dB par octave (dB/oct).

Enfin, le gain cohérent, équivalent au gain d'une fonction de transfert, caractérise la transmission d'énergie du signal fenêtré vers sa transformée de Fourier.

La fonction de fenêtrage idéale pour notre mesure serait donc une fenêtre présentant un étalement spectral de 1 bin avec une hauteur de lobe secondaire la plus basse possible, une fuite spectrale la plus négative possible et un gain cohérent de 1.

On représente dans le domaine fréquentiel Figure II.52 ci-après, quelques fonctions de fenêtrage numérique usuelles appliquées à un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz sur une durée T de 1 s. Un tableau récapitulant les caractéristiques de chacune de ces fonctions est également ajouté.



Fenêtre	*Etalement spectral à -3dB (bins)*	*Fuite spectrale (dB/oct)*	*Hauteur des lobes secondaires (dB)*	*Gain cohérent*
Porte	0,89	– 6	– 13	1,00
Hann	1,44	– 18	– 32	0,50
Hamming	1,30	– 6	– 43	0,54
Blackmann	1,68	– 18	– 58	0,42

Figure II.52 : (Gauche) Allure fréquentielle des fenêtres Porte, de Hann, de Hamming et de Blackmann dans le cas d'un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz échantillonné sur une fenêtre temporelle de 1s. (Droite) Tableau récapitulatif des caractéristiques des fonctions de fenêtrages usuelles.

Au vu des performances affichées, nous choisissons alors un fenêtrage de Hann pour notre code Matlab qui permet de maintenir le meilleur compromis vis-à-vis des critères énoncés précédemment. Dans notre algorithme, cette fenêtre est appliquée aux signaux $Z_{aux,3}$ et $Z_{FUT,3}$ sur la base de temps t_3. On rajoute alors une quantité suffisante de zéros (zero padding) à ce signal fenêtré pour le ramener sur une base de temps équivalente à la base de temps t_1 (taille xT_{mod}). Par cette méthode, l'objectif est de conserver après FFT un échantillonnage spatial final Δz égal à la résolution spatiale théorique idéale δz.

On représente finalement Figure II.53 l'allure des FFT de $\left|Z_{aux,3}(t_3, T_k)\right|^2$ avant et après correction dans le cas expérimental de notre laser Thales v_1. Elles sont ramenées dans la base des positions pour validation de la résolution spatiale. Les deux signaux sont également fenêtrés sur une fenêtre de Hann.

Avant correction, il est impossible de distinguer une position nette du battement auxiliaire car le pic est très élargi spatialement : sa largeur à - 3dB vaut environ 5 m.

Pour rappel, la résolution spatiale auxiliaire est double par rapport à la résolution de la FUT ($\delta z_{aux} = 2\delta z$) car la lumière ne traverse qu'une seule fois la longueur de fibre auxiliaire à l'inverse de l'interféromètre principal où la lumière réalise un aller-retour dans la FUT. Sans correction, la résolution spatiale sur la FUT serait donc d'environ 2,5 m.

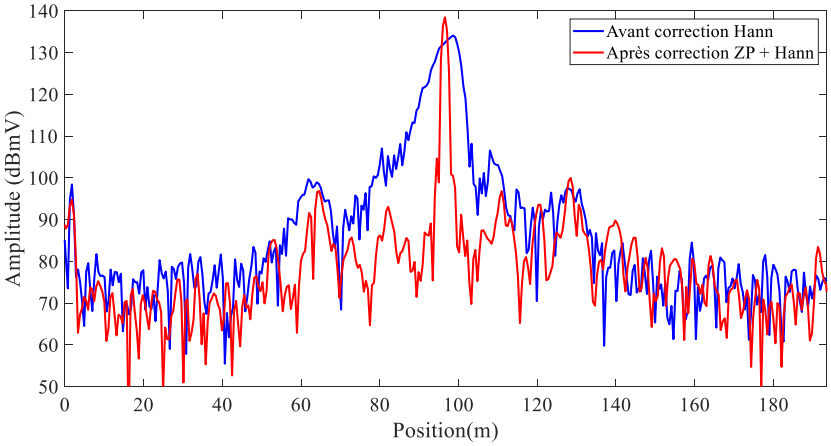


Figure II.53 : Amplitude de $\left|Z_{aux,3}(t_3,T_k)\right|^2$ *évaluée avant et après correction pour le laser Thales* v_1 *à* $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 396{,}8\ MHz$ *et* $x = 0{,}5$. *ZP : zero-padding.*

Après correction, on voit en revanche se distinguer clairement un pic principal à la position 96,6 m correspondant à 10 cm près à la longueur mesurée par la méthode de la DSP (voir Figure II.47 pour présentation de la méthode). La largeur de ce pic à – 3dB vaut $\delta z_{aux,corr}$ = 1,11 m. En calculant la résolution auxiliaire théorique attendue après correction pour un fenêtrage idéal sur l'interféromètre auxiliaire (équation II.B.26), on obtient $\delta z_{aux,corr}^{th} = 0{,}76$ m.

En faisant le rapport $\delta z_{aux,corr}/\delta z_{aux,corr}^{th}$ on trouve 1,45 ce qui correspond bien aux 1,44 bins d'étalement spectral de la fonction de Hann théorique décrit dans le tableau de la Figure II.52. Cela confirme l'efficacité de la correction en statique et permet de retrouver la résolution spatiale attendue. Des lobes secondaires à – 31,4 dB en dessous du lobe principal sont également visibles ce qui est cohérent là encore avec les – 32 dB théoriques.

A noter également la présence sur ces courbes d'une composante DC autour de 1 m ainsi que la présence de 2 pics satellites à 64 m et 128 m qui restent tous trois maintenus après correction. Le pic à 1 m est en lien avec la composante DC résiduelle sur I_{aux} et Q_{aux} mise en évidence Figure II.40. La présence d'un bruit d'intensité laser (ou RIN) à une fréquence de relaxation spécifique conduit quant à elle à l'apparition de ces pics satellites à 64 m et 128 m.

Nous démontrons donc ici l'efficacité de notre code Matlab de post-traitement numérique par *deskew filter* pour corriger la non-linéarité de modulation de notre laser Thales v_1 et obtenir les résolutions spatiales théoriques attendues sur un exemple concret.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéressons donc à la robustesse de cette correction dans différentes configurations de modulation et pour différentes sources utilisées. A ce jour et à notre connaissance, une telle étude sur le filtre de redressement numérique appliqué à la mesure OFDR n'a jamais été réalisée. Nous discuterons également de ses performances vis-à-vis de notre approche OFDR dynamique au chapitre III.

C. Evaluation et optimisation des performances du post-traitement numérique par filtre de redressement

Dans cette partie, nous détaillons les différentes mesures expérimentales ayant permis de dimensionner l'interféromètre auxiliaire en vue de maximiser les performances du filtre de redressement numérique pour la mesure OFDR statique.

Une première partie est consacrée à la compréhension et à l'indentification des différentes sources de bruit mesurées par l'interféromètre auxiliaire. L'analyse est menée par une approche en densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase stochastique ϕ. L'objectif est d'identifier sur ces DSP quelles sont les sources de bruit prédominantes sur chaque gamme de fréquence (phase, RIN, Grenaille etc.).

Une fois cette caractérisation réalisée, une seconde partie présente une étude très approfondie et inédite de quantification des performances du *deskew filter* pour la réduction des différentes contributions de bruit mises en évidence par la partie précédente.

Elle est suivie dans un troisième temps par une analyse (à nouveau inédite) de la robustesse de notre post-traitement numérique pour la correction de non-linéarités sur des formes d'ondes optiques variées et pour différentes sources lasers. L'adaptabilité du post-traitement numérique est donc évaluée sur une source laser DFB, RIO Orion, OEWaves FM100 ainsi que sur les lasers Thales v_1 et v_2. Ces deux dernières générations de laser diffèrent par l'insertion d'une lame d'Arséniure de Gallium (AsGa) intra-cavité dans le laser Thales v_2 permettant une réduction de son bruit d'intensité.

C.1. Identification des sources de bruit interférométriques

C.1.a. Introduction sur le principe de la mesure

Comme évoqué en introduction de cette partie, nous nous intéressons ici à l'identification des différentes sources de bruit mesurées par notre interféromètre auxiliaire sur la durée d'un front de modulation.

Pour ce faire, nous choisissons de mener une approche en DSP de bruit de phase stochastique laser ϕ et d'évaluer sur ce spectre chacune des composantes de bruit limitantes. Nous adaptons la technique décrite dans [143], où la contribution du bruit de phase stochastique $\Delta\phi$ est extraite de la phase interférométrique du complexe Z_{aux}.

En rappelant que $2\pi\Delta\xi(t,\tau_p) = 2\pi\Delta e(t,\tau_p) + \Delta\phi(t,\tau_p)$ (expression II.A.1), $\Delta\phi$ est tiré de la non-linéarité $2\pi\Delta\xi$ (à chaque front de modulation T_k) en lui soustrayant la non-linéarité mesurée sur le front interférométrique moyen $moy(\Delta\varphi_{aux}^0)$ (voir Figure II.44 et mesure de γ_{moy}). Cette non-linéarité moyenne vaut $2\pi\Delta e$: le bruit déterministe (reproductible fronts après front) est conservé par le moyennage tandis que le bruit stochastique (aléatoire) est annulé par cette opération.

Le calcul de la DSP S_ϕ de ϕ découle ensuite de la DSP $S_{\Delta\phi}$ de $\Delta\phi$ et de l'hypothèse de stationnarité sur le bruit de phase laser tel que : $S_\phi(f) = \frac{1}{|1-e^{-2i\pi f\tau_{aux}}|^2} S_{\Delta\phi}(f)$. L'étude de $\Delta\phi$ est importante car elle fournit une information précieuse sur la finesse spectrale de la source et

donc sur sa longueur de cohérence si $\Delta\phi$ n'est limité que par le niveau de bruit de phase de la source. L'objectif de ce paragraphe consiste donc à caractériser les différentes contributions de bruit qui participent à l'allure de $\Delta\phi$.

C.1.b. Caractérisation en fonction de la puissance optique P_0

On commence par analyser l'évolution du plancher de la DSP de ϕ en fonction de la puissance optique détectée en sortie d'interféromètre auxiliaire. Par cette méthode, nous souhaitons évaluer quelles sont les sources de bruit qui varient avec la puissance optique.

On représente Figure II.54 la DSP de bruit de phase stochastique ϕ mesurée en sortie d'interféromètre auxiliaire avec le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 1\ kHz$, Δf ~ 200 MHz et x = 0,5 en fonction de la puissance optique détectée à l'entrée de photodiode (PD) de la détection balancée. A noter ici l'absence de modulateur acousto-optique (MAO) dans l'interféromètre : le bruit de phase est mesuré à la porteuse de battement auxiliaire. La longueur dans l'interféromètre est ici de 100 m. On trace également en dessous la hauteur du plancher de bruit de la DSP à 20 MHz (flèche bleue) en fonction de la puissance optique.

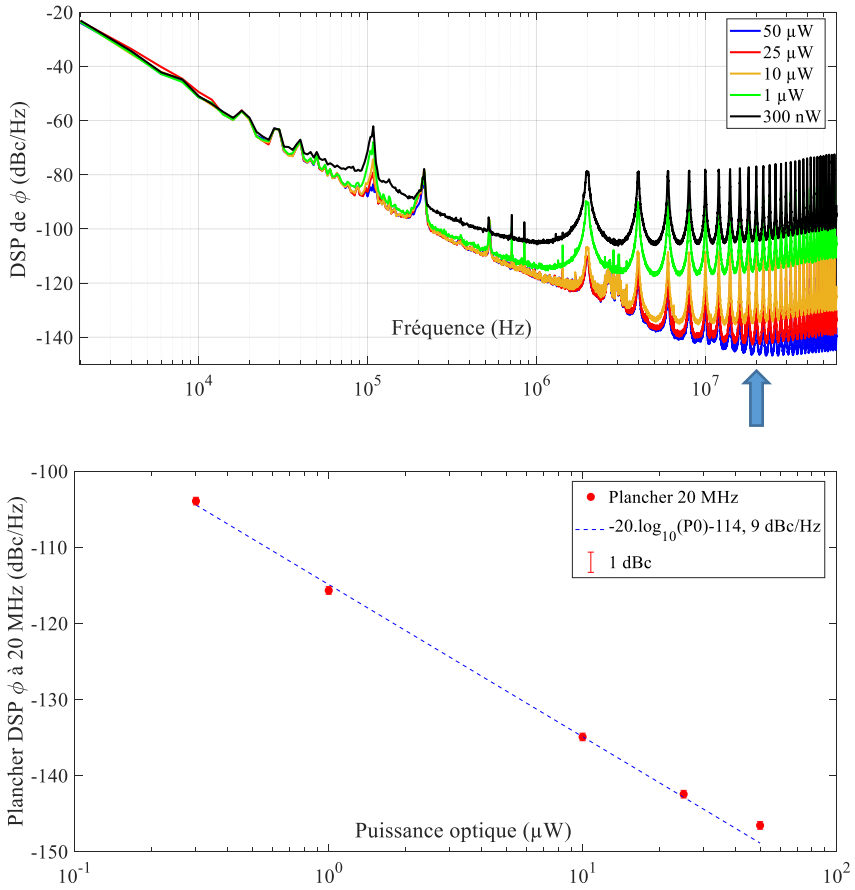


Figure II.54 : (Haut) Allure de la DSP de bruit de phase stochastique ϕ en sortie d'interféromètre auxiliaire avec le laser Thales v_1 pour une modulation à f_{mod} = 1 kHz et une longueur de fibre de 100 m. (Bas) Niveau du plancher de bruit à 20 MHz en fonction de la puissance optique sur une photodiode.

Pour rappel, l'architecture de l'interféromètre auxiliaire est identique à la Figure II.38 et la puissance injectée au niveau des PD est maîtrisée grâce à un AOV. Le système de détection est

donc composé de photodiodes balancées (PDB) AC de chez Koheron de bande passante [160 Hz : 100 MHz]. La saturation optique est atteinte pour 50 µW de puissance optique sur chacune des photodiodes (~100 µW au total). Cette saturation est imposée par le module transimpédance des PDB qui présente un gain de 39 kV/A et qui limite la tension de sortie (saturation électronique).

De ces courbes, on détecte deux régimes différents en fonction de la puissance.

Le premier régime concerne le bruit basse fréquence (en dessous de 10 kHz) qui reste identique quelle que soit la puissance optique détectée au niveau des PDB.

Sur la courbe à 50 µW, on mesure par fit linéaire une décroissance en $-10\log_{10}(f^4)$ entre 2 kHz et 100 kHz et en $-10\log_{10}(f^3)$ entre 100 kHz et 1 MHz. Dans le Rubiola [160], de telle variations basse fréquence sur une DSP de ϕ sont caractéristiques d'une contribution de bruit de phase laser..

Le second régime concerne la diminution du plancher de bruit haute fréquence avec l'augmentation de la puissance optique moyenne mesurée sur une PD de la détection balancée. En traçant le niveau de ce plancher de bruit autour de 20 MHz (en dBc/Hz) en fonction de la puissance optique en entrée de PD, on obtient une diminution qui suit une pente linéaire en $-20\log_{10}(P_0)$. Dans [64], Kirkendall *et al.* définit le minimum de phase $d\phi_{min}$ mesuré dans un interféromètre classique à la quadrature comme la somme de différents courants de bruit intégrés sur une bande passante de 1 Hz tel que :

$$d\phi_{min} = \sqrt{\frac{i_{shot}^2 + i_{elec}^2 + i_{RIN}^2}{(\sigma P_0)^2}}\ \left(rad/\sqrt{Hz}\right) \qquad \text{II.C.1}$$

Où i_{shot}, i_{elec} et i_{RIN} correspondent respectivement au courant du bruit de Grenaille (ou *shot noise*), au courant de bruit électronique (ou bruit d'obscurité) et au courant de bruit d'intensité laser (ou RIN) exprimés en $A/\sqrt{Hz}$, σ la responsivité des photodiodes et P_0 la puissance optique moyenne détectée proportionnelle au photo-courant $I_0 = \sigma P_0$.

Chacune de ces contributions de bruit présente également une dépendance en P_0. Le courant de bruit de Grenaille varie en racine carré de I_0 ($i_{shot} = \sqrt{2qI_0}$ avec $q = 1{,}6.10^{-19}$ C la charge de l'électron), le courant de bruit d'obscurité est constant en I_0 ($i_{elec} = \sigma NEP$ avec NEP pour *noise equivalent power* en $W/\sqrt{Hz}$) et le courant de RIN est par définition proportionnel à I_0 $\left(i_{RIN} = \sqrt{10^{\frac{RIN}{10}}}.I_0\right)$.

Chacune induit ainsi une variation de $d\phi_{min}$ avec des évolutions caractéristiques en fonction de P_0. Si le bruit de Grenaille est prédominant, $d\phi_{min}$ varie en $1/\sqrt{P_0}$. S'il s'agit du bruit d'électronique qui prédomine, $d\phi_{min} = 1/P_0$. Enfin si le RIN laser prédomine, $d\phi_{min}$ est constant en fonction de P_0.

En rappelant enfin que la DSP de $d\phi_{min}$ est proportionnelle au module carré de sa transformée de Fourier, celle-ci varie alors en $1/P_0^2$ si le bruit d'obscurité prédomine ($-20\log_{10}(P_0)$), en

$1/P_0$ si le bruit de Grenaille prédomine ($-10\log_{10}(P_0)$) et est une constante de P_0 si le RIN est majoritaire.

Nous identifions ainsi la variation en $-20\log_{10}(P_0)$ mesurée à 20 MHz Figure II.54 à une prédominance haute fréquence du bruit d'obscurité de nos PDB de NEP moyen 8 $pW/\sqrt{Hz}$.

C.1.c. Caractérisation en fonction de la longueur interférométrique

Dans le paragraphe précédent, nous avons identifié les différentes sources de bruit qui décrivent le contenu spectral de ϕ pour un retard optique interférométrique donné. Dans ce paragraphe, on s'intéresse ici au niveau de ces contributions de bruit sur $\Delta\phi$ en fonction de la longueur interférométrique.

On présente Figure II.55 la DSP de $\Delta\phi$ obtenue avec le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 1\ kHz$, $\Delta f \sim 200\ MHz$ et x = 0,5 sur une fibre de 10 m, 100 m et 500 m et une puissance détectée fixe d'environ 50 µW. On représente également en dessous la variation du plancher de bruit de cette DSP à 10 kHz et 100 kHz en fonction de cette même longueur.

Cette mesure permet l'observation de plusieurs effets.

Tout d'abord à haute fréquence (>20 MHz), le plancher de bruit reste stable quelle que soit la longueur de fibre. On retrouve ainsi un plancher de bruit haute fréquence dominé par le bruit de détection de nos PDB et notamment par le NEP comme nous l'avons évoqué précédemment.

A la fréquence spécifique de 512 kHz, correspondant à la fréquence de relaxation caractéristique du RIN laser Thales v_1, la hauteur du pic reste constante quelle que soit la longueur de la fibre dans l'interféromètre. En réduisant la longueur de fibre, la dynamique du pic de relaxation augmente avec une amplitude qui passe de 6 dB à 500 m à 15 dB à 10 m.

Enfin, comme décrit sur la Figure II.55 inférieure, la mesure à 10 kHz et 100 kHz du plancher de la DSP de $\Delta\phi$ montre une croissance linéaire du niveau de bruit avec l'augmentation de L_{aux}. Cette hausse linéaire du plancher basse fréquence de la DSP de $\Delta\phi$ avec l'augmentation de la longueur interférométrique caractérise la prédominance du bruit de phase laser.

Ce résultat corrobore avec les travaux de Venkatesh *et al.* qui montrent, dans le régime de cohérence de la source laser (ie pour $L < L_c$ avec L_c la longueur de cohérence), l'augmentation linéaire de la puissance de bruit de phase en fonction de la longueur de fibre dans un interféromètre déséquilibré [61].

En couplant ce résultat à la dynamique du niveau de RIN en fonction de L_{aux} décrite préalablement, on montre ainsi que la réduction de la longueur de fibre auxiliaire engendre une diminution de la contribution de bruit de phase avec une présence relative plus importante de la contribution du bruit d'intensité laser.

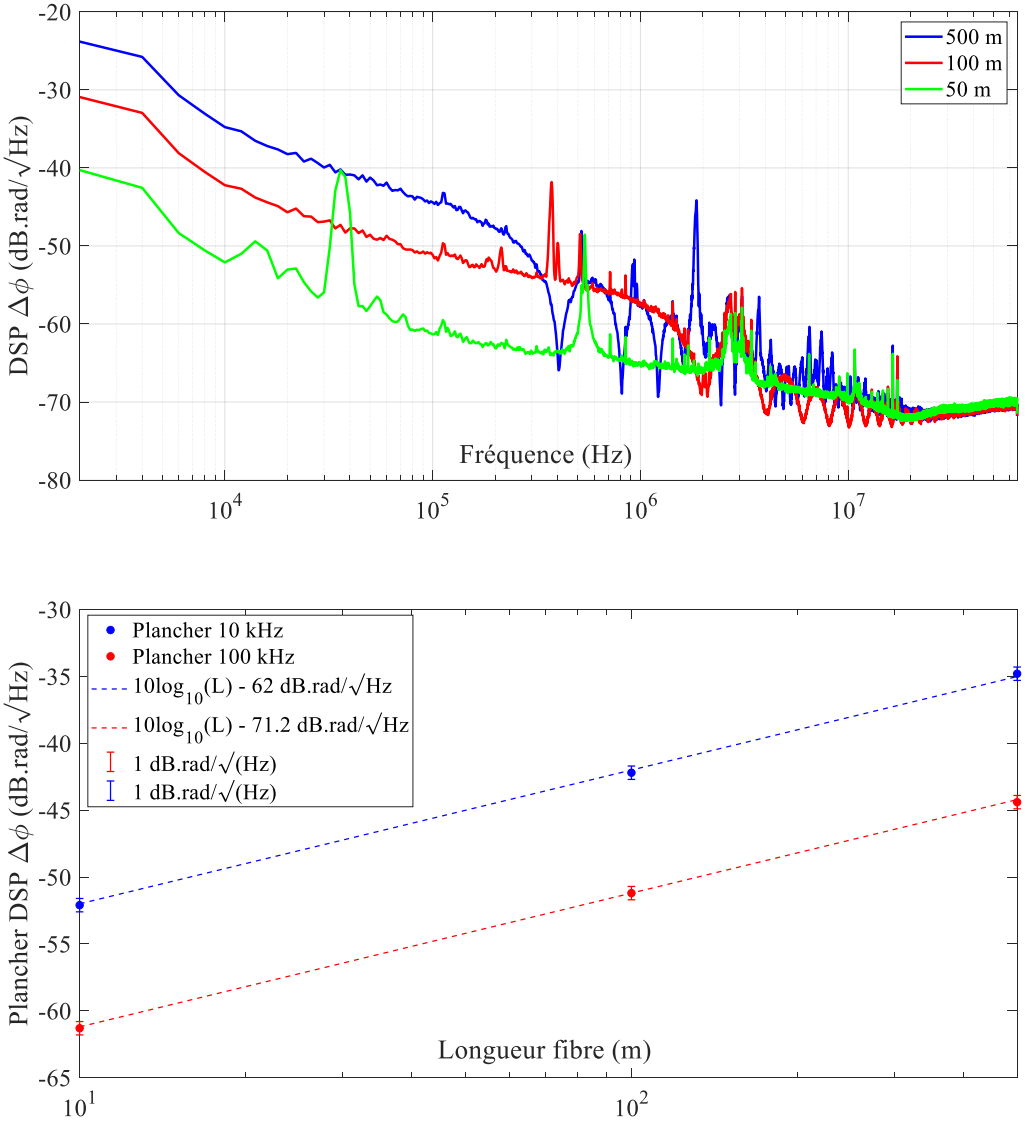


Figure II.55 : (Haut) DSP de bruit de phase stochastique différentiel $\Delta\phi$ mesuré sur le laser Thales v_1 en fonction de la longueur interférométrique auxiliaire : 10 m, 100 m, 500 m. (Bas) Plancher de la DSP mesuré à 10 et 100 kHz pour chaque longueur de fibre auxiliaire.

C.2. Contribution du *deskew filter* dans la gestion du bruit phase interférométrique $\Delta\phi$

Dans cette partie, nous discutons de l'apport du *deskew filter* dans la gestion de $\Delta\phi$ et identifions notamment les différentes contributions de bruit que le post-traitement numérique est capable ou non de réduire.

Pour ce faire, nous proposons une nouvelle analyse qui consiste à comparer la DSP de $\Delta\phi$ à celle de ε, bruit de phase interférométrique résiduel en sortie de correction (équation II.B.22 page 114).

On ne s'intéresse donc pas ici à $2\pi\Delta e$ dont nous avons d'ores et déjà montré la bonne correction sur notre cas expérimental Figure II.51. Nous discuterons plus précisément de la robustesse de

la réduction de cette composante de bruit déterministe dans la partie II.C.3 pour différentes formes d'onde et pour différentes sources lasers.

A titre d'exemple, nous présentons Figure II.56 la comparaison des signaux temporels $\Delta\phi$ et $2\pi\varepsilon$ obtenus sur un front de modulation pour notre laser Thales v_1 toujours modulé à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5.

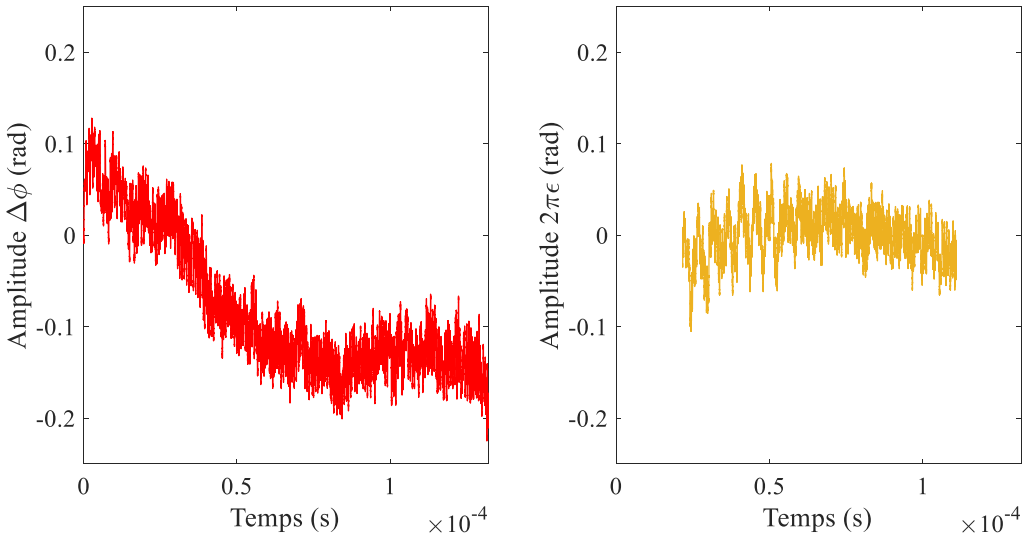


Figure II.56 : Allure temporelle sur un front de modulation de $\Delta\phi$ (gauche) et de $2\pi\varepsilon$ (droite) pour le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5.

Sur cette figure, on distingue effectivement un changement de la trace temporelle en passant de $\Delta\phi$ à ε. On remarque une diminution de l'amplitude crête à crête passant d'environ 0,25 rad à 0,15 rad avec notamment une réduction d'une composante de bruit basse fréquence.

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons donc à comprendre plus finement l'origine de cette différence, en fonction notamment de la puissance optique détectée et de la longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire.

C.2.a. En fonction de la puissance optique

Nous discutons dans ce paragraphe de l'apport du *deskew filter* en fonction de la puissance optique détectée.

On représente Figure II.57 l'allure de la DSP de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ en fonction de la puissance optique détectée pour le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 200 MHz et x = 0,5. La longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire est ici de 10 m. Ces DSP sont représentées en équivalent bruit de fréquence (Hz^2/Hz), c'est-à-dire qu'elles sont normalisées par la fonction de transfert de l'interféromètre (ramené en DSP de ϕ) puis multipliées par f^2.

On précise tout d'abord que la fréquence minimale d'analyse de la DSP de ε est limitée à 7 kHz au lieu des 2 kHz avant correction du fait de la réduction de la fenêtre temporelle liée au repliement numérique évoqué au II.B.5.

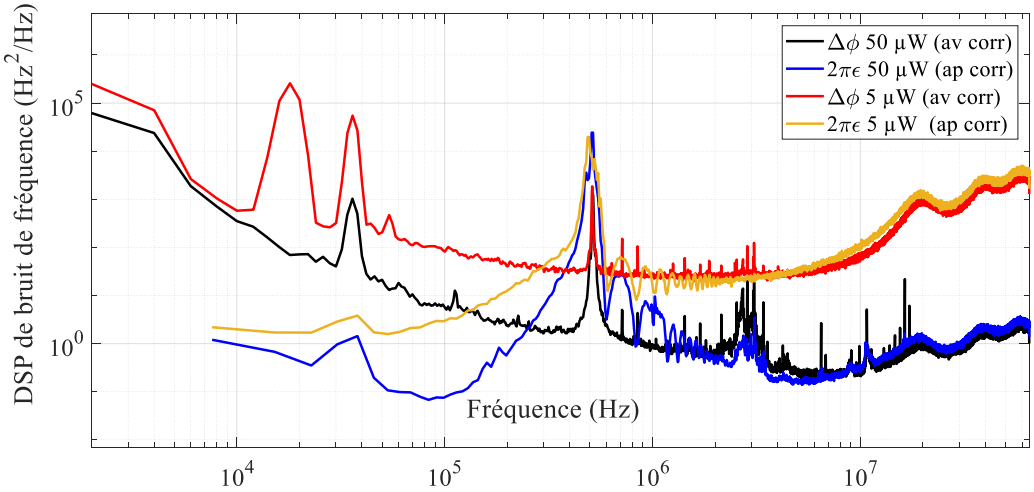


Figure II.57 : : Allure de la DSP de bruit de fréquence avant et après correction en fonction de l'amplitude de tension du signal de battement auxiliaire, pour le laser Thales v1 modulé à f_{mod} = 1 kHz pour une longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire de 10 m.

Sur cette figure, plusieurs éléments sont à observer. Tout d'abord, les DSP de ε présentent une réduction du bruit basse fréquence par rapport aux DSP de $\Delta\phi$. Cette baisse atteint 10 dB sur la plage [10 kHz : 100 kHz] quelle que soit la puissance optique.

En s'appuyant sur la discussion du II.C.1, ce résultat démontre ici que le *deskew filter* permet la réduction de la contribution de bruit de phase stochastique laser. Cette réduction du bruit de phase laser est par ailleurs d'autant plus importante que la puissance optique détectée est grande.

Ensuite et au-delà du MHz, la DSP de ε rattrape celle de $\Delta\phi$ et ce indépendamment de la puissance optique détectée. On montre ainsi que la correction est limitée par le bruit de détection de nos PDB .

Enfin, une dégradation locale de la DSP de ε est également visible à la fréquence spécifique de relaxation du laser Thales v_1. A 518 kHz, une augmentation d'un facteur 20 de la hauteur du pic après correction est effectivement visible (1,2 kHz^2/Hz à 24,2 kHz^2/Hz). L'efficacité de la correction est donc également restreinte par le RIN laser. On a confirmation qu'il s'agit bien d'une contribution de bruit d'intensité car l'amplitude du pic reste inchangée avant correction et ce quelle que soit la puissance optique détectée (voir II.C.1.b), ce qui est aussi vrai après correction.

En intégrant la DSP de $\Delta\phi$ et de ε présentée Figure II.57 sur la plage [7 kHz : 65 MHz] dans le cas d'une puissance optique détectée de 50 µW, nous mesurons une augmentation de la largeur de raie $\Delta\nu$ du laser de 6,62 kHz à 24,7 kHz.

Cette dégradation de la finesse effective de la source est induite par l'augmentation après correction de la DSP de ε à la fréquence spécifique de relaxation liée au RIN laser.

Ainsi, l'utilisation d'une longueur de fibre supérieure à 10 m semble plus adaptée pour notre correction numérique qui agit principalement sur le bruit de phase stochastique laser.

Dans le paragraphe suivant, nous discutons et caractérisons un optimum de longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire pour le laser Thales dans sa version v_1, permettant de tirer profit de la réduction de bruit basse fréquence du filtre de redressement tout en limitant l'impact du RIN.

C.2.b. En fonction du retard interférométrique auxiliaire

Comme présenté au paragraphe précédent, le traitement numérique par filtre de redressement permet une réduction du bruit stochastique laser qui prédomine dans le domaine basse fréquence de $\Delta\phi$.

On montre Figure II.58 les mesures de DSP de $\Delta\phi$ et $2\pi\varepsilon$ obtenues avec le laser Thales v_1 pour différentes longueurs de fibre dans l'interféromètre auxiliaire de 10 m, 100 m et 500 m.

On représente également par-dessus ces courbes le tracé de bruit d'intensité relatif (RIN) en équivalent $rad/\sqrt{Hz}$ obtenu pour le laser Thales v_1. Le RIN (exprimé en dB/Hz) est passé en dB relatif à la porteuse (ou dBc/Hz) puis ramené dans l'espace des phases tel que :

$$\begin{gathered} RIN\ (dB.Hz^{-1}) = RIN(dBc.Hz^{-1}) + 3\ dB \\ RIN(Hz^{-1}) = 10^{\frac{RIN(dB.Hz)-3\ dB}{10}} \\ RIN\left(rad/\sqrt{Hz}\right) \sim \pi\sqrt{RIN(Hz^{-1})} \end{gathered} \qquad \text{II.C.2}$$

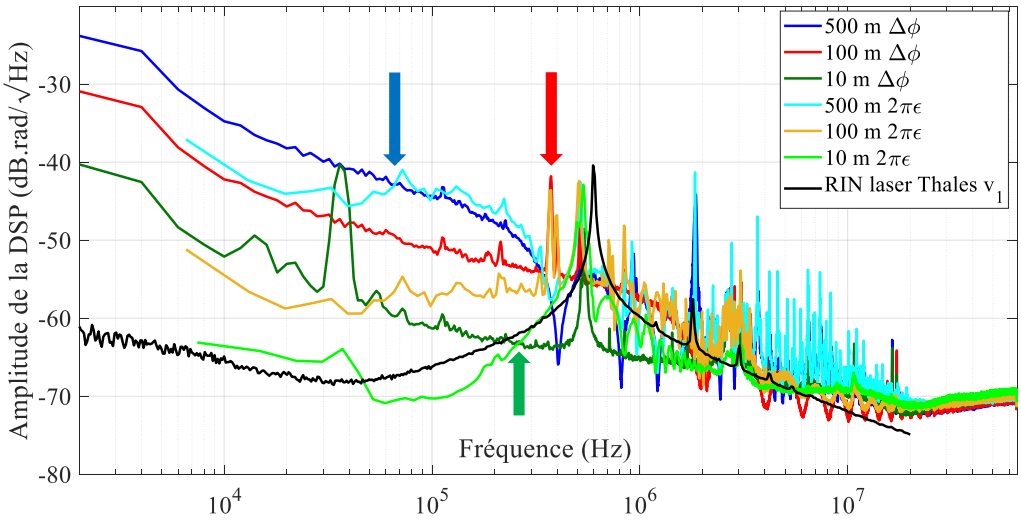


Figure II.58 : (Haut) DSP de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ obtenues pour le laser Thales v_1 en fonction de la longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire : 10m, 100m et 500 m.

On identifie tout d'abord la fréquence maximale de réduction de la DSP de $\Delta\phi$ après correction pour les différentes longueurs de fibre. Elle atteint environ 65 kHz pour la fibre de 500 m (flèche bleue), 445 kHz pour la fibre de 100 m (flèche rouge) et 260 kHz pour la fibre de 10 m (flèche verte).

Dans les cas d'une fibre de 100 m et 500 m, nous montrons que cette fréquence correspond à l'intersection entre la DSP de $\Delta\phi$ et la fonction de transfert interférométrique $f^2.H(f) = f^2/[4\sin^2(\pi f\tau_{aux})]$, fonction que nous avons présentée au II.B.3 pour la mesure précise de la longueur interférométrique auxiliaire.

En rappelant que la fréquence de coupure $f_c = 1/\tau_{aux}$ de la fonction H est d'autant plus élevée que la longueur de fibre est courte, on retrouve donc logiquement une correction numérique efficace sur une plus grande plage spectrale à 100 m qu'à 500 m.

Pour une longueur de fibre de 10 m, cette tendance n'est en revanche plus vérifiée comme le montre la limite d'efficacité à 260 kHz. Comme nous l'avons précédemment évoqué dans cette partie, la contribution du RIN laser devient plus importante sur fibre courte et contraint l'efficacité du filtre de redressement.

La comparaison de la DSP de $2\pi\varepsilon$ à 10 m avec la mesure de RIN montre notamment de grandes similitudes entre ces 2 courbes. La fréquence de relaxation du laser Thales ν_1 mesuré sur la courbe de RIN est certes décalée à 595 kHz par rapport aux 518 kHz de celle de la DSP de $\Delta\phi$ (les deux mesures ont été réalisées à différents moments de la thèse), mais l'amplitude du pic et l'allure de la courbe basse fréquence restent tout de même conservées.

Par ailleurs dans les 3 configurations utilisées pour la mesure de la DSP de $\Delta\phi$, une augmentation de 6 dB de la hauteur du pic de relaxation est systématiquement relevée.

Ces résultats importants confirment donc à nouveau que le *deskew filter* n'est efficace que sur les sources de bruits de phase laser ($\Delta\xi$) et que son action est limitée par le RIN et le plancher de bruit de la chaîne de détection.

Pour mieux visualiser les choses, on trace Figure II.59, les DSP de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ normalisées par la fonction de transfert H.

Pour faciliter la comparaison basse fréquence, ces DSP sont mesurées sur plusieurs fronts successifs, rattachés les uns aux autres, permettant une analyse sur une base de temps plus longue et une meilleure résolution spectrale basse fréquence.

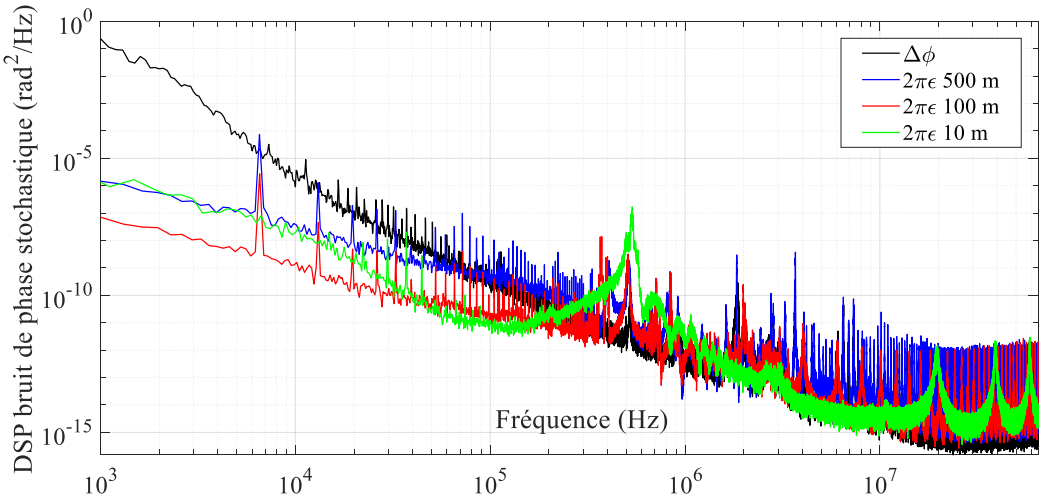


Figure II.59 : DSP de bruit de phase stochastique ϕ pour le laser Thales ν_1 en fonction de la longueur dans l'interféromètre auxiliaire : 500 m, 100 m, 10 m.

On voit alors assez nettement que la réduction optimale du bruit de phase est atteinte pour une longueur de fibre de 100 m dans l'interféromètre auxiliaire.

L'intégration de ces DSP (ramenées en bruit de fréquence) sur une plage de [8 kHz : 65 MHz] pour une fibre auxiliaire de 100 m donne alors avant et après correction une finesse spectrale effective respective de 11,1 kHz et 6,1 kHz.

L'utilisation du *deskew filter* conduit donc à une amélioration de la longueur de cohérence effective de la source de 8,6 km à 15,7 km.

Dans la suite de ce manuscrit et pour l'ensemble des mesures que nous présenterons chapitre III, la longueur dans l'interféromètre auxiliaire sera donc fixée à 100 m.

Jusqu'à présent, nous n'avons caractérisé l'efficacité du post-traitement numérique qu'à travers la réduction du bruit de phase stochastique ϕ issu du laser sans prendre véritablement en considération la forme de la modulation et la nature de la source utilisée.

Le paragraphe II.C.3 suivant s'intéresse donc à ces différents aspects pour évaluer la robustesse de notre algorithme.

C.3. Robustesse du *deskew filter* pour la correction de $\Delta\xi$

C.3.a. Différents paramètres de modulation (f_{mod}, Δf, γ)

Nous commençons par quantifier l'efficacité du *deskew filter* pour différentes configurations de modulation.

Nous évaluons l'état de la correction numérique sur notre laser Thales v_2 en comparant $\Delta\xi$ en entrée d'algorithme et ε une fois le post-traitement réalisé. Nous évaluons entre autres la déviation standard (STD) de ε sur la durée d'un front de correction, ce qui donne une mesure équivalente et simplifiée de l'approche en DSP du bruit de phase stochastique résiduel $\left(STD(\phi) \sim \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} DSP(\phi)df}\right)$ que nous avons présenté précédemment.

Cette comparaison est faite pour un même retard $\tau_{max} \sim 100$ µs ($L_{FUT} \sim 10\ km$). La fréquence d'échantillonnage du signal f_s est également fixée à 130 MHz.

C.3.a.i. Variation de Δf

La Figure II.60 présente tout d'abord les non-linéarités obtenues avant (à gauche) et après correction (à droite) pour une modulation à $f_{mod} = 1\ kHz$, $x = 0.5$ et une amplitude de modulation Δf variable entre 204 MHz et 408 MHz.

Sur cette gamme de modulation, les non-linéarités initiales sont relativement faibles avec une amplitude crête à crête allant d'environ 130 kHz pour Δf = 204 MHz, en passant par environ 330 kHz pour Δf = 306 MHz et en finissant à presque 900 kHz pour un Δf = 408 MHz. Chacune de ces non-linéarités représentent ainsi respectivement 0,06 %, 0,11 % et 0,22 % de l'amplitude de modulation initiale, ce qui montre à nouveau la grande linéarité initiale de notre source laser Thales et de la réponse d'une modulation par électro-optique intra-cavité. Il est à noter également la présence d'une oscillation à environ 60 kHz sur chacune de ces non-linéarités dont l'amplitude fluctue avec Δf passant d'environ 14 kHz à Δf = 204 MHz, à 40 kHz à Δf = 306 MHz et à 23 kHz à Δf = 408 MHz.

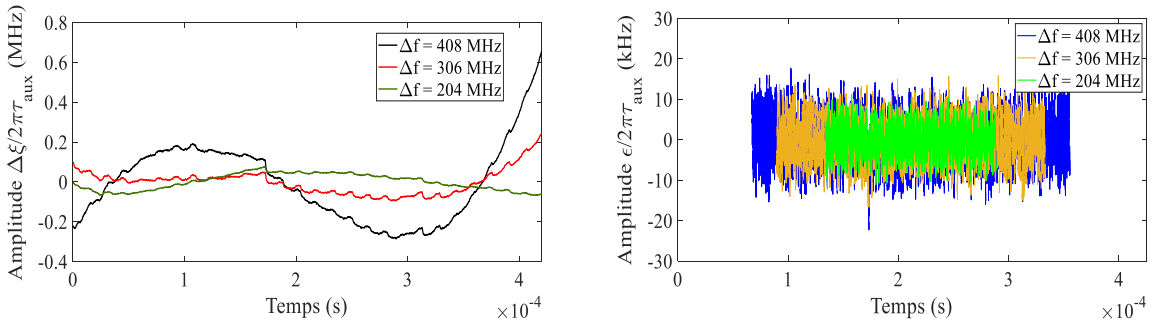


Figure II.60 : Allure de la non-linéarité de modulation avant (gauche) et après correction (droite) pour le laser Thales v_2 modulé avec f_{mod} = 1 kHz constant, x = 0.5 et Δf variant de 204 à 408 MHz.

Après correction, ε présente une valeur moyenne nulle dans l'ensemble des configurations. Une déviation standard (STD) de 3,8 kHz, 5,3 kHz et 6,3 kHz est mesurée respectivement pour Δf = 204 MHz, 306 MHz et 408 MHz ce qui correspond également à $1{,}9.10^{-3}$ %, $1{,}7.10^{-3}$ % et $1{,}5.10^{-3}$ % de l'amplitude initiale de modulation.

Par ailleurs sur la figure ci-dessus de droite, les signaux ε présentent une composante de fréquence prédominante autour de 720 kHz dont l'amplitude crête à crête augmente très légèrement avec l'augmentation de Δf passant de 11 kHz, à 14 kHz et à 20 kHz. Cela ne présente donc aucun lien direct avec la composante à 60 kHz initiale mise en évidence sur les non-linéarités avant correction.

Par conséquent, les non-linéarités résiduelles ε obtenues sont extrêmement faibles et leur amplitude suit l'augmentation de l'amplitude de modulation. En revanche, proportionnellement à cette dernière, elles représentent une proportion de plus en plus faible. Elles sont donc globalement peu dépendantes de l'amplitude de modulation laser et de l'amplitude de la non-linéarité initiale.

C.3.a.ii. Variation de f_{mod}

La figure II.38 montre ensuite une mesure équivalente réalisée dans le cas d'une modulation à f_{mod} variable entre 500 Hz et 2 kHz, $x = 0.5$ et $\Delta f = 205\ MHz$.

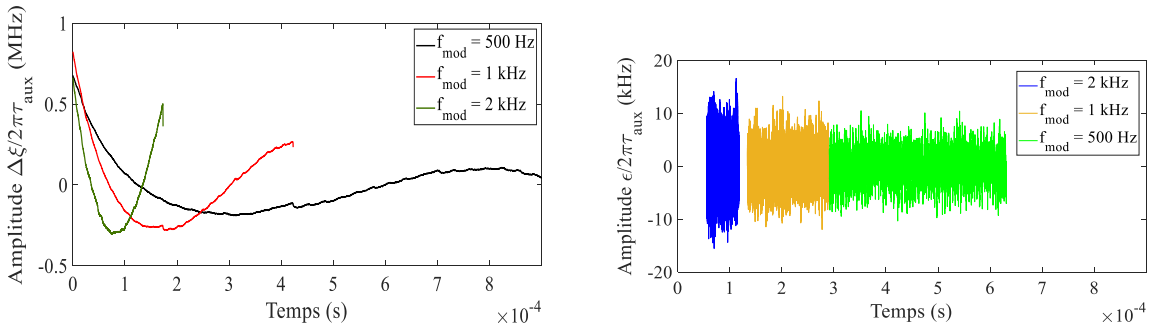


Figure II.61 : Allure de la non-linéarité de modulation avant (gauche) et après correction (droite) pour le laser Thales v_2 modulé avec f_{mod} variant entre 500 Hz et 2 kHz, x = 0.5 et Δf = 205 MHz constant.

Une non-linéarité initiale d'amplitude crête à crête de 840 kHz, 1,09 MHz et 950 kHz est respectivement mesurée pour f_{mod} = 500 Hz, f_{mod} = 1 kHz et f_{mod} = 2 kHz ce qui ne représente

à nouveau qu'un faible pourcentage de 0,41 %, 0,53 % et 0,46 % de l'amplitude de modulation laser. De ces résultats, aucune tendance particulière sur l'amplitude de la non-linéarité initiale vis-à-vis de la variation de f_{mod} n'est ainsi identifiée.

Pour ε, on retrouve à nouveau dans les 3 configurations un signal centré en zéro avec des STD respectives pour f_{mod} = 500 Hz, 1 kHz et 2 kHz égales à 2,7 kHz, 3,7 kHz et 5,9 kHz. Cela représente une amplitude de non-linéarité résiduelle croissante avec l'augmentation de f_{mod} mais toujours très faible : On passe de $1{,}3.10^{-3}$ % de l'amplitude initiale de la modulation pour $f_{mod} = 500\ Hz$, à $1{,}8.10^{-3}$ % pour $f_{mod} = 1\ kHz$ et à $2{,}8.10^{-3}$ % pour $f_{mod} = 2\ kHz$.

Sur la courbe de droite, cette augmentation de la STD pour une augmentation de f_{mod} se traduit également par une augmentation de l'amplitude crête à crête de ε qui passe d'environ 12 kHz à 14 kHz puis à 20 kHz.

Ainsi, indépendamment de la non-linéarité de modulation initiale, la non-linéarité ε résiduelle augmente très légèrement avec la hausse du f_{mod} mais reste à des niveaux extrêmement faibles.

C.3.a.iii. Variation de f_{mod} et Δf à γ constant

Enfin, une dernière analyse est menée dans le cas d'une modulation de fréquence à rapidité de modulation $\gamma = 0{,}82\ GHz/ms$ constante. Etant données les observations précédentes où la STD de ε augmente avec f_{mod} et diminue avec Δf on s'attend ici à ce qu'elle soit stable pour les différentes configurations.

Comme présentée Figure II.62 à gauche, la non-linéarité initiale de modulation diminue avec l'augmentation de f_{mod} et la diminution de Δf : on passe d'environ 2,5 MHz pour f_{mod} = 500 Hz et Δf = 823 MHz, à 1,5 MHz pour f_{mod} = 1 kHz et Δf = 413 MHz et à 800 kHz pour f_{mod} = 2 kHz et Δf = 204 MHz. Cela représente respectivement 0,3 %, 0,36 % et 0,39 % de l'amplitude de modulation initiale ce qui est à nouveau très faible.

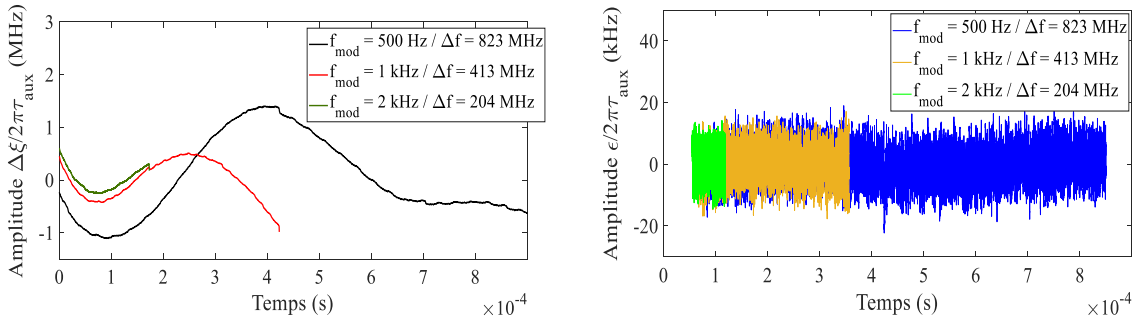


Figure II.62 : Allure de la non-linéarité de modulation du laser Thales v_2 avant et après correction pour un rapidité de modulation $\gamma = 0.82\ MHz/ms$ constante. $x = 0.5$, f_{mod} = [500 Hz : 2 k Hz], Δf = [204 : 823] MHz.

Pour ε, les signaux résiduels sont à nouveau centrés en zéro et une STD stable dans les différentes configurations de modulation est mesurée : on obtient 6,3 kHz à f_{mod} = 500 Hz, 6,1 kHz à f_{mod} = 1 kHz et 5,9 kHz à f_{mod} = 2 kHz. Cela représente à nouveau un bruit résiduel extrêmement faible après correction atteignant respectivement $7{,}6.10^{-4}$ %, $1{,}5.10^{-3}$ % et $0{,}3.10^{-3}$ % de l'amplitude de modulation initiale.

On retrouve donc bien ici que pour un γ constant donné, la non-linéarité de modulation post-corrigée est constante, indépendamment de la valeur de $\Delta\xi$. Elle reste par ailleurs extrêmement faible en proportion de l'amplitude de modulation initiale.

Ainsi, pour notre source laser Thales v_2 donnée qui présente une faible non-linéarité initiale de l'ordre de 1 % de la modulation de départ, nous démontrons dans ce paragraphe que la correction numérique par filtre de redressement est particulièrement robuste et efficace pour la gestion de $\Delta\xi$ vis-à-vis de configurations de modulation variées.

Pour poursuivre l'analyse de robustesse, nous évaluons dans le paragraphe suivant l'efficacité du traitement numérique pour différentes sources laser agiles en fréquence. Nous comparons également les performances de nos sources état-solides vis-à-vis de sources commerciales réputées pour la qualité de leur modulation.

C.3.b. Différentes sources lasers

C.3.b.i. Laser Thales v_1 vs v_2

Dans le paragraphe II.C.2, nous avons mis en évidence la limite d'efficacité du filtre de redressement sur la réduction du bruit de phase stochastique ϕ dès lors que le RIN laser devenait prépondérant.

Nous présentons ici l'impact de ce RIN non maîtrisé sur les profils en amplitude $\left|Z_{aux,3}\right|^2$(Etape E) **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). On présente ainsi Figure II.63 les FFT comparées des lasers Thales v_1 et v_2 modulés en symétrique ($x = 0.5$) à une fréquence $f_{mod} = 1\ kHz$ et sur une amplitude respective de ~ 236 MHz et ~ 208 MHz. La fréquence d'échantillonnage f_s vaut 130 MHz et τ_{max}~ 300 µs ($L_{max} \sim 30\ km$).

Pour rappel, la deuxième version du laser Thales diffère de la première par l'insertion d'une lame d'Arséniure de Gallium (AsGa) intra-cavité permettant de réduire l'amplitude de ses oscillations de relaxation [124]–[126]. La longueur interférométrique auxiliaire est identique à celle mesurée II.B.6 et vaut 96,7 m.

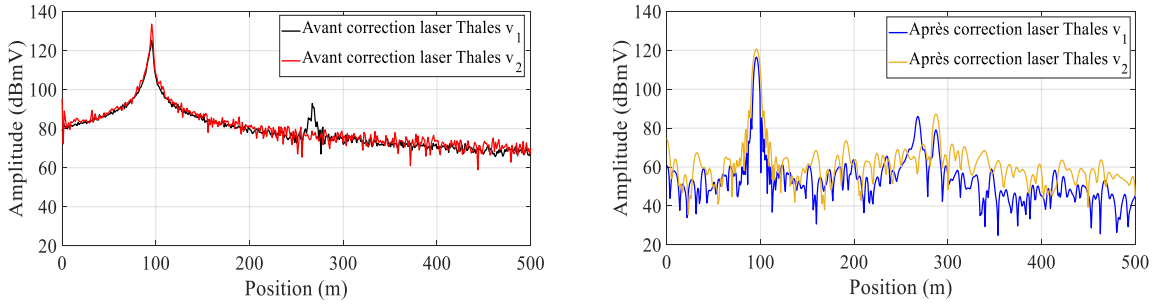


Figure II.63 : Comparaison des Transformées de Fourier du signal de battement auxiliaire avec ~100 m de retard optique obtenues avec les sources laser Thales v_1 et v_2 modulées à f_{mod} = 1 kHz, x = 0.5, $\Delta f_{v_1} \sim 236\ MHz$ et $\Delta f_{v_2} \sim 208\ MHz$ avant (gauche) et après correction numérique (droite).

Sur la courbe ci-dessus de gauche, la présence du RIN laser est visible par la mesure du pic de relaxation à la position 268 m, uniquement sur le profil du laser Thales v_1. Ce pic se situe 33 dB en dessous du pic de battement auxiliaire ce qui reste néanmoins faible par rapport à l'amplitude du signal d'intérêt. En convertissant les 171 m qui le sépare de la position du pic

de porteuse (battement auxiliaire) pour un γ_{moy} = 0,24 GHz/ms (f_{mod} = 1 kHz, Δf = 236 MHz et x = 0,5), on retombe sur une fréquence de battement équivalente d'environ 410 kHz, correspondant bien à la gamme de fréquence d'une oscillation de relaxation pour notre laser état-solide.

Ici, aucun fenêtrage particulier n'a été appliqué aux signaux avant correction et l'on trouve respectivement pour le laser Thales v_1 et v_2 une largeur à - 3dB de 1,95 m et 1,15 m du pic de battement auxiliaire contre théoriquement, 0,84 et 0,96 m. Le laser Thales v_2 présente donc, à configuration de modulation équivalente, une non-linéarité plus faible que celle de notre laser Thales v_1.

On note enfin la présence sur le profil auxiliaire du laser Thales v_2 une composante à 1 m résiduelle, environ 38 dB en dessous du pic porteuse, dont l'origine est issue d'une composante DC résiduelle sur les signaux I_{aux} et Q_{aux} non compensée par le traitement numérique.

Sur la Figure II.63 de droite, nous montrons alors comment ces différentes contributions de bruit, dont notamment la contribution de bruit d'intensité, sont transmises après correction.

Un pic de relaxation à 268 m est effectivement retrouvé sur le signal corrigé du laser Thales v_1 et uniquement sur celui-ci. Dans le cas du laser Thales v_2 ce pic est absent car filtré par l'AsGa intracavité. Il se situe cette fois-ci 30 dB en dessous du pic de battement auxiliaire. On trouve ainsi, sur les profils en amplitude, une augmentation relative de 3 dB de l'amplitude du pic de RIN après correction. Ce résultat est cohérent avec les 6 dB d'augmentation du pic de RIN sur la DSP de $\Delta\phi$ après correction que nous avons mis en évidence dans le II.C.2.b précédent.

On trouve également un pic à 287 m, commun aux deux lasers (respectivement 37 et 33 dB en dessous du pic de battement pour le laser v_1 et v_2), qui est quant à lui attribué à un déphasage entre I_{aux} et Q_{aux} de 88° que nous ne compensons pas ici numériquement.. Une remise en quadrature de I_{aux} et Q_{aux} peut néanmoins être réalisé numériquement ou mécaniquement par insertion d'une module à retard optique variable (*Variable Optical Delay Line* ou VODL).

En reprenant l'expression théorique II.B.26 dans le cas d'un fenêtrage numérique idéal, on est également capable de retrouver les résolutions spatiales attendues.

Théoriquement, on s'attend pour les lasers v_1 et v_2 à respectivement 2,35 m et 3,25 m de largeur à mi-hauteur des pics de battement. Par ajout de la fenêtre de Hann, cela conduit à des résolutions spatiales respectives de 3,4 m et 4,68 m.

Sur la Figure II.63 de droite, on mesure après correction une largeur à – 3 dB du pic auxiliaire de 3,35 m et 4,57 m pour le laser v_1 et v_2 respectivement, ce qui confirme à nouveau la bonne efficacité du post-traitement numérique pour retrouver la résolution spatiale statique.

Enfin, pour s'assurer que le pic à 268 m correspond bien au RIN laser, on trace également Figure II.64 la DSP de ϕ mesurée pour les deux laser v_1 et v_2. Un pic à $f_{relax} = 404\ kHz$ est effectivement visible après correction et uniquement pour le laser Thales v_1.

La présence de ce bruit d'intensité non compensé peut donc devenir problématique pour nos applications OFDR. En effet, pour toute fréquence de battement f_b observée sur le signal interférométrique principal (référant à une position z dans la fibre sensible), la présence de cette oscillation de relaxation va générer un battement optique parasite à $f_b \pm f_{relax}$ qui vient se

superposer au battement optique d'une autre position dans la fibre située avant ou après z (ici ce serait à $z \pm 86\ m$).

Nous n'avons cependant jamais véritablement constaté l'effet de ce pic parasite autrement que sur l'amplitude du signal auxiliaire et en fin de profil OFDR. Une étude supplémentaire sur la compréhension fine de l'interaction du RIN avec la phase interférométrique cumulée à une position z reste donc à réaliser.

Par précaution, l'utilisation de sources optiques présentant un faible bruit d'intensité reste à privilégier pour limiter ces effets. La version v_2 du laser Thales a été développée au cours de la thèse en ce sens pour proposer une source conservant l'agilité de sa modulation électro-optique intra-cavité tout en maîtrisant son fort bruit d'intensité à une fréquence spécifique d'oscillation.

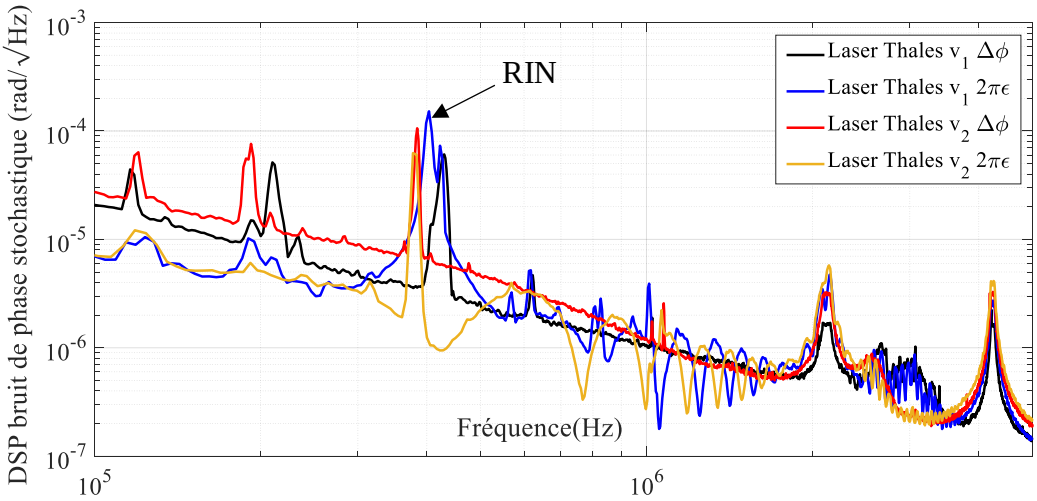


Figure II.64 : Allure des DSP de ϕ auxiliaire comparées pour le laser Thales v_1 et v_2 modulés à f_{mod} = 1 kHz, x = 0.5, $\Delta f_{v_1} \sim 236\ MHz$ et $\Delta f_{v_2} \sim 208\ MHz$. La fréquence de relaxation à ~400 kHz n'est visible après correction que sur le laser Thales v_1.

Dans le paragraphe suivant, nous comparons nos lasers état-solides à d'autres sources agiles en fréquence du commerce. Nous montrons notamment des performances comparables aux meilleures sources disponibles sur le marché et démontrons la grande robustesse du *deskew filter* dans la correction de $\Delta\xi$ pour ces différents lasers.

C.3.b.ii. Comparaison aux sources laser du commerce

On présente Figure II.65 l'efficacité de la correction numérique évaluée sur la non-linéarité $\Delta\xi$ pour 4 sources lasers différentes.

On compare deux à deux les résultats alors obtenus. On a d'une part le laser OEWaves FM100 et le laser Thales dans sa version v_2 (A.1 et A.2) modulés communément par une dent de scie asymétrique $f_{mod} = 2\ kHz$, $\Delta f \sim 260\ MHz$ et $x = 0{,}8$ et d'autre part le laser Thales v_1 comparé au laser RIO Orion asservi selon la méthode LIDAR « FMCW » (B.1 et B.2). Ces deux derniers sont modulés là encore de façon identique à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f \sim 400\ MHz$ et $x = 0{,}5$. Un $\tau_{max} = 100\ \mu s$ ($L_{aux} \sim 10\ km$) reste également défini pour ces différentes comparaisons.

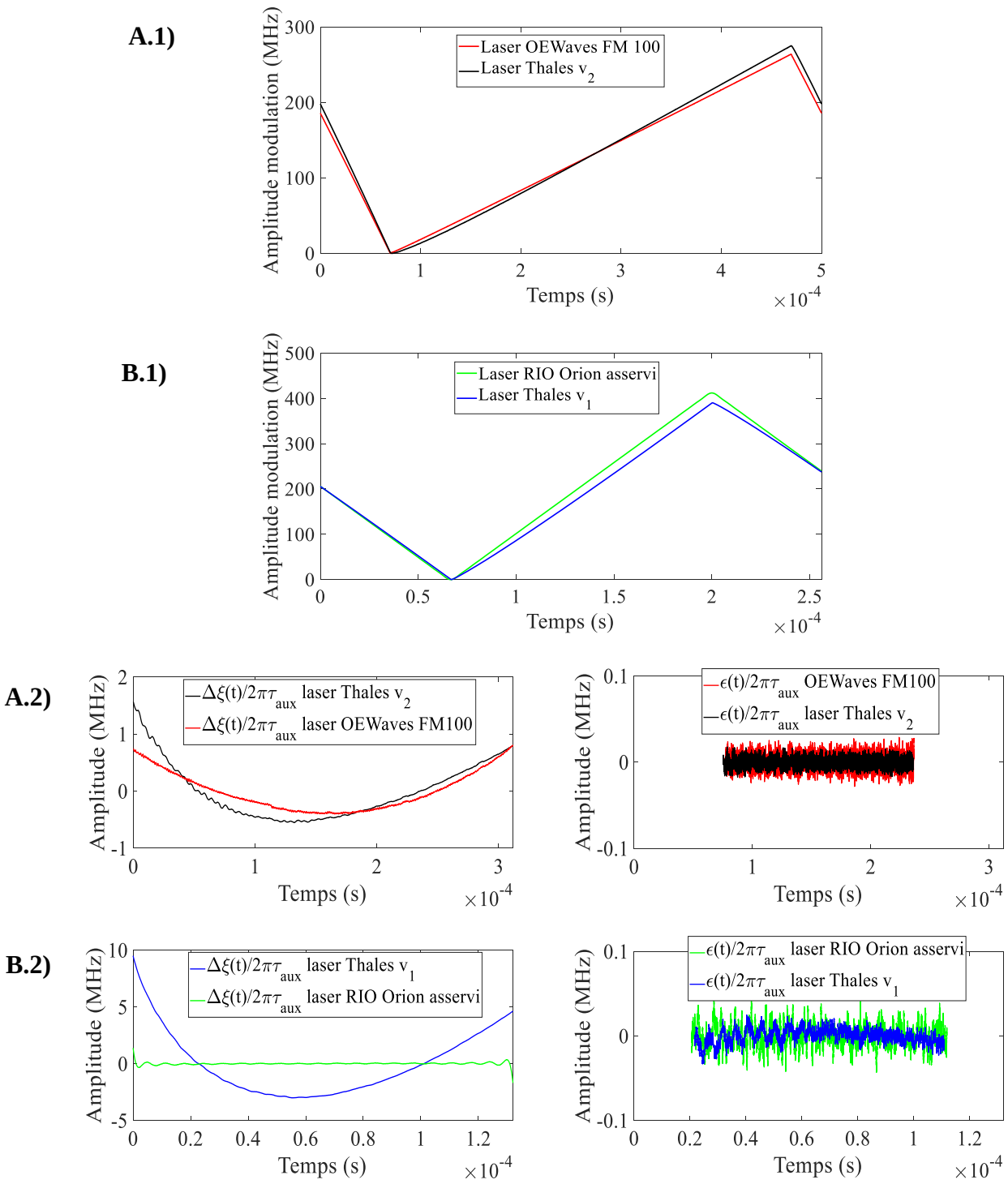


Figure II.65 : Comparaison de l'efficacité de la correction numérique pour différentes non-linéarités de modulation. A) laser OEWaves FM100 et Thales v_2. Δf ~ 260 MHz, f_{mod} = 2 kHz, x = 0,8. B) laser RIO Orion et Thales v_1. Δf ~ 400 MHz, f_{mod} = 3,75 kHz, x = 0,5. (1) Amplitude de la modulation de fréquence pour les deux lasers (MHz). (2) Non-linéarité de modulation avant (gauche) et après (droite) correction (MHz).

Les tracés A.1) et B.1) représentent l'allure de la modulation de fréquence pour les quatre différents lasers. Comme on peut le constater, les 2 lasers Thales présentent des performances de modulation très comparables aux laser OEWaves et RIO Orion asservi, avec une faible non-linéarité et une rupture de pente presque parfaitement triangulaire.

Sur la comparaison du laser Thales v_2 avec le laser OEWaves, ce dernier présente une phase interférométrique auxiliaire légèrement plus linéaire avec une attaque du front de modulation également plus droite. En revanche, pour le laser RIO Orion asservi, la pente de $\Delta\varphi_{aux}$ est très linéaire mais présente un changement de pente plus arrondi qui génère une non-linéarité importante aux extrémités du front.

Ces premières observations sont confirmées par les courbes A.2) et B.2) de gauche qui représentent les traces de $\Delta\xi$ pour ces 4 lasers.

Sur la figure A.2) de gauche, les non-linéarités $\Delta\xi$ de modulation du laser Thales v_2 et du laser OEWaves FM100 sont quasiment équivalentes sur la fenêtre Θ et valent respectivement 2,1 MHz et 1,1 MHz ce qui ne représente respectivement que 0,81 % et 0,41 % de Δf.

Sur la figure B.2) de gauche, on montre également la très faible non-linéarité du RIO Orion qui ne vaut qu'environ 60 kHz en milieu de fenêtre du fait de la grande qualité de l'asservissement. En revanche, la non-linéarité devient beaucoup plus importante au bord de fenêtre du fait d'un changement de pente plus arrondi. Sur la fenêtre temporelle complète, l'amplitude crête à crête de $\Delta\xi$ vaut 2 MHz contre 12 MHz pour le laser Thales v_1 ce qui représente respectivement 0,5 % et 3 % de l'amplitude initiale Δf.

Enfin sur les courbes A.2) et B.2) de droite, on visualise l'état de la correction numérique pour ces 4 lasers. Des amplitudes crête à crête de ε d'environ 40 kHz pour le laser OEWaves, de 20 kHz pour le laser Thales v_2, de 70 kHz pour le laser RIO Orion et de 40 kHz pour le laser Thales v_1 sont mesurées.

L'ensemble des résultats sur la mesures de $\Delta\xi$ et de ε énoncés précédemment pour ces 4 sources laser est répertorié dans le Tableau II.7 ci-après.

Tableau II.7 : Récapitulatif des valeurs de $\Delta\xi$ et ε pour différentes sources lasers

	$\Delta\xi/2\pi\tau_{aux}$		$\varepsilon/2\pi\tau_{aux}$	
Sources	**Amplitude crête à crête (MHz)**	**Portion de Δf (%)**	***STD* (kHz)**	**Portion de Δf (%)**
Laser Thales v_1	12	3	9	0,002
Laser Thales v_2	2,1	0,81	6	0,002
Laser OEWaves FM100	1,1	0,41	9	0,004
Laser RIO Orion asservi	2 (0,06 en milieu de front)	0,5 (0.015 en milieu de front)	14	0,004

De ces résultats découlent plusieurs conclusions importantes.

Tout d'abord, les sources lasers Thales présentent des performances d'accordabilité qui sont très largement comparables à celles des meilleurs lasers accessibles sur le marché pour des applications OFDR ce qui conforte l'intérêt de cette thèse à utiliser de telles sources.

Ensuite, on remarque également que les niveaux de STD de ε les plus faibles sont également obtenus avec les sources état-solides. Cela conforte la qualité de notre travail sur l'optimisation du *deskew filter* pour maximiser les performances de la correction sur la source laser Thales v_1.

Enfin, quelle que soit la source laser utilisée, la configuration de modulation et l'amplitude de non-linéarité initiale $\Delta\xi$, on parvient à obtenir systématiquement une STD de ε de l'ordre de 10^{-4} % de l'amplitude Δf. Si l'on ramène cette erreur en fréquence de battement ($f_b = \gamma\tau = \frac{f_{mod}}{x}\Delta f\tau$), cela signifie également que l'erreur sur un f_b pour un retard optique τ donné vaut un millionième de ce même f_b.

Autrement dit, pour le cas concret d'un $f_{b_{max}} = 65\ MHz$ (égale à $f_s/2$ dans notre système), on obtient une erreur sur cette fréquence de l'ordre de 65 Hz ce qui est extrêmement faible. Une telle erreur ne serait problématique que dans le cas d'un échantillonnage fréquentiel $f_{éch} = 1/\Theta$ de l'ordre de 65 Hz, soit pour un f_{mod} < 32 Hz. Dans le cadre de nos applications où f_{mod} > 200 Hz, cette valeur extrêmement faible n'est donc pas contraignante.

Ce résultat montre ainsi la grande robustesse du *deskew filter* pour corriger des formes d'onde très diverses dans le cas de sources lasers présentant une faible non-linéarité initiale (de l'ordre de quelques pourcents) avec une efficacité indépendante de la forme de $\Delta\xi$. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une telle adaptabilité est mise en évidence.

Dans le cadre de cette thèse, seule une source laser type DFB n'a pu être corrigée correctement par notre post-traitement numérique.

Nous présentons Figure II.66 les résultats corrigés pour cette source modulée à $f_{mod} = 200\ Hz$, $x = 0.5$ et $\Delta f \sim 265\ MHz$. La modulation de fréquence de la cavité est assurée par un PZT commandé en tension et qui présente une résonnance mécanique autour de 10 kHz.

Sur le tracé de gauche de cette figure, on mesure avant correction une forte non-linéarité d'une amplitude crête à crête de 5 MHz avec une composante oscillante également forte autour de 10 kHz. Après correction, une non-linéarité résiduelle de valeur moyenne nulle est visible et l'on quantifie une STD de ε de 9,6 kHz ce qui ne représente à nouveau qu'une très faible proportion de Δf (~$3{,}6.10^{-3}$ %). En revanche, on détecte la présence de deux discontinuités à 190 µs et 280 µs après correction montrant une correction moins efficace cette fois-ci.

L'analyse des profils auxiliaires en amplitude, présentés Figure II.66, montre un peigne de positions parasites espacées de 20 m les unes des autres visibles avant et après correction. En représentant également l'axe des fréquences de battement, on retrouve un espacement d'environ 10 kHz entre chacune des dents du peigne, reliant ces effets parasites à la résonnance du PZT. On détecte par ailleurs de part et d'autre du pic principal 5 pics satellites avant d'atteindre le plancher de détection de la mesure. Par analogie avec la discussion précédente sur le RIN, un tel profil induit la présence de 10 pics parasites espacés de 10 m autour de toutes positions z de la FUT.

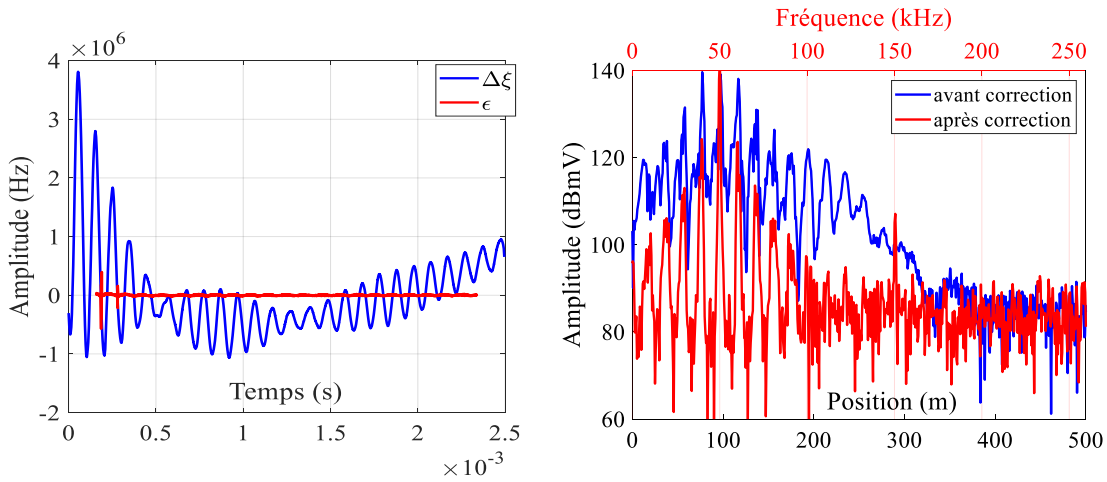


Figure II.66 : Performances avant et après correction pour le laser DFB Thales modulé à $f_{mod} = 200\ Hz$, $\Delta f \sim 265$ MHz. (Gauche) Comparaison de l'amplitude de la non-linéarité avant et après correction. (Droite) Transformée de Fourier du signal de battement auxiliaire.

La correction numérique ne parvient donc pas à maîtriser les forts effets oscillants et le choix d'un composant modulant ne présentant pas de résonnances ou dans un domaine fréquentiel éloigné des plages de modulations classiques ($\sim f_{mod} \in [100\ Hz, 100\ kHz]$) est donc particulièrement important pour nos applications.

Dans le cas de nos lasers état-solides, les modulateurs électro-optiques intra-cavités en PMN-PT ou PLZT présentent des résonnances hautes fréquences de l'ordre du MHz qui sont donc peu problématiques. On détecte par exemple pour le laser Thales v_1 une résonnance autour de 3 MHz ce qui est loin des taux de répétitions de motif évoqués précédemment (Figure II.64).

Dans cette partie, nous avons mis en évidence les performances et la robustesse de notre post-traitement numérique grâce à une analyse sur le signal interférométrique auxiliaire. Pour tendre vers une analyse DAS « FMCW » de capteur dynamique, nous présentons finalement dans le paragraphe suivant l'obtention d'un profil OFDR statique et validons également les résolutions spatiales obtenues sur une fibre de 8 km.

D. Vers une mesure DAS ϕ – OFDR : profil OFDR résolu spatialement

Dans ce paragraphe, nous validons l'efficacité de notre correction numérique sur la résolution spatiale d'un profil OFDR statique. Au cours de la thèse, la longueur de fibre a été progressivement augmentée et des expérimentations de résolutions spatiales ont été menées sur des fibres de plus en plus longues.

A titre d'exemple, nous présentons Figure II.67 le profil OFDR obtenu sur une longueur totale de fibre d'environ 8200 m. Pour constituer la fibre de 8200 m on a dans l'ordre : une bobine d'environ 33 m, une bobine encapsulée de 500 m de chez General Photonics ainsi qu'une bobine de longueur inconnue que l'on estime à 7,6 km.

Cette mesure a été obtenue avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5 m. La fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition est fixée à 65 MHz ce qui offre une résolution spatiale théorique après correction de 1,6 m.

Sur le tracé supérieur de la Figure II.67, on représente les 2 profils OFDR avant (noir) et après correction avec la fibre de 8200 m (rouge). Sans correction numérique, la fin de fibre est mesurée à environ 8350 m soit presque 140 m plus loin que la position de la fin de fibre réelle. Avec la correction, la longueur de fibre est ramenée autour de 8218 m.

Sur cette figure, on note également la présence d'un pic en début de fibre à 32,7 m, qui caractérise la réflexion au niveau d'une traverse optique (probablement sale) entre la fibre de 33 m et de 500 m.

A 8375 m, on relève également la présence d'un pic après correction au-delà de la fin de fibre. Les 157 m qui séparent ce pic de la fin réelle de notre câble converti dans l'espace des fréquences de battement correspondent à 537 kHz.

On retrouve ici la marque de l'oscillation de relaxation de notre RIN laser Thales v_1 que nous avons évoqué au II.C.3.b. On retrouve également les 30 dB d'écart entre le pic de fin de fibre et ce pic de RIN, écart que nous avions également mis en évidence après correction sur notre mesure auxiliaire (voir Figure II.63).

En regardant de plus près la fin du profil OFDR après correction (tracé inférieur de la Figure II.67), l'extrémité de fibre est détecté à 8218,2 m. La mesure de la largeur à mi-hauteur de ce pic permet de retrouver les 1,6 m attendus en sortie de correction. Cette largeur à – 3 dB est également visible sur le pic à 32,7 m dont nous avons discuté préalablement.

Ainsi, l'ensemble de ces résultats confirme la validité de notre post-traitement numérique pour assurer l'obtention d'un profil OFDR statique résolu spatialement jusqu'à 8 km de fibre avec notre source laser Thales v_1.

En sachant que la longueur de fibre dans l'interféromètre auxiliaire est fixée à 100 m, c'est également la première fois que l'efficacité du *deskew filter* est établie en statique sur une fibre 80 fois plus grande que celle dans l'interféromètre auxiliaire d'échantillonnage ($\tau_{max} \sim 160.\tau_{aux}$). A notre connaissance et jusqu'à aujourd'hui, le maximum atteint jusqu'à alors (en statique uniquement) était 9,2 fois supérieur à la longueur dans l'interféromètre auxiliaire (92 km de fibre sondée pour 10 km de fibre de l'interféromètre de référence) [123].

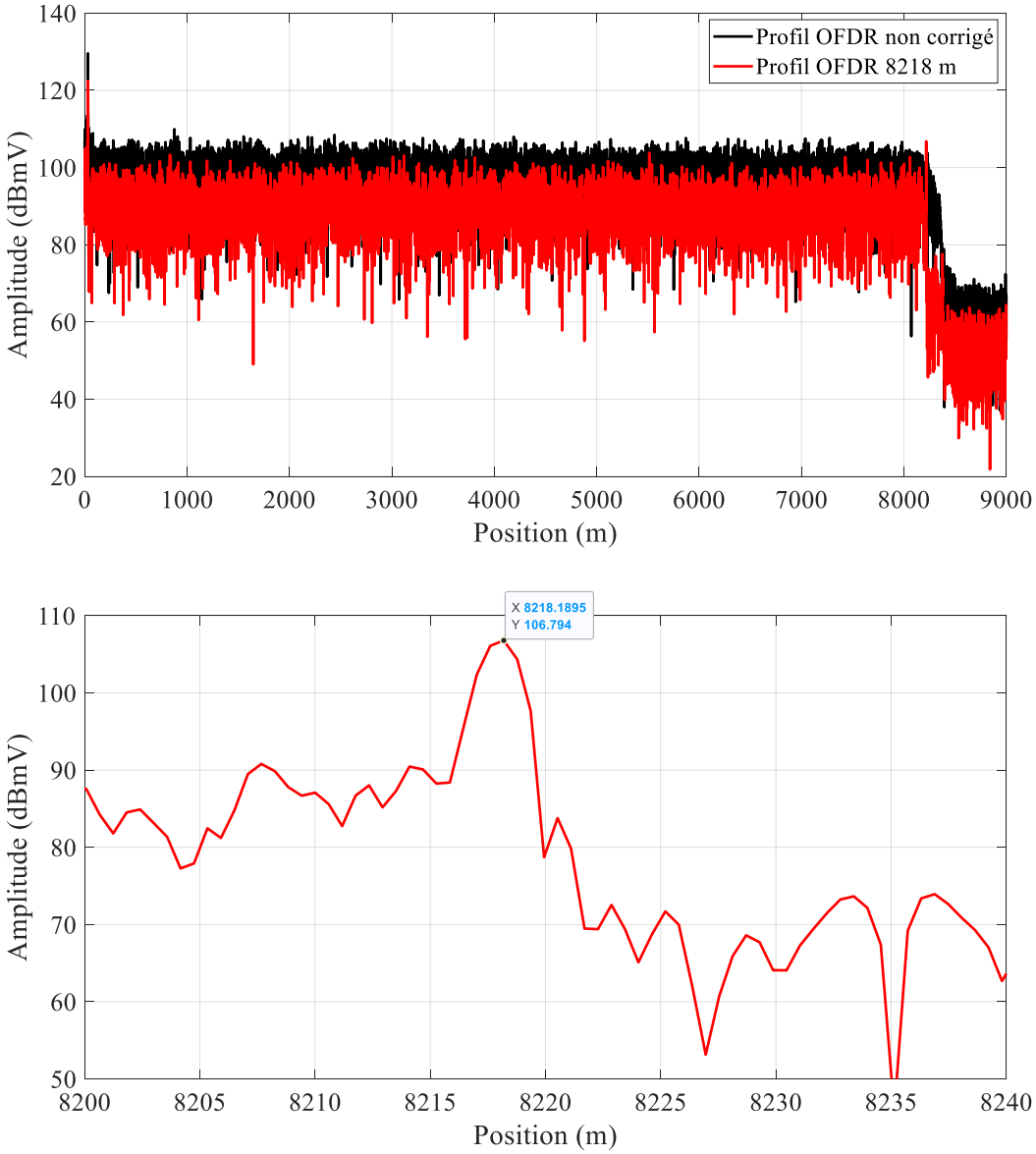


Figure II.67 : Profil OFDR statique sur un front de modulation. Source laser : Thales v_1, f_{mod} = 1 kHz, Δf = 175 MHz, x = 0,5. Fréquence d'échantillonnage et résolution spatiale : f_s = 65 MHz, $\delta z_{postcorr}$ = 1,6 m.

E. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donc présenté différentes solutions architecturales et algorithmiques utilisées pour maîtriser les sources de bruit stochastiques et déterministes de lasers modulés en fréquence. Ces processus sont aujourd'hui appliqués à différentes sources laser accordables et intégrés dans de nombreuses et diverses architectures OFDR pour de la mesure statique longue portée, hautement résolue spatialement ou pour de la détection dynamique de contraintes acoustiques et/ou mécaniques de grandes sensibilités.

Parmi les solutions de traitement numérique existantes, peu ont développé à ce jour une approche OFDR dynamique. Le post-traitement numérique par filtre de redressement est l'une de rares solutions *software* à présenter des mesures de contraintes piézo-électriques détectées à plusieurs dizaines de kilomètres du début de la fibre. Néanmoins, aucune caractérisation fréquentielle et analyse de la phase optique interférométrique permettant l'obtention de signaux type capteurs « virtuels » n'a été jusqu'alors permise par cette technique.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons donc choisi de repartir de ce filtre de redressement et de l'intégrer dans notre système DAS « FMCW » sous la forme d'un post-traitement numérique pour montrer la faisabilité d'une mesure OFDR statique.

Dans ce chapitre, nous avons donc commencé par détailler l'implémentation des différents blocs du code Matlab que nous avons rédigé pour intégrer le *deskew filter*.

Après une première validation des performances de l'algorithme sur un cas donné, un travail d'optimisation et de compréhension fine de l'efficacité du filtre de redressement a été menée.

Nous avons notamment montré l'apport du filtre de redressement dans la réduction du bruit stochastique basse fréquence de notre source laser Thales, permettant d'en augmenter la longueur de cohérence effective et d'ainsi sonder des longueurs de fibre plus importantes. Les limites du filtre de redressement ont également été identifiés sur la gestion des bruits d'intensité et des effets résonnants qui entachent la qualité de la modulation.

De nouveaux tests pour évaluer la robustesse de cet algorithme ont également été conduits pour différents paramètres de modulation et pour différentes sources lasers accordables de faibles non-linéarités. Une efficacité du post-traitement numérique indépendante des différentes configurations mises en œuvre a ainsi été démontrée.

Enfin, l'efficacité de notre post-traitement numérique a également été établie sur un profil OFDR d'une fibre de plus de 8 km où la résolution spatiale et l'extrémité de la fibre ont été proprement retrouvées.

Dans le chapitre III suivant, nous présentons un ensemble de résultats DAS « FMCW » obtenus en utilisant l'algorithme de post-traitement numérique par filtre de redressement. Nous démontrons son apport dans l'obtention de mesures OFDR dynamiques sur des fibres de longueur inférieure à 10 km et discutons autour de la sensibilité en $rad/\sqrt{Hz}$ de ces mesures.

Chapitre III

Evaluation des performances dynamiques de l'interrogateur DAS « FMCW » sur une fibre de 8km

Dans le chapitre précédent nous avons présenté et discuté de l'efficacité de notre post-traitement numérique par filtre de redressement dans la gestion et la réduction de la non-linéarité de modulation pour garantir les résolutions spatiales sur un interféromètre auxiliaire et sur un profil OFDR statique.

Dans ce chapitre, nous démontrons pour la première fois son utilisation dans notre système DAS « FMCW » pour de la mesure en OFDR dynamique. Par son intégration dans notre traitement du signal, on montre ainsi qu'il est possible de retrouver la phase et l'amplitude du signal rétrodiffusé pour une fibre capteur de plus de 8 km.

A l'aide de notre traitement numérique nous parvenons ainsi à détecter, localiser et caractériser l'amplitude, la fréquence et la phase d'une contrainte mécanique appliquée sur la fibre par un puis deux transducteurs piézo-électriques. Nous démontrons expérimentalement la conservation relative de phase entre deux transducteurs disposés à plusieurs kilomètres l'un de l'autre.

En vue de positionner les performances de notre montage vis-à-vis de la concurrence, nous caractérisons le niveau de sensibilité de nos jauges capteurs par une mesure de densité spectrale de puissance de bruit. Nous présentons des performances tout à fait comparables à de nombreuses publications récentes de la littérature.

Pour comprendre l'origine de cette sensibilité qui reste néanmoins inhomogène sur toute la longueur du câble, nous présentons un ensemble de mesures réalisées au cours de la thèse. Nous discutons de l'importance de la puissance optique localement rétrodiffusée vis-à-vis de ce niveau de bruit capteur.

Suite à cette analyse, nous discutons plus précisément du contenu spectral du plancher de détection capteur et identifions l'origine du bruit basse fréquence. Récemment, une version v_2 de notre algorithme a été développé nous permettant de réduire encore davantage cette contribution et d'élargir ainsi la bande passante de nos senseurs.

Tout au long de ce chapitre, nous alternons d'une version du code à une autre en fonction du besoin. Nous spécifions en temps voulu le code utilisé pour obtenir les différents signaux capteurs présentés.

Pour soutenir notre réflexion, nous présentons en parallèle de ces travaux une étude comparative des performances système pour différentes sources lasers injectées dans la fibre capteur. Nous démontrons ainsi la grande robustesse en dynamique de notre post-traitement numérique et identifions une limite de sensibilité capteur liée aux performances de bruit laser.

Table des matières

A. Architecture du système DAS « FMCW » et traitement du signal dynamique 144

A.1. Schéma bloc système complet 144

A.2. Composition de la fibre sous test et caractérisation des transducteurs 145

A.3. Schéma bloc du traitement du signal capteur 146

A.3.a. Profils OFDR et suivi temporel de chaque position échantillonnée 147

A.3.b. Phase interférométrique ψ_{FUT} à la composante spectrale z_0 149

A.3.b.i. Obtention des faisceaux de courbes Ψ_k 149

A.3.b.ii. Obtention des signaux échantillons/capteurs « virtuels » 151

B. Résultats DAS « FMCW » sur fibre ≤ 8 km 154

B.1. Localisation d'une contrainte piézo-électrique sur les traces Ψ_k 154

B.2. Visualisation d'un signal échantillon / d'un signal capteur et d'une contrainte PZ 155

B.2.a. Sur une fibre de 400 m 156

B.2.b. Sur une fibre de plus de 8 km 158

B.3. Conservation de la phase relative entre 2 bobines distantes de 8 km 159

B.4. Niveau de sensibilité capteur et comparaison à la littérature 162

C. Importance de la puissance optique rétrodiffusée 166

C.1. Corrélation niveau de bruit capteur et amplitude OFDR 166

C.1.a. Intensité moyenne rétrodiffusée selon z 166

C.1.b. Variation de l'intensité selon T_k 170

C.2. Fibre optique à Rayleigh augmenté (FRA) 172

C.3. Gestion du fading 176

C.3.a. le fading de polarisation 176

C.3.b. le fading interférométrique 176

D. Identification et gestion du bruit capteur basse fréquence 179

D.1. Performances DAS « FMCW » pour différentes sources lasers 179

D.1.a. Laser Thales v_1 versus laser RIO Orion asservi 179

D.1.b. Laser Thales v_2 versus laser OEWaves FM100 180

D.2. Stabilisation temporelle de la modulation de fréquence 182

D.2.a. Grandeurs variant selon T_k et DSP de bruit équivalent 182

D.2.b. Fluctuations de la composante de bruit de phase laser ϕ 182

D.2.c. Fluctuation des $\gamma(T_k)$ 186

D.2.d. Fluctuations des $f_0(T_k)$ 190

D.3. Réduction du plancher de bruit basse fréquence 195

D.4. Discussion et conclusion sur les sources de bruit de phase limitantes 197

E. Conclusion 199

A. Architecture du système DAS « FMCW » et traitement du signal dynamique

Dans cette première partie, nous présentons les éléments matériels et algorithmiques qui permettent la mise en place de notre système capteur fibre distribué.

Après une première description de l'architecture système dans sa globalité, nous détaillons les éléments qui constituent notre fibre sensible. Nous présentons ensuite et finalement la partie traitement du signal de notre montage qui permet l'obtention des mesures capteurs en illustrant notre propos de quelques figures obtenues avec la version 2 du code Matlab.

A.1. Schéma bloc système complet

On représente Figure III.68 l'architecture du système DAS « FMCW » dans sa version de fin de thèse. Le système est séparé en trois blocs qui peuvent être rangés séparément dans une baie pour être transportés.

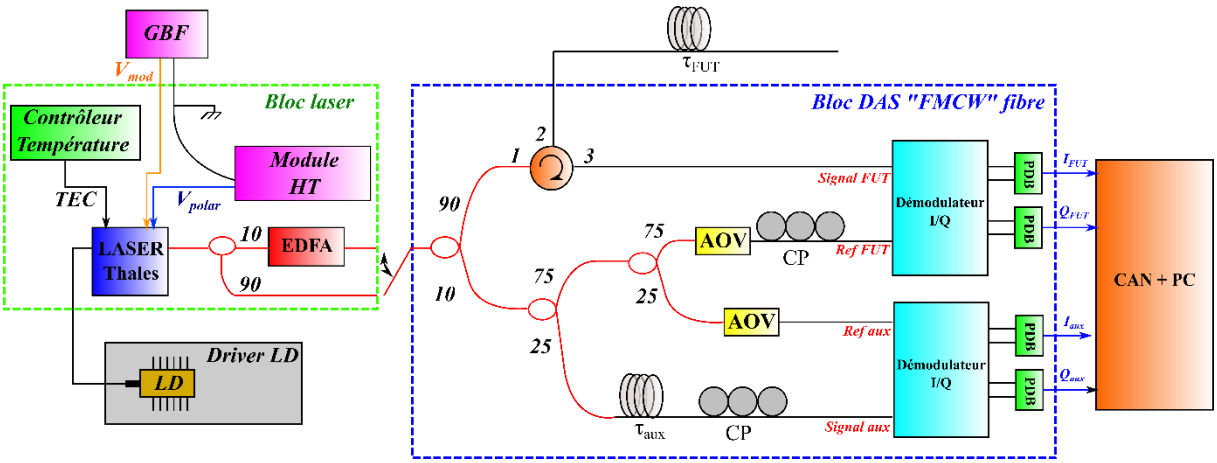


Figure III.68 : Architecture complète du système DAS « FMCW » avec une source laser Thales. GBF : Générateur Basse Fréquence, HT : haute tension, LD : Diode laser, AOV : Atténuateur Optique Variable, CP : contrôleur de polarisation, CAN : convertisseur analogique numérique. Les fibres représentées en rouge sont des fibres à maintien de polarisation PM.

Le premier de ces blocs est le bloc laser. Il est constitué du laser Thales état-solide dans sa version v_2 avec AsGa intra-cavité, d'un contrôleur de température T-Cube TEC de chez Thorlabs, relié à un module Pelletier situé sur le bâti et sur les parois de la cavité laser permettant sa thermalisation, un module multiplieur haute tension (HT) Applied Kilovolts permettant de délivrer un tension DC de 0 à 1 kV pour polariser l'électro-optique intra-cavité. A l'extérieur de cette boîte on retrouve un GBF DG1000Z Series de chez Rigol permettant de générer la tension modulante V_{mod} au niveau de l'électro-optique ainsi qu'une diode laser (LD) BL976-PAG900 de chez Thorlabs qui délivre un signal de pompe optique de 900 mW maximum à la longueur d'onde 976 nm. Cette LD est contrôlée en température et en courant par une carte CCS Low Noise de chez Aerodiodes.

En sortie de cavité laser, une puissance optique maximale de 7 mW (8,4 dBm) est accessible. Un coupleur 90/10 à maintien de polarisation (PM) positionné à la suite permet de sortir deux faisceaux lasers simultanément : un non-amplifié optiquement en sortie du bras 90 % et un autre

amplifié par un Micro EDFA de chez Manlight permettant d'obtenir jusqu'à +20 dBm de puissance optique. Ces deux sorties fibrées permettent simultanément de générer un signal optique amplifié pour notre système DAS « FMCW » et de contrôler la qualité du faisceau laser. L'ensemble est enfin rangé dans un rack RBX-32 de chez Thorlabs.

Le deuxième bloc est constitué de l'ensemble du système fibré qui compose les deux interféromètres FUT et auxiliaire. Il est encapsulé dans une boîte en plexiglas hermétiquement fermée et également rangée dans un rack RBX-32 de chez Thorlabs. En entrée de bloc, le faisceau laser est séparé par un coupleur 90/10 PM dont 10 % sont injectés vers l'interféromètre auxiliaire que nous avons préalablement décrit au chapitre II. Les 90 % restant sont envoyés vers un circulateur puis à l'extérieur de la boîte vers la fibre capteur. La lumière rétrodiffusée par la FUT repasse à nouveau par le circulateur et interfère avec le bras de référence au niveau du couple démodulateur I/Q + PDB identique à celui présenté dans le chapitre II pour l'interféromètre auxiliaire (l'AOV ainsi que le CP sur le bras de référence de la FUT sont également identiques à ceux de l'interféromètre auxiliaire). Le choix des coupleurs pour l'interféromètre principal a été dimensionné pour permettre d'atteindre les 100 µW de saturation de nos photodiodes balancées avec une puissance optique en sortie de bloc laser de + 20 dBm.

Enfin, le dernier bloc est le bloc d'acquisition constitué de la carte Spectrum et du PC de traitement des données que nous avions également présentés dans le chapitre précédent. 4 signaux RF $I_{aux}, Q_{aux}, I_{FUT}$ et Q_{FUT} sont ainsi acquis simultanément (sur le même axe de polarisation).

A.2. Composition de la fibre sous test et caractérisation des transducteurs

Pour nos mesures présentées dans ce chapitre, nous avons utilisé une architecture fibrée comme présentée schématiquement Figure III.69.

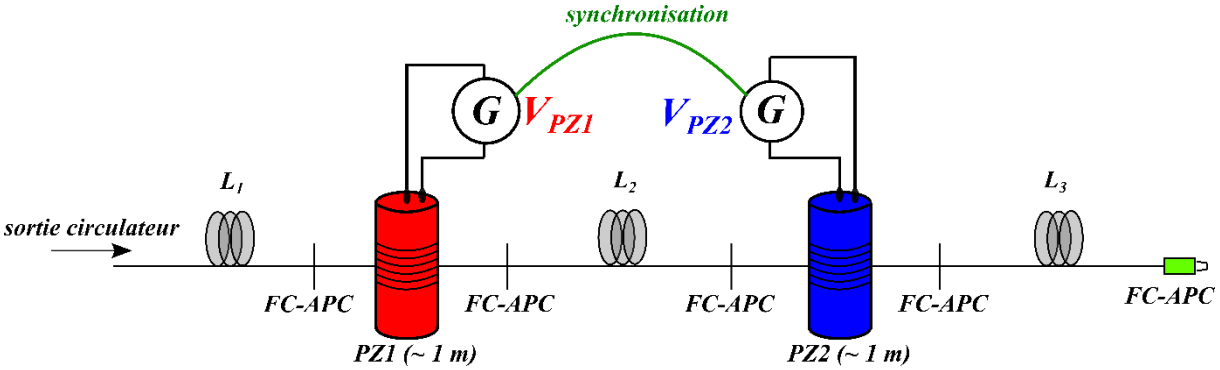


Figure III.69 : Architecture de la fibre sous test (FUT).

Celle-ci est composée de plusieurs bobines de fibres monomodes (L_1, L_2 et L_3) dont on peut choisir la longueur pour adapter la taille du capteur pour notre mesure. Chacune de ces bobines de fibre est connectée au reste de la FUT par deux connecteurs fibrés FC/APC (*Angle Physical Contact*), connecteurs qui présentent une férule en céramique avec un angle de 8° permettant ainsi de minimiser les pertes par réflexion au passage d'une fibre à l'autre (perte au retour ou *return loss* ~ 60 dB). On peut également choisir de souder l'intégralité des bobines qui

composent la FUT pour limiter ces effets. Dans notre cas applicatif, nous n'avons cependant pas retenu cette option pour pouvoir modifier aisément les différents éléments de la FUT.

La bobine de fibre L_2 sépare également deux cylindres piézo-électriques creux PZ1 et PZ2 sur lesquelles sont enroulés et collées environ 1 m de fibre monomode. Ces cylindres sont excités par l'application d'une tension sinusoïdale commandée par deux générateurs de fonction identiques Keysight Agilent dont la fréquence et l'amplitude sont configurables.

A.3. Schéma bloc du traitement du signal capteur

Après cette description de l'architecture de notre montage DAS « FMCW » et de la constitution de notre fibre sensible, nous discutons dans ce paragraphe du traitement numérique qui permet l'obtention de nos mesures dynamiques. Nous illustrons notre propos à l'aide de mesures expérimentales à chacune des étapes que nous décrivons.

On représente ainsi Figure III.70 le schéma bloc du code Matlab qui permet l'analyse en capteur « virtuel » de notre montage DAS.

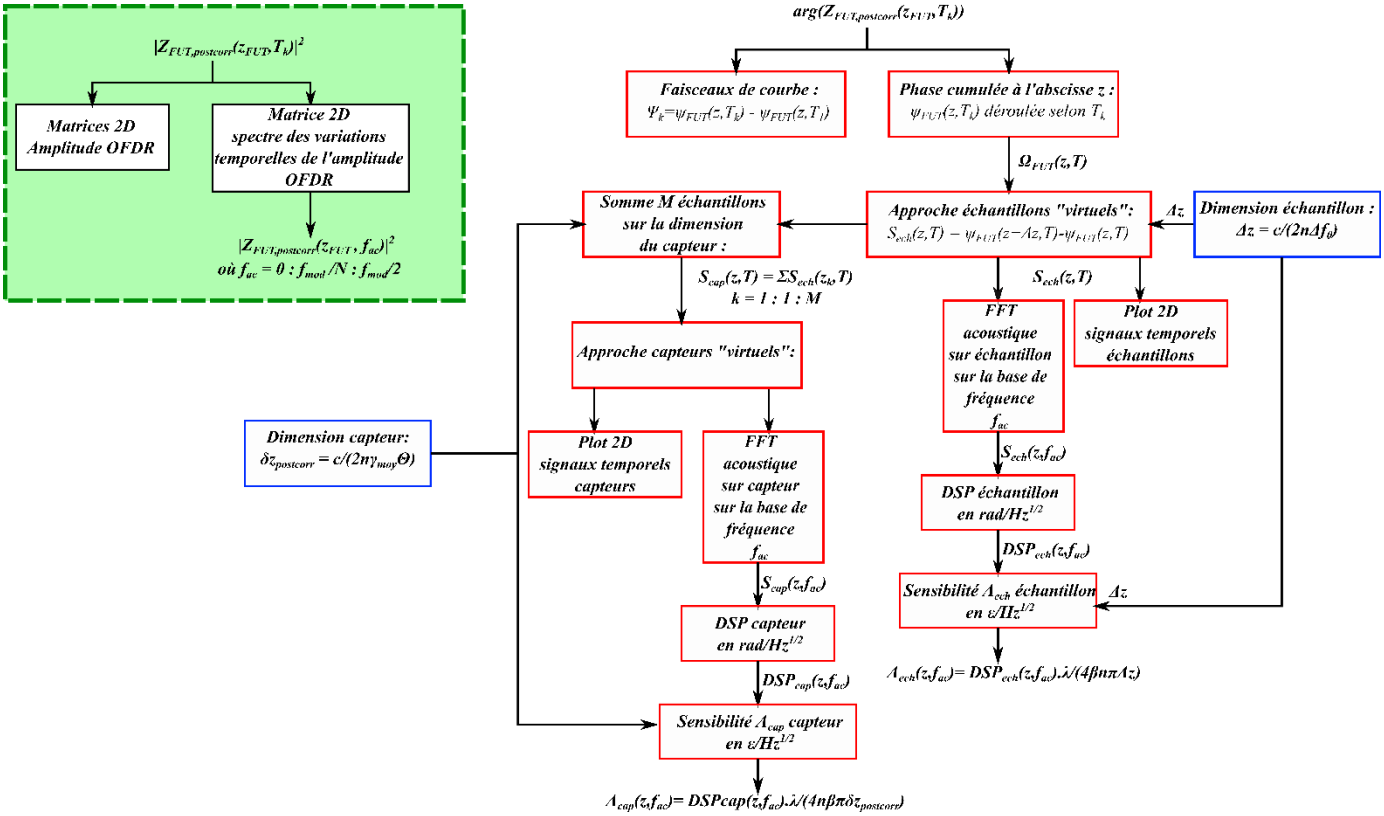


Figure III.70: Schéma bloc du traitement du signal capteur

Ici on travaille exclusivement sur le complexe de l'interféromètre principal $Z_{FUT,3}$ obtenu en sortie de correction numérique par notre *deskew filter*. Ce complexe est sous la forme d'une matrice pour laquelle chaque colonne représente un spectre complexe du signal de la FUT relevé à l'instant $T_k = (k-1)T_{mod}$ avec $k \in [1 : N]$ et N le nombre de fronts de modulation mesurés sur la durée de l'acquisition. Chaque spectre est ramené dans l'espace des distances par la relation qui lie fréquence de battement et position ($f_b = \gamma_{moy}\tau = 2n\gamma_{moy}z/c$). Pour un retard τ donné, le spectre Z_{FUT} idéal obtenu en sortie de correction s'écrit pour une fibre au repos :

$$Z_{FUT,postcorr}(z,T_k) = \left|Z_{FUT,postcorr}\left(\frac{c\tau}{2n},T_k\right)\right| \exp(2i\pi f_0 \tau) \qquad \text{III.A.1}$$

où $|x|$ désigne le module du complexe x. En entrée de ce bloc, on peut donc travailler à la fois sur le module de Z_{FUT} $\left(\left|Z_{FUT,postcorr}(z,T_k)\right|^2\right)$ et sur sa phase $\left(\arg\left(Z_{FUT,postcorr}(z,T_k)\right)\right)$.

A.3.a. Profils OFDR et suivi temporel de chaque position échantillonnée

L'analyse matricielle du module de Z_{FUT} conduit à l'obtention de profils OFDR en amplitude. Cette approche permet de valider les résolutions spatiales attendues (voir fin chapitre II), de mesurer les différences d'intensité rétrodiffusée d'une position à une autre et de confirmer le suivi temporel de chaque zone de la fibre échantillonnée spatialement.

On représente à ce titre Figure III.71 le cas d'une fibre de 8218 m mesurée avec notre laser Thales v_1 toujours modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5. La durée d'acquisition est ici de 100 ms ce qui permet l'interrogation de 100 profils OFDR successifs.

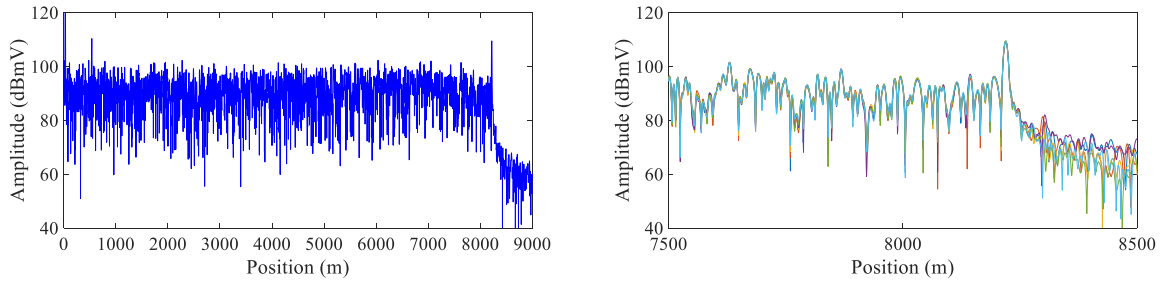


Figure III.71 : (Gauche) Profil OFDR complet mesuré à un instant T_k donné (Droite) Profils OFDR superposés à 6 instants T_k successifs.

Comme on peut le voir sur le tracé de gauche donnant le profil OFDR à un instant T_k donné, la rétrodiffusion Rayleigh n'est pas uniforme tout au long de la fibre et est répartie de façon aléatoire le long du câble. Sur 8 km, on a un niveau moyen rétrodiffusé environ 30 dB au-dessus du plancher de bruit de la détection (plancher à environ 55 dBmV contre une amplitude rétrodiffusée moyenne autour de 85 dBmV) avec des fluctuations locales d'une position à une autre présentant une dynamique de presque 40 dB.

Malgré cette distribution spatiale stochastique, le tracé de droite donnant la superposition de 6 profils OFDR obtenus à 6 instants T_k successifs montre dans sa globalité une grande reproductibilité front après front de l'intensité signal rétrodiffusée.

Certaines positions peuvent présenter des fluctuations d'intensités plus importantes qui sont principalement visibles aux zones où la rétrodiffusion Rayleigh chute comme pour le pic à 8074 m par exemple dont l'amplitude varie entre 73,8 dBmV et 54,4 dBmV. Nous rediscuterons plus en profondeur de cet effet et de ces conséquences dans la suite de ce chapitre.

Ces mesures permettent néanmoins de justifier la grande efficacité dynamique de notre traitement numérique. De par cette reproductibilité des profils, on s'assure ici que chaque position échantillonnée de la fibre est associée à la bonne case de la matrice de Z_{FUT}. Sur la durée d'acquisition et pour une fibre de plus de 8 km, chaque position z_0 du câble échantillonnée par notre mesure peut ainsi être suivie en amplitude et en phase au cours du temps.

Pour s'en convaincre, on montre sur un autre exemple (Figure III.72 de gauche) la matrice $|Z_{FUT}|^2$ obtenue sur une fibre de plus de 7800 m avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 204 MHz. On ne représente ici que les 400 derniers mètres de fibre.

Sur cette figure, la durée d'acquisition est de 500 ms. Chaque ligne de la matrice correspond à un profil OFDR donné vu de dessus. Chaque colonne représente une position échantillonnée de la fibre que l'on peut suivre au cours du temps. L'échantillonnage spatial étant de plus de l'ordre de 50 cm, la matrice est donc composée de 500 lignes (correspondant aux 500 instants T_k successifs) et d'environ 16 000 colonnes (correspondant aux 16 000 positions échantillonnées sur la fibre capteur).

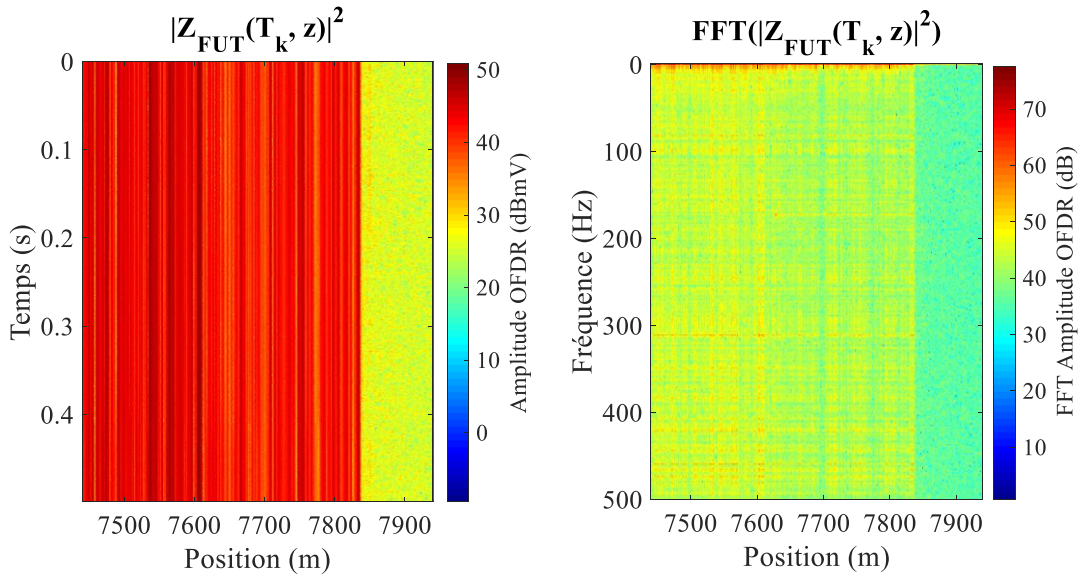


Figure III.72 : (Gauche) Matrice 2D des profils OFDR en amplitude ($\left|Z_{FUT,postcorr}(T_k,z)\right|^2$). (Droite) Transformée de Fourier de $\left|Z_{FUT,postcorr}(T_k,z)\right|^2$ selon l'axe T_k.

Sur cette matrice 2D, la présence de bandes verticales de couleurs relativement uniformes sur toute la durée d'acquisition permet de confirmer le bon alignement des échantillons de notre fibre capteur.

On peut également tirer un spectre des variations d'intensité en chaque position de la fibre en faisant la transformée de Fourier de chaque colonne de la matrice de gauche. On trace le résultat obtenu dans notre exemple sur la Figure III.72 de droite. Comme énoncé précédemment, nous rediscutons plus en détails de ces fluctuations dans la suite.

Cette représentation permet entre autres de définir la base de fréquence f_{ac} issue de la base de temps T_k telle que $f_{ac} = 0 : \frac{f_{mod}}{N} : \frac{f_{mod}}{2}$, correspondant à la bande passante acoustique. Dans notre exemple f_{ac} varie de 2 Hz à 500 Hz.

L'ensemble de ces deux figures constituent donc l'analyse en amplitude du complexe Z_{FUT} matérialisée par l'encadré vert Figure III.70.

A.3.b. Phase interférométrique $\boldsymbol{\psi_{FUT}}$ à la composante spectrale $\boldsymbol{z_0}$

Si l'on s'intéresse maintenant à l'argument de $Z_{FUT,postcorr}$, l'approche matricielle de cette grandeur permet d'extraire la phase en chaque composante spectrale du profil OFDR. Tout l'intérêt du DAS « FMCW » est de parvenir à mesurer proprement cette phase en chaque position de la fibre. On note $\psi_{FUT}(z_0, T_k)$ cette phase cumulée/intégrée jusqu'à la position z_0.

Pour rappel, nous avions démontré cette accumulation de phase durant notre stage de fin d'étude par l'application d'une contrainte oscillante piézo-électrique sur fibre courte ($\sim 120\ m$) détectée de son point d'application jusqu'au bout de la fibre (voir chapitre I).

Par abus de langage, nous parlerons dans la suite de ce manuscrit de phase spectrale ψ_{FUT}. Etant donné que ψ_{FUT} varie à la fois selon l'axe z des positions et selon l'axe T_k temporel, on couple notre analyse de phase sur ces deux axes.

A.3.b.i. Obtention des faisceaux de courbes Ψ_k

Sur l'axe z, le déroulement de la phase ψ_{FUT} (fonction *unwrap* de Matlab) permet de visualiser les variations de cette phase spectrale le long de la fibre.

On représente Figure III.73, le tracé des ψ_{FUT} déroulées selon z obtenues sur 5 instants T_k successifs avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 10 kHz, Δf = 264 MHz et x = 0,5 pour une fibre sous test de 505 m. Un de nos cylindres piézo-électriques est disposé à environ 22 m du début de la fibre. Il est pour le moment laissé au repos.

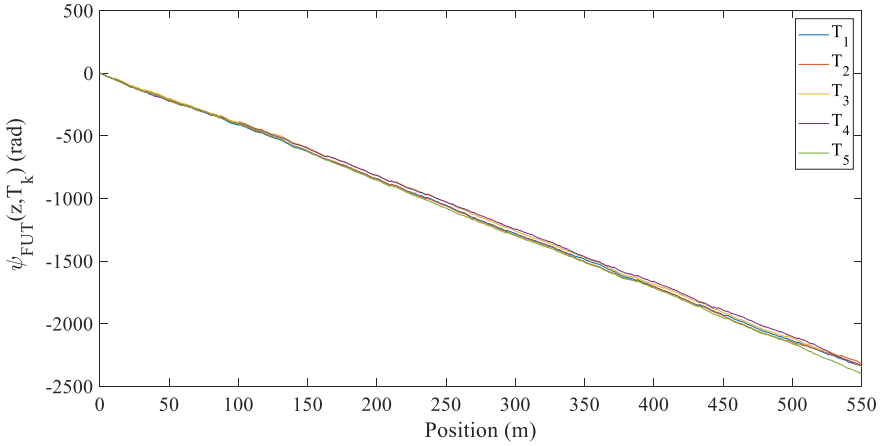


Figure III.73 : Allure de la phase spectrale ψ_{FUT} déroulée selon z à différents instants T_k successifs obtenus avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 10 kHz, Δf = 264 MHz, x = 0,5 sur 505 m de fibre.

Cette première mesure montre une décroissance linéaire et rapide de ψ_{FUT} avec z et ce quelque soit l'instant T_k considéré : elle varie de plus de 2000 rad sur 500 m de fibre soit 4 rad/m.

En reprenant l'expression théorique idéale de Z_{FUT} corrigé (voir III.A.1), ψ_{FUT} donne pour une fibre au repos :

$$\psi_{FUT}(z, T_k) = 2\pi f_0 \tau = \frac{4\pi n f_0 z}{c} = \frac{4\pi z}{\lambda_0} \qquad \text{III.A.2}$$

Pour $\lambda_0 \sim 1535$ nm (longueur d'onde centrale de notre laser Thales), le développement analytique de l'expression III.A.2 donne un ψ_{FUT} qui croît théoriquement en 8,2 rad/µm bien différent du 4 rad/m mesuré expérimentalement. Dans notre exemple où l'échantillonnage spatial Δz de la fibre vaut 37 cm, ces 8,2 rad/µm correspondent à une augmentation de phase entre deux échantillons d'environ 3.10^6 rad, soit presque 500 000 fois 2π ce qui est considérable.

Du fait de la mesure, la phase relevée en chaque position de la fibre est limitée à la plage $[-\pi, \pi[$ (ie. les phases sont mesurées modulo 2π) . L'écart maximum que l'on est capable de détecter entre 2 positions successives de la fibre vaut donc 2π. Ainsi en déroulant la phase selon z par la fonction *unwrap* de Matlab, une pente maximale de $2\pi/\Delta z$ est atteignable. Pour Δz = 37 cm, cette pente vaut en théorie 17 rad/m, ce qui est du bon ordre de grandeur vis-à-vis de notre mesure expérimentale.

Malgré cette variation selon z réduite, on peine à extraire des courbes présentées Figure III.73 les petites variations de ψ_{FUT} d'une position à une autre et qui peuvent apparaître à l'application de contraintes extérieures.

Pour remédier à ce problème, nous implémentons un bloc algorithmique spécifique qui propose une approche en faisceau de courbe Ψ_k. Ce bloc consiste à établir la différence de phase spectrale ψ_{FUT} entre un instant T_k et l'instant initial T_1 de notre acquisition, pris comme référence de phase déroulée selon z :

$$\Psi_k(z) = \psi_{FUT}(z, T_k) - \psi_{FUT}(z, T_1) \qquad \text{III.A.3}$$

Dans le cas d'une fibre au repos et d'une phase spectrale corrigée idéale, Ψ_k vaut 0 tout le long de la fibre sensible : ψ_{FUT} n'a pas évoluée entre l'instant T_1 et l'instant T_k et ce en chaque position du câble. A l'inverse, toute modification locale, même faible, de ψ_{FUT} entre ces deux instants doit ressortir sur le faisceau de courbe.

A titre d'exemple, on présente Figure III.74 l'allure de Ψ_k obtenue à l'instant T_k associé et dans la même configuration expérimentale que la Figure III.73. La fibre est toujours au repos et aucune contrainte extérieure n'est appliquée dessus.

Sur toute la longueur de fibre, on relève un Ψ_k (tracé rouge) constant et de valeur moyenne nulle. Ce résultat montre que ψ_{FUT} reste globalement stable entre l'instant T_1 et l'instant T_k ce qui est cohérent avec l'absence de perturbations extérieures exercées sur le câble.

Localement, on observe la présence de quelques sauts de phase autour de cette valeur moyenne. En comparant la position de ces discontinuités de phase avec l'amplitude OFDR associée, on remarque que ceux-ci apparaissent majoritairement aux positions où l'intensité rétrodiffusée chute localement. On parle de zone aveugle ou zone de *fading* (voir chapitre I). C'est le cas par exemple des pic à 142 m, 274 m et 347 m.

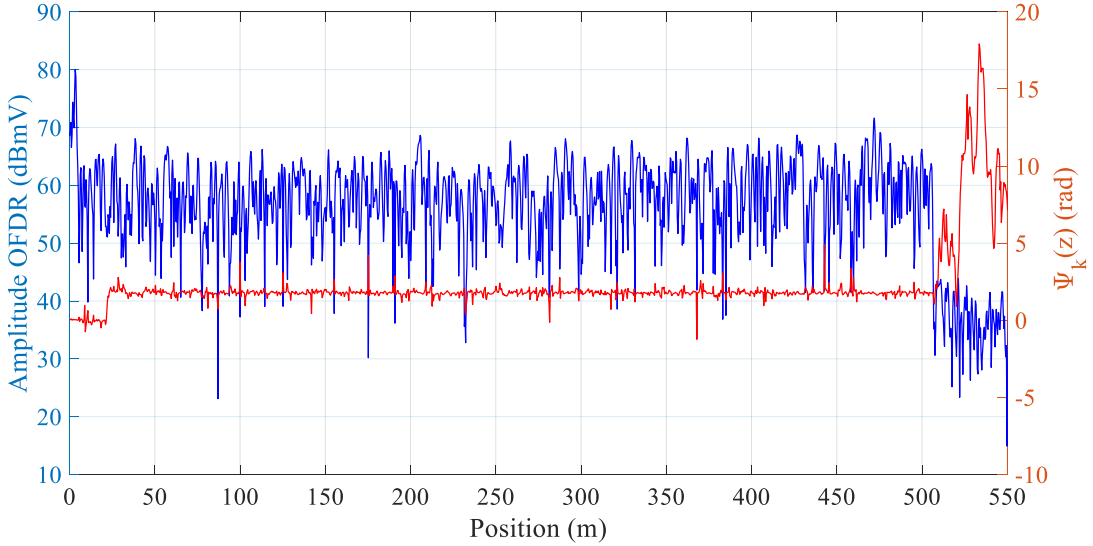


Figure III.74 : Profil OFDR comparé avec son faisceau de courbe associé à l'instant T_k sur une fibre de 505 m.

Cette mesure permet d'établir un lien entre l'intensité rétrodiffusée en z_0 et le niveau de bruit localement ramené sur ψ_{FUT} à cette position. Nous rediscutons plus précisément de cette relation et de son impact dans le III.C.

A.3.b.ii. Obtention des signaux échantillons/capteurs « virtuels »

En parallèle de l'étude des variations de ψ_{FUT} selon l'axe des position, notre code Matlab permet également de s'intéresser aux variations de cette même phase selon l'axe T_k temporel et ce en chaque position de la fibre.

En déroulant ψ_{FUT} (toujours l'opérateur *unwrap* de Matlab) selon l'axe T_k on obtient alors une trace temporelle de phase interférométrique cumulée jusqu'au point d'abscisse z_0. Ce signal est pour rappel échantillonné temporellement par pas constant de T_{mod}.

En faisant alors la différence de phase spectrale entre deux positions z_0 et $z_0 + \Delta z$ voisines (rappel : Δz étant l'échantillonnage du profil OFDR), on revient alors à un signal d'échantillon « virtuel » S_{ech} qui définit l'incrément de phase mesuré spécifiquement à l'échantillon d'abscisse z_0 :

$$S_{ech}(z_0, T_k) = \Delta\psi_{FUT}(z_0, T_k) = \psi_{FUT}(z_0 + \Delta z, T_k) - \psi_{FUT}(z_0, T_k) \qquad \text{III.A.4}$$

Ce signal d'échantillon « virtuel » peut ensuite être transformé en signal capteur « virtuel » en sommant M échantillons voisins, M étant défini comme le plus petit entier vérifiant la relation $\delta z_{postcorr} \leq M.\Delta z$, ie le plus petit nombre d'échantillons spatiaux qui permettent de conserver la résolution spatiale de notre mesure. Le signal capteur S_{cap} alors obtenu vaut :

$$\begin{aligned} S_{cap}(z_0, T_k) &= \sum_{q=1}^{M} S_{éch}(z_0 + q\Delta z, T_k) \\ &\Leftrightarrow \psi_{FUT}\left(z_0 + \delta z_{postcorr}, T_k\right) - \psi_{FUT}(z_0, T_k) \end{aligned} \qquad \text{III.A.5}$$

$\delta z_{postcorr}$ correspond également à la longueur de jauge J et définit la dimension spatiale sur laquelle chaque contrainte peut être échantillonnée. Les calculs de S_{cap} et S_{ech} sont équivalents à une dérivée de la phase spectrale ψ_{FUT} le long de z à un facteur $\delta z_{postcorr}$ (resp. Δz) près $\left(\Delta\psi_z(T_k) = \psi(z + \Delta z, T_k) - \psi(z, T_k) \sim \frac{d\psi(z,T_k)}{dz}\Delta z\right)$.

Pour ces deux grandeurs S_{ech} et S_{cap}, le traitement algorithmique ensuite appliqué suit les mêmes étapes. On peut commencer par représenter temporellement les signaux sur un tracé 3D (position VS temps VS amplitude) ce qui permet de déterminer la relation de phase entre les différents échantillons/capteurs voisins.

A titre d'exemple, nous présentons Figure III.75 une représentation 3D obtenue expérimentalement sur une succession de 21 signaux S_{ech} mesurés entre 500 et 510 m pendant une durée d'acquisition de 500 ms. Un transducteur piézo-électrique est disposé à 504 m et excité continument dans le temps par une tension sinusoïdale.

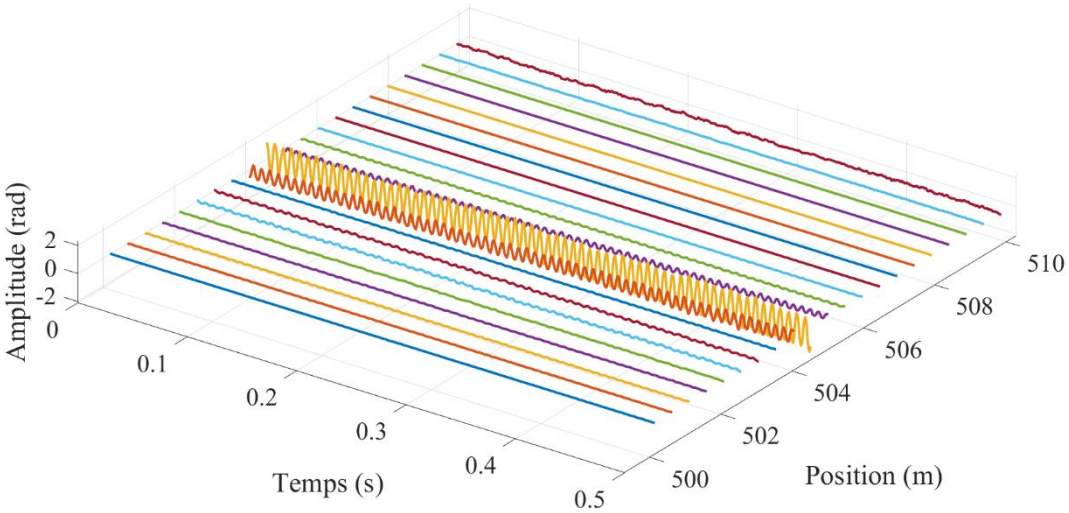


Figure III.75 : Allure des signaux S_{ech} représentés sur un plot3D. Une contrainte oscillante est détectée sur quelques échantillons autour de 505 m.

Dans cet exemple, l'application de la contrainte mécanique sur la fibre sensible par le transducteur est clairement visible et détectée. On est capable également de mesurer l'amplitude de cette contrainte sur chaque échantillon et de la comparer au déphasage réel appliqué par la bobine PZ. En dénombrant le nombre d'échantillons qui détectent cette perturbation localisée, on retrouve également la résolution spatiale de notre mesure. Nous discutons plus en profondeur de tout cela dans la partie III.B. qui lui est dédiée.

Par analogie avec les profils en amplitude OFDR de la Figure III.72 dont on étudie les variations selon T_k, notre code permet également d'établir un spectre acoustique en chaque position (capteur ou échantillon) de la fibre sur la base de fréquence f_{ac} définie précédemment. On effectue pour ce faire la transformée de Fourier de S_{ech} et S_{cap} sur l'axe T_k.

A partir de cette FFT, on calcule alors une $DSP_{éch}$ et une DSP_{cap} en $rad/\sqrt{Hz}$ qui permet de mesurer le niveau de bruit sur chacun de nos capteurs/échantillons.

Ce niveau de bruit peut ensuite être converti en $\varepsilon/\sqrt{Hz}$ en s'appuyant sur la relation I.B.5. En effet, l'obtention de $S_{éch}$ (resp. S_{cap}) qui découle de la différence de phase spectrale ψ_{FUT} entre une position z et un position $z + \Delta z$ (resp. $z + \delta z_{postcorr}$) reproduit l'effet d'un interféromètre déséquilibré dont le déséquilibre L vaut $2\Delta z$ (resp. $2\delta z_{postcorr}$). Pour rappel, le facteur 2 provient ici du fait que la lumière traverse à deux reprises la longueur L.

Par linéarité de la transformée de Fourier, les $DSP_{éch}$ et DSP_{cap} à l'abscisse z_0 sont convertis par la relation :

$$\begin{cases} DSP_{éch}(z_0)\left[\varepsilon.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] = \dfrac{\lambda}{4\pi n\Delta z\zeta} DSP_{éch}(z_0)\left[rad.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] \\ DSP_{cap}(z_0)\left[\varepsilon.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] = \dfrac{\lambda}{4\pi n\delta z_{postcorr}\zeta} DSP_{cap}(z_0)\left[rad.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] \end{cases} \quad \text{III.A.6}$$

L'ensemble des étapes du bloc de traitement capteur Matlab présenté Figure III.70 et détaillé précédemment permet ainsi d'obtenir simultanément : un trace temporelle, un spectrogramme et un niveau de bruit pour chaque échantillon / capteur « virtuel » de la fibre sous test.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons un ensemble de résultats dynamiques obtenus avec notre montage DAS « FMCW » et nos sources lasers état-solides (Thales v_1 et v_2).

Grâce à l'analyse des faisceaux de courbes Ψ_k, nous montrons tout d'abord qu'il est possible de localiser la contrainte appliquée par un transducteur piézo-électrique et de la distinguer des autres contributions de bruit capteur.

Dans un second temps, l'analyse des signaux S_{ech} et S_{cap} autour de la position de l'excitation du transducteur permet de montrer la linéarité de la réponse de notre fibre capteur à la contrainte.

En excitant alors simultanément les deux transducteurs à notre disposition et en leur imposant un déphasage relatif, on montre également une conservation de cette relation de phase par notre mesure DAS « FMCW ».

On établit finalement la sensibilité de notre mesure sur une fibre de 8 km et positionnons les performances de notre technologie par rapport à l'existant.

B. Résultats DAS « FMCW » sur fibre ≤ 8 km

B.1. Localisation d'une contrainte piézo-électrique sur les traces Ψ_k

Nous commençons par nous intéresser à l'évolution de la phase spectrale ψ_{FUT} selon l'axe des positions z en présence d'une excitation piézo-électrique localisée. On montre ici une première approche permettant de détecter et de localiser l'application de cette contrainte extérieure à l'aide d'une analyse en faisceau de courbes [165].

On présente ainsi Figure III.76 l'allure de Ψ_k comparée à l'amplitude OFDR associée à son instant T_k dans la même configuration que la Figure III.74 en présence cette fois-ci d'une excitation piézo-électrique. On représente également en dessous l'allure des Ψ_k pour 5 instants T_k différents. Ces courbes ont été obtenues avec la deuxième version du code Matlab.

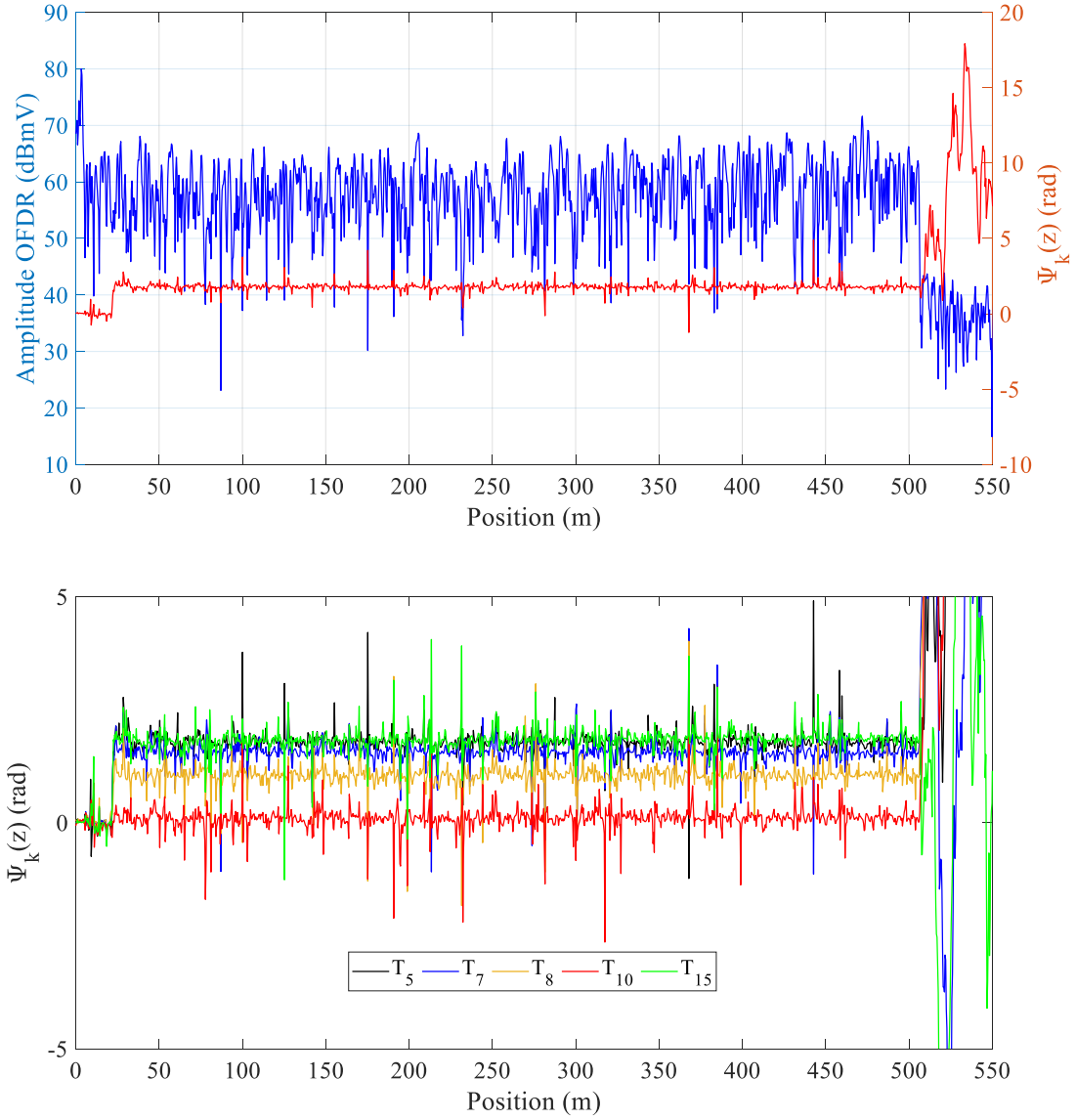


Figure III.76 : (Haut) Allure du faisceau de courbes Ψ_5 comparé à son profil OFDR associé (Bas) Faisceaux de courbes obtenus sur 5 fronts montants successifs sur une fibre de 505 m.

Par cette approche, on relève plusieurs éléments caractéristiques de notre fibre sensible.

Le premier élément important concerne l'allure globale des Ψ_k. Sur le tracé supérieur de la Figure III.76, Ψ_k présente une valeur moyenne constante sur les 505 m de la FUT. Ceci est également le cas pour plusieurs faisceaux de courbes pris aléatoirement à d'autres instants T_k (Figure III.76 du dessous). L'instant T_{10} est par ailleurs entièrement centré en 0 tout le long de la fibre sensible.

Par-dessus cette valeur moyenne constante, on retrouve également un certain niveau de bruit avec la présence de sauts de phase à différentes positions de la fibre. La hauteur de ces sauts est par ailleurs aléatoire le long de la fibre ce qui justifie la présence d'un niveau de bruit non uniforme le long du câble. En comparant la position de ces sauts de phase au profil OFDR associé (Figure III.76 haut), ceux-ci se superposent (comme sur la Figure III.74) avec la chute de l'intensité rétrodiffusée comme à 175,3 m ou encore à 368 m. La comparaison des Ψ_k a plusieurs instants T_k différents montrent également une reproductibilité de ces sauts de phases à différentes positions (notamment à 175,3 m et 368 m).

Grâce à la représentation en faisceaux de courbes, on est néanmoins capable de détecter la contrainte piézo-électrique et de la différencier des autres contributions de bruit sur cette fibre de 500 m. Comme visible Figure III.76, l'étirement de la bobine PZ génère un saut de phase compris entre 0 et 1 rad (en fonction de l'instant T_k considéré) qui, à l'inverse des effets de *fading* locaux, se conserve jusqu'au bout de la fibre capteur. Ce saut de phase est détecté à 22 m sur tous les instants T_k, ce qui correspond bien à la position réelle du transducteur.

Cette mesure souligne donc à nouveau un des résultats important et préliminaire à cette thèse qui montre une conservation de l'information de phase et d'amplitude de la contrainte de son point d'application jusqu'au bout de la fibre capteur : à un instant T_k donné, le déphasage imposé à 22 m par le PZ est maintenu jusqu'au bout de fibre.

La conservation de cet *offset* de phase au-delà de la position du transducteur justifie également l'absence d'autres contraintes le long du câble.

Dans la suite de cette partie, nous nous intéressons à la trace temporelle localisée de la contrainte PZ appliquée sur la fibre à travers une approche en échantillon/capteur « virtuel ». Nous démontrons la linéarité de la réponse de notre capteur DAS ϕ – OFDR à l'amplitude de la tension de commande appliquée au transducteur et retrouvons les résolutions spatiales attendues.

B.2. Visualisation d'un signal échantillon / d'un signal capteur et d'une contrainte PZ

Dans ce paragraphe nous nous intéressons à l'étude de la phase ψ_{FUT} à une composante spectrale z_0 fixée et déroulée cette fois-ci sur la base temps T_k. Nous l'interrogeons grâce à la mesure d'une trace temporelle sur le signal capteur (ou échantillon) « virtuel » S_{cap} (ou S_{ech}).

Nous menons cette approche en augmentant progressivement la distance qui sépare le début de la fibre de la position du piézo-électrique et montrons une analyse robuste pour des longueurs de presque 8 km. Les résultats présentés dans ce paragraphe II.B.2 sont obtenus avec le code Matlab v_2.

B.2.a. Sur une fibre de 400 m

On commence par s'intéresser à la réponse à la contrainte de notre senseur sur fibre courte. On présente ainsi Figure III.77 une représentation sur 3 axes (temps, position et amplitude) des signaux d'échantillons successifs S_{ech} (gauche) et des signaux capteurs successifs S_{cap} (droite) autour de la position d'un transducteur piézo-électrique à 205 m.

La fibre sous test présente une longueur complète d'environ 405 m. Elle est composée d'un enchaînement de plusieurs bobines de fibre de SMF28 (5 m + 200 m + PZ + 200 m) et le transducteur piézo-électrique est positionné 200 m avant la fin de fibre. Celui-ci est excité par une tension sinusoïdale de fréquence 143 Hz d'amplitude 750 mV crête à crête. Les mesures présentées ci-après sont obtenues avec le laser Thales v_2 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 902 MHz et x = 0,5. La durée de l'enregistrement vaut ici 200 ms (on enregistre donc 200 fronts de phase successifs). Sur cette exemple, la bande passante de nos capteurs vaut ainsi [5 Hz : 500 Hz].

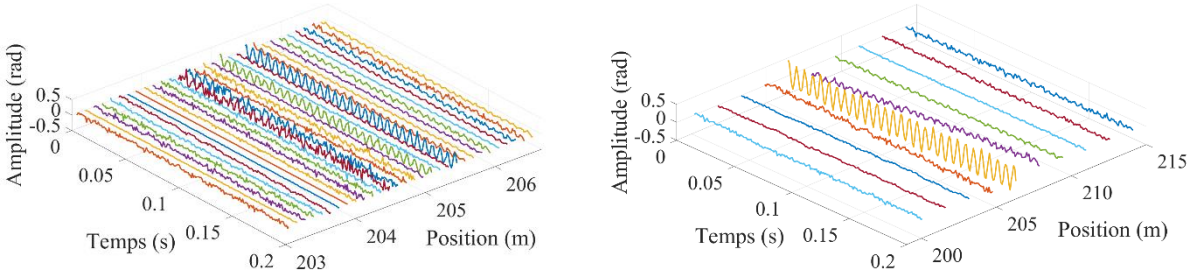


Figure III.77 : (Gauche) Signaux échantillons S_{ech} sur une représentation 3 axes obtenus avec le laser Thales v_2 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 902 MHz, x = 0,5. (Droite) Signaux capteurs S_{cap} sur un plot 3 axes. La bobine piézo-électrique est excitée à 143 Hz avec une tension de $750\ mV_{cc}$.

Pour une telle modulation, la résolution spatiale théorique attendue vaut ~ 12 cm ce qui explique la présence des 30 échantillons sur les 3,6 m de fibre représentée sur la Figure III.77 de gauche. A noter qu'après correction $\delta z_{postcorr}$ n'est que faiblement dilaté à 14 cm du fait de la petitesse de la fibre et de la grandeur de Δf (voir chapitre II). De façon plus globale, sachant que la fibre mesure environ 405 m, on est capable (dans ce cas précis) d'interroger simultanément la trace temporelle de près de 3375 échantillons sur les 200 ms d'acquisition.

Sur la figure de gauche, on visualise un niveau de bruit variable sur chacun des échantillons ce qui confirme les observations précédentes menées sur les traces Ψ_k. Par ailleurs, une oscillation à 143 Hz est bien visible sur au moins 2 positions de la fibre capteur : on la visualise à 205,12 m et à 205,48 m.

Sachant par ailleurs que notre transducteur présente un enroulement d'environ 1 m de fibre plus 2 jarretières de fibre FC-APC de part et d'autre d'environ 25 cm chacune, le déphasage complet imposé par celui-ci à la fibre capteur résulte de la somme des contributions mesurées sur environ 10 échantillons voisins. Nous définissons donc ici la longueur de jauge sur laquelle est mesurée notre signal capteur S_{cap} légèrement supérieure à la dimension de notre transducteur (~ 1,5 m).

La somme de 13 échantillons consécutifs permet d'obtenir la Figure III.77 de droite où la contrainte PZ est bien visible sur 1 seul capteur de dimension 1,5 m à la position 205 m.

Sur cette jauge résultante, on mesure la linéarité de la réponse de notre capteur. Pour ce faire, on applique une amplitude de tension variable à notre transducteur, comprise entre 250 mV et 2 V crête à crête à 143 Hz et l'on relève l'amplitude du signal capteur S_{cap} associée. On représente Figure III.78 l'allure des différents signaux capteurs ainsi obtenus à 205 m dans la même configuration de modulation laser que précédemment. On retrouve à chaque fois une oscillation à 143 Hz caractéristique de notre PZ. A 250 mV_{cc}, le signal est bien visible mais davantage bruité que dans les autres configurations du fait de sa proximité avec le plancher de bruit capteur. Nous rediscutons de la caractérisation de ce niveau dans le III.B.4.

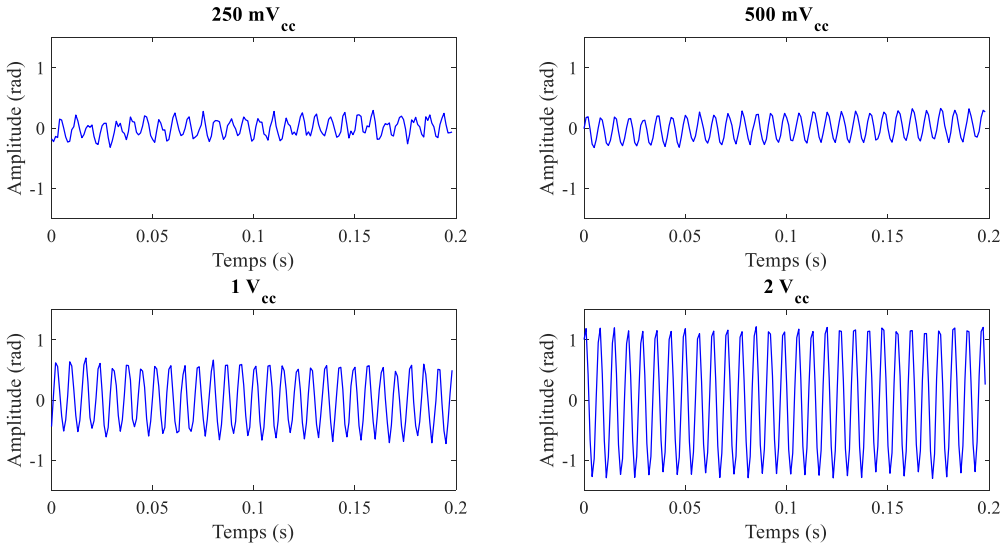


Figure III.78 : Allure des signaux capteur S_{cap} résultant de la somme de 13 échantillons autour de 205 m pour 4 tensions appliquées différentes (250 mV_{cc}, 500 mV_{cc}, 1 V_{cc} et 2 V_{cc}).

Nous présentons également Figure III.79 la transformée de Fourier de ces signaux capteurs et mesurons la hauteur de pic acoustique à 143 Hz en fonction de la tension appliquée sur le PZ.

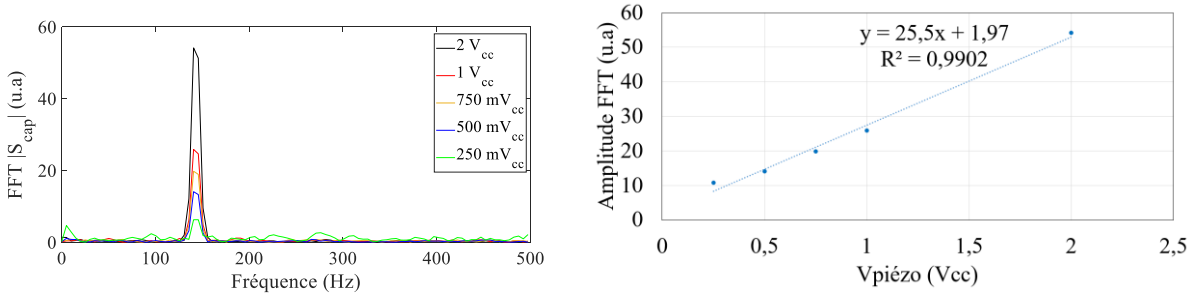


Figure III.79 : (Gauche) Transformée de Fourier du signal capteur S_{cap} pour différentes tensions PZ appliquées.(Droite) Amplitude du pic de la FFT à 143 Hz en fonction de la tension PZ.

Par cette mesure, l'absence d'harmoniques à $2f_{ac}$ (286 Hz) sur les différents spectres de Fourier montre que notre système DAS « FMCW » se situe dans un régime où la réponse de notre capteur est linéaire vis-à-vis de la contrainte capteur. Cette linéarité se confirme par le suivi de l'amplitude du pic de la FFT à la fréquence acoustique. Celui-ci augmente également linéairement avec la tension de contrainte appliquée sur la bobine.

Nous comparons finalement Figure III.80 l'amplitude crête à crête des signaux capteurs S_{cap} avec celle mesurée par une méthode de pré-caractérisation classique dans un interféromètre déséquilibré [64]. La pré-caractérisation correspond au tracé bleu et le relevé expérimental au tracé rouge.

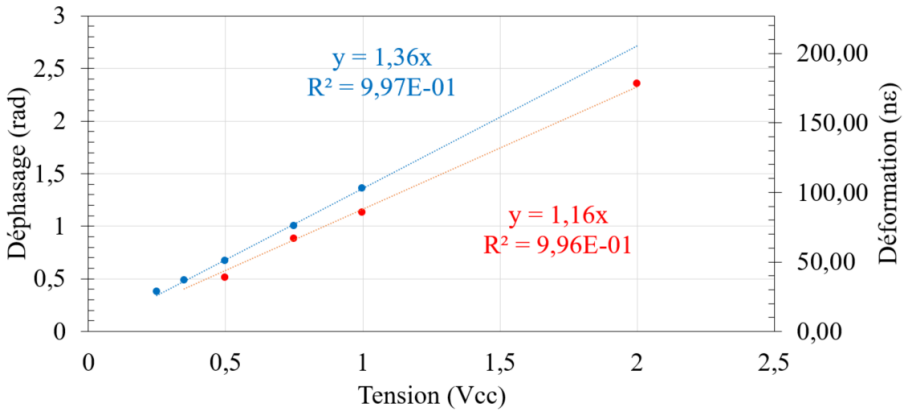


Figure III.80 : Relevé de l'amplitude du signal capteur S_{cap} à la fréquence f_{ac} = 143 Hz (rouge) et comparaison à sa pré-caractérisation (bleu).

Par cette mesure, on montre la linéarité de la réponse de notre capteur vis-à-vis de la contrainte appliquée par le transducteur. La régression linéaire des amplitudes crêtes à crêtes mesurées sur nos signaux capteurs présente un coefficient de corrélation proche de 1. On mesure également une pente de 1,16 rad_{cc}/V_{cc} contre 1,36 rad_{cc}/V_{cc} pré-caractérisé ce qui permet de retrouver une réponse assez proche de la sensibilité du PZ que nous avons caractérisé juste avant la mesure DAS.

L'écart entre ces deux valeurs peut s'expliquer de différentes manières. Il peut être lié à l'incertitude de nos mesures de pré-caractérisation et à la mesure de notre signal capteur dont la somme est réalisée sur des échantillons qui ne sont pas filtrés autour de la fréquence acoustique d'intérêt, ce qui peut contribuer à l'imprécision du relevé d'amplitude. Ce travail de métrologie entamé ici reste donc à poursuivre pour confirmer pleinement la réponse linéaire de notre système DAS « FMCW ».

On estime également l'élongation équivalente de la fibre enroulée autour du cylindre piézo-électrique en s'appuyant à nouveau sur l'équation I.B.4 du chapitre I. En posant ζ ~ 0,78 pour une fibre optique en silice standard [83], n = 1,4682 (indice de la fibre Corning® SMF 28), J = 1,5 m la dimension de jauge autour du PZ après correction et $\lambda \sim 1535\ nm$ (longueur d'onde du laser Thales, les niveaux de contraintes appliqués sur la fibre varient entre 50 et 200 $n\varepsilon$ environ.

B.2.b. Sur une fibre de plus de 8 km

Suite à ces premières mesures sur fibre courte, la longueur de fibre a été progressivement augmentée et nous montrons ci-après la détection d'une contrainte PZ mesurée à plus de 8 km de distance. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une fibre capteur 80 fois supérieure à la longueur de la ligne à retard de l'interféromètre auxiliaire est sondée par un post-traitement numérique par *deskew filter* et qui plus est pour de la mesure OFDR dynamique.

On présente ainsi (Figure III.81) 13 signaux d'échantillons S_{ech} autour de la position d'excitation d'une bobine piézo-électrique disposée à 8126 m. On représente également sur la figure de droite la transformée de Fourier de ces 13 signaux temporels. Ces résultats sont obtenus avec le laser Thales v_2 modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf ~ 200 MHz et x = 0,5. Le piézo-électrique est excité à 132 Hz avec une tension de 1 V_{cc} sur toute la durée de l'acquisition (500 ms).

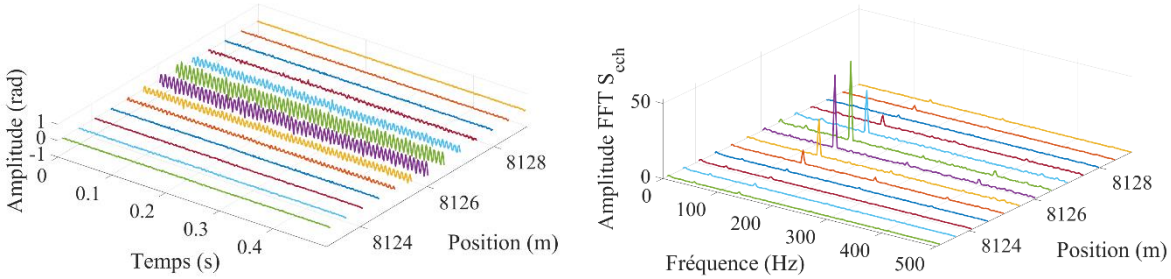


Figure III.81 : (Gauche) Tracé sur 3 axes de 13 signaux d'échantillon S_{ech} espacés de 50 cm sur 6 m de fibre pour le laser Thales v_2 à f_{mod}= 1 kHz, Δf = 200 MHz et x = 0,5. Le PZ est excité à 132 Hz et 1 V crête à crête.(Droite) Spectre de Fourier des signaux S_{ech}.

Dans cette configuration, la dimension de la jauge n'est pas définie par la taille de notre bobine PZ mais est limitée par la résolution spatiale post-corrigé $\delta z_{postcorr}$ qui lui est plus grande.

En prenant en compte le retard optique maximal dans la fibre sensible (L_{max} ~ 8300 m) ainsi que la fréquence d'échantillonnage de notre mesure qui est de 130 MHz, $\delta z_{postcorr}$ vaut environ 3 m. En sachant que le signal capteur est ici échantillonné spatialement avec un pas Δz de 50 cm, la signal capteur S_{cap} est obtenue sur une jauge de dimension $6\Delta z$.

Sur la Figure III.81, une oscillation à la fréquence 132 Hz est clairement visible et identifiée sur 6 échantillons compris entre 8124 et 8128 m.

Par cette mesure, on retrouve et l'on confirme la résolution spatiale à 8 km de notre interrogateur DAS « FMCW » par la détection dynamique d'une contrainte piézo-électrique. On montre également qu'il est possible à cette distance de visualiser temporellement l'amplitude, la phase et la fréquence de cette contrainte sur toute la durée de notre acquisition.

Dans le paragraphe suivant, nous démontrons que notre système DAS « FMCW » permet de quantifier le déphasage entre 2 transducteurs distants de 8 km, validant par la même la conservation de l'information de la phase du signal par la rétrodiffusion Rayleigh.

B.3. Conservation de la phase relative entre 2 bobines distantes de 8 km

Dans ce paragraphe, nous excitons simultanément nos 2 transducteurs PZ1 et PZ2 disposés le long de la FUT. Les deux bobines sont soumises à un signal sinusoïdal de même fréquence et de même amplitude. Comme décrit à la Figure III.69, un déphasage peut être imposé entre les deux signaux de commande par la synchronisation des deux GBF.

Les résultats fournis dans ce III.B.3 ont été obtenus en milieu de deuxième année de thèse et ont été traités avec la première version du code Matlab.

On présente ici les mesures obtenues avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5 sur une fibre de ~ 8210 m de longueur totale. En reprenant le schéma de la Figure III.69, L1 vaut 110 m (100 m + 10 m), L2 est de longueur inconnue et estimée à environ 7,6 km et L3 = 500 m. PZ1 et PZ2 sont donc distants de plus de 7,5 km ici. Dans cette configuration, les deux bobines piézo-électriques sont excitées en phase et en continu à une fréquence de 132 Hz. La durée d'acquisition est à nouveau fixée à 500 ms.

On présente tout d'abord Figure III.82 l'analyse comparée du profil OFDR avec 3 faisceaux de courbes Ψ_k obtenus à 3 instants différents de l'acquisition. Comme nous l'avons vu dans le II.B.1, cette méthode permet d'identifier et de localiser la présence de contraintes piézo-électriques le long du câble.

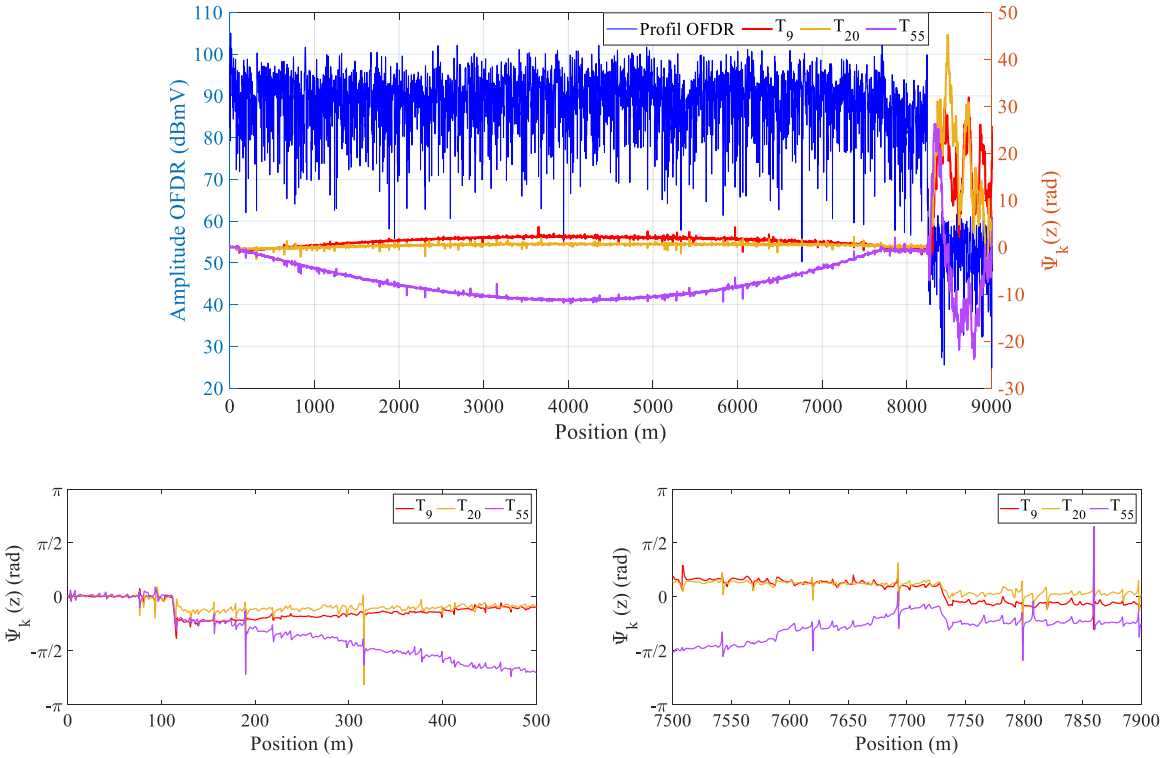


Figure III.82 : (Haut) Comparaison du profil OFDR avec différents profils de phase déroulée selon z à différents instants T_k obtenus sur une fibre de 8 km avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5. (Bas) Zooms autour de la position PZ1 (Gauche) et PZ2 (Droite).

Sur la Figure III.82, la longueur de fibre capteur est mesurée à 8220 m. Sur les faisceaux de courbe Ψ_k on détecte la présence des deux bobines piézo-électriques à 111 m et 7718 m par la présence de deux sauts de phases aux instants T_9, T_{20} et T_{55} présentés (voir zoom figures du bas).

Ces faisceaux de courbes présentent également une fluctuation parabolique en fonction de la position z dont l'amplitude de la parabole varie d'un instant T_k à un autre. Nous rediscuterons de l'origine de cette variation dans le III.D.

Aux positions détectées de nos 2 PZ, on représente alors Figure III.83 la superposition des deux signaux d'échantillons S_{ech}. Le pas d'échantillonnage vaut 60 cm et la résolution spatiale post-correction 3,57 m.

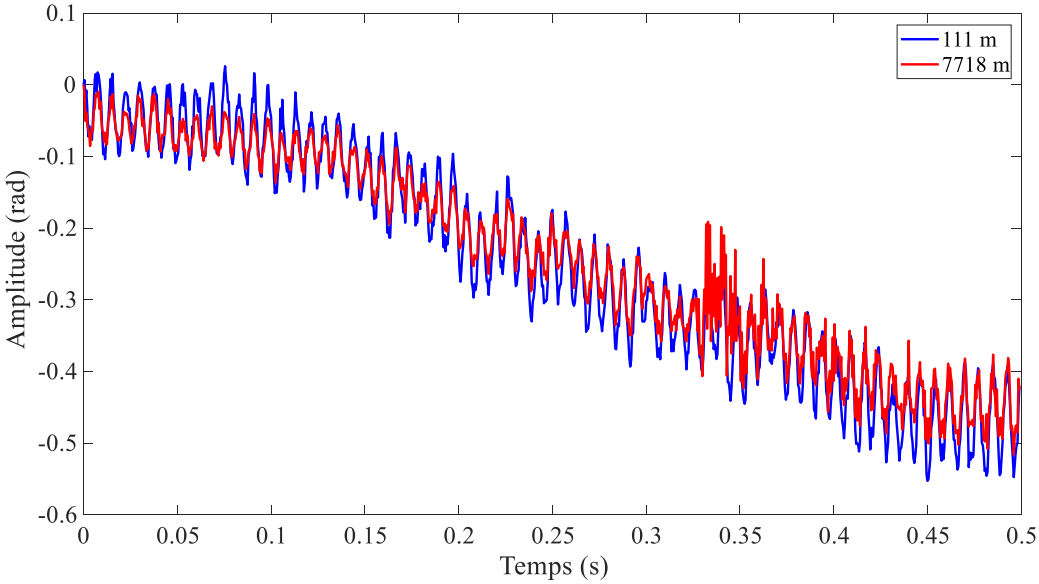


Figure III.83 : Visualisation de la relation de phase entre 2 piézo-électriques distants de 7600 m obtenue avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5. Représentation en échantillon : Δz = 0,6 m. $\delta z_{postcorr}$ = 3,57 m.

Par cette mesure, on retrouve bien aux deux positions une contrainte piézo-électrique à la fréquence d'excitation 132 Hz. On retrouve également deux excitations en phase sur toute la durée de notre acquisition et ce malgré les 7600 m qui les séparent.

Par ailleurs, on mesure également une conservation d'une dérive lente du signal d'échantillon sur les 500 ms d'acquisition qui elle aussi se transmet le long de la fibre capteur. Nous discutons de l'origine et de la gestion de cette fluctuation lente également dans le III.D.

On distingue néanmoins une différence entre ces deux courbes avec l'apparition d'un évènement supplémentaire autour de 350 ms à la position 7718 m. Cette différence indique la présence d'une perturbation qui s'est établie entre nos deux transducteurs probablement sur la fibre de 7600 m.

Pour s'assurer de la validité de cette mesure et de la conservation de phase relative entre deux excitations appliquées à distance sur notre fibre sensible, nous avons reproduit cette mesure quelques mois après la première, toujours avec notre laser Thales v_1 mais pour une configuration de modulation, une longueur de fibre et un déphasage entre nos deux PZ différents.

On représente ainsi Figure III.84 les signaux temporels de deux échantillons à la position de nos deux transducteurs toujours séparés par environ 7600 m de fibre. Une déphasage de $\frac{\pi}{2}$ est imposé cette fois-ci. Le laser est modulé à f_{mod} = 1 kHz, Δf = 210 MHz et x = 0,5. La fibre est légèrement plus grande que la première mesure puisque L1 a été remplacée par une fibre de 500 m et L3 par une fibre de 200 m pour une longueur totale du câble de 8300 m environ. En prenant en compte toutes ces informations, Δz vaut ici 49 cm et $\delta z_{postcorr}$ 2,43 m. Les bobines piézo-électriques sont toujours excitées à la fréquence 132 Hz.

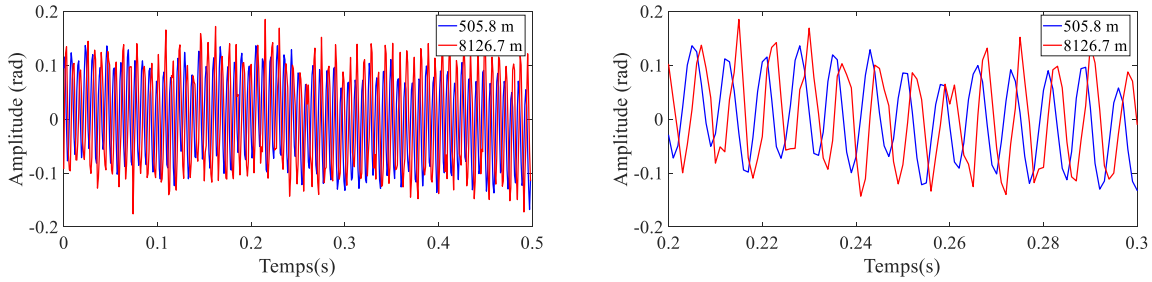


Figure III.84 : Mesure d'un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre 2 piézo-électriques disposés à 505 m et 8126 m obtenu avec le laser Thales v_1 à f_{mod} = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz, x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,49 m, résolution spatiale :$\delta z_{postcorr}$= 2,43 m ~ 5 Δz.

Par cette mesure, on retrouve à nouveau une conservation de la phase relative entre nos 2 PZ. En effet un décalage de $\frac{\pi}{2}$ est clairement visible entre nos deux signaux avec là encore une conservation des fluctuations lentes entre nos deux échantillons situés pourtant à 7600 m l'un de l'autre.

Ce résultat est primordial pour notre application capteur acoustique car il permet de montrer que notre montage DAS « FMCW » par post-traitement numérique est robuste pour conserver l'information de phase relative entre deux capteurs « virtuels » que l'on détecte simultanément sur une fibre d'au moins 8 km.

En vue d'applications où une contrainte acoustique extérieure est appliquée à la surface du câble et pour peu que la réponse du câble soit suffisante, une telle mesure ouvre la porte à un traitement cohérent de phase entre les différentes positions échantillonnées du senseur.

Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons maintenant au niveau de bruit présent sur les différents signaux que nous avons présentés Figure III.83 et Figure III.84. Par une approche en densité spectrale de puissance de bruit (DSP), nous évaluons ainsi le niveau de bruit sur nos capteurs et positionnons ainsi notre système DAS « FMCW » vis-à-vis d'autres performances de capteurs distribués connus de la littérature.

B.4. Niveau de sensibilité capteur et comparaison à la littérature

Dans ce paragraphe, nous caractérisons le niveau de bruit capteur sur 8 km de notre système DAS « FMCW » dans les 2 configurations évoquées précédemment (en phase et à $\frac{\pi}{2}$). Nous l'estimons à partir d'une mesure de DSP du signal capteur S_{cap}. Elle est obtenue en faisant la moyenne des DSP de chaque signal d'échantillon S_{ech} qui contribue à la dimension de la jauge sur laquelle est mesurée la contrainte.

En s'appuyant sur la relation III.A.8, on évalue également cette DSP en $\varepsilon/\sqrt{Hz}$ ce qui permet d'établir le niveau de sensibilité de notre jauge (ou capteur « virtuel ») vis-à-vis d'une déformation mécanique. Cependant étant donné que la valeur de cette grandeur est dépendante de la longueur de jauge choisie, nous discuterons davantage de cette sensibilité en $rad/\sqrt{Hz}$ et la comparerons avec les performances connues à ce jour de la littérature.

On représente ainsi Figure III.85 et Figure III.86 les DSP capteurs en $rad/\sqrt{Hz}$ et $\varepsilon/\sqrt{Hz}$ des traces temporelles respectives de la Figure III.83 et de la Figure III.84. Nous ajoutons également

à ces courbes une DSP capteur prise au milieu de la fibre entre les 2 PZ où l'amplitude du profil OFDR est proche de celles des deux autres positions.

Sur la Figure III.85, on représente ainsi la DSP capteur obtenue à 113 m et 7719 m (autour de la position des PZ1 et PZ2) et à environ 3685 m. Pour rappel, la dimension de la jauge dans cette configuration vaut après correction 3,57 m.

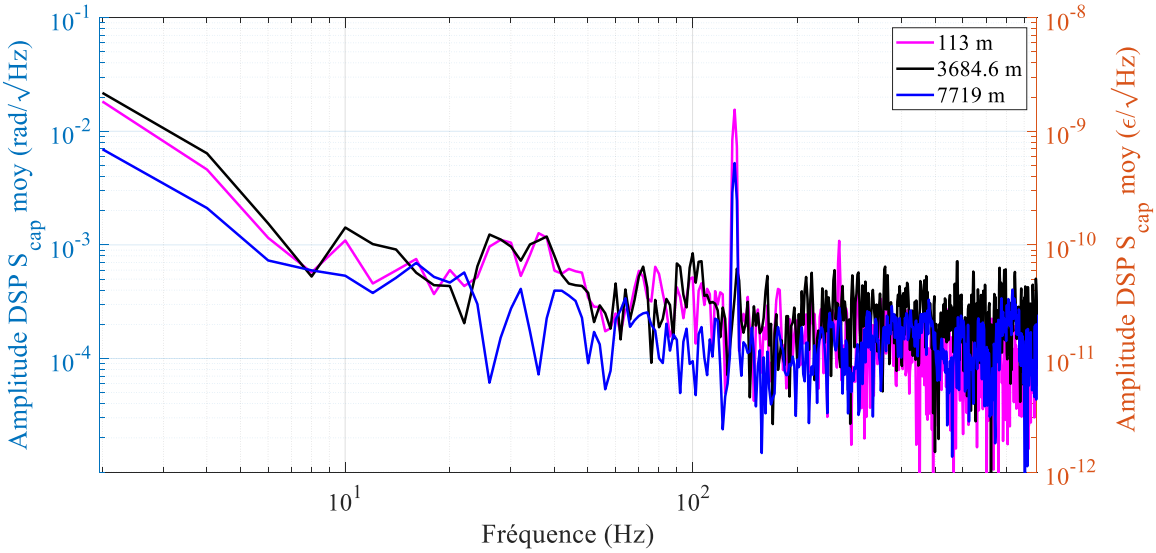


Figure III.85 : Mesure d'un niveau de sensibilité capteur à 3 positions d'une fibre de 8200 m obtenu avec le laser Thales v_1 à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 175 MHz et x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,6 m, Résolution spatiale : $\delta z_{postcorr}$= 3,57 m ~ 6 Δz.

Par cette mesure, on retrouve notre contribution acoustique à 132 Hz uniquement aux positions 113 m et 7719 m par la présence d'un pic sur la DSP de bruit capteur. On montre également ici un niveau de bruit qui, sur la plage [100 Hz : 1 kHz], atteint un niveau de bruit capteur blanc autour de $0{,}2 - 0{,}3\ mrad/\sqrt{Hz}$ et ce quelle que soit la position considérée. En convertissant ce niveau de bruit en $\varepsilon/\sqrt{Hz}$ on obtient pour une jauge 3,57 m un niveau autour de 50 $p\varepsilon/\sqrt{Hz}$.

Le niveau de bruit est en revanche plus important basse fréquence (< 100 Hz) avec un niveau de 10 $mrad/\sqrt{Hz}$ à 2 Hz qui diminue progressivement avec l'augmentation de la fréquence.

Dans le III.D. nous rediscutons de ce plancher de bruit basse fréquence et montrons qu'il est possible de le réduire en adaptant judicieusement notre traitement du signal.

Sur la Figure III.86 on réitère la même représentation aux positions 505,8 m, 2937,5 m et 8126,7 m. La dimension de la jauge est ici de 2,43 m.

A nouveau, la contribution de nos bobines PZ est bien visible à 132 Hz sur les deux profils à 505,8 m et 8126,7 m uniquement.

A 505,8 m et 2937,5 m, un niveau de bruit stable est à nouveau observé sur la plage [100 Hz : 500 Hz] qui se situe en moyenne et à nouveau entre 0,2 et 0,3 $mrad/\sqrt{Hz}$. A 8126,7 m, le niveau bruit est plus haut sur cette même plage et atteint quasiment les 0,8 $mrad/\sqrt{Hz}$. Basse fréquence, le niveau de bruit capteur est également plus important avec un niveau qui varie entre 1 et 4 $mrad/\sqrt{Hz}$ à 2 Hz.

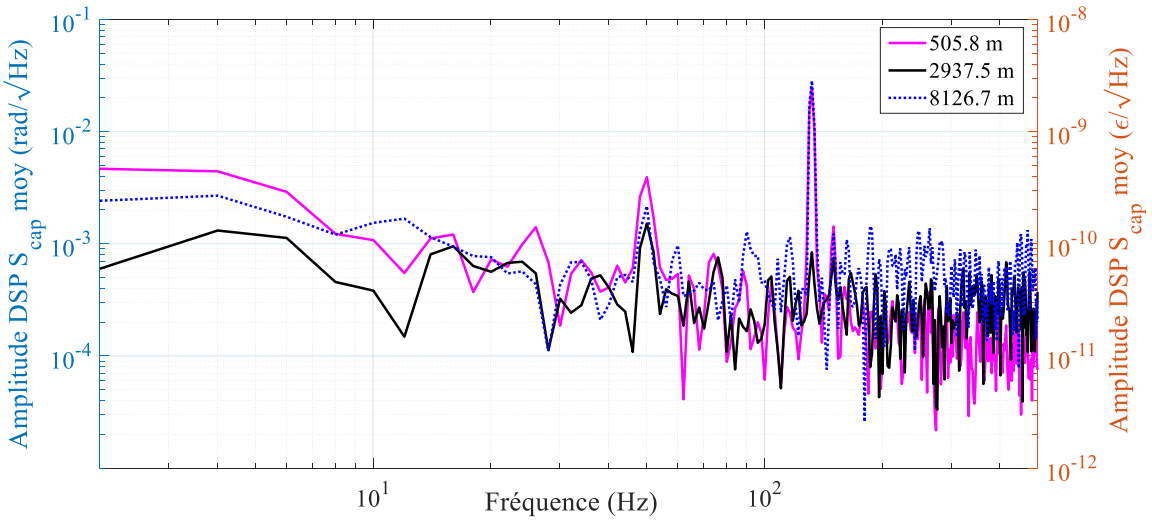


Figure III.86 : Mesure d'un niveau de sensibilité capteur à 3 positions d'une fibre de 8200 m obtenu avec le laser Thales v_1 à f_{mod} = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz et x = 0,5. Dimension échantillon : Δz = 0,49 m, Résolution spatiale : $\delta z_{postcorr}$= 2,43 m ~ 5 Δz.

Ainsi, on obtient dans notre système DAS « FMCW » un niveau de sensibilité capteur de l'ordre de 300 µ$rad/\sqrt{Hz}$ ou – 35 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ (ou encore ~ -70 $dB.rad^2/Hz$) sur une plage de 100 Hz à 1 kHz et ce pour une fibre de moins de 8 km de longueur.

En comparant ces performances au Tableau I.3 du chapitre I, on remarque notamment que l'on atteint des performances équivalentes à celle de B.Redding et O.H.Waagaard [89], [105] sur des fibres de moins de 10 km, avec une sensibilité similaire de l'ordre de quelques centaines de µ$rad/\sqrt{Hz}$ (soit ~ -70 $dB.rad^2/Hz$), avec une bande passante acoustique comparable ou tout du moins atteignable par notre source laser Thales qui accepte des fréquences de modulation de l'ordre de plusieurs centaines de kHz (théoriquement une bande passante acoustique allant de 1 Hz à environ 100 kHz).

La vraie différence vis-à-vis de notre montage DAS « FMCW » se fait à ce jour sur la longueur de câble sondée par ces différentes technologies et l'uniformité du niveau de bruit sur les jauges capteurs.

Dans la suite de ce chapitre nous discutons de l'origine du niveau de bruit des signaux capteurs de notre montage DAS « FMCW ».

Comme nous l'avons entrevu dans les parties précédentes, l'intensité rétrodiffusée impacte de façon importante le signal ψ_{FUT} et notamment nos signaux capteurs. La partie III.C s'attarde donc à évaluer plus précisément cet impact. Nous discutons entre autres des questions de stabilité temporelle de cette intensité localement réfléchie ainsi que des problèmes de chutes locales (dits de *fading*) pour lesquels nous proposons diverses solutions pour s'en affranchir.

Outre l'intensité rétrodiffusée, nous souhaitons également évaluer plus finement l'origine spectrale du plancher de bruit capteur et notamment comprendre la remontée de bruit basse fréquence aperçue Figure III.85 et Figure III.86. Nous faisons l'hypothèse d'une contribution du bruit de phase laser.

Pour appuyer notre réflexion, nous proposons une approche empirique de comparaison des performances de notre système en interrogeant une même fibre capteur par différentes sources lasers, identiques à celles présentées en fin de chapitre II (Laser Thales v_1 et v_2, laser RIO Orion asservi et laser OEWaves FM100). Ces sources possédant des niveaux de bruit et des performances d'accordabilité différents les unes des autres, nous souhaitons nous appuyer sur ces différences pour observer d'éventuels changements de performance sur notre signal senseur et ainsi identifier plus généralement les contributions de bruit, autre que le bruit d'intensité, qui limitent la sensibilité de notre montage.

Le paragraphe III.D s'intéresse donc à la variation des niveaux de bruit de phase laser d'un front de modulation à un autre et discute de l'apport de notre post-traitement numérique pour la stabilisation et l'uniformisation de ces niveaux. On présente notamment une optimisation de notre protocole de traitement numérique qui permet une amélioration du niveau de bruit basse fréquence sur nos DSP capteurs.

C. Importance de la puissance optique rétrodiffusée

Dans cette partie, nous discutons de l'impact de la puissance optique localement rétrodiffusée et évaluons notamment son implication sur le niveau de bruit capteur.

Les récents travaux en 2020 de Redding et al. du laboratoire américain de recherche naval (US NRL) montrent que l'insertion de défauts dans une fibre monomode permet une réduction du niveau de bruit capteur sur une fibre de 1 km [89]. A la position du défaut, l'augmentation de l'intensité rétrodiffusée permet une réduction de plus de 30 dB du plancher de bruit capteur haute fréquence : il passe de – 60 $dB.rad^2/\sqrt{Hz}$ (- 30 $dB.rad/\sqrt{Hz}$) à – 90,9 $dB.rad^2/\sqrt{Hz}$ (soit – 45 $dB.rad/\sqrt{Hz}$). Par ailleurs, l'intensité rétrodiffusée y est plus stable au cours du temps permettant une meilleure visualisation du signal temporel d'excitation PZ. Aux positions de la fibre où la rétrodiffusion Rayleigh s'établit, une variation temporelle de l'intensité rétrodiffusée est observée et la présence de sauts brutaux sur celle-ci génère également des sauts de phase sur le signal capteur.

Nous proposons donc ici d'analyser l'impact des variations d'intensité rétrodiffusée sur les performances de notre système DAS « FMCW ». Nous les évaluons à la fois selon l'axe z, sur un profil OFDR statique, ainsi que sur l'axe T_k pour établir la stabilité temporelle du module de Z_{FUT} en chaque position de la fibre échantillonnée. Nous comparons alors ces différents paramètres au niveau de bruit localement mesuré sur nos signaux S_{ech}.

C.1. Corrélation niveau de bruit capteur et amplitude OFDR

C.1.a. Intensité moyenne rétrodiffusée selon z

Dans cette première sous-partie, nous établissons un lien entre le niveau de puissance optique moyen rétrodiffusé en chaque position de la FUT et le niveau de bruit capteur associé.

On propose une étude comparée de l'amplitude du profil OFDR statique associé au plancher de la DSP du signal S_{ech} obtenu avec le laser Thales v_1 modulé dans la même configuration que la Figure III.86. Les échantillons spatiaux sont toujours espacés de 49 cm soit plus de 16 600 points à analyser sur toute la longueur de fibre. Pour évaluer le niveau de bruit en chaque échantillon, on tire des 16 600 DSP de S_{ech} la valeur moyenne du plancher de bruit sur la bande passante (BP) acoustique [132 Hz : 500 Hz], plage haute fréquence sur laquelle notre système DAS « FMCW » présente un niveau de bruit capteur uniforme (voir discussion Figure III.85).

On représente sur deux axes l'amplitude OFDR obtenue à l'instant T_1 ainsi que le plancher de la DSP de S_{ech} sur toute la longueur de fibre (Figure III.87).

Plusieurs éléments importants sont à observer sur ces courbes.

Tout d'abord, le niveau de bruit mesuré le long de la fibre n'est pas uniforme. On a, sur les 8300 m de fibre, un plancher de la DSP très fluctuant qui varie localement entre – 40 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ (~ 0,1 $mrad/\sqrt{Hz}$) et -15 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ (~ 32 $mrad/\sqrt{Hz}$).

On relève néanmoins une tendance globale qui montre une augmentation du plancher de la DSP avec la longueur de fibre sondée. En effet et comme représenté par la régression linéaire tracée en noir, le plancher des DSP augmente avec une pente moyenne d'environ $\alpha_c = 0{,}36$ $dB.\frac{rad}{\sqrt{Hz}}.km^{-1}$.

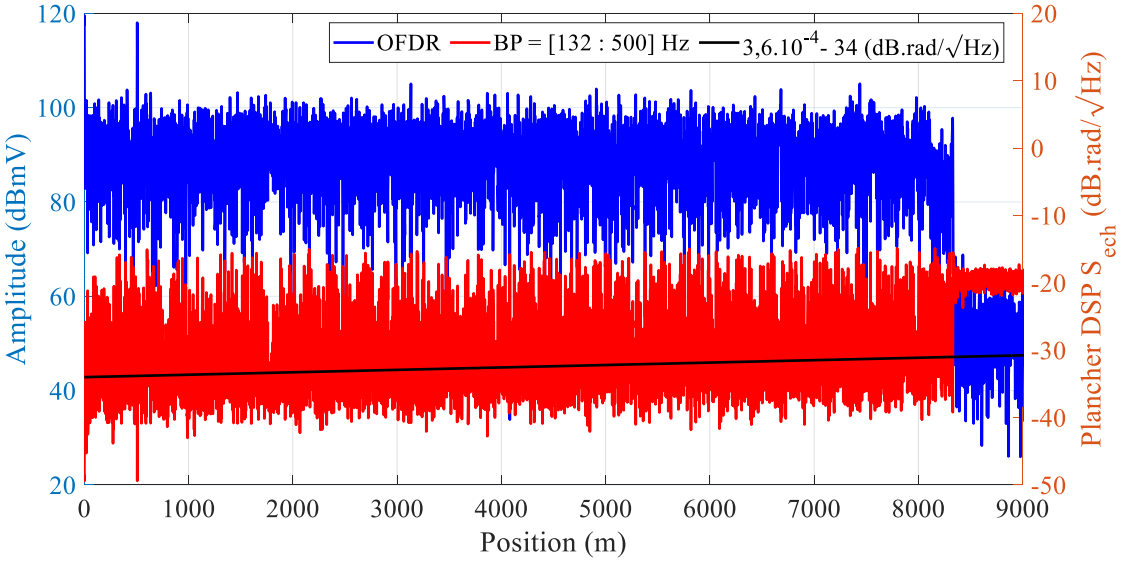


Figure III.87 : Profil OFDR à l'instant T_1 (bleu) et plancher moyen de la DSP de S_{ech} (rouge) sur une bande passante de 132 Hz : 500 Hz obtenus sur 8300 m. Modulation : laser Thales v_1 f_{mod} = 1 kHz, Δf ~ 210 MHz, x = 0,5.

On peut également représenter cette distribution aléatoire des sensibilités d'échantillon le long de la fibre sous la forme d'un histogramme comme montré Figure III.88. Par cette mesure, on est capable de mieux visualiser la répartition et la densité de ces niveaux et d'évaluer la sensibilité moyenne de notre fibre. Dans ce cas expérimental, elle atteint les – 34 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

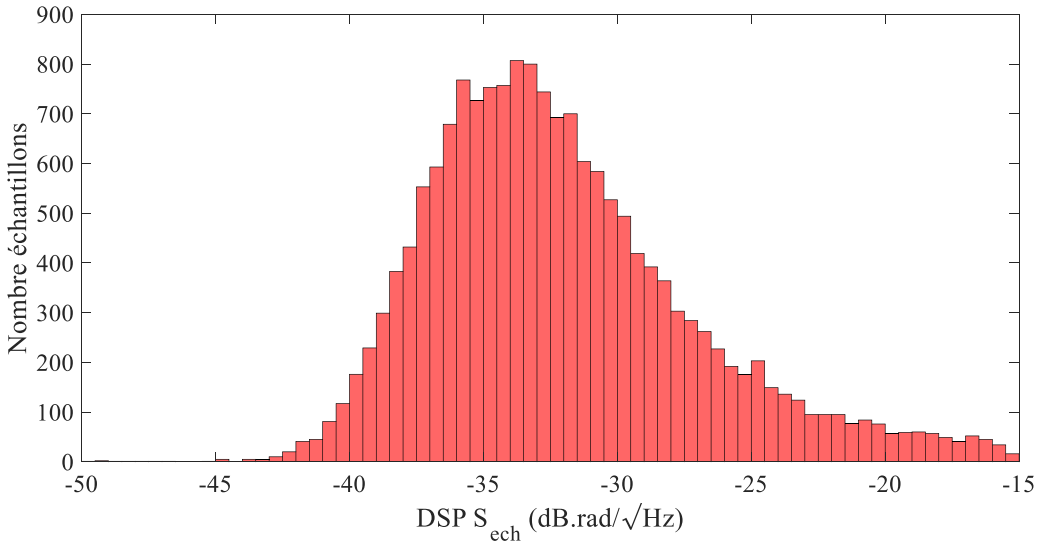


Figure III.88 : Histogramme des planchers moyen de S_{ech} évalué sur les 8300 m de fibre et pour une bande passante 132 Hz-500 Hz.

Concernant le profil OFDR de la Figure III.87, il est difficile de mesurer la variation de son amplitude en fonction de z. Etant donné que celle-ci varie localement de $\pm$ 10 dB autour de 90 dBmV, une décroissance de l'amplitude de l'ordre de – 0,2 dB/km (atténuation optique standard en transmission d'une fibre monomode) est masquée par ces fluctuations. Par ailleurs, moyenner une succession de profils OFDR aux différents instants T_k ne permet pas non plus de

faciliter la visualisation car, comme nous l'avons vu Figure III.71, les profils OFDR sont très reproductibles d'un instant T_k à un autre avec une conservation de l'intensité localement rétrodiffusée.

Pour établir cette variation, une mesure statique d'un profil OFDR sur une plus grande longueur de fibre a été réalisée. Nous montrons ainsi Figure III.89 l'obtention d'un profil OFDR sur une fibre de SMF28 de plus de 50 km avec le laser Thales v_2.

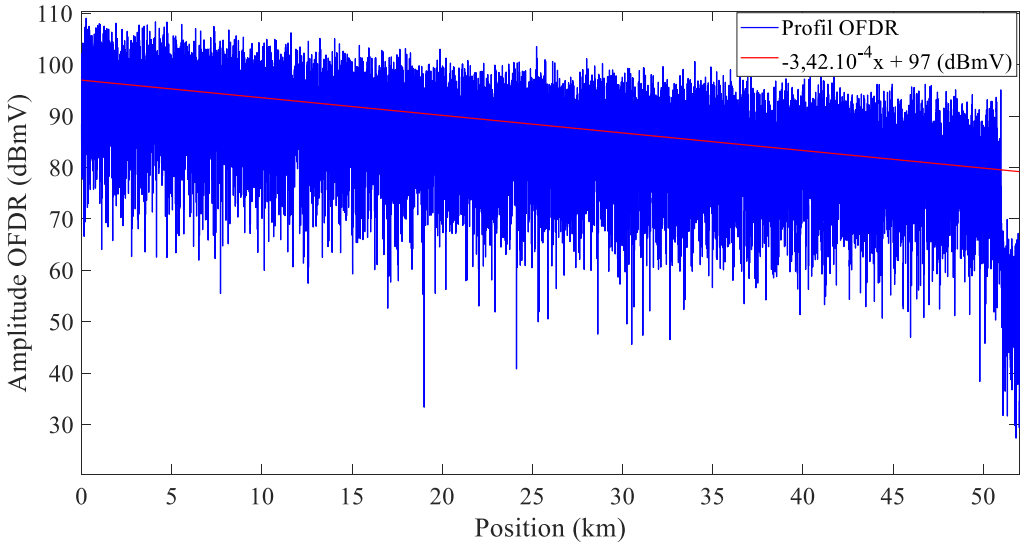


Figure III.89 : Détermination du coefficient d'atténuation optique sur une fibre de SMF28 de plus de 50 km.

Une décroissance de l'intensité moyenne rétrodiffusée est effectivement visible sur toute la longueur de fibre et une pente α_R de – 0,34 dB/km est mesurée.

Par cette mesure, α_c et α_R présentent une valeur quasi-identique (au signe près) dans le cas d'une fibre capteur de 8 km interrogée par notre source laser état-solide. Ce premier résultat semble montrer une corrélation entre le niveau de bruit d'échantillon et l'intensité rétrodiffusée selon z : le niveau de bruit d'échantillon semble augmenter proportionnellement à la diminution de l'intensité rétrodiffusée.

Pour confirmer ce résultat et analyser plus finement la sensibilité de nos échantillons vis-à-vis de la puissance optique rétrodiffusée, nous présentons Figure III.90 un zoom de la Figure III.87 sur la portion de fibre capteur entre 400 et 700 m. On trace également en dessous les planchers de la DSP de S_{ech} relevés sur 3 portions de fibre en fonction de l'amplitude OFDR moyenne.

Le tracé du haut montre une grande symétrie entre l'amplitude OFDR et le niveau plancher de la DSP de S_{ech}. On retrouve à nouveau un bruit capteur plus élevé (resp. plus faible) aux positions où l'intensité rétrodiffusée chute (resp. augmente).

A la position spécifique de 507,5 m, on obtient notamment le plancher de bruit le plus faible de toute la fibre capteur, valant – 49 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ (soit 12,5 µ$rad/\sqrt{Hz}$) à la position où l'amplitude OFDR est la plus forte (118 dBmV). Cette plus forte intensité rétrodiffusée est liée à la présence d'une réflexion optique au niveau du connecteur FC-APC qui fait la jonction entre la bobine de 500 m et le transducteur PZ. On retrouve donc dans notre cas expérimental les mêmes niveaux de bruit qu'énoncés dans [89] à la position 510 m.

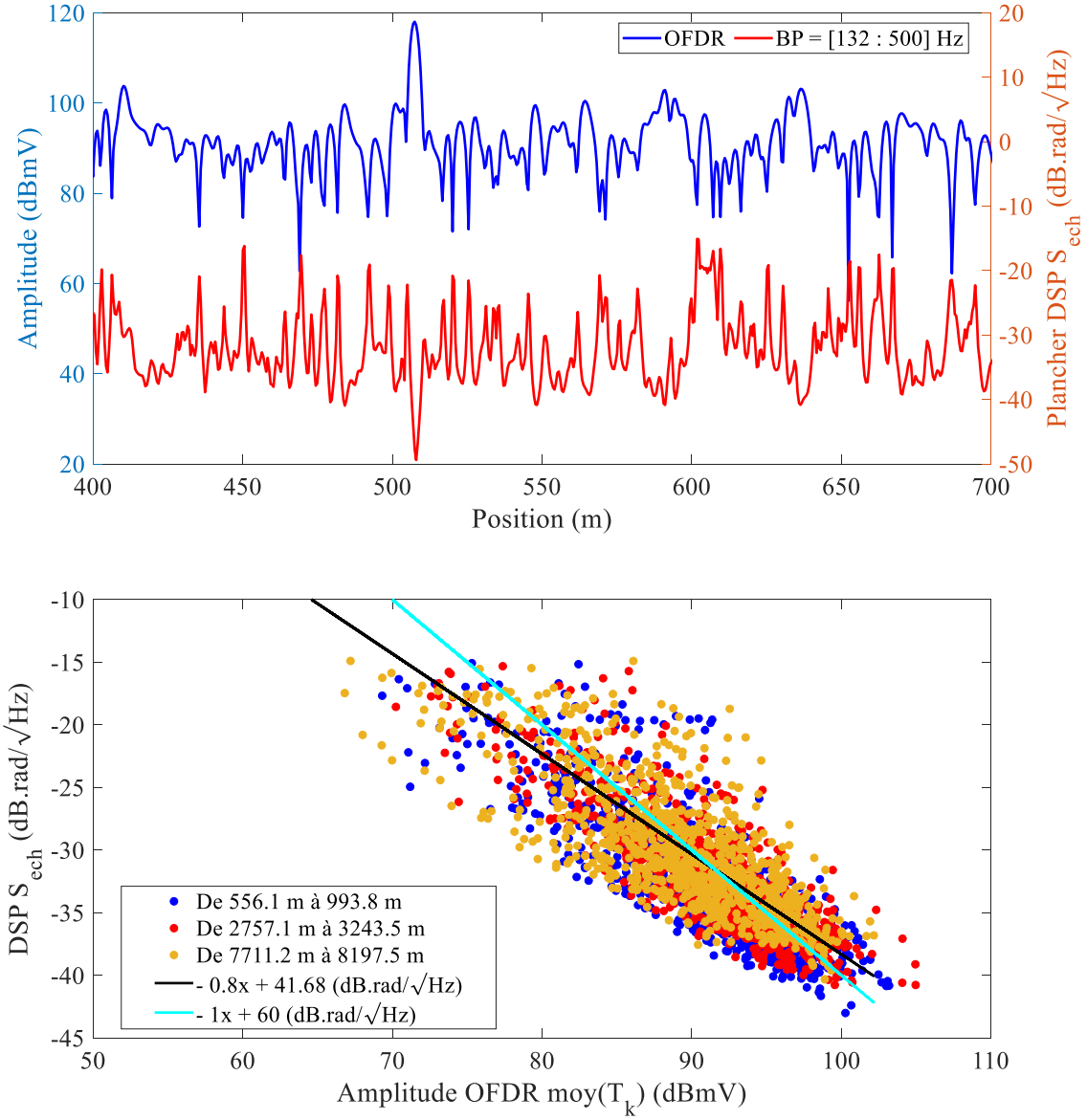


Figure III.90 : (Haut) Profil OFDR à l'instant T_1 (bleu) et plancher moyen de la DSP de S_{ech} (rouge) sur une bande passante de 132 Hz : 500 Hz entre 400 m et 700 m. (Bas) Plancher moyen de la DSP de S_{ech} en fonction de l'amplitude OFDR moyenne mesurée autour de 3 sections de la FUT.

Sur la figure du bas et quelle que soit la portion de fibre considérée, on observe une décroissance du niveau plancher de la DSP avec l'augmentation de l'amplitude OFDR. On mesure d'ailleurs une composante linéaire principale de pente – 0,8 qui matérialise cette diminution. Etant donné la dispersion des points autour de cette pente, une régression linéaire avec un coefficient directeur de – 1 reste également acceptable ce qui confirme la corrélation entre l'amplitude rétrodiffusée et le niveau de bruit capteur.

Le profil ellipsoïdal des tracés obtenus Figure III.90 montre néanmoins que pour un même intensité rétrodiffusée en plusieurs positions de la fibre, le plancher de la DSP en chacun des échantillons associés peut être différent. C'est le cas par exemple des positions de la fibre où l'amplitude du signal OFDR vaut 90 dBmV et où le niveau de bruit associé à ces positions varie entre – 36 et – 26 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Ce résultat justifie l'existence d'une contribution au plancher de bruit capteur autre que l'intensité moyenne rétrodiffusée selon l'axe z. Dans le paragraphe suivant, nous discutons ainsi de la stabilité de l'intensité rétrodiffusée localement selon la base de temps T_k.

C.1.b. Variation de l'intensité selon T_k

On représente Figure III.91 le plancher de la DSP en chaque échantillon non plus en fonction de l'intensité moyenne mais de l'écart-type de l'amplitude OFDR pour les même portions de fibre que sur la Figure III.90. Cette mesure en déviation standard permet de quantifier l'importance des fluctuations d'intensité échantillonnées front après front en chaque position de la fibre.

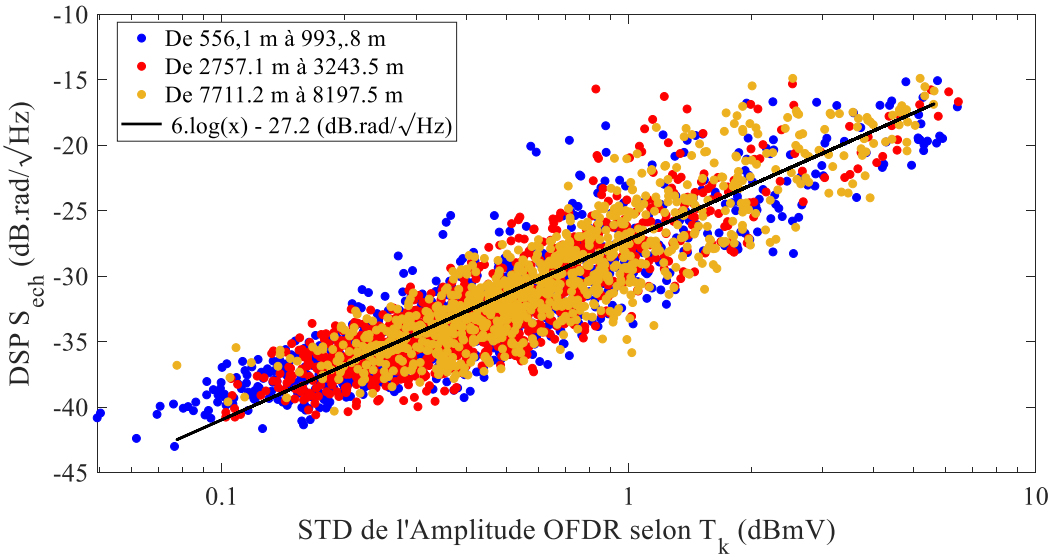


Figure III.91 : Plancher moyen de la DSP de S_{ech} en fonction de la STD de l'amplitude OFDR selon l'axe T_k mesuré autour de 3 sections de la FUT.

De cette figure, on montre l'existence d'une corrélation entre ces fluctuations d'intensité et le niveau de bruit de l'échantillon considéré : quelle que soit la portion de fibre analysée, le niveau de la DSP (en échelle log) de S_{ech} varie en logarithme de la STD de l'amplitude OFDR.

Pour une STD < 0,2 dBmV, il est néanmoins à noter que le niveau de bruit de la DSP de S_{ech} tend vers une valeur seuil de l'ordre de – 40 $dB.rad/\sqrt{Hz}$. Cela signifie notamment qu'en deçà d'une certaine fluctuation temporelle de l'intensité rétrodiffusée, cette variation ne contribue plus au niveau de bruit de l'échantillon et qu'une autre source de bruit limite notre signal. Le nombre d'échantillons concernés par ces faibles fluctuations d'intensités reste malgré tout minime.

Le niveau de bruit de nos échantillons « virtuels » est donc impacté par l'instabilité de l'intensité rétrodiffusée au cours du temps.

On montre par exemple Figure III.92, le cas du signal temporel S_{ech} mesuré aux positions 490 m et 604,7 m pour lesquelles l'amplitude OFDR moyenne sur la durée d'acquisition est identique et vaut ~ 88,9 dBmV.

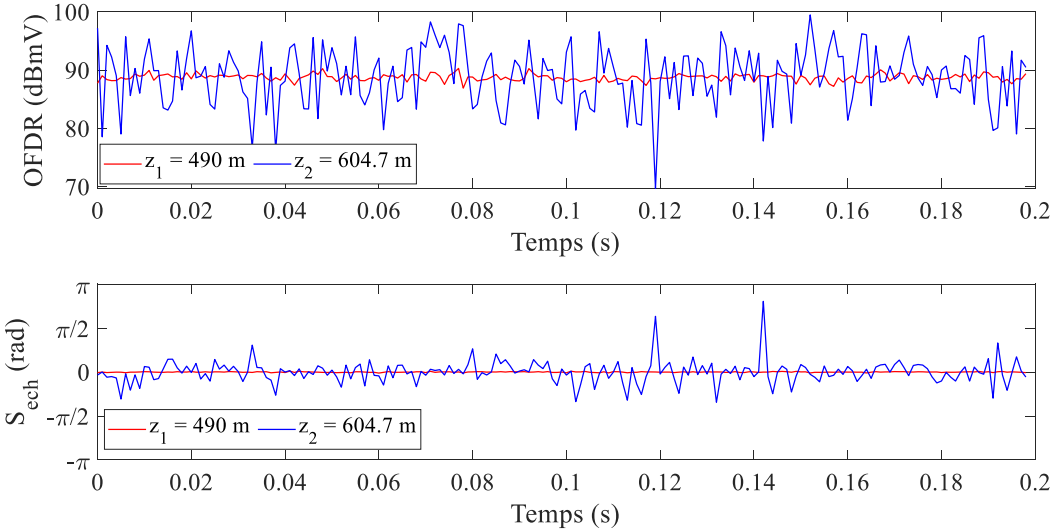


Figure III.92 : Allure des variations de l'amplitude OFDR (haut) et tracé des signaux S_{ech} (bas) pour 2 positions de la fibre sensible.

Malgré cette intensité moyenne commune, les variations d'amplitudes à 604,7 m sont plus importantes qu'à 490 m : la STD de ces fluctuations temporelles vaut 5,13 dBmV contre 0,57 dBmV. Le signal temporel qui en découle est également bien plus bruité à 604,7 m qu'à 490 m avec une STD de 405 mrad contre 13 mrad ce qui induit nécessairement une augmentation du plancher de la DSP de S_{ech}.

L'impact de cette intensité rétrodiffusée fluctuante est également bien visible aux instants où celle-ci chute brusquement. A 119 ms et 142 ms d'acquisition, la perte respective de 21 dB et de 15 dB de l'instant T_k à l'instant T_{k+1} conduit à l'apparition de sauts de phase sur le signal S_{ech} à 604,2 m. Comme discuté au chapitre I.C, on retrouve à nouveau ici les récents résultats du NRL et de Redding et al. en $\phi -$ OTDR qui observe la présence de sauts de phase sur le signal capteur aux instant où l'intensité rétrodiffusée varie fortement [89].

Les deux sous-parties précédentes montrent ainsi que le niveau de sensibilité de nos jauges capteurs est conditionné simultanément par l'intensité moyenne rétrodiffusée ainsi que par ses fluctuations temporelles.

Ces deux effets sont par ailleurs étroitement corrélés : pour une position donnée, l'amplitude OFDR mesurée est d'autant plus stable (resp. instable) au cours du temps que l'intensité moyenne rétrodiffusée est importante (resp. faible).

Pour illustrer cette affirmation, on trace Figure III.93 la déviation standard (STD) de l'amplitude OFDR sur la base de temps T_k en fonction de l'amplitude OFDR moyenne mesurée sur 100 ms d'acquisition et pour des positions situées entre 500 m et 900 m. Ce résultat est issu de la même mesure expérimentale présentée Figure III.71.

La corrélation de ces deux grandeurs est bien établie ici par l'obtention de la courbe rouge qui décrit une décroissance des STD de l'amplitude OFDR en puissance de 10 de l'intensité moyenne rétrodiffusée localement.

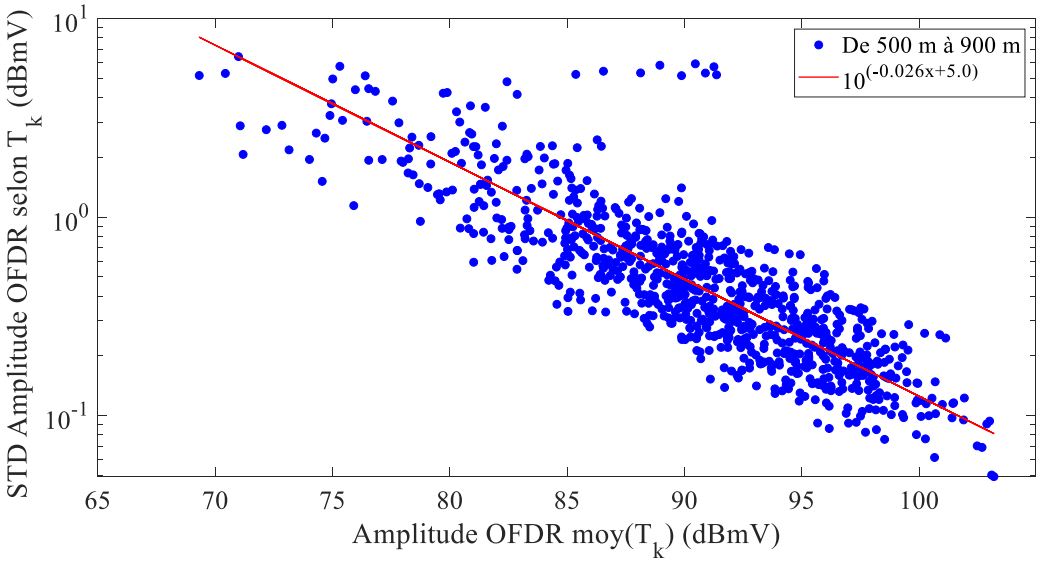


Figure III.93 : Tracé de la déviation standard de l'amplitude OFDR selon la base de temps T_k en fonction de sa valeur moyen pour différents échantillons entre 500 m et 900 m.

La maximisation de l'intensité rétrodiffusée localement, sa stabilisation au cours du temps ainsi que son uniformisation le long de la fibre capteur sont donc autant d'éléments à maîtriser pour permettre d'améliorer la sensibilité de notre montage DAS « FMCW ».

Dans la suite de ce paragraphe, nous discutons des solutions mises en place au cours de la thèse pour limiter les effets de l'intensité sur le niveau de bruit capteur et comparons aux solutions établies dans la littérature.

C.2. Fibre optique à Rayleigh augmenté (FRA)

Dans la partie précédente, nous avons montré que le niveau de bruit plancher de nos échantillons augmentait linéairement selon z avec une pente inversement égale à celle de la variation de l'intensité rétrodiffusée le long de la fibre. Cette augmentation de 0.36 $dB.\frac{rad}{\sqrt{Hz}}.km^{-1}$ est problématique pour nos applications capteurs car elle impose un niveau de sensibilité non-uniforme le long de notre fibre avec un bruit nécessairement plus important en bout de câble. Cet effet conditionne entre autres la longueur de fibre maximale que l'on peut sonder avant d'atteindre le plancher de bruit de notre détection.

G. Cedilnik et al. montre en 2019 l'intérêt d'utiliser judicieusement une succession de bobines de fibre présentant des propriétés singulières de rétrodiffusion en vue d'augmenter la portée d'un DAS commercial N5200A de chez AP Sensing (OTDR cohérent ou C-OTDR) [100]. L'architecture de son câble est constituée, dans l'ordre, d'une bobine à faible perte optique (SCUBA 125/150), d'une fibre monomode classique (G.652.D) puis d'une fibre à Rayleigh augmenté (AcoustiSens). En arrangeant ces fibres par ordre croissant de coefficient de rétrodiffusion Rayleigh, l'atténuation optique classique d'une SMF est compensée et uniformisée sur toute la longueur du câble. La rétrodiffusion élastique de la lumière est ainsi boostée dans la zone d'intérêt de fin de fibre. La portée de la mesure passe alors de 80 km à 125 km et permet la détection d'un stimulus acoustique en bout de fibre.

Dans le cadre de cette thèse, nous proposons de mettre en œuvre ce protocole expérimental pour évaluer l'apport d'une fibre à Rayleigh augmentée (FRA) placée en bout de fibre sur les performances de notre système DAS « FMCW ». Nous montrons notamment par cette approche que l'intensité moyenne rétrodiffusée localement ne suffit pas dans l'absolu pour réduire le plancher de bruit capteur.

On représente à ce titre Figure III.94 la comparaison de l'amplitude OFDR et du niveau de bruit plancher d'échantillon moyen (bande passante [100 Hz : 1 kHz]) pour une FUT d'environ 1210 m dont les 100 derniers mètres sont constitués par une FRA. Les 1110 m restants sont composés d'une fibre de 10 m, de 100 m et de 1000 m de SMF 28 classique. Le laser utilisé pour cette mesure est le laser Thales v_2 modulé à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 215 MHz et x = 0,5.

Les spécifications constructeur de la FRA (GS80935 d'Acoustisens) stipulent une amélioration de 10 à 15 dB de l'amplitude rétrodiffusée sur la longueur de la bobine avec une atténuation optique de l'ordre de – 0,7 dB/km pour une longueur d'onde optique de 1540 $\pm$ 6 nm. Cette fibre a ainsi été spécifiquement choisie pour nos sources lasers état-solides dont la longueur d'onde d'émission se situe autour de 1535 nm. Vis-à-vis d'une fibre monomode classique, l'intensité rétrodiffusée et l'atténuation optique sont donc plus importantes dans la FRA ce qui justifie son positionnement en fin de senseur.

Sur le profil OFDR en amplitude, elle est bien visible en fin de fibre par la présence d'une augmentation de l'intensité rétrodiffusée moyenne de 15 dB. L'atténuation optique de – 0,7 dB/km est en revanche indétectable car masquée par la variation spatiale de l'amplitude OFDR : on atteint une diminution théorique de 0,14 dB (2 fois l'atténuation optique) entre l'entrée et la sortie de la fibre, trop faible vis-à-vis des 10 dB de fluctuation de l'intensité rétrodiffusée. On mesure expérimentalement une longueur de FRA de 140 m au lieu des 100 m estimés.

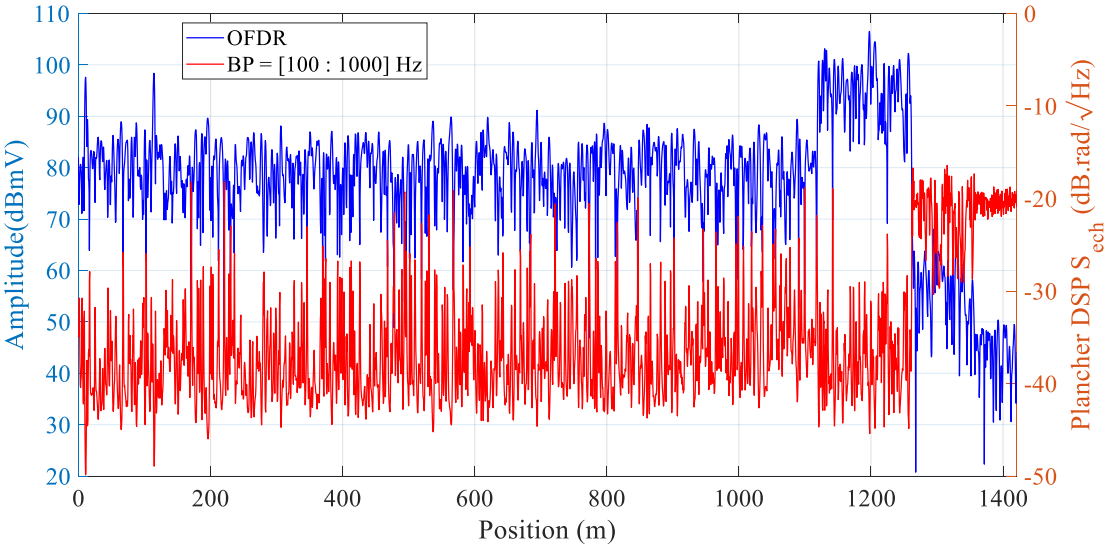


Figure III.94 : Allure comparée de l'amplitude OFDR avec le plancher de bruit échantillon moyen sur une bande de 100 Hz – 1kHz obtenue avec le laser Thales v_2 modulé à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 215 MHz, x = 0,5.

Concernant maintenant le niveau de sensibilité capteur et pour compléter la visualisation de la Figure III.94, on trace Figure III.95 les histogrammes des DSP de S_{ech} obtenus sur les 110 m de fibre pris juste avant ou au niveau de la FRA.

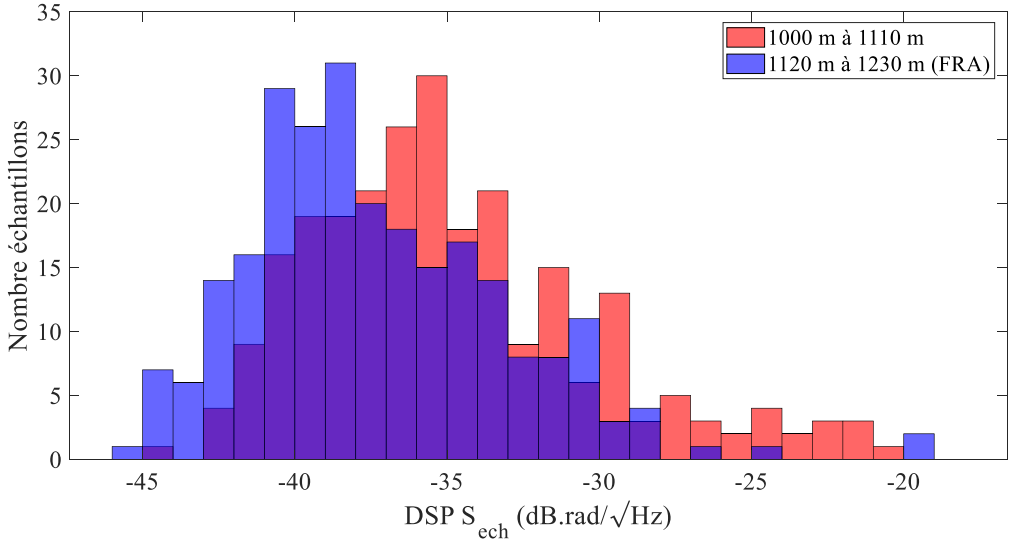


Figure III.95 : Allure des histogrammes des DSP S_{ech} en dehors et dans la FRA.

En couplant ces deux tracés, on détecte une amélioration de la sensibilité capteur.

Le plancher de bruit est en effet globalement plus faible sur la FRA avec un niveau moyen de – 40 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ sur les 100 derniers mètres de fibre contre environ – 35 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ autour de 1000 m.

Un plancher de bruit plus homogène d'un échantillon à un autre est également visible. A l'exception des deux échantillons situés à 1141,8 m et 1224,8 m où un *fading* interférométrique important conduit à une forte augmentation du plancher de bruit, celui-ci reste compris entre et $-$ 30 et – 45 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ à l'inverse des autres positions de la SMF 28 où il dépasse les – 30 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ pour un plus grand nombre de positions. On le voit d'ailleurs très nettement sur les tracés en histogramme.

Néanmoins, l'amélioration du plancher de bruit d'échantillon n'est pas aussi importante aux positions de la FRA que le sont les 15 dB d'augmentation de l'intensité rétrodiffusée.

On trace ainsi Figure III.96 les DSP des S_{ech} en fonction de l'amplitude OFDR moyenne (gauche) et en fonction de la STD de cette amplitude OFDR (droite) obtenues aux même positions que pour la Figure III.95.

Sur la tracé de gauche, on retrouve les observations énoncées aux figures précédentes avec un niveau de sensibilité atteint sur la FRA de maximum – 45 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ et une distribution des planchers plus homogène et plus basse que sur la SMF 28 : seulement 2 points de la FRA présentent un niveau plancher supérieur à – 27 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ contre plus de 20 sur la fibre standard.

Par ailleurs, les variations des niveaux plancher en fonction de l'amplitude OFDR suivent la même décroissance pour les deux portions de fibre avec une pente retrouvée de $-$ 0,8 $dB.\frac{rad}{\sqrt{Hz}}.dBmV^{-1}$ (voir Figure III.90).

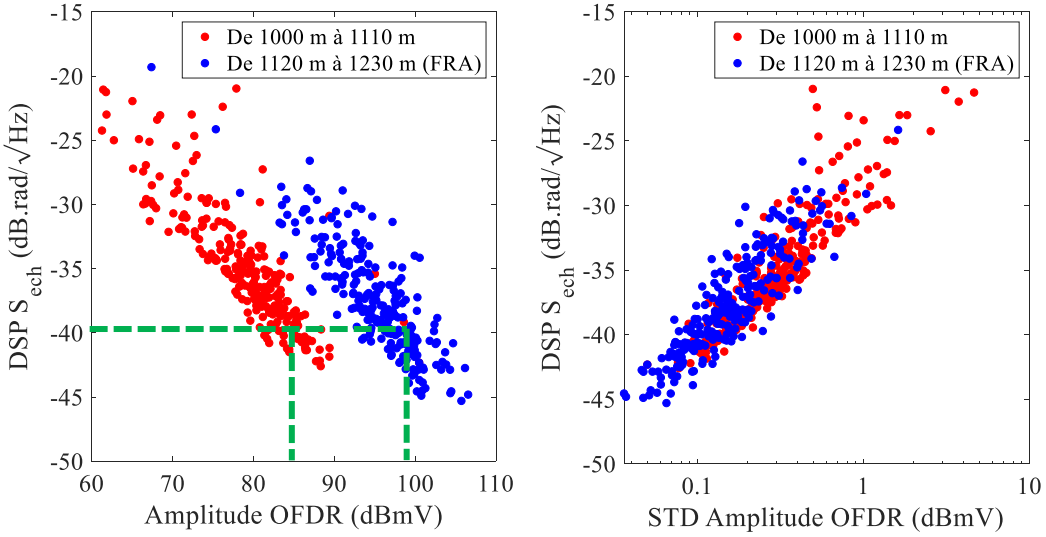


Figure III.96 : (Gauche) Plancher de la DSP de S_{ech} en fonction de l'amplitude OFDR avant (rouge) et au niveau (bleu) de la FRA. (Droite) Plancher de la DSP de S_{ech} en fonction de la STD de l'amplitude OFDR.

Cependant, l'augmentation de l'intensité moyenne rétrodiffusée localement dans la FRA ne suffit pas à améliorer systématiquement les performances de bruit sur nos capteurs « virtuels » : il existe effectivement des positions dans la FRA et dans la fibre standard qui, malgré des niveaux rétrodiffusés différents, présentent le même niveau de sensibilité (courbe verte pointillée).

On montre ainsi que l'intensité moyenne rétrodiffusée le long de la fibre capteur ne permet pas à elle seule et au premier ordre d'expliquer l'origine de la sensibilité capteur.

Par contre, lorsque l'on s'intéresse à l'écart-type de cette amplitude rétrodiffusée, on comprend mieux en quoi l'introduction de la FRA permet de descendre encore davantage en niveau de bruit capteur.

Sur la figure de droite et pour une même STD de l'amplitude OFDR, le niveau des DSP de S_{ech} associé est identique pour les positions sur et en dehors de la FRA. En revanche, dans la FRA, les fluctuations temporelles d'intensités sont davantage maîtrisées : seulement 2 positions dépassent 1 dBmV de fluctuation d'intensité contre 20 dans la fibre standard et de nombreuses positions descendent également en dessous de 0.1 dBmV de STD.

Cette mesure met ainsi en évidence une causalité plus marquée entre le niveau de sensibilité capteur et la stabilité de l'intensité localement rétrodiffusée.

L'utilisation de fibres optiques présentant des propriétés de rétrodiffusion Rayleigh et d'atténuation optique particulières possède donc plusieurs atouts en vue de stabiliser l'intensité rétrodiffusée au cours du temps, d'uniformiser le plancher de bruit capteur, et de repousser la longueur de fibre sondée.

Néanmoins, son efficacité reste plafonnée aux performances maximales de l'interrogateur DAS « FMCW » ($-45\ dB.rad/\sqrt{Hz}$ dans notre cas) ce qui justifie l'existence d'une source de bruit limitante autre que l'intensité localement rétrodiffusée. Nous discutons de cette origine au paragraphe III.D.

De plus, comme nous l'avons vu Figure III.94, la présence de points de *fading* qui rendent aveugles certaines zones de notre fibre capteur est certes réduite par l'insertion d'une FRA mais pas totalement maîtrisée.

Dans le paragraphe suivant nous discutons ainsi des solutions mises en œuvre pour éliminer ces zones capteurs « mortes » et proposons des pistes d'amélioration de notre système pour minimiser ces effets.

C.3. Gestion du fading

Comme nous l'avons vu au chapitre I, les chutes d'intensité locales dans le profil OFDR rétrodiffusé résultent de la contribution de deux effets combinés : le *fading* de polarisation [84] et le *fading* interférométrique [85]. Nous discutons ici des solutions expérimentales permettant la gestion de ces effets.

C.3.a. le fading de polarisation

Pour rappel, le *fading* de polarisation est induit, comme son nom l'indique, par l'état de polarisation de la lumière rétrodiffusée élastiquement dans la fibre. Dans un système interférométrique où la détection est menée sur un seul axe de polarisation, certaines positions de la fibre peuvent ainsi ne pas être détectées par l'interféromètre et conduire à l'apparition de zones aveugles sur le spectre OFDR.

Pour s'en affranchir, les systèmes interférométriques (en $\phi-$ OTDR ou en OFDR) adoptent une détection simultanée sur deux axes orthogonaux de polarisation. Les signaux S et P ainsi obtenus sont ensuite recombinés l'un l'autre pour obtenir un profil résultant indépendant de la polarisation [86].

Récemment, nous avons donc réalisé de nouvelles mesures à l'aide d'une carte d'acquisition 6 voies permettant de numériser simultanément l'ensemble des signaux I et Q d'intérêts sans passer par un protocole de pré-enregistrement. Au moment de la rédaction de cette thèse, ces données sont en cours de traitement pour définir la qualité de notre système DAS « FMCW » sur une mesure 2 polarisations.

C.3.b. le fading interférométrique

Concernant le fading interférométrique maintenant et comme nous l'avons décrit au paragraphe I.B.2.b, la solution mise en place le plus couramment dans la littérature en OFDR et en OTDR cohérents consiste à interroger la fibre capteur en modifiant la fréquence optique injectée selon une technique de moyenne par décalage de fréquence (FSAV) [87]. Un protocole de somme vectorielle de complexe (RVS) permet alors de moyenner les différents signaux obtenus dans les différentes gammes de fréquence pour uniformiser le niveau signal rétrodiffusé [76].

A titre d'exemple, on présente Figure III.97 une mesure expérimentale obtenue sur une fibre de 200 m avec le laser Thales v_2 dans le cas d'une légère modification de l'amplitude Δf de modulation. Le laser est modulé à f_{mod} = 1 kHz et x = 0,5 et l'amplitude entre les deux mesures varie d'environ 47 MHz en passant de Δf = 3,16 GHz à 3,20 GHz (~ 1,5% d'augmentation). Pour atteindre de telles amplitudes de modulation, la consigne modulante est amplifiée à l'aide

d'un amplificateur RF large bande Tabor Electronics 9100 permettant d'attendre 60 V_{cc} de tension.

Etant donnée la grandeur de Δf vis-à-vis de la fréquence d'échantillonnage du CAN (f_s = 130 MHz), les résolutions spatiales post-corrections de nos deux mesures restent très proches et valent 4,88 et 4,82 cm. L'échantillonnage spatiale est également commun aux deux mesures et vaut 3,2 cm (~ 6250 échantillons sur toute la longueur de fibre). On représente ici l'amplitude OFDR et le niveau du plancher de bruit d'échantillon (entre 100 Hz et 500 Hz) mesuré entre 163 m et 167 m.

Comme on peut le constater sur cette mesure, un faible changement de Δf conduit à une modification importante de l'intensité rétrodiffusée en chaque échantillon induisant par la même une modification du plancher de bruit de S_{ech} : les zones aveugles de notre capteur changent de position d'une mesure à l'autre. On le voit notamment assez nettement entre 165 m et 166 m où le nombre d'échantillons affectés par le fading interférométrique passe de 1 pour Δf = 3,159 GHz à 3 pour Δf = 3,196 GHz.

Ces deux profils donnent ainsi une information complémentaire de la même fibre capteur. Le protocole de traitement RVS offre alors une piste d'amélioration pour notre système DAS « FMCW » en l'adaptant à notre mesure dynamique.

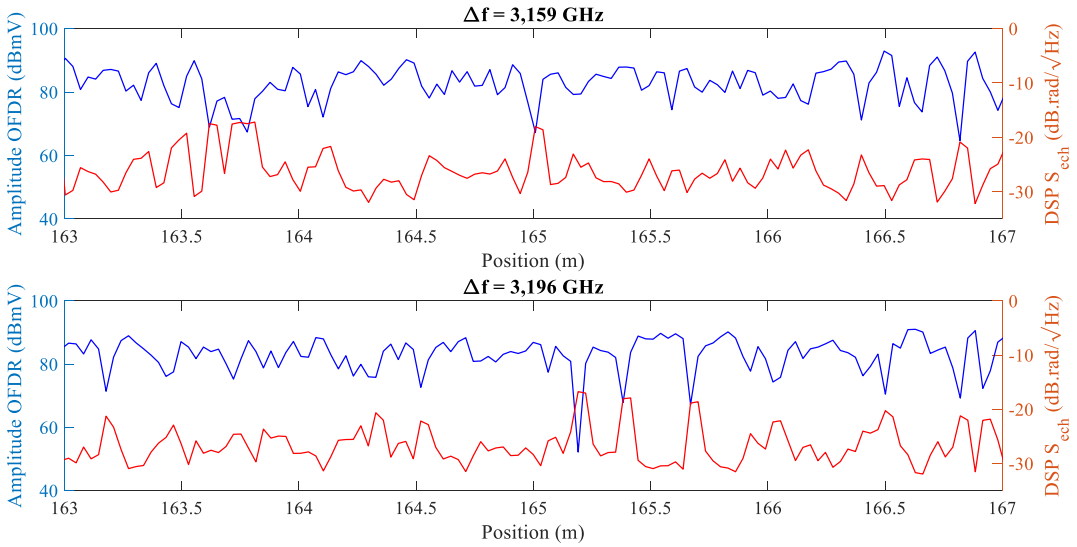


Figure III.97 : Allure comparée du profil OFDR et de la DSP de S_{ech} obtenue avec le laser Thales v_2 pour deux amplitudes de modulation proches sur une fibre de 200 m.

Comme sur la Figure III.97, on pourrait par exemple choisir de générer une succession de triangles de modulation dont l'amplitude serait légèrement différente entre chaque motif. On s'assurerait entre autres que la résolution spatiale reste équivalente d'un front de modulation à l'autre. En définissant N le nombre de ces fronts successifs considérés pour réaliser le RVS, cela conduirait néanmoins à réduire la fréquence maximale d'écoute de nos capteurs « virtuels » à $\frac{f_{mod}}{2N}$: le pas d'échantillonnage temporel de nos signaux capteurs serait en effet égal à NT_{mod}. De par l'agilité de la modulation intra-cavité de nos sources lasers état-solides, cette réduction de la bande passante pourrait être compensée par une augmentation du f_{mod}.

Pour augmenter N, l'exploitation des profils interférométriques obtenus pour des fronts de modulation descendants serait également une possibilité (notre DAS « FMCW » n'exploite à ce jour que les fronts montants de modulation). En effet, en reprenant le principe du TGD-OFDR, l'amplitude de modulation du front descendant est identique à celle du front montant. A l'inverse, sa fréquence initiale vaut $f_0 + \Delta f$. Une première version simplifiée du traitement RVS consisterait ainsi à sommer deux à deux les signaux interférométriques des fronts montants et descendants successifs ce qui permettrait de conserver la bande passante acoustique de chacune de nos jauges.

Dans ce paragraphe, nous avons donc montré l'influence de la puissance optique localement rétrodiffusée vis-à-vis du niveau de bruit moyen sur nos signaux capteurs « virtuels ». Nous avons notamment établi que la valeur moyenne de l'intensité rétrodiffusée ainsi que sa variation temporelle impactent directement ce niveau. Des solutions ont ainsi été mises en place et des pistes d'amélioration du système DAS « FMCW » ont été proposées pour tenter d'uniformiser l'amplitude du profil OFDR.

Dans la partie suivante, nous discutons plus finement des niveaux de sensibilité obtenus en chaque composante de la bande passante acoustique de nos capteurs et questionnons notamment l'origine du bruit basse fréquence mesuré Figure III.86. Nous présentons dans un premier temps une étude comparative des performances de notre système DAS ϕ – OFDR interrogé par différentes sources lasers. Des sensibilités notablement distinctes sont relevées sur ces mesures.

En ce sens, nous faisons l'hypothèse d'un niveau de bruit capteur conditionné en partie par le bruit de phase de nos lasers et nous proposons ainsi d'en analyser la stabilité front après front. Nous décomposons ce bruit de phase laser en trois composantes qui sont susceptibles d'entacher la phase spectrale ψ_{FUT} en chaque position du capteur.

En analysant séparément chacune de ces contributions, on détecte notamment un biais de notre première version du traitement numérique détaillée au chapitre II et conduisant aux résultats présentés au III.B.3 et III.B.4.

En développant une version v_2 du code, nous montrons finalement l'apport de notre post-traitement dans la réduction du plancher de bruit basse fréquence sur nos jauges acoustiques. Nous revenons finalement à la comparaison de nos sources lasers et identifions la source de bruit de phase susceptible d'impacter le niveau de bruit capteur.

D. Identification et gestion du bruit capteur basse fréquence

D.1. Performances DAS « FMCW » pour différentes sources lasers

Dans le cadre de cette thèse, nous avons été amenés à comparer un grand nombre de sources lasers présentant des agilités de modulation et des niveaux de bruit très divers. L'ensemble des sources testées a déjà été présenté en fin de chapitre II, chapitre dans lequel nous discutons des accordabilités de chacune, de leur non-linéarité de modulation et de la robustesse de notre post-traitement numérique.

Pour l'ensemble de ces sources, nous nous intéressons ici aux niveaux de bruit capteur obtenus en sortie de correction numérique dans des configurations de modulation, de puissances optiques injectées et de longueurs de fibre identiques.

Nous présentons ci-après, deux comparaisons de performances DAS opposant le laser Thales v_1 au laser RIO Orion asservi par le traitement LIDAR [127], [128] et laser Thales v_2 au laser OEWaves FM100.

D.1.a. Laser Thales v_1 versus laser RIO Orion asservi

Nous commençons par présenter la comparaison du laser Thales v_1 et du laser RIO Orion asservi, tous deux modulés à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 400\ MHz$, $x = 0{,}5$ et interrogeant une fibre de 1580 m.

A nouveau, ces mesures ont été réalisées en s'assurant que l'intensité optique détectée par les photodiodes balancées de l'interféromètre principal (voir Figure III.68) était identique dans les deux configurations. Par ailleurs, une même puissance optique de l'ordre de 8 dBm (~ 6,3 mW) a été injectée dans la fibre sensible, limitée et imposée par la puissance maximale d'émission du RIO Orion asservi.

On présente ainsi Figure III.98 les résultats expérimentaux issus de cette comparaison. Les deux courbes de gauche représentent l'allure des profils OFDR sur les 500 derniers mètres de fibre (tracés du haut) ainsi que le niveau de bruit moyen des DSP de S_{ech} aux positions associées (tracés du bas).

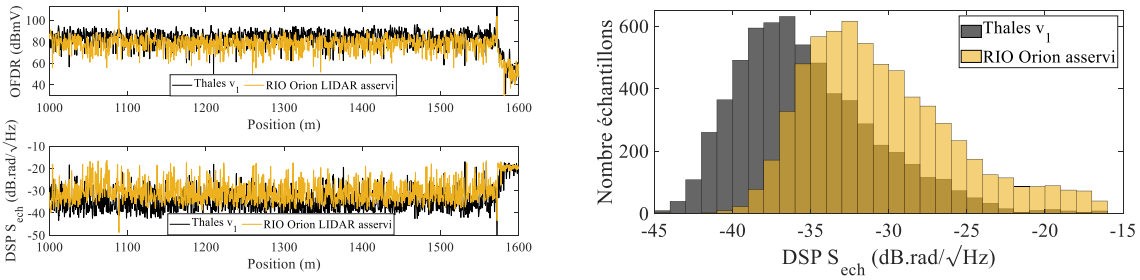


Figure III.98 : (Gauche) Comparaison amplitude OFDR et DSP S_{ech} obtenue sur une fibre de 1580 m avec le laser Thales v_2 et le laser RIO Orion asservi modulés à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 400\ MHz$ et x = 0,5. (Droite) Histogramme du plancher de bruit moyen des DSP de S_{ech} obtenu sur 1580 m de fibre avec les laser Thales v_2 et RIO Orion asservi (Bande passante : 100 Hz – 1875 Hz).

Ce niveau de bruit moyen est estimé sur la bande passante 100 Hz – 1875 Hz. Le tracé de droite répertorie, sous la forme d'un histogramme, l'ensemble des planchers de bruit moyen relevés en chaque échantillon des 1580 m de fibre.

Par l'analyse comparée des profils OFDR, on relève un niveau d'intensité rétrodiffusé plus important pour le laser Thales v_1 que pour le RIO Orion asservi. Cette différence s'explique par la visualisation de deux réflexions à 80 m (non représentée ici) et à 1080 m sur le profil OFDR du RIO Orion asservi au niveau de deux connecteurs FC-APC. Elles sont en revanche absentes du module de Z_{FUT} avec le laser Thales v_1. Celles-ci contribuent à réduire le niveau de puissance optique transmis au reste de la fibre et donc également l'intensité rétrodiffusée après ces connecteurs. Il est important de préciser que la fibre sondée n'a été ni déplacée ni modifiée entre les deux mesures.

Les lasers Thales v_1 et RIO Orion ne présentant pas la même longueur d'onde d'émission laser (respectivement 1535 nm et 1550 nm), la fibre optique est interrogée dans deux gammes de fréquences optiques différentes, ce qui peut contribuer à l'obtention d'une intensité rétrodiffusée localement distincte (voir discussion sur le *fading* III.C.3).

Outre cette différence d'intensité, un plancher de bruit capteur globalement plus haut sur le laser RIO Orion que sur le laser Thales v_1 est observé. Cela est vérifié par la représentation en histogramme (figure de droite) où un plancher de bruit moyen de – 37 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ est obtenu pour notre laser Thales v_1 contre – 33 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ pour le laser RIO Orion asservi. La distribution des planchers relevés atteint également des niveaux plus bas pour le laser Thales v_1 puisqu'elle s'étale de -45 à -20 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ contre -40 à – 15 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Les performances de notre système DAS « FMCW » sont donc globalement meilleures avec notre laser Thales v_1 qu'avec le laser RIO Orion asservi. Une grande partie de cet écart de sensibilité est notamment lié à la différence d'intensité localement rétrodiffusée et à la fréquence laser d'interrogation du câble. Ce résultat rejoint donc fortement notre analyse menée dans le III.C et ne permet pas véritablement de trancher sur l'existence d'une origine de bruit distincte.

D.1.b. Laser Thales v_2 versus laser OEWaves FM100

Pour compléter cette analyse, on reproduit la même comparaison sur notre laser Thales v_2 et une source OEWaves FM100, modulés tous deux à f_{mod} = 2 kHz, Δf = 265 MHz et x = 0,8 et interrogeant une fibre de 8730 m. On représente Figure III.99, les même tracés que précédemment (amplitudes OFDR, DSP de S_{ech} sur la bande 100 Hz – 1 kHz, histogrammes).

A l'inverse de la situation décrite Figure III.98, l'analyse des profils OFDR montre cette fois-ci peu de différences entre les deux sources du point de vue de l'intensité rétrodiffusée. Un niveau moyen de 75 dBmV est en effet retrouvé dans les deux cas sur les 500 derniers mètres de fibre.

Quelques distinctions locales sont néanmoins relevées comme une intensité rétrodiffusée plus importante sur le laser OEWaves FM100 entre 8480 m et 8590 m (environ 78 dBmV contre 74 dBmV) et une densité de zones de *fading* également plus faible pour le laser FM100 par rapport à notre laser de laboratoire.

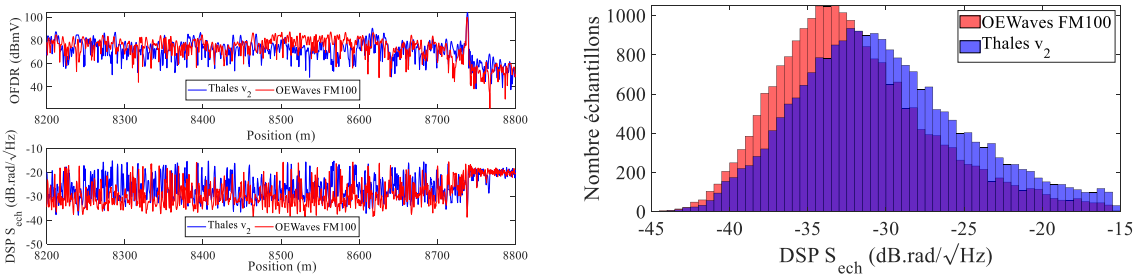


Figure III.99 : (Gauche) Comparaison amplitude OFDR et DSP S_{ech} obtenue sur une fibre de 8730 m avec la laser Thales v_2 et le laser OEWaves $FM100$ modulé à $f_{mod} = 2\ kHz$, $\Delta f = 265\ MHz$ et x = 0,8. (Droite) Histogramme du plancher de bruit moyen des DSP de S_{ech} obtenu sur 8700 m de fibre avec les laser Thales v_2 et OEWaves FM100 (Bande passante : 100 Hz – 1 kHz).

Sur la plancher de la DSP de S_{ech}, ces différences locales se traduisent par un nombre d'échantillons « aveugles » moins importants pour le laser OEWaves que pour le laser Thales v_2. En revanche, sur les 500 derniers mètres, on n'observe pas de différence sur la valeur du plancher minimum atteint localement par ces deux lasers : on atteint dans les deux cas – 38 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Le tracé des histogrammes sur la Figure III.99 de gauche permet de mieux analyser la distribution des planchers de S_{ech} sur les 8,8 km de fibre et de différencier les deux sources.

Le laser OEWaves FM100 présente une distribution assez resserrée autour du plancher de bruit moyen mesuré à environ – 34 $dB.rad/\sqrt{Hz}$. Pour le laser Thales v_2, la distribution se rapproche davantage d'un profil gaussien avec une dispersion légèrement plus importante autour de la valeur moyenne de – 32 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Les deux histogrammes ne présentent cependant aucune différence concernant la plage de sensibilité atteinte sur ces 8,8 km. Les valeurs extrêmes atteintes sont identiques avec un niveau bas de – 45 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ et un niveau haut de – 15 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

Cette fois-ci, les performances de notre montage DAS « FMCW » semblent donc légèrement meilleures avec le laser OEWaves FM100 qu'avec notre laser Thales v_2 du fait de la forme des histogrammes et de la valeur moyenne de sensibilité atteinte sur la fibre. Au vue des profils OFDR, cette écart est cette fois-ci bien distinct d'un problème d'intensité rétrodiffusée et caractérise une différence intrinsèque entre ces deux lasers. Nous émettons l'hypothèse que cette différence provient du bruit de phase des sources lasers et notamment de leur stabilité front après front.

Pour mener cette réflexion et étant donnée la bande passante de nos signaux capteurs ($\frac{f_{mod}}{N}$ à $\frac{f_{mod}}{2}$, N étant le nombre de fronts sur la durée d'acquisition), nous discutons ici des composantes de bruit de phase dont les fluctuations temporelles sont de l'ordre ou plus lentes que la période de modulation laser. Nous ne parlons donc pas ici des sources de bruit rapides, qui contribuent majoritairement à une imprécision sur la fréquence de battement associée au retard τ et à un élargissement de la résolution spatiale statique δz. Nous en avons largement discuté au chapitre II en évaluant notamment l'efficacité de notre post-traitement numérique vis-à-vis de leur compensation.

D.2. Stabilisation temporelle de la modulation de fréquence

D.2.a. Grandeurs variant selon T_k et DSP de bruit équivalent

Pour quantifier l'impact du bruit de phase laser et de sa stabilité front après front sur le signal capteur, on propose une analyse simplifiée de la phase spectrale ψ_{FUT} prise à un retard $\tau = 2nz_0/c$ en absence de contrainte extérieure et dans le régime de cohérence de la source ($L_{FUT} < L_c$). En repartant des expressions théoriques de la phase interférométrique auxiliaire détaillées dans le chapitre II, on compare ainsi ψ_{FUT} obtenue avant et après correction :

$$\begin{cases} \psi_{FUT,av}(z_0, T_k) = \dfrac{4\pi n}{c} f_{0,av}(T_k).z_0 - \dfrac{4\pi n^2}{c^2}\gamma_{av}(T_k).z_0^2 + \tilde{\phi}_{av}(z_0, T_k) \\ \psi_{FUT,ap}(z_0, T_k) = \dfrac{4\pi n}{c} f_{0,ap}(T_k).z_0 + \tilde{\phi}_{ap}(z_0, T_k) \end{cases} \qquad \text{III.D.1}$$

avec $f_{0,av}$ et $f_{0,ap}$ les fréquences initiales à l'amorce du front de modulation avant et après correction, γ_{av} la rapidité de modulation avant correction et $\tilde{\phi}_{av}$ et $\tilde{\phi}_{ap}$ les contribution du bruit de phase stochastique laser respectivement avant et après correction à la composante z_0.

On décompose ainsi les fluctuations de $\psi_{FUT,av}$ selon T_k en trois termes. Un terme de bruit de phase stochastique indépendant de l'abscisse z_0, un terme de variation de la fréquence initiale (centrale) f_0 qui croit linéairement avec z_0 et un terme de fluctuation de la rapidité de modulation γ qui croit de façon parabolique avec la distance. A noter que ce dernier terme est absent de l'expression théorique de $\psi_{FUT,ap}$ car il est censé être filtré par le *deskew filter*. Nous rediscutons de ce point au III.D.2.c.

Dans le cas idéal d'une modulation parfaitement stable, sans bruit de phase laser et en absence de contrainte extérieure, ψ_{FUT} est une constante de T_k. En réalité, les variations de ces 3 termes contribuent à bruiter la phase à la composante spectrale z_0 et impactent ainsi le signal capteur.

En rappelant que $S_{cap}(z_0, T_k) = \psi_{FUT}(z_0 + \delta z, T_k) - \psi_{FUT}(z_0, T_k)$ et en négligeant les termes en δz^2, on écrit alors :

$$\begin{cases} S_{cap,av}(z_0, T_k) = \dfrac{4\pi n}{c} f_{0,av}(T_k).\delta z - \dfrac{8\pi n^2}{c^2}\gamma_{av}(T_k) z_0.\delta z + \Delta\tilde{\phi}_{av}(\delta z, T_k) \\ S_{cap,ap}(z_0, T_k) = \dfrac{4\pi n}{c} f_{0,ap}(T_k).\delta z + \Delta\tilde{\phi}_{ap}(\delta z, T_k) \end{cases} \qquad \text{III.D.2}$$

Dans la suite de cette partie, nous évaluons séparément les fluctuations temporelles du bruit de phase stochastique laser, de γ et de f_0.

Nous établissons l'apport de la correction numérique dans la gestion de ces différentes sources de bruit, convertissons ces niveaux en DSP de bruit équivalent capteur puis comparons l'importance de ces grandeurs dans le cas des 4 sources lasers énoncées en section III.D.1.

D.2.b. Fluctuations de la composante de bruit de phase laser $\tilde{\phi}$

D.2.b.i. Description de l'analyse et évaluation des performances de la correction

On commence par s'intéresser aux variations selon T_k de bruit phase stochastique $\tilde{\phi}$ laser à la composante spectrale z_0. Il s'agit de la source de bruit la plus compliquée à mesurer parmi les trois termes évoqués précédemment car il est difficile d'isoler cette contribution des autres sources de bruit.

Pour néanmoins estimer l'apport de notre post-traitement numérique dans la gestion de ce bruit, nous proposons d'analyser la STD du bruit de phase stochastique différentiel $\Delta\phi$ extrait de la phase interférométrique auxiliaire et de la comparer à la STD de $2\pi\varepsilon$ en sortie d'algorithme sur chaque front (voir chapitre II). Cette approche en déviation standard permet d'associer à chaque instant T_k un niveau de bruit moyen de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ sur le signal auxiliaire et de voir comment ce niveau de bruit fluctue d'un front à un autre.

Un exemple de deux signaux $\Delta\phi$ (gauche) et $2\pi\varepsilon$ (droite) issus de deux fronts successifs aux instants T_k et T_{k+1} pour notre laser Thales v_1 est présenté Figure III.100 ci-après. La déviation standard aux instant T_k et T_{k+1} est mesuré avant et après correction sur ces signaux.

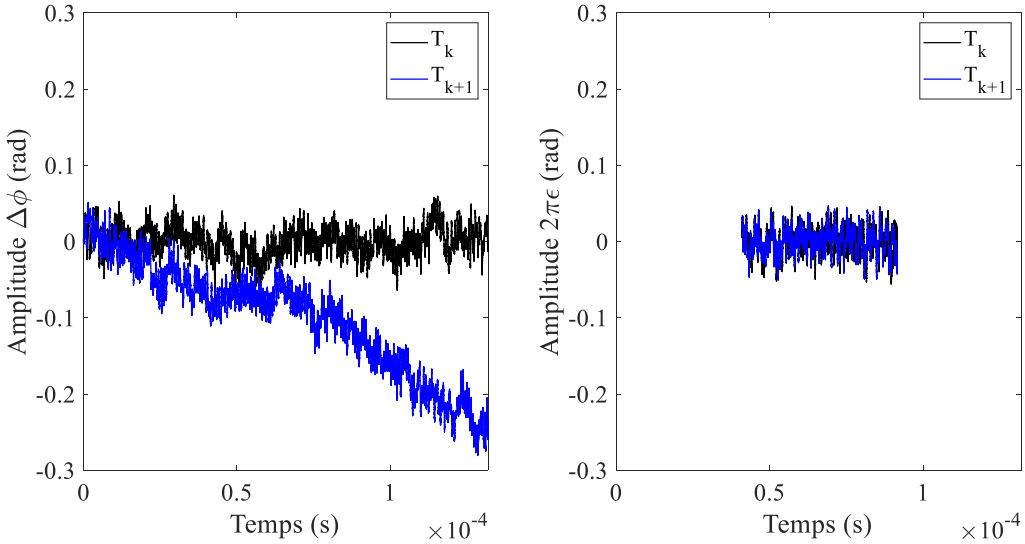


Figure III.100 : Allure de $\Delta\phi$ (gauche) et de $2\pi\varepsilon$ sur deux fronts de phase interférométriques successifs avec le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f \sim 200\ MHz$ et x = 0,5.

Nous raisonnons ainsi par analogie de $\Delta\phi$ avec $\Delta\tilde{\phi}_{av}$ et de $2\pi\varepsilon$ avec $\Delta\tilde{\phi}_{ap}$. En effet, dans notre interféromètre principal, la vision en capteur « virtuel » se comporte comme un interféromètre faiblement déséquilibré de longueur $\delta z = c/2n\delta\tau$ déporté à l'abscisse z_0. A la dimension du retard optique près, ces quatre grandeurs caractérisent une dérivée du bruit de phase laser avant et après correction : $\Delta\tilde{\phi}_{av}$ et $\Delta\tilde{\phi}_{ap}$ définissent une différence de bruit de phase stochastique entre l'abscisse $z_0 + \delta z$ et z_0 respectivement avant et après correction là où $\Delta\phi$ et $2\pi\varepsilon$ la réalise entre l'abscisse 0 et L_{aux}.

Cette mesure n'a donc pas vocation à fournir le niveau de bruit exact ramené sur le capteur par le bruit de phase stochastique laser mais plutôt de fournir un ordre de grandeur de cette contribution et d'évaluer l'apport de la correction numérique dans sa gestion.

On présente ainsi Figure III.101 les résultats obtenus pour le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 3.75\ kHz$, $\Delta f \sim 200\ MHz$ et $x = 0.5$. Les variations de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ sont analysées pour

chaque front sur 200 ms d'acquisition : on trace ainsi la STD de cette composante de bruit sur 749 fronts de modulation successifs avant et après correction.

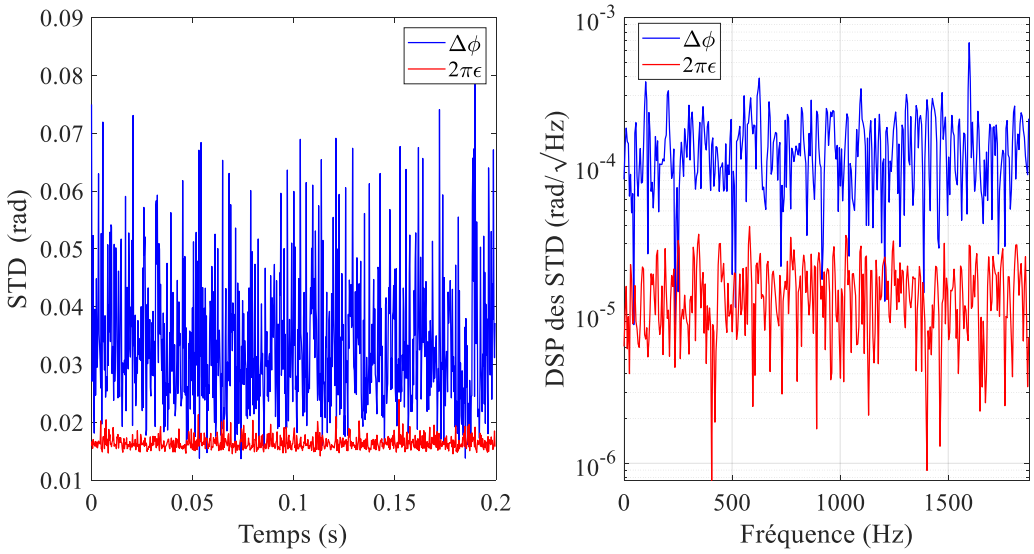


Figure III.101 : (Gauche) Mesure de la déviation standard STD des bruits de phase stochastique laser $\Delta\phi$ (avant correction) et de $2\pi\varepsilon$ (après correction) front après front sur la phase interférométrique auxiliaire pour le laser Thales v_1 modulé à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f \sim 200\ MHz$ et $x = 0.5$. (Droite) DSP des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ auxiliaire.

Par cette mesure, on montre une amélioration du niveau moyen de STD de quasiment un facteur 3, passant de 0.034 rad avant correction à 0.017 rad après correction. Cet effet est directement relié à la réduction du bruit basse fréquence que nous évoquions au chapitre II.C.2 en sortie de correction.

Si l'on regarde maintenant comment varient les STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ auxiliaire selon la base de temps T_k, les fluctuations front à front de cette composante de bruit sont également réduites d'un facteur 10 passant d'un STD de 0,11 rad avant correction à 0,012 rad après correction.

On retrouve cette réduction d'une décade en traçant la DSP des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ sur la base de temps T_k (voir Figure III.101). On passe en effet d'un plancher blanc de $1.10^{-4}\ rad/\sqrt{Hz}$ avant correction à un plancher de $1.10^{-5}\ rad/\sqrt{Hz}$ après correction.

Ainsi le niveau de bruit de phase stochastique post-correction est beaucoup plus stable d'un front de modulation à l'autre qu'avant correction.

Ce résultat est important pour nos applications capteur car il montre la capacité du *deskew filter* à uniformiser et réduire le niveau de bruit de phase de la trace auxiliaire sur toute la durée de l'acquisition. La contribution du bruit de phase laser sur ψ_{FUT} à la composante spectrale z_0 en est probablement réduite également.

D.2.b.ii. DSP de bruit pour les 4 lasers

On en revient maintenant au cas de nos mesures expérimentales présentées Figure III.98 et Figure III.99 sur nos 4 sources lasers. On représente Figure III.102 la STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ obtenues dans ces 4 configurations de modulation et pour une fenêtre d'acquisition de 100 ms.

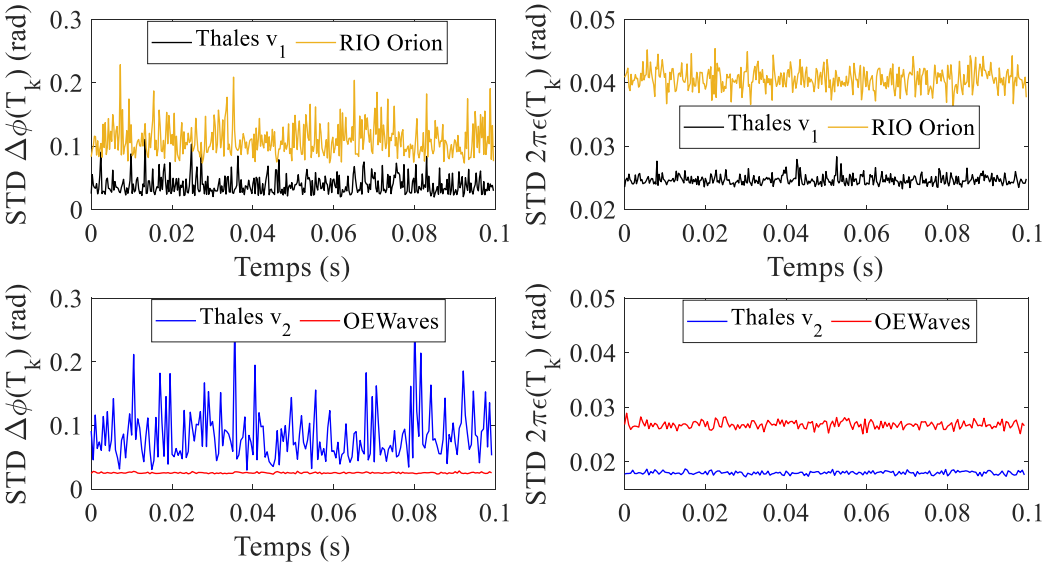


Figure III.102 : Comparaison pour les 4 sources lasers des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$.

Commençons par analyser les STD de $\Delta\phi$.

La comparaison du laser Thales v_1 et du laser RIO Orion asservi montre une meilleure stabilité du laser état-solide : un niveau moyen de 38 mrad contre 110 mrad est relevé avec une fluctuation autour de cette valeur également plus faible fronts à fronts (STD de 15 mrad contre 25 mrad).

A l'inverse, l'analyse comparée du laser OEWaves FM100 et du laser Thales v_2 caractérise des performances de bruit de phase plus uniformes et plus stables pour la source industrielle. Celui-ci présente en effet une STD moyenne de 25 mrad avec une dérive temporelle très maîtrisée de 0,9 mrad comparativement à notre source de laboratoire qui possède un niveau de bruit $\Delta\phi$ centré autour de 81 mrad avec une fluctuation de 41 mrad sur les 100 ms d'acquisitions.

Si l'on s'intéresse maintenant à la STD de $2\pi\varepsilon$, la comparaison des niveaux de bruit atteints par les différents lasers montre la grande efficacité et la grande robustesse de notre post-traitement numérique sur cette contribution de bruit.

Pour les lasers RIO Orion asservi et Thales v_1, c'est à nouveau notre laser qui présente des performances de bruit plus stables et plus faibles après correction. La STD de $2\pi\varepsilon$ atteint en effet les 25 mrad de valeur moyenne contre 40 mrad pour le laser RIO Orion. Pour les deux sources, les fluctuations autour de cette valeur moyenne sont également maîtrisées par la correction avec une dérive de l'ordre de 0,7 mrad pour le laser état-solide contre 1,6 mrad pour le laser RIO Orion soit un gain respectif de 21,4 et 15,6.

Les variations de la STD de $2\pi\varepsilon$ montrent également une efficacité plus grande de la correction sur le laser Thales v_2 que sur le laser OEWaves et ce malgré des performances de bruit largement en faveur du laser industriel avant correction. Avec une valeur moyenne de STD de 18 mrad contre 27 mrad et une dérive respective de 0,3 mrad et de 0,65 mrad, la correction permet d'atteindre des niveaux de bruit qui surpassent même ceux obtenus avec le laser OEWaves.

Cette plus grande efficacité de la correction numérique sur $\Delta\phi$ pour nos lasers état-solides confirme à nouveau que notre travail d'optimisation sur le traitement numérique a été judicieusement adapté à nos lasers de laboratoire (voir chapitre II).

Finalement, nous récapitulons dans le Tableau III.8 les niveaux plancher des DSP des déviations standards de $\Delta\phi$ et $2\pi\varepsilon$ obtenus pour les 4 configurations détaillées préalablement.

Tableau III.8 : Niveau plancher des DSP de bruit des STD de $\Delta\phi$ et de $2\pi\varepsilon$ pour les 4 lasers.

DSP de bruit ($\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}}$)	*Thales* $\boldsymbol{v_1}$	*Rio Orion asservi*	*Thales* $\boldsymbol{v_2}$	*OEWaves FM100*
Avant correction	-40 (blanc)	$-35{,}2$ (blanc)	$-32{,}2$ (blanc)	-50 (blanc)
Après correction	-50 (blanc)	-47 (blanc)	-54 (blanc)	-50 (blanc)

Dans ce tableau, l'analyse des niveaux de bruit relevés après correction montre des plancher de bruit qui sont tous relativement proches des $-50\ dB.rad/\sqrt{Hz}$ et ce quelle que soit la source laser considérée ou la DSP de $\Delta\phi$ initiale. Ce niveau reste également voisin des niveaux de sensibilité maximum atteints par notre mesure DAS « FMCW » aux points présentant une forte intensité réfléchie (Figure III.90).

Néanmoins comme nous le mentionnons dans ce tableau, les niveaux de bruit relevés sont blancs et ne permettent donc pas d'expliquer la remontée de bruit basse fréquence observée au III.B.4.

Nous poursuivons donc notre analyse sur les fluctuations temporelles de $\gamma(T_k)$.

D.2.c. Fluctuation des $\gamma(T_k)$

D.2.c.i. Analyse sur un cas expérimental

Nous nous intéressons maintenant à la stabilité temporelle de la pente de modulation γ. Comme précédemment sur $\Delta\phi$, l'objectif est ici de savoir dans quelle mesure la dispersion des $\gamma(T_k)$ autour d'un γ_{moy} est maîtrisée par l'application du *deskew filter* et d'estimer le niveau de bruit équivalent capteur ramené par cette contribution de bruit.

On présente ci-après Figure III.103 les résultats obtenus sur le laser Thales v_1 pour la modulation symétrique à $f_{mod} = 3{,}75\ kHz$, $\Delta f = 396.8$ MHz ($\gamma_{moy} = 2{,}97\ GHz/ms$) que nous avions évoquée tout au long du II.B. On traite ici les données sur une durée de 200 ms ce qui correspond à l'analyse consécutive de 750 fronts successifs.

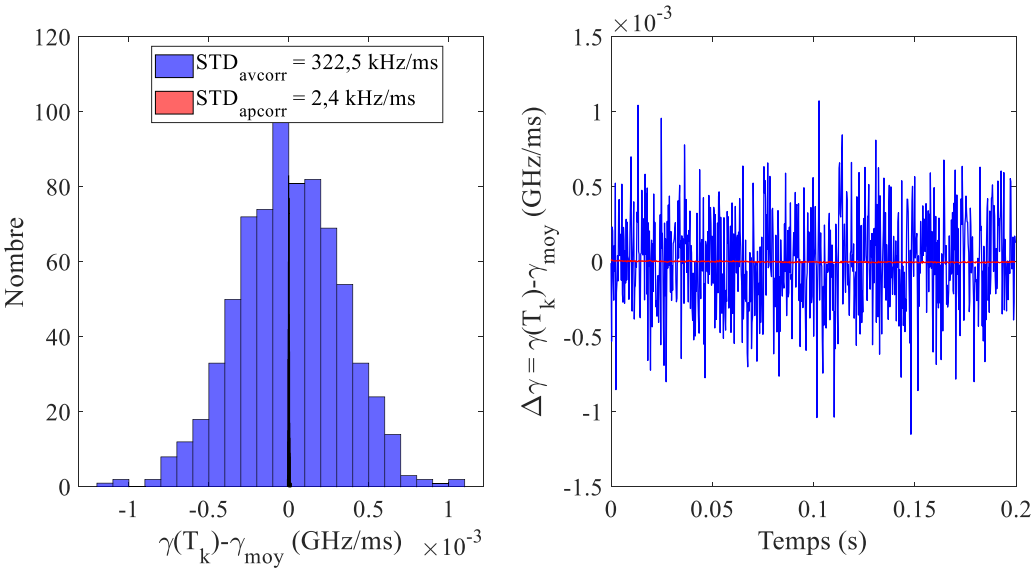


Figure III.103 : Analyse des fluctuations temporelles des $\gamma(T_k)$ mesurées expérimentalement pour le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 3,75 kHz et Δf = 396,8 MHz avant (bleu) et après (rouge) correction.(Gauche) Histogramme des $\gamma(T_k)$ par rapport à la rapidité moyenne de modulation γ_{moy}. (Centre) Valeur de $\Delta\gamma = \gamma(T_k) - \gamma_{moy}$ sur 200 ms d'acquisition (750 fronts successifs).

Pour rappel, la rapidité de modulation $\gamma(T_k)$ est remesurée numériquement à chaque front montant de phase interférométrique auxiliaire par fit linéaire avant et après correction (respectivement les encadrés verts Figure II.12 et Figure II.21). On rappelle également que le bruit de cette opération numérique par succession de fits linéaires a été réalisée sur un signal théorique présentant une pente $\gamma = 3$ GHz/ms constante au cours des T_k et sans présence de non-linéarités de modulation. Une STD des γ_k de 0,106 kHz/ms sur 750 fronts de phase auxiliaires successifs a ainsi été mesurée.

Comme légendé sur la Figure III.103 de gauche et dans le cas de notre mesure expérimentale avec le laser Thales v_1, la STD des $\gamma(T_k)$ passe de 322,5 kHz/ms avant correction à 2,4 kHz/ms après correction soit un gain d'un facteur 134 entre les deux étapes.

Le *deskew filter* est donc là encore très efficace pour stabiliser la rapidité de modulation laser et permettre une meilleure reproductibilité de la forme d'onde sur nos durées d'acquisition.

Néanmoins, la présence de variations résiduelles après correction montre que, contrairement au cas idéal du chapitre II, le post-traitement numérique ne filtre pas totalement les termes de phase en $\pi\gamma\tau^2$. On réécrit ainsi plus justement $\psi_{FUT,ap}$ tel que :

$$\psi_{FUT,ap}(z,T_k) = \frac{4\pi n}{c} f_{0,ap}(T_k).z - \frac{8\pi n^2}{c^2}\gamma_{ap}(T_k).z^2 + 2\pi\tilde{\varepsilon}(z,T_k) \qquad \text{III.D.3}$$

En ignorant les autres sources de bruit, les fluctuations de γ ont donc une double incidence sur nos mesures. Sur nos faisceaux de courbe, elles conduisent tout d'abord à la visualisation d'une croissance parabolique de Ψ_k :

$$\Psi_k(z) = -\frac{8\pi n^2}{c^2}\delta\gamma_{ap}(T_k).z^2 \qquad \text{III.D.4}$$

avec $\delta\gamma_{ap}(T_k) = \gamma(T_k) - \gamma(T_1)$. Pour une STD de 322,5 kHz/ms et 2,4 kHz/ms, le coefficient directeur de la parabole vaux respectivement 0,2 $\mu rad/m^2$ et 1,5 $nrad/m^2$. Cet effet est donc relativement faible sur fibre courte mais beaucoup plus impactant sur des fibres sondées plus longues. Cette croissance parabolique est notamment visible sur la Figure III.82 présentée préalablement pour une fibre de 8 km où l'on détecte différentes paraboles pour différents Ψ_k considérés.

L'autre incidence des fluctuations de γ selon l'axe T_k concerne le signal capteur. En repartant de l'expression III.D.3, la DSP de bruit équivalent ramenée par les fluctuations de γ s'écrit :

$$DSP(S_{cap,ap})\left[rad.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] = \frac{8\pi n^2}{c^2} z.\delta z.DSP(\gamma_{ap})\left[Hz.s^{-\frac{1}{2}}\right] \qquad \text{III.D.7}$$

Par cette expression, la contribution des fluctuations de γ au seuil de sensibilité de notre capteur augmente linéairement avec la position considérée dans la fibre et avec la résolution spatiale δz.

En reprenant l'exemple de notre laser Thales v_1 présenté Figure III.103, avec δz = 0,55 m (voir II.B.5.b) et pour un z_0 de 10 km, la DSP des $\gamma(T_k)$ montre un niveau de bruit blanc sur toute la bande acoustique [5 Hz : 1875 Hz] avec un niveau en équivalent bruit capteur avant et après correction de respectivement $-48{,}1\ dB.rad/\sqrt{Hz}$ et $-70\ dB.rad/\sqrt{Hz}$.

On détecte ici la grande efficacité du *deskew filter* pour uniformiser et stabiliser la modulation de fréquence laser qui permet de réduire de presque 22 dB la contribution de bruit liée aux fluctuations temporelle de γ.

D.2.c.ii. DSP de bruit pour les 4 lasers

Comme pour les variations de $\Delta\phi$, on s'intéresse maintenant aux variations des $\gamma(T_k)$ dans les cas expérimentaux du III.D.1. On représente ainsi Figure III.104 les courbes obtenues pour nos quatre sources lasers.

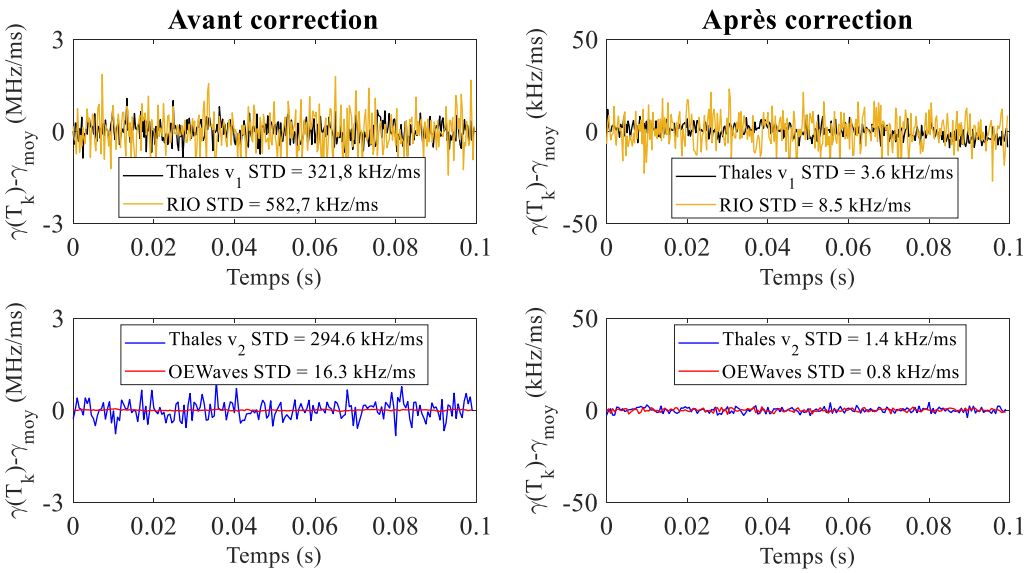


Figure III.104 : Comparaison des variations des $\gamma(T_k)$ pour les 4 sources lasers avant et après correction.

On commence à nouveau par analyser les différences de stabilité des γ avant correction.

La comparaison du laser Thales v_1 avec le laser RIO Orion asservi montre ainsi une plus grande reproductibilité des γ pour notre laser de laboratoire. On relève en effet une STD des $\gamma(T_k)$ qui vaut 321,8 kHz/ms contre 582,7 kHz/ms sur les 100 ms d'acquisition.

Concernant la comparaison des laser Thales v_2 et OEWaves FM100, c'est cette fois-ci le laser industriel qui présente le plus de stabilité avant correction. On observe une STD de 294,6 kHz/ms contre seulement 16,3 kHz/ms pour le laser OEWaves soit un facteur 18 de différence.

En revanche après correction, et comme nous l'avons vu préalablement sur $2\pi\varepsilon$, le traitement numérique réduit et uniformise fortement les fluctuations de γ indépendamment de la source.

Les STD obtenues pour les lasers Thales v_1 et RIO Orion passent respectivement à 3,6 kHz/ms et 8,5 kHz/ms. Les variations temporelles des γ du laser Thales v_1 restent donc tout de même plus stables que celles du RIO Orion après correction.

Les fluctuations de γ sont également réduites à 1,4 kHz/ms pour le laser Thales v_2 et 0,8 kHz/ms pour le laser OEWaves FM100 soit une différence de moins d'un facteur 2 entre les deux sources. Le laser industriel reste là encore et malgré tout le plus stable.

Enfin, on répertorie dans le Tableau III.9 les niveau plancher des DSP de $\gamma(T_k)$ en équivalent bruit de phase capteur. Etant donnée l'équation III.D.7 qui montre une dépendance de cette DSP en fonction de la position considérée et de la résolution spatiale de la mesure, nous définissons les valeurs de DSP en bout de fibre (1600 m pour les lasers Thales v_1 et RIO Orion et 8730 m pour les lasers Thales v_2 et OEWaves). Nous rappelons également les résolutions spatiales post-correction obtenues pour chacune de ces mesures (δz = 0,38 m pour la comparaison Thales v_1/RIO Orion et δz = 0,76 m pour la comparaison Thales v_2/OEWaves).

Tableau III.9 : Niveau plancher des DSP de bruit des $\gamma(T_k)$ pour les 4 lasers.

DSP de bruit $(\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}})$	*Thales* $\boldsymbol{v_1}$ $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,38 m*	*RIO Orion asservi* $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,38 m*	*Thales* $\boldsymbol{v_2}$ $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,76 m*	*OEWaves* $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,76 m*
Avant correction	-60 (à 1600 m)	-57 (à 1600 m)	-50 (à 8730 m)	-60 (à 10 Hz) -70 (à 1 kHz) (à 8730 m)
Après correction	-80 (à 1600 m)	-75 (à 1600 m)	-75 (à 8730 m)	$-75{,}2$ (à 8730 m)

Par ce tableau, on montre ici que les niveaux de bruit équivalent ramenés en sortie de correction par les fluctuations de γ sont très faibles, et qu'ils atteignent des seuils bien inférieurs aux niveaux de sensibilité de notre mesure DAS « FMCW » et ce quelle que soit la source considérée.

L'évolution temporelle des $\gamma(T_k)$ ne permet donc pas d'expliquer le bruit de nos capteurs « virtuels » et nous présentons donc dans le paragraphe suivant l'étude des fluctuation de $f_0(T_k)$.

D.2.d. Fluctuations des $f_0(T_k)$

Après avoir discuté de la gestion des variations de $\gamma(T_k)$ et de la réduction de $\Delta\phi$, nous nous intéressons ici à la stabilisation de $f_0(T_k)$, fréquence initiale à l'entame de chaque front de phase interférométrique.

On représente Figure III.105, le cas expérimental d'une modulation de fréquence obtenu avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 10 kHz sur une durée d'acquisition de 1 ms (10 motifs de modulation successifs). En zoomant sur l'origine de ces motifs successifs, une dérive lente de l'origine de chaque front est clairement observée. Dans ce cas précis, cette dérive est de l'ordre de 500 kHz sur la milliseconde d'acquisition ce qui reste faible vis-à-vis des 250 MHz de modulation laser (représente 0,2%).

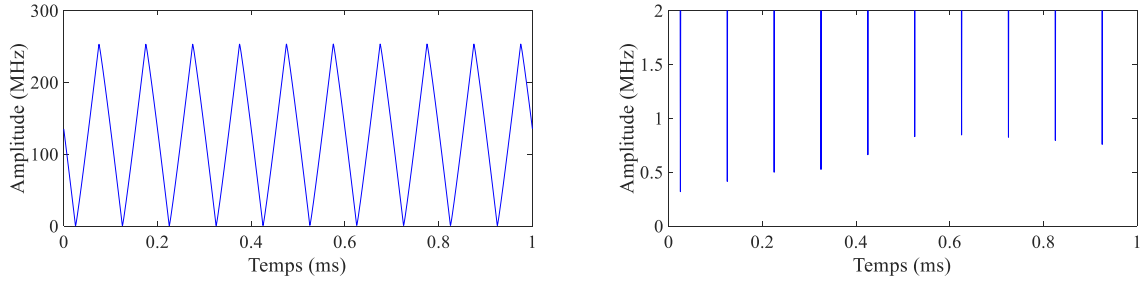


Figure III.105 : (Gauche) Modulation de fréquence mesurée expérimentalement sur la laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 10 kHz pendant 1 ms d'acquisition. (Droite) Zoom sur l'origine des dix motifs de modulation successifs.

On s'interroge néanmoins sur l'impact de cette faible dérive sur le terme de phase spectrale ψ_{FUT}.

Par analogie avec le développement théorique précédent pour γ, les expressions des faisceaux de courbe et le niveau de bruit ramené sur le signal capteur par $f_0(T_k)$ en absence d'autres contributions de bruit s'écrivent :

$$\begin{cases} \Psi_k(z) = \dfrac{4\pi n}{c}\delta f_0(T_k).z \\ DSP(S_{cap})\left[rad.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] = \dfrac{4\pi n}{c}\delta z.DSP(f_0)\left[Hz.Hz^{-\frac{1}{2}}\right] \end{cases} \qquad \text{III.D.8}$$

Avec $\delta f_0(T_k) = f_0(T_k) - f_0(T_1)$. Par ces deux équations, les fluctuations temporelles de f_0 conduisent d'une part à l'obtention théorique de faisceaux de courbe qui varient linéairement avec la distance et d'autre part à une contribution du bruit capteur fonction de la résolution spatiale mais uniforme sur toute la fibre.

Pour évaluer la présence de ces fluctuations, nous présentons dans la sous partie suivante une analyse menée au cours de la troisième année de thèse sur les signaux Ψ_k. Par cette étude, nous mettons en évidence un biais de notre correction numérique dans la gestion des fluctuations temporelles de f_0. Nous montrons que la première version de notre post-traitement numérique transmettait les fluctuations de f_0 à l'interféromètre principal sans les corriger ($f_{0,ap}(T_k) = f_{0,av}(T_k)$) et que notre correction numérique était transparente vis-à-vis de ces variations. Nous identifions la source du problème et la solutionnons en vue d'une amélioration des performances systèmes.

D.2.d.i. Mise en évidence d'un biais de correction numérique

On présente à ce titre Figure III.106 l'allure de différents signaux Ψ_k obtenus à différents instants T_k dans le cas d'une mesure DAS « FMCW » réalisée avec le laser Thales v_1 modulé à f_{mod} = 10 kHz, Δf = 264 MHz et x = 0,5 sur une fibre de 520 m.

Un transducteur piézo-électrique est disposé à 20 m de l'entrée de la fibre et est détecté sur chacun de ces faisceaux par la présence d'un saut de phase.

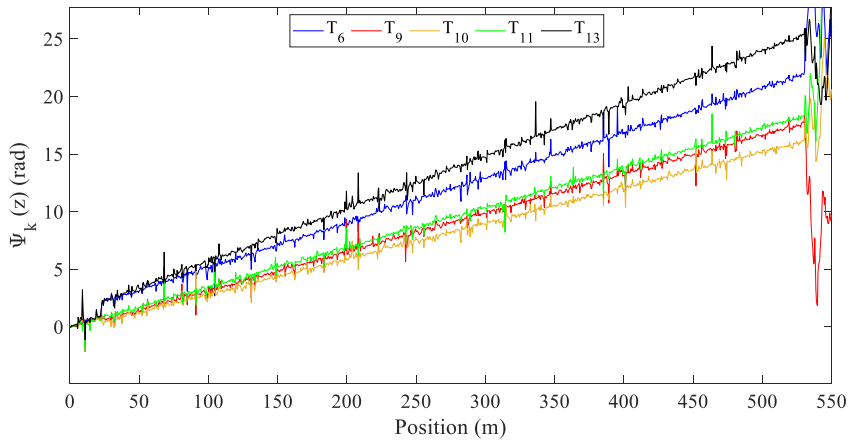


Figure III.106 : Faisceaux de courbe obtenus successivement sur 5 fronts montants avec le laser Thales v_1 à f_{mod} = 10 kHz, Δf = 264 MHz, x = 0,5.

Les faisceaux de courbe alors observés présentent une variation très linéaire en fonction de z avec des pentes variables d'un instant T_k à un autre. Cette croissance des Ψ_k le long de la fibre capteur montre ainsi une prédominance du terme δf_0 vis-à-vis des autres contributions de bruit laser fluctuants selon T_k ($\delta\gamma$ et et $\Delta\tilde{\phi}_{ap}$).

Néanmoins, les valeurs de pente relevées sur ces faisceaux de courbe ne montrent aucune corrélation avec l'origine des fronts de phase interférométriques du signal de la FUT après correction.

Pour comprendre l'origine de ces pentes, nous décidons alors de comparer ces valeurs à l'origine des fronts de phase de notre interféromètre auxiliaire qui sert de référence de mesure pour la correction des non-linéarités de modulation.

On relève ainsi la valeur des $\delta f_0(T_k) = f_0(T_k) - f_0(T_1)$ obtenue sur la phase interférométrique auxiliaire aux 5 instants T_k correspondant aux faisceaux de courbe présentés Figure III.106. La fréquence f_0 est obtenue en divisant l'origine de chaque front de phase par la grandeur $1/2\pi\tau_{aux}$. On représente alors Figure III.107 les valeurs de pentes obtenues en fonction du δf_0 associé.

La régression linéaire de ces données présente alors un coefficient de corrélation proche de l'unité avec une droite dont la pente vaut également 1.

Par cette mesure, on montre ainsi que les fluctuations lentes de f_0 échantillonnées par l'interféromètre auxiliaire sont transmises au signal capteur et qu'elles ne sont pas compensées par notre première version du post-traitement numérique. En s'appuyant sur l'expression

III.D.8, on transfert ainsi également une contribution de bruit sur nos signaux capteurs « virtuels ».

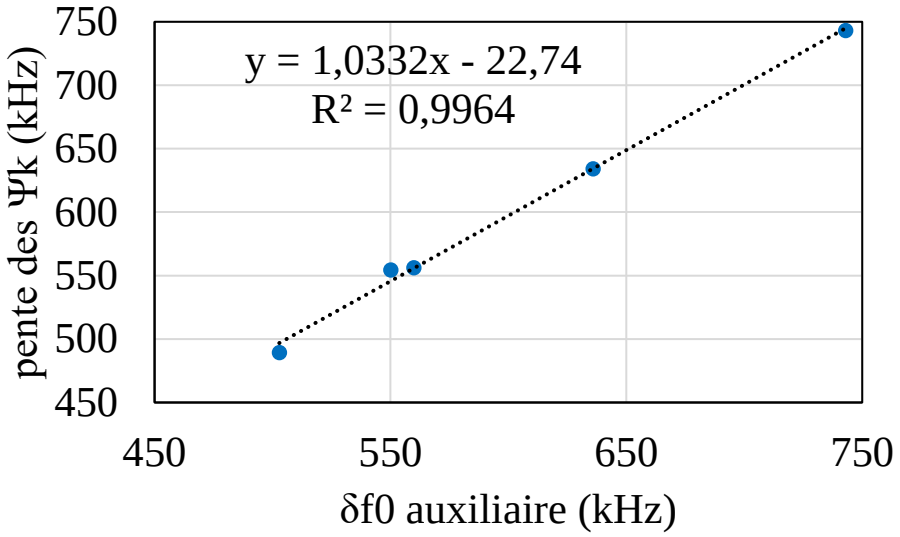


Figure III.107 : (Haut) Mesure de δf_0 pour une succession de fronts de phase interférométrique auxiliaire. (Bas) Comparaison de la pente des Ψ_k avec l'origine de quelques fronts de phase.

A la suite de ces observations, nous sommes parvenus à identifier l'élément de notre code Matlab à l'origine de ce transfert de bruit problématique. Cet élément résulte de notre méthode d'évaluation de la non-linéarité $\Delta\xi$ en chaque front de modulation (voir chapitre II).

Comme décrit dans le chapitre II.B.3, notre premier protocole de traitement consistait à retirer l'origine des fronts de phase auxiliaire (⇔ obtention des $\Delta\varphi_{aux}^{0}$) avant d'extraire $\Delta\xi$ de chaque front. L'estimation des $\xi(T_k)$ ne prenait ainsi pas en compte cette variation lente front à front que nous estimions être liée aux fluctuations thermiques de l'interféromètre. Par l'analyse précédemment menée, cette source de bruit négligée correspondait en réalité à une dérive lente de la modulation de fréquence.

Ainsi, notre post-traitement numérique a été adapté en évaluant cette fois-ci la non-linéarité de modulation laser sur un front de phase interférométrique auxiliaire dont l'origine n'est plus retirée. Par cette méthode, nous montrons dans la sous-partie suivante l'apport de la correction numérique sur la réduction des fluctuations f_0.

D.2.d.ii. Réduction des fluctuations de f_0

Nous présentons ainsi Figure III.108 la mesure des f_0 à nouveau sur le cas de notre laser Thales ν_1 modulé à f_{mod} = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5 mais cette fois-ci avec une 2e version de notre code Matlab. La durée d'acquisition vaut ici 200 ms et l'on observe à nouveau 749 fronts successifs.

On représente simultanément les variations de $\delta f_0(T_k)$ ainsi que la DSP des $f_0(T_k)$ avant et après correction visualisée sur une bande passante de [5 Hz : 1875 Hz].

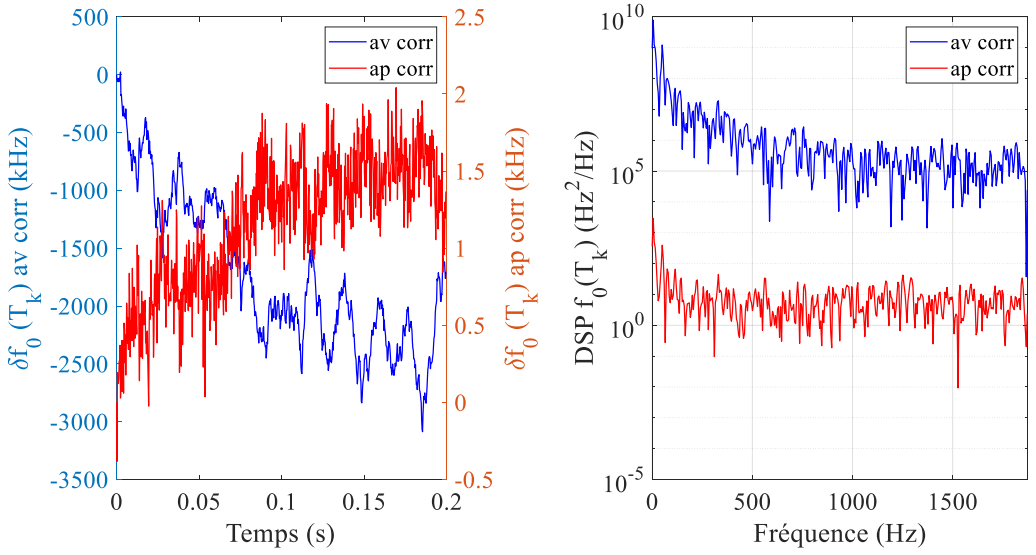


Figure III.108 : (Gauche) Variation de l'origine de 749 fronts de phase interférométrique auxiliaire successifs (ramenée en fréquence) mesurée avant et après correction sur le laser Thales v_1 à f_{mod} = 3,75 kHz, Δf = 396,8 MHz et x = 0,5. (Droite) DSP de cette variation de $f_0(T_k)$ sur 200 ms d'acquisition.

On relève ici l'efficacité de la correction numérique par la stabilisation et la réduction des fluctuations de f_0.

Avant correction, on mesure en effet une variation des f_0 qui s'étend sur une plage de 3 MHz pendant les 200 ms d'acquisition soit une dérive de 15 MHz/s (15 MHz tous les 3750 fronts de modulation). La dérive visible est donc lente, principalement basse fréquence et présente une composante oscillante à 50 Hz que l'on associe au bruit de l'électronique de modulation. Comparativement à Δf, cette variation de 3 MHz représente 0,76 % de l'amplitude de modulation initiale ce qui reste faible.

Après correction, on note une nette réduction de ces fluctuations. La variation des f_0 sur la durée d'acquisition est de l'ordre de 2 kHz soit une dérive de 40 kHz/s. Ramenée par rapport à l'amplitude Δf, elle ne représente plus que 5.10^{-4} % soit une amélioration de plus d'un facteur 1500 de la stabilité.

Cela se traduit également par une DSP de f_0 qui chute drastiquement de presque 50 dB sur toute la bande avec notamment une décroissance du niveau de bruit plus rapide basse fréquence.

Connaissant la résolution spatiale post-correction ($\delta z = 0{,}55\ cm$) on estime alors l'apport du *deskew filter* dans la réduction de la contribution de f_0 au bruit capteur (voir expression III.D.8). Avant correction, la variation de la DSP de f_0 entre $10^9\ Hz^2/Hz$ (DC) et $10^5\ Hz^2/Hz$ (haute fréquence) génère un plancher de bruit capteur variant entre 1 $mrad/\sqrt{Hz}$ et 11 $\mu rad/\sqrt{Hz}$. Après correction, cette variation est maîtrisée et réduite : la DSP de f_0 variant entre $10^3\ Hz^2/Hz$ (DC) et $10\ Hz^2/Hz$ (haute fréquence) conduit à réduire le plancher de bruit équivalent capteur entre 1 $\mu rad/\sqrt{Hz}$ et 110 $nrad/\sqrt{Hz}$.

Qu'en est-il maintenant sur les mesures des quatre sources lasers du III.D.1 ?

D.2.d.iii. DSP de bruit pour les 4 lasers

On présente ainsi Figure III.109 la comparaison des δf_0 obtenus avant et après correction pour les 4 sources.

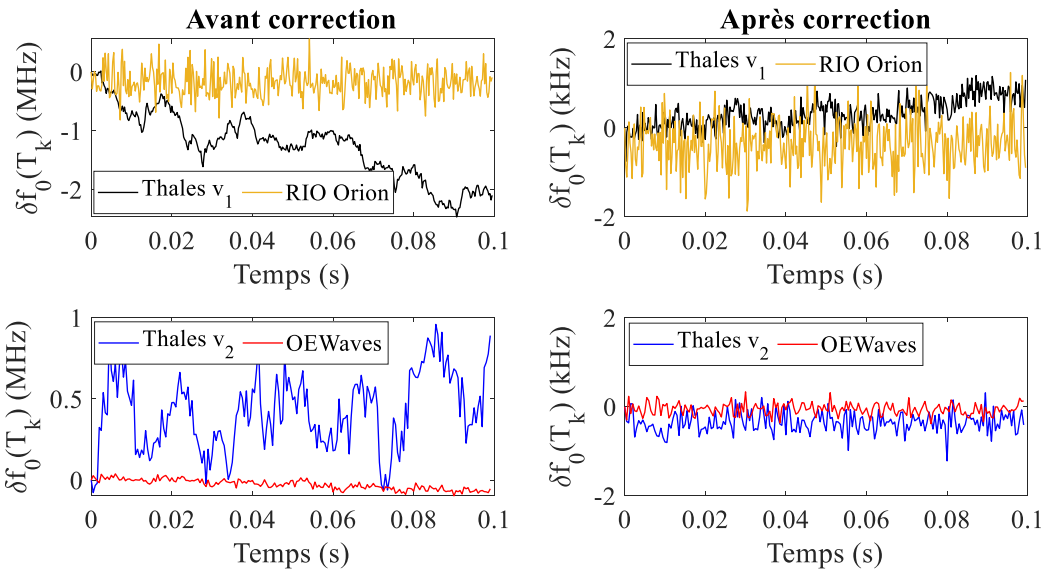


Figure III.109 : Comparaison des variations de $f_0(T_k)$ pour les 4 sources lasers avant et après correction avec la version v_2 du code Matlab.

Avant correction, la comparaison expérimentale des variations de f_0 montre une très nette différence entre les lasers industriels et nos lasers de laboratoire en terme de stabilité.

Sur les 100 ms d'acquisition, δf_0 reste centré en 0 avec une STD de 230 kHz pour le RIO Orion asservi. A l'inverse, le laser Thales v_1 dérive de presque 2 MHz sur cette même durée.

Ce résultat n'est malgré tout pas surprenant car la source RIO Orion présente d'ores et déjà un asservissement de sa modulation, ce qui n'est pas le cas de notre source laser.

De même pour la comparaison du laser Thales v_2 avec le laser OEWaves FM100, on retrouve également une variation lente de la modulation de fréquence plus grande pour notre laser de laboratoire. Les fluctuations de f_0 du laser Thales v_2 sont de l'ordre du MHz comparativement au laser OEWaves FM100 qui présente une dérive extrêmement faible de seulement 30 kHz sur 100 ms d'acquisition.

Après correction, on montre en revanche et à nouveau la grande robustesse de la correction numérique pour post-traiter ces variations.

Pour les lasers RIO Orion asservi et Thales v_1, les fluctuations temporelles des deux lasers sont maintenues en dessous de 2 kHz. Malgré la différence de stabilité évoquée avant correction, la deuxième version de notre code Matlab conduit à une plus grande stabilisation de la dérive temporelle du laser Thales v_1 qui passe à une STD de 330 Hz contre 530 Hz pour la laser RIO Orion.

Idem pour la comparaison du laser Thales v_2 avec le laser OEWaves FM100, les δf_0 sont réduits et harmonisés pour les deux sources. On passe ainsi à une dérive de 230 Hz pour le laser Thales v_2 contre 130 Hz pour le laser OEWaves.

Comme pour les autres sources de bruit phase évoquées précédemment, la correction numérique permet d'uniformiser les fluctuations de f_0 sur la durée d'acquisition et ce indépendamment des niveaux de bruit initiaux.

On récapitule finalement les niveaux plancher des DSP de bruit de f_0 ramenés en niveau de bruit capteur dans le Tableau III.10 ci-après.

Tableau III.10 : Niveau plancher des DSP de bruit des $f_0(T_k)$ pour les 4 lasers.

DSP de bruit $(\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}})$	*Thales* $\boldsymbol{v_1}$ $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,38 m*	*RIO Orion asservi* $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,38 m*	*Thales* $\boldsymbol{v_2}$ $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,76 m*	*OEWaves* $\boldsymbol{\delta z}$ *= 0,76 m*
Avant correction	$-35{,}2$ (à 10 Hz) -50 (à 1,5 kHz)	-43 (blanc)	-40 (à 10 Hz) -45 (à 1kHz)	-50 (blanc)
Après correction	-75 (blanc)	-70 (blanc)	-70 (blanc)	-74 (blanc)

Par ces relevés, on montre à nouveau la grande efficacité de la correction numérique qui permet de réduire la contribution de bruit capteur des δf_0 en dessous de $-70\ dB.rad/\sqrt{Hz}$ et ce sur toute la bande d'écoute et quelle que soit la source laser considérée. Ce niveau étant bien inférieure au niveau de bruit capteur obtenu après correction dans le cas de nos mesures du III.D.1, on écarte donc cette contribution de bruit de l'origine de la sensibilité de notre mesure.

En revanche, avant correction, cette mesure de DSP permet également de ré-insister sur la différence entre nos lasers de laboratoire et les lasers industriels. Comme nous l'avons déjà évoqué Figure III.108 et comme nous l'observons à nouveau ici, nos sources lasers état-solides présentent une DSP de f_0 qui remonte basse fréquence, à l'inverse des sources RIO Orion et OEWaves qui affichent un niveau de bruit blanc sur toute la plage.

De plus, le niveau de bruit capteur basse fréquence ramené par les fluctuations de f_0 est très comparable au niveau de bruit expérimental capteur obtenu en Figure III.85 et Figure III.86 avec la première version de notre post-traitement. Par l'adaptation de notre code Matlab, on montre dans le paragraphe suivant qu'il est possible de réduire cette contribution de bruit après correction et ainsi d'améliorer le niveau de bruit capteur basse fréquence.

D.3. Réduction du plancher de bruit basse fréquence

On propose ici d'analyser l'apport de la nouvelle version de notre code Matlab sur le cas expérimental de la Figure III.86. On représente pour ce faire Figure III.110 l'évolution du plancher de bruit capteur à la position du transducteur piézo-électrique excité à 132 Hz en passant de la version 1 à la version 2 de notre post-traitement.

Les tracés bleu et noir représentent les DSP de S_{cap} obtenues respectivement avec la version v_1 et v_2 du code Matlab à la position 505,8 m. Les courbes rouge et jaune montrent également la DSP de f_0 ramenée en bruit capteur dans le cas respectif de la première et de la seconde version du post-traitement numérique.

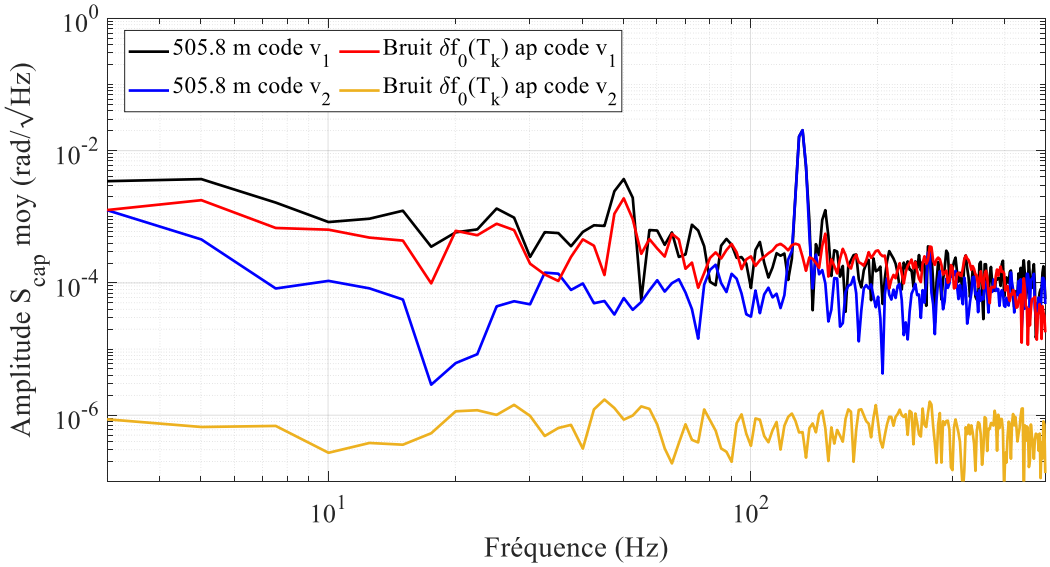


Figure III.110 : Allure de la DSP capteur mesurée à 505,8 m ($\delta z_{postcorr}$ = 2,43 m) dans le cas d'un traitement numérique avec (noir) et sans (rouge) retrait de l'origine des fronts de phase avant mesure de la non-linéarité et post-correction par deskew filter.

La transmission du bruit de f_0 sur le signal capteur est très clairement visible avec la première version de notre code Matlab. Le niveau de bruit basse fréquence de la DSP capteur colle parfaitement avec la DSP de f_0 dont on retrouve notamment les contributions caractéristiques à 50 Hz et 150 Hz.

Sur le deuxième protocole de traitement, l'impact des fluctuations de f_0 sur le signal capteur devient marginal. La DSP de f_0 est cette fois-ci blanche avec un niveau de l'ordre de $-60\ dB.rad/\sqrt{Hz}$. Les contributions à 50 Hz et 150 Hz disparaissent et la DSP capteur s'aplatit avec un niveau de bruit homogène sur toute la bande passante de $-40\ dB.rad/\sqrt{Hz}$.

A cette distance et avec le nouveau protocole de traitement, la contribution de bruit qui limite le niveau de sensibilité capteur est donc disjointe des variations de $f_0(T_k)$.

Pour évaluer l'apport de ce nouveau traitement sur le niveau de bruit capteur à différentes longueurs de fibre, nous présentons finalement Figure III.111 la comparaison des DSP de S_{cap} obtenues au niveau du PZ1 (505,8 m) et PZ2 (8127,2 m) avec les deux versions du post-traitement numérique et toujours pour le même jeu de données que la Figure III.86.

A 8127,2 m on note là encore une amélioration du niveau de bruit capteur en passant de la version 1 à la version 2 du *deskew filter*. Cela se matérialise à nouveau par la disparition de la contribution à 50 Hz et par un bruit basse fréquence plus faible.

En revanche, cette atténuation est tout de même moindre par rapport à celle visible à 505,8 m. En reprenant le profil OFDR associé à cette mesure et en comparant l'amplitude moyenne rétrodiffusée au cours du temps au niveau de ces deux échantillons, on détermine la cause de cette différence comme un écart d'intensité rétrodiffusée. On relève en effet des amplitudes moyennes de 105 dBmV à 505,7 m et 87 dBmV à 8127,2 m soit un écart de presque 20 dB. En s'appuyant sur notre discussion dans le III.C, la plus faible intensité rétrodiffusée à 8127,2 m fait apparaître un niveau de bruit capteur plus haut.

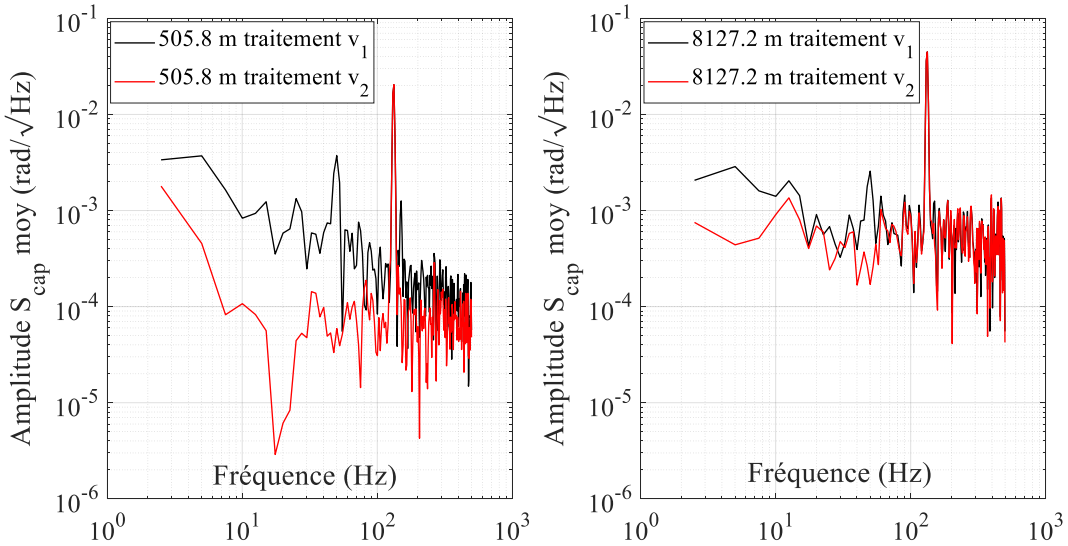


Figure III.111 : DSP des signaux S_{cap} obtenues à 500 m et 8100 m avec la version 1 et 2 du post-traitement numérique.

D.4. Discussion et conclusion sur les sources de bruit de phase limitantes

Pour conclure la discussion du III.D, nous récapitulons dans le Tableau III.11 ci-après l'ensemble des planchers de bruit des DSP de γ, f_0 et du bruit stochastique laser que nous avons présentés tout au long de cette partie pour les quatre sources lasers mises en jeu.

De l'ensemble des résultats présentés dans cette partie, nous tirons plusieurs conclusions sur les sources de bruit qui contribuent au plancher de nos capteurs « virtuels ».

Après correction, l'analyse des variations de $\gamma(T_k)$ montre des niveaux de bruit atteints bien plus faibles que le maximum de sensibilité obtenu expérimentalement par notre système DAS interrogé par 4 sources lasers différentes. Sur une fibre de moins de 10 km et pour des résolutions spatiales métriques voir sub-métriques, les fluctuations de γ ne contribuent donc pas au niveau de sensibilité de notre système.

De même, l'application d'un post-traitement adapté pour la gestion des variations de f_0 permet de réduire considérablement le niveau de bruit capteur ramené par cette contribution et de le rendre également négligeable par rapport aux sensibilités obtenues expérimentalement. En revanche, si cette dérive lente n'est ni compensée par la correction ni maîtrisée par un asservissement de la modulation laser, elle impacte directement le niveau de bruit capteur et impose notamment une augmentation basse fréquence du plancher de bruit sur nos signaux.

Tableau III.11 : Tableau récapitulatif des niveaux de bruit équivalent capteur ramenés par les variations temporelles de f_0, γ et $\Delta\phi$ dans les 4 configurations précédentes (Thales v_1, v_2, RIO Orion asservi et OEWaves $FM100$) avant et après correction.

Paramètres	*DSP $\boldsymbol{\gamma(T_k)}$ (en $\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}}$)*		*DSP $\boldsymbol{\delta f_0(T_k)}$ (en $\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}}$)*		*DSP STD Bruit de phase stochastique (en $\boldsymbol{dB.rad/\sqrt{Hz}}$)*	
Lasers	Av. corr.	Ap. corr.	Av. corr.	Ap. corr.	$\boldsymbol{\Delta\phi}$	$\boldsymbol{2\pi\varepsilon}$
Thales $\boldsymbol{v_1}$ *$\boldsymbol{\delta z}$ = 38 cm*	− 60 (à 1600 m)	**− 80** (à 1600 m)	**− 35,2** (à 10 Hz) **−50** (à 1,5 kHz)	**− 75** (blanc)	− 40 (blanc)	**− 50** (blanc)
RIO Orion asservi *$\boldsymbol{\delta z}$ = 38 cm*	− 57 (à 1600 m)	**− 76** (à 1600 m)	− 43 (blanc)	**− 70** (blanc)	− 35,2 (blanc)	**− 47** (blanc)
Thales $\boldsymbol{v_2}$ *$\boldsymbol{\delta z}$ = 76 cm*	− 50 (à 8730 m)	**− 75** (à 8730 m)	**− 40** (à 10 Hz) **− 45** (à 1kHz)	**− 70** (blanc)	− 32,2 (blanc)	**− 54** (blanc)
OEWaves FM100 *$\boldsymbol{\delta z}$ = 76 cm*	− 60 (à 10 Hz) − 70 (à 1 kHz)	**−75,2** (à 8730 m)	− 50 (blanc)	**− 74** (blanc)	− 50 (blanc)	**− 50** (blanc)

Par le Tableau III.11, la contribution de bruit (après correction) qui présente alors un niveau de sensibilité le plus proche des niveaux de bruit minimum atteint sur nos capteurs « virtuels » est le bruit de phase stochastique laser.

Bien que notre analyse n'ait été menée que sur le bruit phase mesuré sur le signal interférométrique auxiliaire et non directement sur la phase spectrale ψ_{FUT}, la STD de $2\pi\varepsilon$ avoisine les $-50\ dB.rad/\sqrt{Hz}$, niveau minimum atteint aux positions où la rétrodiffusion Rayleigh est maximale sur nos fibres (voir Figure III.90 et Figure III.98). De plus ce niveau est relativement uniforme après correction indépendamment de la source laser injectée dans la FUT et du niveau de bruit avant correction. Ce résultat rejoint les observations issues de la comparaison des histogrammes Figure III.99, où l'on atteint pour le laser Thales v_2 et le laser OEWaves FM100, un niveau de sensibilité minimum égal.

Ainsi, dès lors que l'intensité rétrodiffusée localement est suffisamment élevée, nous identifions le bruit de phase stochastique laser comme source limitante du plancher de bruit capteur. Des travaux complémentaires de simulations numériques restent encore à réaliser et pourraient permettre de confirmer définitivement ce résultat.

E. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons ainsi prouvé pour la première fois la faisabilité d'une mesure DAS ϕ – OFDR utilisant un algorithme de post-traitement numérique par filtre de redressement et une source laser état-solide Thales, modulée par un électro-optique intracavité.

Après avoir décrit brièvement l'architecture complète de notre système ainsi que les blocs algorithmiques permettant la réalisation de notre mesure OFDR dynamique, nous avons démontré la possibilité d'imager en amplitude et en phase le signal rétrodiffusé par notre fibre sensible. La reproductibilité des profils OFDR mesurés front après front sur une fibre de plus de 8 km nous a permis de valider notre approche matricielle en capteur « virtuel » où chaque position échantillonnée de notre fibre pouvait être identifiée et suivie sur toute la durée d'acquisition.

Nous sommes ainsi parvenus à détecter et localiser l'application d'une contrainte mécanique exercée par un transducteur piézo-électrique. Outre sa position, nous avons démontré qu'il était possible d'identifier l'amplitude et la fréquence de cette contrainte. Des premières mesures de métrologie ont également été réalisées et ont permis de valider la réponse linéaire de la fibre à l'application de cette excitation. A notre connaissance, c'est la première fois qu'une identification fréquentielle de la contrainte appliquée sur le câble a été réalisée en utilisant une correction numérique par *deskew filter*.

Après cette caractérisation en amplitude et en fréquence, nous avons également montré que la mesure DAS « FMCW » conserve également l'information de phase acoustique. Par l'application d'une seconde contrainte piézo-électrique disposée à plusieurs kilomètres du premier transducteur, nous avons en effet validé la conservation de phase relative entre ces deux étirements mécaniques ouvrant ainsi la voie à des traitements cohérents entre les différentes positions échantillonnées par ce capteur fibre distribué.

De là, nous avons alors pu évaluer le niveau de sensibilité de notre technologie à travers une mesure de DSP de bruit sur nos jauges capteurs. Sur une fibre de 8 km, un plancher reproductible de $-70\ dB.rad^2/Hz$ a ainsi été mesuré, niveau de bruit comparable à un grand nombre de publications récentes du domaine.

Ce niveau n'étant cependant pas uniforme sur toute la fibre, nous avons également discuté de l'origine de cette inhomogénéité. Nous avons ainsi montré que niveau moyen et fluctuations temporelles de l'intensité rétrodiffusée localement contribuent toutes deux à la sensibilité capteur et avons discuté des solutions envisagées pour limiter ces effets.

Enfin, une étude approfondie de la stabilité temporelle de la modulation laser nous a permis de caractériser l'origine du plancher de bruit basse fréquence sur nos signaux capteurs. En adaptant notre protocole de traitement, nous sommes parvenus à réduire et uniformiser ce niveau sur toute la bande passante acoustique. Le niveau de bruit de notre système a ensuite été mesuré pour différentes sources lasers et ce dans des configurations expérimentales similaires. Nous avons alors redémontré la grande efficacité de notre traitement numérique, retrouvé un niveau de sensibilité minimale indépendant de la source utilisée et identifié le bruit de phase laser comme source de bruit limitante sur nos capteurs dès lors que l'intensité rétrodiffusée localement est suffisamment élevée.

Conclusion Générale et Perspectives

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement technologique d'un capteur distribué à base de fibre optique pour la détection de signaux acoustiques et vibratoires dit DAS. Depuis quelques années maintenant, le DAS s'appuie très largement sur les technologies de réflectométrie optique temporelle (OTDR), qui dominent le domaine et utilisent l'impulsion optique comme méthode d'interrogation distribuée d'une fibre optique utilisée comme capteur. A ce jour, la très grande majorité des interrogateurs DAS actuels du marché est utilisée pour des applications de surveillance périmétrique (détection d'intrusion) et de structures type oléoducs et gazoducs, à travers des mesures longues distances (50 km et plus) et des résolutions spatiales métriques. Ce constat révèle le manque d'interrogateurs DAS capables de réaliser des mesures distribuées cohérentes haute résolution (sub-métriques) avec des distances d'interrogations plus faibles (L < 50 km).

L'enjeu majeur de ce projet de thèse était donc de démontrer la faisabilité d'une technologie DAS basée sur la modulation de fréquence d'ondes optiques continues, et sensible à la phase. Cette technologie dite ϕ-OFDR s'affranchit de la contrainte de résolution de l'OTDR en effectuant la mesure DAS non plus dans le domaine temporel mais dans le domaine fréquentiel. Ce n'est plus la durée de l'impulsion qui fixe la résolution spatiale de la mesure mais la gamme de fréquence sur laquelle on est capable de synthétiser une onde optique modulée en fréquence.

La technologie de ϕ-OFDR s'appuie donc sur des composants optiques très spécifiques que sont les sources lasers accordables. Il est en outre très difficile de concilier de bonnes performances d'agilité en fréquence (typiquement quelques GHz/ms) et une grande pureté spectrale (<10 kHz). La disponibilité sur le marché de telles sources répondant à ce double critère est donc limitée.

Pour répondre à ce besoin, nous avons tiré profit de l'expertise du Groupe de Physique de Thales Research et Technology de Palaiseau dans le développement de sources lasers état-solides à des longueurs d'onde télécoms pour construire une maquette d'interrogateur DAS ϕ-OFDR sans équivalent à ce jour dans le monde.

La première étape de nos travaux a consisté à évaluer les capacités de modulation de ces sources. Des performances d'accordabilité tout à fait remarquables ont été obtenues avec des modulations de fréquence allant jusqu'à 3 GHz d'amplitude avec des non-linéarités de modulations particulièrement faibles (< 1 %) et des fréquences de répétition accessibles pouvant dépasser les 10 kHz. Ces résultats laissaient alors entrevoir la possibilité d'un capteur acoustique et vibratoire résolu spatialement à quelques centimètres et capable d'analyser des contraintes atteignant des fréquences de plusieurs kHz.

Etant donné l'importance d'une modulation de fréquence parfaitement linéaire pour garantir les performances en résolution spatiale de l'OFDR, et malgré la faible non-linéarité de modulation de ces sources, il a néanmoins été nécessaire de se poser la question d'une compensation de cette non-linéarité de modulation. Nous avons choisi d'intégrer un protocole de post-traitement numérique par filtre de redressement. Ce choix résulte d'un constat double : ce filtre a déjà été éprouvé pour des applications RADAR de gestion de signaux modulés (ce qui ouvre notamment la possibilité d'un traitement numérique temps réel) et a également été exploité pour des mesures OFDR statiques. Un travail important de développement algorithmique a donc été

mené pour adapter son utilisation à un interrogateur DAS et à de la mesure dynamique. Cet algorithme compense efficacement les non-linéarités de tous les lasers testés au cours de cette thèse, avec différentes sources laser modulées en fréquence, et ce indépendamment de leur configuration de modulation.

Suite à cela, une architecture DAS ϕ – OFDR a été construite en intégrant la source laser Thales. Nous avons alors démontré que la phase de la rétrodiffusion Rayleigh était proprement mesurée tout le long de la fibre, et qu'une mesure distribuée sur un capteur de plus de 8 km était possible. Une localisation et une identification de plusieurs contraintes piézo-électriques a pu être observée. Le niveau de sensibilité de l'interrogateur en chaque point de la fibre a fait l'objet d'une étude approfondie. Un niveau moyen de $-70\ dB.rad^2/Hz$ a été mesuré sur une fibre de plus de 8 km avec une résolution spatiale inférieure à 3 m, comparable à de nombreuses performances de la littérature. Nous avons souligné le lien très fort entre le niveau d'intensité rétrodiffusé à une position donnée et le niveau de bruit d'un capteur à cette même position. Nous avons mis en évidence une sensibilité de détection très inhomogène le long de la fibre par cette mesure DAS ϕ-OFDR. Nous avons également évalué les performances de notre montage en utilisant différentes sources lasers accordables disponibles sur le marché, nous permettant de justifier à nouveau de la robustesse de notre post-traitement numérique, de l'optimiser encore davantage pour améliorer la qualité de nos mesures et de mieux appréhender les limites actuelles de l'interrogateur.

Des mesures réalisées dans le jardin de TRT (que nous présentons en annexe de ce manuscrit) font l'objet d'une procédure de publication. Elles ont notamment montré qu'il était possible de réaliser un traitement de phase cohérent sur de premiers signaux vibratoires.

L'ensemble de ces résultats est donc très encourageant pour l'avenir de cet interrogateur. Les pistes d'améliorations sont néanmoins multiples.

Le premier point important concerne l'uniformisation du niveau de sensibilité tout au long de la fibre capteur qui est pour le moment fortement conditionnée par la chute locale de l'intensité rétrodiffusée.

Dans un deuxième temps, il serait également bon de définir les limites de cette technologie en terme de longueur de fibre maximale accessible. A ce jour, nous n'avons pu mener que quelques mesures sur des fibres de grandes longueurs (> 20 km) et notre compréhension des performances de l'interrogateur DAS ϕ – OFDR dans ces configurations reste à évaluer. Des mesures complémentaires couplées à des simulations numériques plus poussées sur le niveau de bruit de cet interrogateur à longue distance sont encore à mener.

Un troisième point concerne ensuite la fibre sensible en elle-même. La réalisation de mesures métrologiques plus poussées, permettant notamment de définir la dynamique du capteur ainsi que son régime de linéarité sont à poursuivre.

Enfin, la question se pose sur la gestion et le traitement des données. En commençant par l'algorithme de post-traitement numérique, l'un des objectifs serait à terme de parvenir à un traitement quasiment en temps réel. Un travail d'optimisation de l'algorithme est en cours pour tenter de gagner en temps de calcul et permettre le traitement de fichiers de plusieurs secondes d'acquisition pour descendre, entre autre, en résolution basse fréquence. A ce sujet, l'autre point critique de notre interrogateur à l'heure actuelle, mais plus généralement de toutes les technologies DAS, reste la quantité colossale de données à traiter. En OFDR, dans le cas

théorique d'un signal temporel échantillonné à 200 MHz et codé sur 16 bits, le débit de données à enregistrer est de 24 Go/min ce qui nécessite des capacités de stockage et d'écriture considérables. Une piste de réflexion à creuser pour résoudre ce problème serait de travailler sur l'utilisation de l'intelligence artificielle, de réseaux de neurones et de techniques d'apprentissage profond (*deep learning*) permettant de paralléliser le traitement numérique et de gagner en efficacité.

Bibliographie

[1] "Fiber Systems," *Amphenol FSI*. http://www.fibersystems.com/pdf/whitepapers/Basics-of-Fiber-Optics.pdf

[2] G. Marra *et al.*, "Ultrastable laser interferometry for earthquake detection with terrestrial and submarine cables," *Science*, vol. 361, no. 6401, pp. 486–490, 2018, doi: 10.1126/science.aat4458.

[3] K. A. Wickersheim, "Optical temperature measurement technique utilizing phosphors," US4075493A, 1978 [Online]. Available: https://patents.google.com/patent/US4075493A/en

[4] A. M. Smith, "Polarization and magnetooptic properties of single-mode optical fiber," *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 1, pp. 52–56, Jan. 1978, doi: 10.1364/AO.17.000052.

[5] B. Budiansky, D. C. Drucker, G. S. Kino, and J. R. Rice, "Pressure sensitivity of a clad optical fiber," *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 24, pp. 4085–4088, Dec. 1979, doi: 10.1364/AO.18.004085.

[6] M. Johnson and R. Ulrich, "Fibre-optical strain gauge," *Electronics Letters*, vol. 14, no. 14, pp. 432-433(1), Jul. 1978.

[7] W. H. Quick, K. A. James, and V. H. Strahan, "Means for sensing and color multiplexing optical data over a compact fiber optic transmission system," US4223216, 1980 [Online]. Available: https://www.freepatentsonline.com/4223216.html

[8] T. Bosselmann and R. Ulrich, "High-Accuracy Position-Sensing With Fiber-Coupled White-Light Interferometers," in *2nd Intl Conf on Optical Fiber Sensors: OFS'84*, 1984, vol. 0514, pp. 361 – 364. [Online]. Available: https://doi.org/10.1117/12.945113

[9] S. Petuchowski, T. Giallorenzi, and S. Sheem, "A sensitive fiber-optic Fabry-Perot interferometer," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, no. 11, pp. 2168–2170, 1981, doi: 10.1109/JQE.1981.1070682.

[10] F. Guo, T. Fink, M. Han, L. Koester, J. Turner, and J. Huang, "High-sensitivity, high-frequency extrinsic Fabry–Perot interferometric fiber-tip sensor based on a thin silver diaphragm," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 9, pp. 1505–1507, May 2012, doi: 10.1364/OL.37.001505.

[11] S. Wang *et al.*, "An Infrasound Sensor Based on Extrinsic Fiber-Optic Fabry–Perot Interferometer Structure," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, no. 11, pp. 1264–1267, 2016, doi: 10.1109/LPT.2016.2538318.

[12] L. Liu *et al.*, "UV Adhesive Diaphragm-Based FPI Sensor for Very-Low-Frequency Acoustic Sensing," *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, no. 1, pp. 1–9, 2016, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2509866.

[13] A. Lopez-Aldaba *et al.*, "Real Time Measuring System of Multiple Chemical Parameters Using Microstructured Optical Fibers Based Sensors," *IEEE Sensors Journal*, vol. 18, no. 13, pp. 5343–5351, 2018, doi: 10.1109/JSEN.2018.2837159.

[14] O. C. Akkaya, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, and O. Solgaard, "Time-Division-Multiplexed Interferometric Sensor Arrays," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 16, pp. 2701–2708, 2013, doi: 10.1109/JLT.2013.2272718.

[15] P. Ferdinand, "Réseaux de capteurs à fibres optiques - Mesures et multiplexage," Dec. 2020, [Online]. Available: https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mesures-analyses-th1/cnd-methodes-surfaciques-42586210/reseaux-de-capteurs-a-fibres-optiques-r460/

[16] N. Takahashi, K. Tetsumura, K. Imamura, and S. Takahashi, "Fiber Bragg grating WDM underwater acoustic sensor with directivity," in *Fiber Optic and Laser Sensors and Applications; Including Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors VII*, 1999, vol. 3541, pp. 18 – 26. [Online]. Available: https://doi.org/10.1117/12.339083

[17] Y. Wang, J. Gong, D. Y. Wang, B. Dong, W. Bi, and A. Wang, "A Quasi-Distributed Sensing Network With Time-Division-Multiplexed Fiber Bragg Gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 2, pp. 70–72, 2011, doi: 10.1109/LPT.2010.2089676.

[18] M. K. Barnoski and S. M. Jensen, "Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics," *Appl. Opt.*, vol. 15, no. 9, pp. 2112–2115, Sep. 1976, doi: 10.1364/AO.15.002112.

[19] A. Hartog, *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. 2017. doi: 10.1201/9781315119014.

[20] C. Baldwin, "Brief history of fiber optic sensing in the oil field industry," 2014, vol. 9098, p. 909803. doi: 10.1117/12.2050550.

[21] X. W. Ye, Y. H. Su, and J. P. Han, "Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure Using Optical Fiber Sensing Technology: A Comprehensive Review," *The Scientific World Journal*, vol. 2014, p. 652329, Jul. 2014, doi: 10.1155/2014/652329.

[22] X. Lu, P. J. Thomas, and J. O. Hellevang, "A Review of Methods for Fibre-Optic Distributed Chemical Sensing," *Sensors*, vol. 19, no. 13, 2019, doi: 10.3390/s19132876.

[23] M. R. Fernández-Ruiz *et al.*, "Distributed acoustic sensing for seismic activity monitoring," *APL Photonics*, vol. 5, no. 3, p. 030901, 2020, doi: 10.1063/1.5139602.

[24] *Distributed Fibre Optic Sensing (DFOS) Market Report 2018-2028*, Visiongain. 2017. [Online]. Available: https://www.visiongain.com/report/distributed-fibre-optic-sensing-dfos-market-report-2018-2028/

[25] R. Magalhães *et al.*, "Underwater seismology using submarine dark fibres," in *2020 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, 2020, pp. 1–4. doi: 10.1109/ICTON51198.2020.9203132.

[26] L. Shiloh, A. Eyal, and R. Giryes, "Deep Learning Approach for Processing Fiber-Optic DAS Seismic Data," in *26th International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2018, p. ThE22. doi: 10.1364/OFS.2018.ThE22.

[27] "EPOS Résif : Réseau sismologique et géodésique français." https://www.resif.fr/publications/lettre-dinformation/

[28] N. J. Lindsey *et al.*, "Fiber-Optic Network Observations of Earthquake Wavefields," *Geophysical Research Letters*, vol. 44, no. 23, pp. 11,792-11,799, 2017, doi: https://doi.org/10.1002/2017GL075722.

[29] F. Peng, N. Duan, Y.-J. Rao, and J. Li, "Real-Time Position and Speed Monitoring of Trains Using Phase-Sensitive OTDR," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 20, pp. 2055–2057, 2014, doi: 10.1109/LPT.2014.2346760.

[30] J. Ni, C. Wang, Y. Shang, X. Zhang, and Y. Zhao, "Distributed fiber-optic acoustic sensing for petroleum geology exploration," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1065, p. 252029, Aug. 2018, doi: 10.1088/1742-6596/1065/25/252029.

[31] A. Egorov *et al.*, "Elastic Full Waveform Inversion of Vertical Seismic Profile data acquired with Distributed Acoustic Sensors," *GEOPHYSICS*, vol. 83, pp. 1–32, Mar. 2018, doi: 10.1190/geo2017-0718.1.

[32] W. Eickhoff and R. Ulrich, "Optical frequency-domain reflectometry in single-mode fibers," in *Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, 1981, p. WF3. doi: 10.1364/OFC.1981.WF3.

[33] J. Li *et al.*, "High spatial resolution distributed fiber strain sensor based on phase-OFDR," *Opt. Express*, vol. 25, no. 22, pp. 27913–27922, Oct. 2017, doi: 10.1364/OE.25.027913.

[34] H. Li, Q. Liu, D. Chen, Y. Deng, and Z. He, "High-spatial-resolution fiber-optic distributed acoustic sensor based on Φ-OFDR with enhanced crosstalk suppression," *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 2, pp. 563–566, Jan. 2020, doi: 10.1364/OL.380442.

[35] S. Kreger, J. Klein, A. Rahim, and J. Bos, “Distributed Rayleigh scatter dynamic strain sensing above the scan rate with optical frequency domain reflectometry,” 2015, p. 948006. doi: 10.1117/12.2177578.

[36] J. Maxin, “Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar,” PhD Thesis, 2014. [Online]. Available: http://www.theses.fr/2014TOU30279/document

[37] M. Salhi *et al.*, “Measurement of Brillouin gain spectrum with dual-frequency laser for optical fibre sensor,” *Electronics Letters*, vol. 56, no. 13, pp. 672–674, 2020, doi: https://doi.org/10.1049/el.2019.4101.

[38] P. Lu *et al.*, “Distributed optical fiber sensing: Review and perspective,” *Applied Physics Reviews*, vol. 6, no. 4, p. 041302, 2019, doi: 10.1063/1.5113955.

[39] C. V. RAMAN and K. S. KRISHNAN, “A New Type of Secondary Radiation,” *Nature*, vol. 121, no. 3048, pp. 501–502, Mar. 1928, doi: 10.1038/121501c0.

[40] G. H. Watson, W. B. Daniels, and C. S. Wang, “Measurements of Raman intensities and pressure dependence of phonon frequencies in sapphire,” *Journal of Applied Physics*, vol. 52, pp. 956–958, 1981.

[41] J. Thapa, B. Liu, S. D. Woodruff, B. T. Chorpening, and M. P. Buric, “Raman scattering in single-crystal sapphire at elevated temperatures,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 31, pp. 8598–8606, Nov. 2017, doi: 10.1364/AO.56.008598.

[42] B. Liu *et al.*, “Temperature dependence of sapphire fiber Raman scattering,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 9, pp. 2041–2044, May 2015, doi: 10.1364/OL.40.002041.

[43] S. P. S. Porto and D. L. Wood, “Ruby Optical Maser as a Raman Source,” *Appl. Opt.*, vol. 1, no. S1, pp. 139–141, Jan. 1962, doi: 10.1364/AO.1.S1.000139.

[44] “AP Sensing.” https://www.apsensing.com/fr/technology/translate-to-french-dts-n45-series

[45] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène - Influence de l’agitation thermique,” *Annales De Physique*, vol. 9, pp. 88–122.

[46] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, and Furukawa, “Brillouin optical-fiber time domain reflectometry,” *IEICE Transactions on Communication*, vol. E76-B, no. 4, pp. 382--390, Apr. 1993.

[47] T. Horiguchi and M. Tateda, “BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989, doi: 10.1109/50.32378.

[48] “OZOptics.” https://www.ozoptics.com/products/fiber_optic_distributed.html

[49] “Febus Optics G1-R.” http://www.febus-optics.com/fr/page/g1-r

[50] “fibrisTerre.” https://www.fibristerre.de/technology/

[51] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics,” in *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, Berlin, Heidelberg, 2000, pp. 195–211.

[52] M. Nakazawa, “Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 73, no. 9, pp. 1175–1180, Sep. 1983, doi: 10.1364/JOSA.73.001175.

[53] X. Dong *et al.*, “Combined Attenuation and High Resolution Fault Measurements Using Chaos-OTDR,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, pp. 1–1, Dec. 2015, doi: 10.1109/JPHOT.2015.2501650.

[54] S. P. Singh and N. Singh, “Nonlinear Effects in Optical Fibers: Origin, Management and Applications,” *Progress in Electromagnetics Research-pier*, vol. 73, pp. 249–275, 2007.

[55] D. Cotter, “Observation of stimulated Brillouin scattering in low-loss silica fibre at 1.3 μm,” *Electronics Letters*, vol. 18, pp. 495–496, 1982.

[56] K. Yuksel, M. Wuilpart, V. Moeyaert, and P. Megret, “Optical frequency domain reflectometry: A review,” in *2009 11th International Conference on Transparent Optical Networks*, 2009, pp. 1–5. doi: 10.1109/ICTON.2009.5185111.

[57] Z. Ding *et al.*, “Distributed Optical Fiber Sensors Based on Optical Frequency Domain Reflectometry: A review,” *Sensors*, vol. 18, no. 4, 2018, doi: 10.3390/s18041072.

[58] A. Sang, “Distributed Vibration Sensing using Rayleigh Backscatter in Optical Fibers,” 2011.

[59] D. Arbel and A. Eyal, “Dynamic optical frequency domain reflectometry,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, pp. 8823–8830, Apr. 2014, doi: 10.1364/OE.22.008823.

[60] B. J. Soller, D. K. Gifford, M. S. Wolfe, and M. E. Froggatt, “High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 2, pp. 666–674, Jan. 2005, doi: 10.1364/OPEX.13.000666.

[61] S. Venkatesh and W. V. Sorin, “Phase noise considerations in coherent optical FMCW reflectometry,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 10, pp. 1694–1700, Oct. 1993, doi: 10.1109/50.249912.

[62] H. F. Taylor and C. E. Lee, “Apparatus and method for fiber optic intrusion sensing.” Mar. 1993. [Online]. Available: https://www.freepatentsonline.com/5194847.html

[63] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, and H. F. Taylor, “Distributed fiber-optic intrusion sensor system,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 6, pp. 2081–2087, 2005, doi: 10.1109/JLT.2005.849924.

[64] C. K. Kirkendall and A. Dandridge, “Overview of high performance fibre-optic sensing,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, no. 18, pp. R197–R216, Sep. 2004, doi: 10.1088/0022-3727/37/18/r01.

[65] Z. He and Q. Liu, “Optical Fiber Distributed Acoustic Sensors: A Review,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 12, pp. 3671–3686, 2021, doi: 10.1109/JLT.2021.3059771.

[66] Y. Lu, T. Zhu, L. Chen, and X. Bao, “Distributed Vibration Sensor Based on Coherent Detection of Phase-OTDR,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 22, pp. 3243–3249, 2010, doi: 10.1109/JLT.2010.2078798.

[67] Z. Pan, K. Liang, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, and Z. Fang, “Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection,” in *2011 Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP)*, 2011, pp. 1–6. doi: 10.1117/12.905657.

[68] G. Yang, X. Fan, S. Wang, B. Wang, Q. Liu, and Z. He, “Long-Range Distributed Vibration Sensing Based on Phase Extraction From Phase-Sensitive OTDR,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, no. 3, pp. 1–12, 2016, doi: 10.1109/JPHOT.2016.2552820.

[69] Z. Wang *et al.*, “Coherent Φ-OTDR based on I/Q demodulation and homodyne detection,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 2, pp. 853–858, Jan. 2016, doi: 10.1364/OE.24.000853.

[70] O. Y. Sagiv, D. Arbel, and A. Eyal, “Correcting for spatial-resolution degradation mechanisms in OFDR via inline auxiliary points,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 25, pp. 27465–27472, Dec. 2012, doi: 10.1364/OE.20.027465.

[71] R. Juškaitis, A. M. Mamedov, V. T. Potapov, and S. V. Shatalin, “Interferometry with Rayleigh backscattering in a single-mode optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 3, pp. 225–227, Feb. 1994, doi: 10.1364/OL.19.000225.

[72] Y. Koshikiya, X. Fan, and F. Ito, “Long Range and cm-Level Spatial Resolution Measurement Using Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry With SSB-SC Modulator and Narrow Linewidth Fiber Laser,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 18, pp. 3287–3294, Sep. 2008, doi: 10.1109/JLT.2008.928916.

[73] Q. Liu, X. Fan, and Z. He, “Time-gated digital optical frequency domain reflectometry with 1.6-m spatial resolution over entire 110-km range,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 20, pp. 25988–25995, Oct. 2015, doi: 10.1364/OE.23.025988.

[74] D. Chen, Q. Liu, and Z. He, “108-km Distributed Acoustic Sensor With 220-p$\varepsilon /\surd$Hz Strain Resolution and 5-m Spatial Resolution,” *Journal of*

Lightwave Technology, vol. 37, no. 18, pp. 4462–4468, Sep. 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2901276.

[75] D. Chen, Q. Liu, and Z. He, "Distributed Fiber-optic Acoustic Sensor with Sub-nano Strain Resolution Based on Time-gated Digital OFDR," in *Asia Communications and Photonics Conference*, 2017, p. S4A.2. doi: 10.1364/ACPC.2017.S4A.2.

[76] D. Chen, Q. Liu, and Z. He, "Phase-detection distributed fiber-optic vibration sensor without fading-noise based on time-gated digital OFDR," *Optics Express*, vol. 25, p. 8315, 2017, doi: 10.1364/OE.25.008315.

[77] D. Chen, Q. Liu, and Z. He, "High-fidelity distributed fiber-optic acoustic sensor with fading noise suppressed and sub-meter spatial resolution," *Opt. Express*, vol. 26, no. 13, pp. 16138–16146, Jun. 2018, doi: 10.1364/OE.26.016138.

[78] J. Pastor-Graells, H. F. Martins, A. Garcia-Ruiz, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Single-shot distributed temperature and strain tracking using direct detection phase-sensitive OTDR with chirped pulses," *Opt. Express*, vol. 24, no. 12, pp. 13121–13133, Jun. 2016, doi: 10.1364/OE.24.013121.

[79] L. Costa, H. F. Martins, S. Martin-Lopez, M. R. Fernández-Ruiz, and M. Gonzalez-Herraez, "Reaching pϵ/\textsurdHz sensitivity in a distributed optical fiber strain sensor," in *26th International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2018, p. TuD3. doi: 10.1364/OFS.2018.TuD3.

[80] M. R. Fernández-Ruiz, H. Martins, L. Costa, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, "Statistical Analysis of SNR in Chirped-pulse ΦOTDR," 2018, p. WF16. doi: 10.1364/OFS.2018.WF16.

[81] H. D. Bhatta *et al.*, "Dynamic Measurements of 1000 Microstrains Using Chirped-Pulse Phase-Sensitive Optical Time-Domain Reflectometry," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 18, pp. 4888–4895, Sep. 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2928621.

[82] "SEAFOM Published Documents." [Online]. Available: https://seafom.com/published-documents/

[83] T. Giallorenzi *et al.*, "Optical fiber sensor technology," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 4, pp. 626–665, 1982, doi: 10.1109/JQE.1982.1071566.

[84] M. Ren, P. Lu, L. Chen, and X. Bao, "Theoretical and Experimental Analysis of $\Phi $ -OTDR Based on Polarization Diversity Detection," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, no. 6, pp. 697–700, 2016, doi: 10.1109/LPT.2015.2504968.

[85] J. Zhou, Z. Pan, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, and Z. Fang, "Characteristics and Explanations of Interference Fading of a $\phi $ -OTDR With a Multi-Frequency Source," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 17, pp. 2947–2954, 2013, doi: 10.1109/JLT.2013.2275179.

[86] D. Gifford *et al.*, "Swept-wavelength interferometric interrogation of fiber Rayleigh scatter for distributed sensing applications," 2007.

[87] K. Shimizu, T. Horiguchi, and Y. Koyamada, "Characteristics and Reduction of Coherent Fading Noise in Rayleigh Backscattering Measurement for Optical Fibers and Components," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 7, pp. 982--987, 1992.

[88] Z. Zhang, X. Fan, and Z. He, "Long-range and wideband vibration sensing by using phase-sensitive OFDR to interrogate weak reflector array," *Optics Express*, vol. 28, 2020, doi: 10.1364/OE.390592.

[89] B. Redding, M. J. Murray, A. Donko, M. Beresna, A. Masoudi, and G. Brambilla, "Low-noise distributed acoustic sensing using enhanced backscattering fiber with ultra-low-loss point reflectors," *Opt. Express*, vol. 28, no. 10, pp. 14638–14647, May 2020, doi: 10.1364/OE.389212.

[90] M. J. Murray and B. Redding, “Distributed multimode fiber Φ-OTDR sensor using a high-speed camera,” *OSA Continuum*, vol. 4, no. 2, pp. 579–588, Feb. 2021, doi: 10.1364/OSAC.413584.

[91] Z. Zhao *et al.*, “Interference fading suppression in φ-OTDR using space-division multiplexed probes,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 10, pp. 15452–15462, May 2021, doi: 10.1364/OE.422608.

[92] A. Peigné, “Holographie adaptative pour la réalisation de capteurs à fibres optiques de très grande sensibilité : application à la détection d’ondes acoustiques sous-marines,” PhD Thesis, 2016. [Online]. Available: http://www.theses.fr/2016NICE4005/document

[93] X. Fan, Y. Koshikiya, and F. Ito, “Phase-noise-compensated optical frequency domain reflectometry with measurement range beyond laser coherence length realized using concatenative reference method,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 22, pp. 3227–3229, Nov. 2007, doi: 10.1364/OL.32.003227.

[94] Y. Du *et al.*, “Method for Improving Spatial Resolution and Amplitude by Optimized Deskew Filter in Long-Range OFDR,” *Photonics Journal, IEEE*, vol. 6, pp. 1–11, 2014, doi: 10.1109/JPHOT.2014.2352622.

[95] L. Jiajing *et al.*, “Distributed acoustic sensing for 2D and 3D acoustic source localization,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 7, pp. 1690–1693, Apr. 2019, doi: 10.1364/OL.44.001690.

[96] B. Lu *et al.*, “Distributed optical fiber hydrophone based on Φ-OTDR and its field test,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 3, pp. 3147–3162, Feb. 2021, doi: 10.1364/OE.414598.

[97] L. Shiloh, A. Lellouch, R. Giryes, and A. Eyal, “Fiber-optic distributed seismic sensing data generator and its application for training classification nets,” *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 7, pp. 1834–1837, Apr. 2020, doi: 10.1364/OL.386352.

[98] M. Froggatt and J. Moore, “High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter,” *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 10, pp. 1735–1740, Apr. 1998, doi: 10.1364/AO.37.001735.

[99] Y. Xu *et al.*, “Optical fiber random grating-based multiparameter sensor,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 23, pp. 5514–5517, Dec. 2015, doi: 10.1364/OL.40.005514.

[100] G. Cedilnik, G. Lees, P. E. Schmidt, S. Herstrøm, and T. Geisler, “Pushing the Reach of Fiber Distributed Acoustic Sensing to 125 km Without the Use of Amplification,” *IEEE Sensors Letters*, vol. 3, no. 3, pp. 1–4, 2019, doi: 10.1109/LSENS.2019.2895249.

[101] L. Costa, H. F. Martins, S. Martín-López, M. R. Fernández-Ruiz, and M. González-Herráez, “Fully Distributed Optical Fiber Strain Sensor With 10−12 $\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ Sensitivity,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 18, pp. 4487–4495, 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2904560.

[102] S. Liehr, S. Münzenberger, and K. Krebber, “Wavelength-scanning coherent OTDR for dynamic high strain resolution sensing,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 8, pp. 10573–10588, Apr. 2018, doi: 10.1364/OE.26.010573.

[103] P. Rohwetter, R. Eisermann, and K. Krebber, “Distributed acoustic sensing: towards partial discharge monitoring,” in *24th International Conference on Optical Fibre Sensors*, 2015, vol. 9634, pp. 125 – 128. [Online]. Available: https://doi.org/10.1117/12.2194850

[104] N. J. Lindsey, T. C. Dawe, and J. B. Ajo-Franklin, “Illuminating seafloor faults and ocean dynamics with dark fiber distributed acoustic sensing,” *Science*, vol. 366, no. 6469, pp. 1103–1107, 2019, doi: 10.1126/science.aay5881.

[105] O. H. Waagaard *et al.*, “Real-time low noise distributed acoustic sensing in 171km low loss fiber,” *OSA Continuum*, vol. 4, no. 2, pp. 688–701, Feb. 2021, doi: 10.1364/OSAC.408761.

[106] "Alcatel Submarine Networks," *Alcatel Submarine Networks*. https://web.asn.com/en/fiber-sensing/main.html
[107] E. Rønnekleiv, "Frequency and Intensity Noise of Single Frequency Fiber Bragg Grating Lasers," *Optical Fiber Technology*, vol. 7, no. 3, pp. 206–235, 2001, doi: https://doi.org/10.1006/ofte.2001.0357.
[108] X. Hu *et al.*, "The modulation instability induced temporal fluctuation of the optical pulses in optical fiber sensing systems," 2018, p. WF50. doi: 10.1364/OFS.2018.WF50.
[109] R. Miller, "Fundamentals of Radar Signal Processing (Richards, M.A.; 2005) [Book review]," *IEEE Signal Processing Magazine*, vol. 26, no. 3, pp. 100–101, 2009, doi: 10.1109/MSP.2009.932123.
[110] E. Leviatan and A. Eyal, "High resolution DAS via sinusoidal frequency scan OFDR (SFS-OFDR)," *Opt. Express*, vol. 23, no. 26, pp. 33318–33334, Dec. 2015, doi: 10.1364/OE.23.033318.
[111] L. Shiloh and A. Eyal, "Sinusoidal frequency scan OFDR with fast processing algorithm for distributed acoustic sensing," *Opt. Express*, vol. 25, no. 16, pp. 19205–19215, Aug. 2017, doi: 10.1364/OE.25.019205.
[112] N. Shpalensky, L. Shiloh, H. Gabai, and A. Eyal, "Use of distributed acoustic sensing for Doppler tracking of moving sources," *Opt. Express*, vol. 26, no. 13, pp. 17690–17696, Jun. 2018, doi: 10.1364/OE.26.017690.
[113] A. Sladen *et al.*, "Distributed sensing of earthquakes and ocean-solid Earth interactions on seafloor telecom cables," *Nature Communications*, vol. 10, no. 1, p. 5777, Dec. 2019, doi: 10.1038/s41467-019-13793-z.
[114] A. Timofeev, *Monitoring the Railways by Means of C-OTDR Technology*. 2015.
[115] G. Cedilnik, R. Hunt, and G. Lees, "Advances in Train and Rail Monitoring with DAS," 2018.
[116] J. Sharma, T. Cuny, O. Ogunsanwo, and O. Santos, "Low-Frequency Distributed Acoustic Sensing for Early Gas Detection in a Wellbore," *IEEE Sensors Journal*, vol. 21, no. 5, pp. 6158–6169, 2021, doi: 10.1109/JSEN.2020.3038738.
[117] H. Matsumoto *et al.*, "Detection of hydroacoustic signals on a fiber-optic submarine cable," *Scientific Reports*, vol. 11, no. 1, p. 2797, Feb. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-82093-8.
[118] M. K. Prior, A. J. Duncan, H. Özkan Sertlek, and M. A. Ainslie, "Modeling Acoustical Pressure and Particle Acceleration Close to Marine Seismic Airguns and Airgun Arrays," *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 44, no. 3, pp. 611–620, 2019, doi: 10.1109/JOE.2019.2891873.
[119] S. Ide, E. Araki, and H. Matsumoto, "Very broadband strain-rate measurements along a submarine fiber-optic cable off Cape Muroto, Nankai subduction zone, Japan," *Earth, Planets and Space*, vol. 73, no. 1, p. 63, Mar. 2021, doi: 10.1186/s40623-021-01385-5.
[120] D. Rivet, B. de Cacqueray, A. Sladen, A. Roques, and G. Calbris, "Preliminary assessment of ship detection and trajectory evaluation using distributed acoustic sensing on an optical fiber telecom cable," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 149, no. 4, pp. 2615–2627, 2021, doi: 10.1121/10.0004129.
[121] C. Wang *et al.*, "High Sensitivity Distributed Static Strain Sensing Based on Differential Relative Phase in Optical Frequency Domain Reflectometry," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 38, no. 20, pp. 5825–5836, Oct. 2020, doi: 10.1109/JLT.2020.3003584.
[122] Z. Zhang, X. Fan, and Z. He, "Long-Range Distributed Static Strain Sensing With $< $100 Nano-Strain Resolution Realized Using OFDR," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 37, no. 18, pp. 4590–4596, 2019, doi: 10.1109/JLT.2019.2913284.

[123] Z. Ding *et al.*, “Long-Range OFDR-Based Distributed Vibration Optical Fiber Sensor by Multicharacteristics of Rayleigh Scattering,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 5, pp. 1–10, Oct. 2017, doi: 10.1109/JPHOT.2017.2752281.

[124] A. E. Amili, K. Audo, and M. Alouini, “In-phase and antiphase self-intensity regulated dual-frequency laser using two-photon absorption,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 10, pp. 2326–2329, May 2016, doi: 10.1364/OL.41.002326.

[125] K. Audo, A. E. Amili, and M. Alouini, “Self-regulated intensity noise dual-frequency laser using the buffer reservoir approach,” in *2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference*, 2017, p. CA_8_1. [Online]. Available: http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_Europe-2017-CA_8_1

[126] K. Audo, A. E. Amili, G. Baili, D. Dolfi, and M. Alouini, “Reduction of residual excess noise in class-A lasers using two-photon absorption,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 18, pp. 4237–4240, Sep. 2016, doi: 10.1364/OL.41.004237.

[127] P. Feneyrou *et al.*, “Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry_1. Theory and signal processing,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 35, pp. 9663–9675, Dec. 2017, doi: 10.1364/AO.56.009663.

[128] P. Feneyrou *et al.*, “Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry—2. Experimental results,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 35, pp. 9676–9685, Dec. 2017, doi: 10.1364/AO.56.009676.

[129] “RIO Redfern Integrated Optics.” https://rio-lasers.com/Product-Briefs/Rio_1550_nm_Orion_Product_Brief_170126.pdf

[130] Y. T. Chen, “Use of single-mode optical fiber in the stabilization of laser frequency,” *Appl. Opt.*, vol. 28, no. 11, pp. 2017–2021, Jun. 1989, doi: 10.1364/AO.28.002017.

[131] C. Greiner, B. Boggs, T. Wang, and T. W. Mossberg, “Laser frequency stabilization by means of optical self-heterodyne beat-frequency control,” *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 16, pp. 1280–1282, Aug. 1998, doi: 10.1364/OL.23.001280.

[132] K. Iiyama, Lu-Tang Wang, and Ken-Ichi Hayashi, “Linearizing optical frequency-sweep of a laser diode for FMCW reflectometry,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 2, pp. 173–178, Feb. 1996, doi: 10.1109/50.482260.

[133] V. Crozatier *et al.*, “Phase locking of a frequency agile laser,” *APPLIED PHYSICS LETTERS*, vol. 89, 2006, doi: 10.1063/1.2424659.

[134] R. W. P. Drever *et al.*, “Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator,” *Appl. Phys. B*, vol. 31, pp. 97–105, 1983, doi: 10.1007/BF00702605.

[135] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist, “Visible Lasers with Subhertz Linewidths,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 19, pp. 3799–3802, May 1999, doi: 10.1103/PhysRevLett.82.3799.

[136] A. Blanchard, *Phase-Locked Loops. Application to coherent receiver design*, John Wiley & Sons Inc. 1976.

[137] G. Gorju, “Analyse spectrale : études théoriques et expérimentales de l’analyseur à photographie spectrale,” PhD Thesis, 2007. [Online]. Available: http://www.theses.fr/2007PA112213

[138] J. Chen, Q. Liu, and Z. He, “Digital-RF-Synthesizer-Based Laser Phase Noise Compensation Method for Optical Fiber Sensors,” in *26th International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2018, p. WE2. doi: 10.1364/OFS.2018.WE2.

[139] A. P. Hilton, P. S. Light, L. Talbot, and A. N. Luiten, “Optimal design for spectral narrowing and fast frequency sweep of an interferometer-stabilized laser,” *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 1, pp. 45–48, Jan. 2020, doi: 10.1364/OL.45.000045.

[140] J. Dong *et al.*, “Subhertz linewidth laser by locking to a fiber delay line,” *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 5, pp. 1152–1156, Feb. 2015, doi: 10.1364/AO.54.001152.

[141] F. Kéfélian, H. Jiang, P. Lemonde, and G. Santarelli, “Ultralow-frequency-noise stabilization of a laser by locking to an optical fiber-delay line,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 7, pp. 914–916, Apr. 2009, doi: 10.1364/OL.34.000914.

[142] Y. Feng *et al.*, “High-Performance Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on High-Order Optical Phase-Locking-Assisted Chirp Optimization,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 38, no. 22, pp. 6227–6236, Nov. 2020.

[143] Q. Zhou *et al.*, “Dynamic frequency-noise spectrum measurement for a frequency-swept DFB laser with short-delayed self-heterodyne method,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 22, pp. 29245–29257, Nov. 2015, doi: 10.1364/OE.23.029245.

[144] J. Qin *et al.*, “Ultra-long range optical frequency domain reflectometry using a coherence-enhanced highly linear frequency-swept fiber laser source,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 14, pp. 19359–19368, Jul. 2019, doi: 10.1364/OE.27.019359.

[145] W. Xie *et al.*, “Fourier transform-limited optical frequency-modulated continuous-wave interferometry over several tens of laser coherence lengths,” *Optics Letters*, vol. 41, p. 2962, 2016, doi: 10.1364/OL.41.002962.

[146] T.-J. Ahn, J. Y. Lee, and D. Y. Kim, “Suppression of nonlinear frequency sweep in an optical frequency-domain reflectometer by use of Hilbert transformation,” *Appl. Opt.*, vol. 44, no. 35, pp. 7630–7634, Dec. 2005, doi: 10.1364/AO.44.007630.

[147] E. D. Moore and R. R. McLeod, “Correction of sampling errors due to laser tuning rate fluctuations in swept-wavelength interferometry,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 17, pp. 13139–13149, Aug. 2008, doi: 10.1364/OE.16.013139.

[148] Z. Ding *et al.*, “Long-range vibration sensor based on correlation analysis of optical frequency-domain reflectometry signals,” *Optics express*, vol. 20, pp. 28319–29, 2012, doi: 10.1364/OE.20.028319.

[149] Y. Du *et al.*, “Cryogenic Temperature Measurement Using Rayleigh Backscattering Spectra Shift by OFDR,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 11, pp. 1150–1153, Jun. 2014, doi: 10.1109/LPT.2014.2317702.

[150] Z. Ding, Y. Du, T. Liu, K. Liu, B. Feng, and J. Jiang, “Distributed Optical Fiber Current Sensor Based on Magnetostriction in OFDR,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 19, pp. 2055–2058, Oct. 2015, doi: 10.1109/LPT.2015.2450237.

[151] X. Fan, Y. Koshikiya, and F. Ito, “Phase-Noise-Compensated Optical Frequency-Domain Reflectometry,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 6, pp. 594–602, Jun. 2009, doi: 10.1109/JQE.2009.2013114.

[152] X. Fan, Y. Koshikiya, and F. Ito, “Centimeter-level spatial resolution over 40 km realized by bandwidth-division phase-noise-compensated OFDR,” *Optics express*, vol. 19, pp. 19122–8, 2011, doi: 10.1364/OE.19.019122.

[153] F. Ito, X. Fan, and Y. Koshikiya, “Long-Range Coherent OFDR With Light Source Phase Noise Compensation,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, no. 8, pp. 1015–1024, Apr. 2012, doi: 10.1109/JLT.2011.2167598.

[154] F. L. Chevalier, *Principles of Radar and Sonar Signal Processing*. Artech, 2002. [Online]. Available: https://ieeexplore.ieee.org/document/9100710

[155] A. Meta, P. Hoogeboom, and L. Ligthart, “Range Non-linearities Correction in FMCW SAR,” *2006 IEEE International Symposium on Geoscience and Remote Sensing*, pp. 403–406, 2006.

[156] M. Burgos-Garcia, C. Castillo, S. Llorente, J. M. Pardo, and J. Crespo, “Digital on-line compensation of errors induced by linear distortion in broadband LFM radars,” *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 116–118, 2003, doi: 10.1049/el:20030012.

[157] P. Feneyrou *et al.*, “Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry_2. Experimental results,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 35, pp. 9676–9685, Dec. 2017, doi: 10.1364/AO.56.009676.

[158] Z. Ding *et al.*, “Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 3826–3834, Feb. 2013, doi: 10.1364/OE.21.003826.

[159] T. Liu, Y. Du, Z. Ding, K. Liu, Y. Zhou, and J. Jiang, “40-km OFDR-Based Distributed Disturbance Optical Fiber Sensor,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, no. 7, pp. 771–774, Apr. 2016, doi: 10.1109/LPT.2015.2513798.

[160] E. Rubiola, *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*. Cambridge: Cambridge University Press, 2008. doi: 10.1017/CBO9780511812798.

[161] A. V. Oppenheim and R. Schafer, “From Frequency to Quefrency: A History of the Cepstrum,” *Signal Processing Magazine, IEEE*, vol. 21, pp. 95–106, 2004, doi: 10.1109/MSP.2004.1328092.

[162] B. Bogert, “The quefrency analysis of time series for echoes : cepstrum, pseudo-autocovariance, cross-cepstrum and saphe cracking,” 1963.

[163] K. Peek, “Estimation and compensation of frequency sweep nonlinearity in FMCW radar,” 2011.

[164] F. J. Harris, “On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 1, pp. 51–83, Jan. 1978, doi: 10.1109/PROC.1978.10837.

[165] W. Shuai, X. Fan, Q. Liu, and Z. He, “Distributed fiber-optic vibration sensing based on phase extraction from time-gated digital OFDR,” *Optics Express*, vol. 23, p. 33301, 2015, doi: 10.1364/OE.23.033301.

[166] H. Gabai and A. Eyal, “On the sensitivity of distributed acoustic sensing,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 24, pp. 5648–5651, Dec. 2016, doi: 10.1364/OL.41.005648.

[167] J. Pastor-Graells, M. R. Fernández-Ruiz, H. Martins, A. García Ruiz, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, *Impact of the laser phase noise on chirped-pulse phase-sensitive OTDR*. 2017. doi: 10.1117/12.2266870.

[168] B. Lu *et al.*, “Distributed optical fiber hydrophone based on Φ-OTDR and its field test,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 3, pp. 3147–3162, Feb. 2021, doi: 10.1364/OE.414598.

[169] X. Lu and K. Krebber, “Characterizing detection noise in phase-sensitive optical time domain reflectometry,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 12, pp. 18791–18806, Jun. 2021, doi: 10.1364/OE.424410.

Annexes

Article 1 (en cours de soumission) :

Comparison of coherent phase sensitive OFDR interrogator performances for DAS measurement using several tunable laser source and a deskew filter post-processing

GUILLAUME ARPISON[1,3*], VINCENT KEMLIN[2], ARNAUD PEIGNE[1] AND ERIC LACOT[3]

[1]*THALES Defense Mission Systems, 525 route des Dolines, 06560 Valbonne*
[2]*THALES Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau cedex*
[3]*Université Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, 140 rue de la Physique, 38402 Saint-Martin d'Hères*
**guillaume.arpison@thalesgroup.com*

Abstract: We propose to investigate the sensitivity limit of a phase resolved OFDR interrogator by assessing its performances using several tunable laser sources (TLS) that present different frequency agilities, modulation stabilities and noise characteristics. A deskew filter post-processing is used to compensate sweep nonlinearities and we demonstrate its static and dynamic robustness to correct different waveforms independently of the chosen laser. After measuring the sensitivity of the system in comparable experimental conditions, a detailed analysis of noise contributions that affect interferometric signal is pursued. We thus confirmed that laser phase noise is limiting the sensing performances once the backscattered intensity is maximized.

© 2021 Optical Society of America under the terms of the OSA Open Access Publishing Agreement

1. Introduction

Distributed Acoustic Sensing (DAS) demonstrates a huge interest in recent years for numbers of applications as structural health monitoring, vehicle tracking, intruders detection, seismology etc. [1]–[4]. It is based on two main technologies that interrogates the phase of the continuous Rayleigh backscattered light from an optical fiber. The first and most commonly used one is the optical time domain reflectometry (OTDR) where the cable sensor is interrogated by a probe pulse of light with a configurable magnitude and duration [5], [6]. The second one is the optical frequency domain reflectometry (OFDR) that generates a beating signal between two linearly frequency modulated continuous waves (FMCW), one coming from a reference local oscillator and the other from the back reflection that is established all along the fiber length [7].

Both technics present their strengths and weaknesses. OTDR is particularly efficient for long-range fiber sensing measurement but limited in terms of spatial resolution that is conditioned by high intensity and short pulse optical signals that both contributes to enhance fiber nonlinear effects. In contrary, OFDR provides a distributed technology where sensitivity and spatial sampling are disconnected. However, since the agility and the performances of OFDR interrogators are highly constrain by the linearity of the waveform and the accordability of the available tunable laser sources (TLS), their use is mainly limited to short-range measurement [8]. To benefit of both interest of OTDR and OFDR, combined technologies emerge nowadays as chirped-pulsed OTDR (CP-ϕOTDR) and time gated digital OFDR (TGD-OFDR). They provide solutions for interrogating more than 100 km fiber length with metric spatial resolution, kHz acoustic bandwidth and offer the possibility to reduce interferometric fading effect that blind part of the fiber [9], [10].

Nevertheless, the question of the DAS sensitivity all along the fiber length and over its acoustic bandwidth remains a prior necessity to understand system limitations. In 1993, Venkatesh et al. detailed a first theoretical understanding of the laser phase noise impact in OFDR systems [11]. Since this letter, numbers of work have been realized to clarify DAS sensitivity and limiting noise sources [12]. As an example, J. Pastor-Graells et al. evaluates experimentally the impact of a laser phase noise in CP ϕ −OTDR by using different laser sources with different linewidths [13]. Complex post-processing are developed to increase fiber lengths and standardize sensor dynamic along the distance [14]–[16]. Numbers of research are also made in the design of specific cables with acoustic enhanced responsivity [9], [17], [18]. We can finally mentioned the recent work of X.Lu et al. who characterized the detection noise limitation of a phase-resolved OTDR system in order to adapt detection scheme and improve sensing performances [19].

In this paper, we propose to experimentally estimate DAS performances and noise limitation of a phase resolved OFDR system by using different TLS. We dispose of four different sources. The two first ones are two generations

of a same homemade TLS with an intracavity electro-optical frequency modulation and a measured linewidth of around 10 kHz (frequency noise integrated between 1kHz and 65 MHz). The second generation differs from the first one by an AsGa crystal inserted inside the laser cavity. This crystal is used for reducing the relative intensity noise (RIN) of these class B solid-state lasers at the specific frequency of the relaxation oscillation. Those are dual frequency sources historically developed to produce microwave tunable oscillators for RADAR applications [20]. In a fiber sensing perspective, they also proved their benefit for distributed temperature measurement using Brillouin scattering [21]. Here both TLS are used in a single mode (single polarization) tunable regime. Two other commercialized TLS, a RIO Orion and an OEWaves FM100 with respective instantaneous linewidth of less than 1 kHz and 300 Hz, complete this study. In the case of the RIO Orion, a real time pre-calibration process is applied on the swept emitted frequency to adapt the modulation control and linearize the waveform. This technic has been first designed in LIDAR applications [22], [23].

Since all these lasers present different agilities and waveform linearity, we propose to use a common post-processing deskew filter [24], [25]. Historically developed for OFDR static applications, we here demonstrate to the best of our knowledge its first utilization for compensating different TLS nonlinearities in static but also in dynamic measurements. After showing its robustness, we evaluate the post-processed sensitivity of our DAS interrogator using these four TLS. Comparing the obtained performances on same experimental conditions, we identified differences that suggest that OFDR DAS performances are limited by the laser noise source. We then compared the post-processed level of each noise contribution that are susceptible to tarnish the interferometric phase signal. We finally identify laser phase noise as the limiting noise contribution once the backscattering intensity is optimized.

2. Deskew filter robustness for static OFDR measurement

We first evaluate the efficiency of the deskew filter post-processing to reduce waveform nonlinearity on a single modulation period of our four different TLS. Obtained results are shown figure 1. The TLS are compared two by two. Left plots show the comparison between the first Thales laser generation and the calibrated RIO Orion both modulated symmetrically at 3.75 kHz repetition rate and approximately 400 MHz modulation amplitude. On the other side (right plots), the OEWaves FM100 and the second generation of tunable solid-state laser following an asymmetric triangle with a frequency increasing over 80 % of the 500 µs modulation period and a waveform amplitude of around 260 MHz. From top to bottom are presented in order: the shapes of the continuously emitted waveforms, the initial frequency nonlinearities and the post-processed deskew filter residual error.

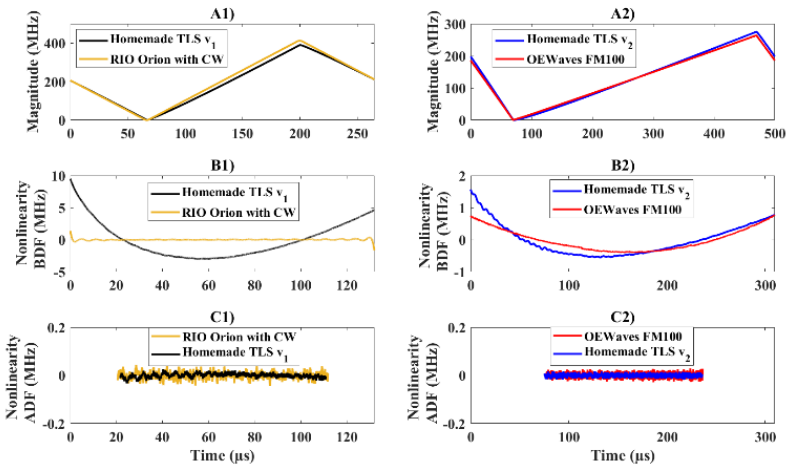


Fig.1: Comparison of four TLS modulation performances. A) The modulated waveform shapes. B) The initial nonlinearities. C) The post-processed nonlinearities. (Left) First version of our homemade TLS compared with a RIO Orion with a pre-calibrated waveform at f_{mod} = 3.75 kHz, Δf = 400 MHz and x = 0.5. (Right) Second version of our homemade TLS compared with an OEWaves FM100 at f_{mod} = 2 kHz, Δf = 260 MHz and x = 0.8. BDF: before deskew filter, ADF: after deskew filter, CW: calibrated waveform.

First of all, A1) and A2) graphs show comparable modulation waveform between commercial TLS and the homemade laboratory sources confirming the interesting potential of Thales lasers. Small differences are nevertheless visible at each comparison. On A1), the RIO Orion with pre-calibrated waveform is very linear in the middle of the growing front but present a rounder change in slope compared to the v1 laboratory laser. On A2), OEWaves FM100 is slightly linear at the growing slope starter compared to the TLS v2.

These observations are confirmed figure B1) and B2). A higher modulation nonlinearity of 12 MHz peak-to-peak amplitude is measured for the TLS v1 whereas the RIO Orion one is maintained at 60 kHz in the middle of the window. However, it has to be noted that the commercial TLS nonlinearity increases at the acquisition borders and reach 2.6 MHz of amplitude. It images the curved peak of the triangle waveform described before. On B2),

both nonlinearities are almost equivalent with 2.1 MHz peak-to-peak amplitude for our TLS v2 against 1.1 MHz for the OEWaves FM100.
Finally after the deskew filter, obtained post-processed nonlinearities are highly similar from one to another. We observe a peak-to-peak amplitude of residual modulation noise of 52 kHz for our homemade TLS v1, 30 kHz for the laboratory laser of second generation, 52 kHz for the OEWaves FM100 and 70 kHz for the RIO Orion with calibrated waveform. All these results are reported in the following Table 1. Nonlinearities peak-to-peak amplitude are also converted in a modulation magnitude percentage.

Table 1: Summary of the nonlinearity measurement before and after post-processing

	Before post-processing		***After post-processing***	
Laser Sources	*Peak-to-peak magnitude (MHz)*	*Percentage of Δf*	*Peak-to-peak magnitude (kHz)*	*Percentage of Δf*
Homemade TLS v1	12	3 %	52	**0.013 %**
Homemade TLS v2	2.1	0.81 %	30	**0.011 %**
OEWaves FM100	1.1	0.41 %	52	**0.020 %**
RIO Orion with CW	2.6	0.65 %	70	**0.017 %**

With these measurements, we demonstrate the strength and the robustness of the post-processing deskew filter that reduces the nonlinearity to less than 0.02 % of the modulation amplitude regardless of the waveform parameters or of the used TLS. It justifies also the possibility to use this post-processing to realize comparative DAS measurement with different TLS.

3. Phase resolved dynamic OFDR measurement

In the previous section, post-processing efficiency was evaluated in a static approach on a single waveform periodicity and only for the nonlinearities correction. Here we investigate its benefit for dynamic phase resolved measurement and frequency identification of disturbances.
The DAS interrogator is a classic phase-sensitive OFDR system with an I/Q demodulator and balanced photo-detectors to recover a complex interferometric signal [24]. For the proof of principle, a single polarization detection scheme is chosen. Thus, no proceedings for polarization and interferometric fading noise suppression are developed and discussed here.
In this section, the tuned laser is our homemade TLS modulated symmetrically at f_{mod} = 1 kHz and Δf = 210 MHz. The complete interrogated fiber length is equal to approximately 8300 m. 200 m before the cable's end, 1 m of fiber is wrapped around a cylindrical piezo-electric transducer (PZT) excited continuously at a single frequency of 132 Hz.
Obtained experimental results are presented figure 2 during a time acquisition of 500 ms after deskew filter. The expected post-processed spatial resolution is equal to 2.45 m. Left plot shows the measured virtual time signal obtained at the PZT position of around 8126 m. Right plot presents the equivalent power spectral density (PSD) of this phase signal over an acoustic bandwidth of 2 Hz-500 Hz.

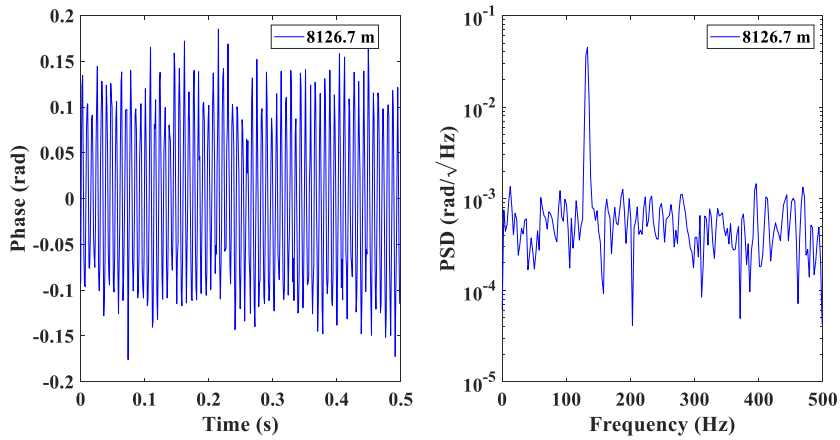


Fig.2: Detection of a piezoelectric stress applied on a single mode fiber at 8126 m. (Left) Time virtual sensor signal. (Right) Power spectral density of the measured time signal at the PZT position.

On both figures, a clear and major frequency component at 132 Hz is detected, corresponding to the PZT excitation. On the PSD measurement, no harmonic generation is visible, confirming a linear response of our DAS interrogator to the mechanical disturbance.

Both results demonstrate the faisability of a dynamic phase resolved OFDR measurement using the deskew filter digital processing where the frequency content of a PZT vibration can be recovered over more than 8 km fiber length.
Moreover, we also quantify the localized sensitivity of our DAS system with a measured white noise floor of – 33 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ over the entire acoustic bandwidth.
Since we would like to understand the origin of this detected noise level, the next part if this letter is dedicated to the characterization of the fiber sensor sensitivity in the case of a same interrogated length of fiber and a same injected optical power but with different laser source. TLS are left in the same modulation configuration as presented figure 1 and we pursue the comparison two by two.

4. Comparison of DAS performances using 4 different TLS

4.1. RIO Orion vs homemade TLS v1

Below are presented the experimental measurement between the RIO Orion and the Thales TLS v1. The probed fiber is 1580 m long. Sensing fiber is lightened with the same optical power of around 8 dBm in both cases, limited by the maximum emitted power of the RIO Orion. Three plots are given in the following figure: A) represents the obtained Rayleigh backscattering intensity profile over the last 600 m of the fiber, B) shows the average noise floor level over an acoustic bandwidth of [100 Hz: 1875 Hz] at each sampled position expressed in $dB.rad/\sqrt{Hz}$ and C) recaps those on histograms plots for all positions of the fiber length.

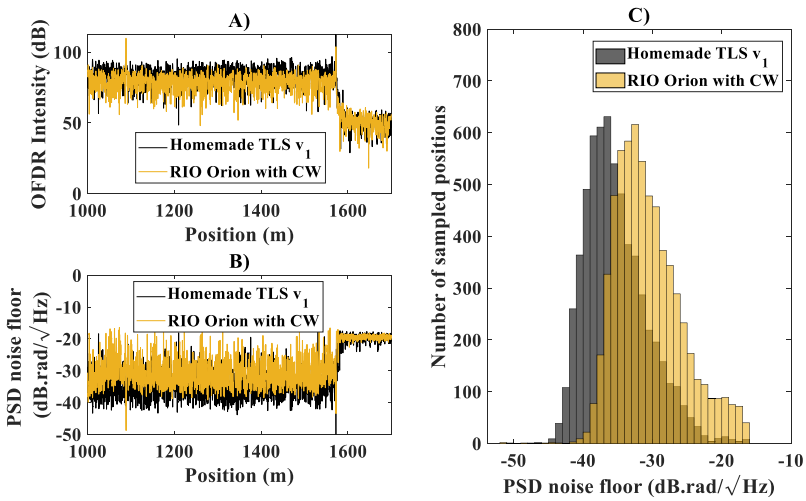


Fig. 3: Comparison of DAS performances for the first generation of homemade TLS versus a RIO Orion with calibrated waveform. The fiber under test (FUT) length is equal to 1580 m. A) OFDR Intensity profiles. B) Averaged PSD noise floor at each sensors positions over an acoustic bandwidth of [100 Hz: 1875 Hz]. C) Histograms of PSD noise floor.

The first comparison of intensity profiles shows an OFDR signal approximately 10 dB smaller for the RIO Orion laser than the Thales TLS v1. They are two ways to explain this difference. The first one is related to the presence of two FC-APC connectors reflection obtained exclusively on the RIO Orion OFDR profile at 80 m (not shown here) and at 1080 m. Those contribute to reduce the transmitted intensity to the rest of the fiber and can explain a part of the reduced backscattering signal. The other argument is that RIO Orion and homemade TLS are not emitted at the same central wavelength. The TLS v1 produces light at 1535 nm whereas RIO Orion wavelength is 1550 nm. Since Rayleigh backscattering intensity is proportional to $1/\lambda^4$, the backscattering signal is necessarily higher with the TLS v1 for a same injected optical power. Due also to the fact that cable is not interrogated with the same frequency range, local intensity profile can fluctuate from one measurement to the other as an analog process used for interferometric fading noise suppression [26]. It is important to note once again that the fiber under test (FUT) has not been changed in between both measurements.
If we now look at the PSD of the sensor floor measured on the same part of fiber (B), a higher level of noise is clearly seen with the RIO Orion. Moreover, the shape of the PSD sensing level along z-axis is globally inversely the same as the intensity profile described earlier. At the positions where the intensity is maximized, the noise level is minimized and inversely. This is in particular visible at the FC-APC connector position of the RIO Orion profile where a minimum noise level of – 48.8 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ is measured. However, at the positions where the intensity drops due to fading effects, the sensor is blinded.
The comparison of PSD histograms obtained with both lasers all along the fiber length finally confirmed this intensity-sensor sensitivity relationship (C). An average PSD noise floor of – 37 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ is obtained with the TLS v1, 4 dB below the one reached with the RIO Orion. In addition, lower sensitivity are accessed with the

TLS v1 comprises between – 45 to – 20 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ whereas the RIO Orion sensor noise levels spread from – 40 to – 15 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.
These results are consistent with recent works that demonstrates the dependency of the DAS sensitivity to the backscattering intensity [10].

4.2. OEWaves FM100 vs homemade TLS v2

To complete this first analysis, we realize the same comparison with two other laser sources in the case of a global same intensity backscattering level along the fiber length. Results of the distributed sensing performances of our DAS interrogator achieved with the second generation of homemade TLS and an OEWaves FM100 are presented figure 4. The fiber length is around 8730 m and the waveform parameters are still always the same as presented part 1. PSD noise floor are averaged over an acoustic bandwidth of [100 Hz: 1 kHz] this time.
Contrary to the previous study, intensity OFDR profiles (A) present overall the same average level of 75 dB over the 500 m of the fiber end. Nevertheless, some local distinctions are observable in particular between 8480 m and 8590 m where the backscattered intensity obtained with the OEWaves FM100 is approximately 4 dB above the one measured with the homemade TLS v2.
If we now look at the PSD noise floors, the minimum sensitivity access by both lasers over this 500 m is exactly the same and equal to - 38 $dB.rad/\sqrt{Hz}$. However, a reduced density of "blind" positions are visible in the case of the OEWaves FM100.
Comparison of the histograms illustrate this difference. As it is visible on C), a tightened distribution of the overall PSD noise floor is measured with the OEWaves TLS and an average level of – 34 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ is detected against – 32 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ for the TLS v2. The spans of both lasers PSD are nevertheless equivalent and comprised between – 45 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ and – 15 $dB.rad/\sqrt{Hz}$.

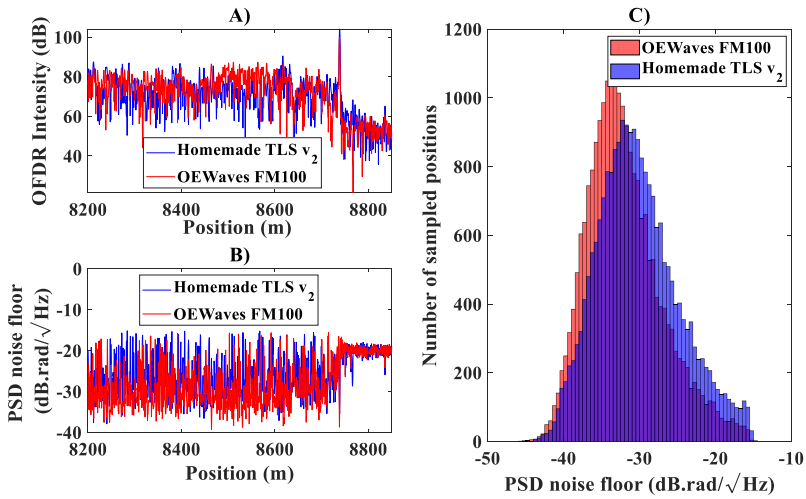


Fig. 4: Comparison of DAS performances for the second generation of homemade TLS versus an OEWaves FM100. The FUT length is equal to 8730 m. A) OFDR Intensity profiles. B) Averaged PSD noise floor at each sensors positions over an acoustic bandwidth of [100 Hz: 1000 Hz]. C) Histograms of PSD noise floor.

Since the backscattering intensities are equivalent along the 8.8 km, the reason of this gap of performance has to be searched elsewhere. Here, we hypothesize that the origin of this difference is related to laser phase noise. We exclusively focus on the noise contributions that fluctuate slowly over time and evaluate how the post-processing deskew filter can reduce those.

5. Time variation of frequency modulation

To estimate the impact of the modulation frequency noise, let us consider a simplified theoretical model of a single point backscattering element disposed at a delay τ of the FUT. In the absence of disturbance and without post-processing, the differential phase ψ of the interferometric time beating signal obtained with an OFDR technic can be written:

$$\psi(t,T,\tau) = 2\pi f_0(T)\tau - \pi\gamma(T)\tau^2 + 2\pi\gamma(T)\tau t + \Delta e_\tau(t) + \Delta\phi_\tau(t,T) \qquad (1)$$

Where t stands for the time base of static OFDR approach, T the dynamic time base with a sampling equal to one over the waveform periodicity T_{mod} (= $1/f_{mod}$), f_0 the laser central frequency, $\Delta e_\tau(t,T) = e(t,T) - e(t-\tau,T)$ the differential deterministic noise related to the laser modulation nonlinearity and $\Delta\phi_\tau(t,T) = \phi(t,T) -$

$\phi(t-\tau,T)$ the differential stochastic noise linked to the intrinsic phase noise of the laser source. Both of these last term images the complete tuning nonlinearity of the waveform that we presented in figure 1.B).
In the ideal case of a linear modulated and stabilized laser, f_0 and γ are constants of T and Δe and $\Delta\phi$ are negligible. In this situation, the obtained OFDR static spectrum is composed of a single peak at the beating frequency $f_b = \gamma\tau$ with a full width at half-maximum (FWHM) equal to the theoretical spatial resolution $\delta z = c/(2n\Delta f)$ with Δf the modulation amplitude, n the fiber refractive index and c the velocity of light in the vacuum. In practice, this is never the case and fluctuations of f_0, γ, Δe and $\Delta\phi$ contribute to deteriorate the measurement.
As we already explained, we here exclusively discuss of noise sources that vary along the time base T where phase resolved and dynamic measurement can be realized. Concerning Δe and $\Delta\phi$, we already proved the robustness of the post-processing deskew filter to reduce their contributions along t independently of the TLS and the waveform parameters (see section 2).
Once the OFDR interferometric signal is Fourier transformed, a resulting phase Ψ is measured at the spectral component $f_b = \gamma(T)\tau = 2n\gamma(T)z/c$ and can be described by:

$$\Psi(z,T) = \frac{4\pi n}{c} f_0(T).z - \frac{4\pi n^2}{c^2}\gamma(T)z^2 + \Phi_z(T) \qquad (2)$$

Where Φ_z is the laser stochastic phase noise measured at the spectral component f_b linked with $\Delta\phi_\tau$ variation along T. The fiber virtual sensor signal S at the position z is finally recovered by the measurement of the differential phase $\Delta\Psi(\delta z,T)$ of two nearby positions at the abscissa $z+\delta z$ and z [7]. By neglected terms in δz^2 we thus obtain without external disturbance:

$$S(z,T) = \Delta\Psi(\delta z,T) = \frac{4\pi n}{c} f_0(T).\delta z - \frac{8\pi n^2}{c^2}\gamma(T)z.\delta z + \Delta\Phi_z(\delta z,T) \qquad (3)$$

Where $\Delta\Phi_z(\delta z,T) = \Phi_{z+\delta z}(T) - \Phi_z(T)$. In the following sections, we evaluate separately the noise level bring to the virtual sensor signal by each term of equation (3). We compare the equivalent PSD obtained before and after deskew filter for each contribution in the four experimental cases described previously. We then finally define the noise contribution that limits our DAS interrogator sensitivity. To the best of our knowledge, this is the first time that the sensitivity limitation of a dynamic phase resolved OFDR interrogator using a post-processing deskew filter algorithm is characterized.

5.1. Time variation of γ

We begin with the time fluctuation of γ and other noise contributions are neglected. In equation (3), γ time fluctuation induces an equivalent phase noise on the fiber sensor that is proportional to the considered position as well as the spatial resolution. The farther the position or the bigger the spatial resolution, the higher the γ contribution. The equivalent PSD of this noise source that contributes to the sensitivity level at the position z can thus be written:

$$PSD\{S(z,T)\} = \frac{8\pi n^2}{c^2} PSD\{\gamma(T)\}.z.\delta z \qquad (4)$$

The below figure shows the time fluctuation of γ waveform after waveform around its time average value, over 100 ms acquisition and in the experimental cases of our four TLS. For the solid-state TLS v1 and the RIO Orion (resp. for the TLS v2 and the OEWaves FM 100), the average γ is equal to 3 GHz/ms (resp, 0.65 GHz/ms). Left (resp. right) plots present the time fluctuations measured before (resp. after) post-processing.

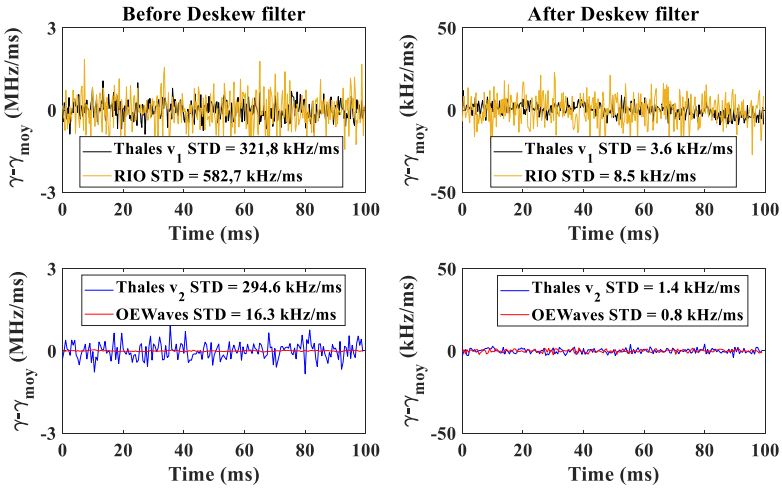


Fig. 5: Comparison of the modulation speed stability γ over time for the four TLS before (left) and after (right) post-processing.

We firstly compared the modulation speed stabilities before post-processing. The comparison of the TLS v1 and the RIO Orion with calibrated waveform shows a higher repeatability of the sweep rate γ for our homemade laser. On the 100 ms of acquisition, a standard deviation (STD) of 321.8 kHz/ms is measured against 582,7 kHz/ms for the commercial laser. Conversely, OEWaves FM100 presents a very reproducible modulation speed with only 16.3 kHz/ms of STD versus 294.6 kHz/ms for our second laser generation.

However if we now consider the post-processed modulation stability, the deskew filter strongly reduces and equalizes the time fluctuation of γ independently of the considered TLS. Indeed, γ variations are reduced to 3.6 kHz/ms of STD for the TLS v1, 8.5 kHz/ms for the RIO Orion, 1.4 kHz/ms for the TLS v2 and 0.8 kHz/ms for the OEWaves FM100. These values amount for an increase of a respective modulation speed repeatability of a factor 90, 69, 210 and 20.

In accordance with expression (4), an equivalent PSD noise on the virtual sensor signal can be estimated. We recap all these levels in the following table. To be coherent with the experimental results previously given, those are estimated at the end of the fiber (1600 m for TLS v1 and RIO Orion, 8730 m for TLS v2 and OEWaves FM100) and at the experimental spatial resolution (0.38 m for TLS v1 and RIO Orion, 0.76 m for TLS v2 and OEWaves FM100).

Table 2: Summary of γ noise contributions for the four TLS before and after post-processing.

PSD $(dB.rad/\sqrt{Hz})$	***Homemade TLS v1*** $\delta z = 0.38$ ***m*** ***z = 1600 m***	***RIO Orion with CW*** $\delta z = 0.38$ ***m*** ***z = 1600 m***	***Homemade TLS v2*** $\delta z = 0.76$ ***m*** ***z = 8730 m***	***OEWaves FM100*** $\delta z = 0.76$ ***m*** ***z = 8730 m***
Before deskew filter	-60 (white noise)	-57 (white noise)	-50 (white noise)	-60 (at 10 Hz) -70 (at 1kHz)
After deskew filter	**-80** (white noise)	**-75** (white noise)	**-75** (white noise)	**-75.2** (white noise)

With this table, we demonstrate that post-processed γ variations are very low and beneath the minimum level of the sensor sensitivity with a global white noise contribution under $-75\ dB.rad/\sqrt{Hz}$, independently of the considered TLS. Thus, this γ noise contribution is not the limiting one.

5.2. Time variation of f_0

Using the same process as previously described for γ, we now interest of f_0 variations. By ignoring other noise contributions, the equivalent converted PSD noise of this time fluctuation is proportional to the spatial resolution of the OFDR measurement:

$$DSP\{S(z,T)\} = \frac{4\pi n}{c} DSP\{f_0(T)\}.\delta z \tag{5}$$

To measure f_0 time variations, we use an auxiliary interferometric signal. As a reminder, auxiliary interferometer is used to sample the frequency nonlinearity of the TLS [24], [25]. Since the delay in this auto-heterodyne system is sufficiently short, the obtained differential phase can be approximate by the time derivative of the laser phase.

Thanks to the relationship between phase and frequency $\left(\nu = \frac{1}{2\pi}.\frac{d\phi}{dt}\right)$, the measured phase signal thus images the emitted chirped frequency. f_0 time fluctuations can therefore be analyzed by measuring the initial frequency at each waveform periods.
Experimental results for the four TLS are given figure 6 similarly to those presented previously for γ.

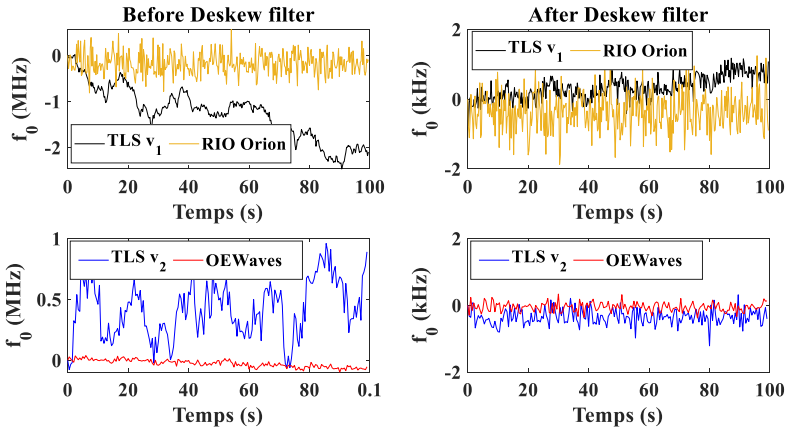


Fig. 6: Comparison of the modulation frequency origin stability f_0 over time for the four TLS before (left) and after (right) post-processing.

Before post-processing, a clear difference is visible between the homemade TLS and the commercial ones. The RIO Orion and the OEWaves FM100 maintain f_0 close to its original value with very small standard deviations equal respectively to 230 kHz and 30 kHz. In comparison, the f_0 deviation is particularly strong for our homemade Thales TLS. It drifts respectively of 1 MHz and 2 MHz during the 100 ms of acquisition for the generation 2 and 1. Nevertheless, these results are not surprising since no calibration proceedings of the waveform is realized on both laboratory lasers that are freely emitting.
After post-processing, these differences are highly erased by the deskew filter, showing once again its robustness to stabilize the laser frequency modulation. For the TLS v1 and the RIO Orion, time fluctuations are maintained below 2 kHz. Even if RIO Orion presented a higher stability before post-processing, a better correction is obtained for the homemade laser with a STD of 330 Hz against 530 Hz for the commercial source. Same results are observed for TLS v2 and OEWaves FM100. Time fluctuation are reduced and harmonized and a respective STD of 230 Hz and 130 Hz is detected.
As for γ, we now convert these noise contributions into an equivalent phase noise level. PSD are reported in table 3.

Table 3: Summary of f_0 noise contributions for the four TLS before and after post-processing.

PSD $(dB.rad/\sqrt{Hz})$	***Homemade TLS v1*** $\delta z = 0.38\ m$	***RIO Orion with CW*** $\delta z = 0.38\ m$	***Homemade TLS v2*** $\delta z = 0.76\ m$	***OEWaves FM100*** $\delta z = 0.76\ m$
Before deskew filter	**-35.2** **(at 10 Hz)** **-50** **(at 1.5 kHz)**	-43 (white noise)	**-40** **(at 10 Hz)** **-45** **(at 1 kHz)**	-50 (white noise)
After deskew filter	**-75** (white noise)	**-70** (white noise)	**-75** (white noise)	**-74** (white noise)

Two conclusions are extracted from this table. First, the original PSD of f_0 fluctuations (before post-processing) can be comparable of the sensing level shown part 2, especially at low frequencies when the used laser is not stabilized. Levels between – 35 and – 40 $dB.rad/\sqrt{Hz}$ has been achieved at 10 Hz.
By contrast, the post-processed noise level of f_0 deviation is reduce to a white noise source below $-70\ dB.rad/\sqrt{Hz}$ independently of the considered TLS. This is finally too small compare to the DAS sensitivity so it cannot be the limiting source.
With both results in mind, we here demonstrate another interest of this algorithm to harmonize f_0 PSD over the acoustic bandwidth and well below the sensitive level of the interrogator. Without this, the DAS performances would be degraded at low frequencies.

5.3. Time variation of the differential laser phase noise $\Delta\Phi_z$

Since f_0 and γ post-processed variation are negligible compared to the sensor sensitivity, the last effect to study is the laser phase noise contribution at the sensing position z. This noise source is the most difficult one to properly measure because of the complexity to isolate it from other contributions.

To estimate it experimentally, we nevertheless propose to use once again the auxiliary interferometric signal. As previously discussed for the study of f_0 variations, the obtained differential phase corresponds to the instantaneous emitted frequency of the TLS. Thus, any frequency noise is also determined by this auto-heterodyne system and time fluctuations can be followed waveform after waveform. By analogy and in a coherent regime, we can also consider that $\Delta\Phi_z$ is the differential phase of a small interferometer with an unbalanced length of δz deported at the abscissa z whereas the auxiliary differential phase is measured on an unbalanced length L_{aux}, considered sufficiently small.
We then propose to study the differential auxiliary phase noise variations before and after post-processing to evaluate an order of magnitude of $\Delta\Phi_z$. To assign a stochastic phase noise level at each waveform periods, we measured the standard deviation of the temporal signal. Time stability over T is then quantify by following the STD time fluctuations. Obtained results in our four experimental cases are presented once again figure 7.

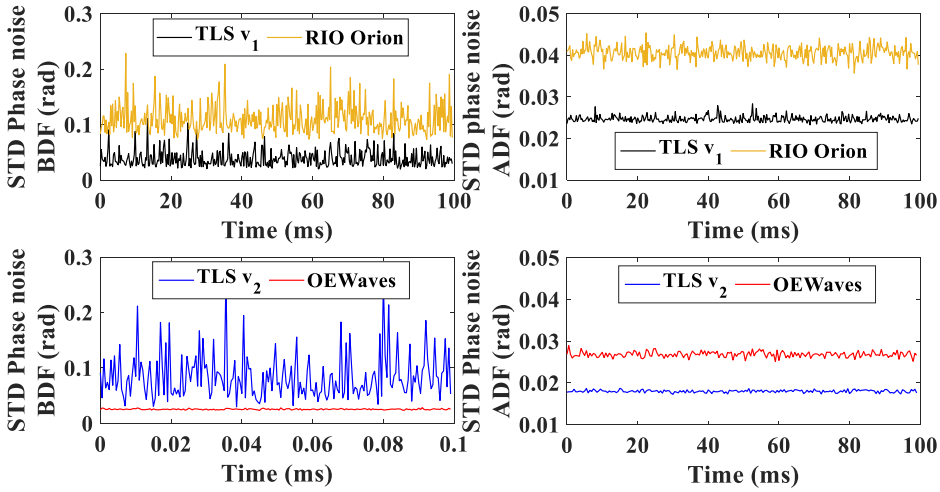


Fig. 7: Comparison of the auxiliary phase noise standard deviation (STD) measured at each modulation period and obtained for the four TLS before (left) and after (right) post-processing.

Before the deskew filter, the comparison of the TLS v1 and the RIO Orion shows a better stability for the laboratory solid-state laser: a mean level of 38 mrad against 110 mrad is measured with also reduced variation around this average value (15 mrad vs 25 mrad for the RIO Orion). In contrary, OEWaves FM100 presents a lower and uniform phase noise contribution than the Thales TLS v2. Over the 100 ms of acquisition, an average STD of 27 mrad with mastered fluctuations of 0.9 mrad is observed for the industrialized TLS. For the laboratory one, phase noise is centered at 81 mrad of STD with a 41 mrad deviation around this value.
If we now look at the post-processed level, a clear enhancement of the dynamic phase noise are visible especially for the laboratory TLS. This time and for both comparisons, better performances are obtained with the homemade TLS. For the generation v1 and v2, an average STD value of respectively 25 mrad and 18 mrad is detected with reduced fluctuations of 0.7 mrad and 0.3 mrad. A great improvement of noise performances are also visible for the RIO Orion where STD mean value is reduced to 40 mrad with a stabilized derivation of 1.6 mrad. Conversely, same STD is recovered for the post-processed OEWaves FM100 phase noise (27 mrad). After all, a reduced time fluctuation of 0.65 mrad is detected.
All of these variations along T are then converted into a PSD phase noise level and obtained values are reported in the table 4.

Table 4: Summary of stochastic phase noise contributions for the four TLS before and after post-processing.

PSD $(dB.rad/\sqrt{Hz})$	***Homemade TLS v1***	***RIO Orion with CW***	***Homemade TLS v2***	***OEWaves FM100***
Before deskew filter	-40 (white noise)	-35.2 (white noise)	-32.2 (white noise)	-50 (white noise)
After deskew filter	**-50** (white noise)	**-47** (white noise)	**-54** (white noise)	**-50** (white noise)

Once again, the great efficiency of the deskew filter is visible with post-processed noise floor reduced below $-47\ dB.rad/\sqrt{Hz}$, independently of the considered TLS and the original phase noise level.
However this time, those are highly comparable to the maximum DAS sensitivity identified experimentally part 4 ($-50\ dB.rad/\sqrt{Hz}$). Considering these results and the complete analysis we described before, we concluded

that, in a coherent regime, our phase sensitive OFDR system is limited by the laser phase noise as soon as the backscattering intensity is maximized.

6. Conclusion and discussion

In this letter, we proposed an experimental analysis of the DAS sensitivity of a complete phase resolved OFDR interrogator. We notably investigated the interest of a post-processing deskew filter algorithm integrated to this system for dynamic measurements. Historically used for static OFDR systems, we first demonstrate its robustness to compensate frequency modulation nonlinearities independently of the shape of the waveform and the considered TLS. After that, post-processed fiber sensor sensitivity has been estimated in four comparable experimental cases with four TLS that present different noise performances. With this first study, we identified and confirmed that Rayleigh backscattering intensity is the primary factor that constrains the distributed fiber sensing sensitivity. However, since different sensors noise floors distributions have been obtained along more than 8 km fiber length, with two different TLS and a same average backscattered intensity, we conclude to another noise contribution of the sensing performances.

On the same experimental data, we analyzed separately the different parameters of the emitted frequency swept light that fluctuate slowly along the acquisition time and potentiality affect the phase of the interferometric signal. With this second study, we thus demonstrated a novel efficiency of the post-processing that dramatically stabilized the modulated waveform over time. Time fluctuations of γ, f_0 and the laser stochastic noise are minimized allowing to access to white noise contribution over the entire acoustic bandwidth of the measurement. By comparing the obtained level of each one of these contributions, we finally identify the laser stochastic post-processed phase noise as the intrinsic limit of our DAS measurement once the backscattering intensity has been maximized.

Since phase noise contribution on the fiber sensor has been estimated using an auxiliary measurement, further works as numerical modeling have to be performed to complete this analysis. It could be also interesting to evaluate how the deskew filter impact DAS performances in the case of a dual polarization detection and an added interferometric fading noise processing.

Acknowledgments. The authors would like to thank the French Defense Procurement Agency (DGA-AID), France for their financial support.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available.

References

[1] X. W. Ye, Y. H. Su, and J. P. Han, "Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure Using Optical Fiber Sensing Technology: A Comprehensive Review," *The Scientific World Journal*, vol. 2014, p. 652329, Jul. 2014, doi: 10.1155/2014/652329.

[2] H. Matsumoto *et al.*, "Detection of hydroacoustic signals on a fiber-optic submarine cable," *Scientific Reports*, vol. 11, no. 1, p. 2797, Feb. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-82093-8.

[3] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, and H. F. Taylor, "Distributed fiber-optic intrusion sensor system," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 6, pp. 2081–2087, 2005, doi: 10.1109/JLT.2005.849924.

[4] M. R. Fernández-Ruiz *et al.*, "Distributed acoustic sensing for seismic activity monitoring," *APL Photonics*, vol. 5, no. 3, p. 030901, 2020, doi: 10.1063/1.5139602.

[5] Z. Pan, K. Liang, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, and Z. Fang, "Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection," in *2011 Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP)*, 2011, pp. 1–6. doi: 10.1117/12.905657.

[6] F. Peng, N. Duan, Y.-J. Rao, and J. Li, "Real-Time Position and Speed Monitoring of Trains Using Phase-Sensitive OTDR," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. 20, pp. 2055–2057, 2014, doi: 10.1109/LPT.2014.2346760.

[7] D. Arbel and A. Eyal, "Dynamic optical frequency domain reflectometry," *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, pp. 8823–8830, Apr. 2014, doi: 10.1364/OE.22.008823.

[8] S. Kreger, J. Klein, A. Rahim, and J. Bos, "Distributed Rayleigh scatter dynamic strain sensing above the scan rate with optical frequency domain reflectometry," 2015, p. 948006. doi: 10.1117/12.2177578.

[9] G. Cedilnik, G. Lees, P. E. Schmidt, S. Herstrøm, and T. Geisler, "Pushing the Reach of Fiber Distributed Acoustic Sensing to 125 km Without the Use of Amplification," *IEEE Sensors Letters*, vol. 3, no. 3, pp. 1–4, 2019, doi: 10.1109/LSENS.2019.2895249.

[10] B. Redding, M. J. Murray, A. Donko, M. Beresna, A. Masoudi, and G. Brambilla, "Low-noise distributed acoustic sensing using enhanced backscattering fiber with ultra-low-loss point reflectors," *Opt. Express*, vol. 28, no. 10, pp. 14638–14647, May 2020, doi: 10.1364/OE.389212.

[11] S. Venkatesh and W. V. Sorin, "Phase noise considerations in coherent optical FMCW reflectometry," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, no. 10, pp. 1694–1700, Oct. 1993, doi: 10.1109/50.249912.

[12] H. Gabai and A. Eyal, "On the sensitivity of distributed acoustic sensing," *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 24, pp. 5648–5651, Dec. 2016, doi: 10.1364/OL.41.005648.

[13] J. Pastor-Graells, M. R. Fernández-Ruiz, H. Martins, A. García Ruiz, S. Martin-Lopez, and M. Gonzalez-Herraez, *Impact of the laser phase noise on chirped-pulse phase-sensitive OTDR*. 2017. doi: 10.1117/12.2266870.

[14] X. Fan, Y. Koshikiya, and F. Ito, "Phase-noise-compensated optical frequency domain reflectometry with measurement range beyond laser coherence length realized using concatenative reference method," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 22, pp. 3227–3229, Nov. 2007, doi: 10.1364/OL.32.003227.

[15] O. H. Waagaard *et al.*, "Real-time low noise distributed acoustic sensing in 171km low loss fiber," *OSA Continuum*, vol. 4, no. 2, pp. 688–701, Feb. 2021, doi: 10.1364/OSAC.408761.

[16] D. Rivet, B. de Cacqueray, A. Sladen, A. Roques, and G. Calbris, “Preliminary assessment of ship detection and trajectory evaluation using distributed acoustic sensing on an optical fiber telecom cable,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 149, no. 4, pp. 2615–2627, 2021, doi: 10.1121/10.0004129.

[17] B. Lu *et al.*, “Distributed optical fiber hydrophone based on Φ-OTDR and its field test,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 3, pp. 3147–3162, Feb. 2021, doi: 10.1364/OE.414598.

[18] M. J. Murray and B. Redding, “Distributed multimode fiber Φ-OTDR sensor using a high-speed camera,” *OSA Continuum*, vol. 4, no. 2, pp. 579–588, Feb. 2021, doi: 10.1364/OSAC.413584.

[19] X. Lu and K. Krebber, “Characterizing detection noise in phase-sensitive optical time domain reflectometry,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 12, pp. 18791–18806, Jun. 2021, doi: 10.1364/OE.424410.

[20] J. Maxin, “Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar,” PhD Thesis, 2014. [Online]. Available: http://www.theses.fr/2014TOU30279/document

[21] M. Salhi *et al.*, “Measurement of Brillouin gain spectrum with dual-frequency laser for optical fibre sensor,” *Electronics Letters*, vol. 56, no. 13, pp. 672–674, 2020, doi: https://doi.org/10.1049/el.2019.4101.

[22] P. Feneyrou *et al.*, “Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry_1. Theory and signal processing,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 35, pp. 9663–9675, Dec. 2017, doi: 10.1364/AO.56.009663.

[23] P. Feneyrou *et al.*, “Frequency-modulated multifunction lidar for anemometry, range finding, and velocimetry_2. Experimental results,” *Appl. Opt.*, vol. 56, no. 35, pp. 9676–9685, Dec. 2017, doi: 10.1364/AO.56.009676.

[24] Z. Ding *et al.*, “Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 3826–3834, Feb. 2013, doi: 10.1364/OE.21.003826.

[25] Y. Du *et al.*, “Method for Improving Spatial Resolution and Amplitude by Optimized Deskew Filter in Long-Range OFDR,” *Photonics Journal, IEEE*, vol. 6, pp. 1–11, 2014, doi: 10.1109/JPHOT.2014.2352622.

[26] D. Chen, Q. Liu, and Z. He, “Phase-detection distributed fiber-optic vibration sensor without fading-noise based on time-gated digital OFDR,” *Optics Express*, vol. 25, p. 8315, 2017, doi: 10.1364/OE.25.008315.

Article 2 (en cours de soumission) :

Beamforming in Distributed Acoustic Sensing using dynamic and coherent OFDR measurement

GUILLAUME ARPISON[1,3*], VINCENT KEMLIN[2], BENOIT DE CACQUERAY[1], ARNAUD PEIGNE[1] AND ERIC LACOT[3]

[1]*THALES Defense Mission Systems, 525 route des Dolines, 06560 Valbonne*
[2]*THALES Research & Technology, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau cedex*
[3]*Université Grenoble Alpes, CNRS, LIPhy, 140 rue de la Physique, 38402 Saint-Martin d'Hères*
**guillaume.arpison@thalesgroup.com*

Abstract: We performed a beamforming processing on a distributed acoustic sensing signal using a dynamic and coherent OFDR interrogator and a post-processing algorithm. We firstly confirmed the spatial resolution of the measurement by applying a localized finger pressure on a linearly unwound fiber in a garden. We thus generated a shock on this deported fiber by overthrowing a travel pass on it. The position of the knock as well as the wave front propagation are detected. After filtering and normalization process, a time beamforming algorithm allowed to estimate the azimuth angle of the disturbance.

© 2021 Optical Society of America under the terms of the OSA Open Access Publishing Agreement

7. Introduction

Distributed acoustic sensing (DAS) is based on the principal that the phase of a Rayleigh backscattered light from an optical fiber is highly sensitive to mechanical vibrations. By interrogating the argument of this complex counter propagated optical field, DAS is able to localize and characterize environmental disturbances applied all along the sensor. Due to these very desirable capabilities to transform a telecommunication fiber into a distributed array of acoustic sensors, DAS has been widely introduce in many application fields as intruder detection, structural health monitoring or geophysical and seismic measurements [1]–[4].

The today most advanced and commercialized technology for DAS measurement is phase-sensitive Optical Time Domain Reflectometry (ϕ – OTDR) [5]. In ϕ – OTDR, a pulse of light whose duration width and amplitude are configurable, is injected in the optical fiber. Within the pulse time window, interferences happen between Rayleigh backscattered lights coming from different scattering centers. These local interferences along the fiber length result in a detected profile that maps the relative phase of the light coming from each sampled region of the fiber. In an isolated system, this obtained resulting ϕ – OTDR profile is reproducible over time. In contrast, any excitation applied on the sensor modifies this phase signal and can be analyzed to recover information about the disturbance. One of the biggest limitation of ϕ – OTDR is the peak optical power injected in the sensor that enhances nonlinear effects and reduced the sensor sensitivity. To avoid this effect, the use of wider and intensity reduce pulses can be a solution but it contributes to increase the spatial resolution and reduce sound over noise ratio (SNR) at long distance.

As an alternative, phase resolved Optical Frequency Domain Reflectometry (ϕ – OFDR) can be proposed [6]. Compare to OTDR, OFDR systems are auto-heterodyne interferometers where Rayleigh backscattering is interrogated by recombination with a linearly chirped wave generated by a tunable laser source (TLS) or an external modulator. The obtain signal is a beating signal whose frequency content maps the complete profile of the fiber. Dynamic OFDR measurements are achieved by tracking the phase of this complex spectrum in time [7]. Here, the sensor performances are defined by the modulation waveform parameters: the spatial resolution is equal to the ratio of the group velocity of light in the fiber over twice the modulation amplitude and the highest detectable acoustic frequency is limited to half of the repetition rate of the waveform. Knowing these conditions, access to high modulation speed (high amplitude and high repetition rate) is a clear challenge of dynamic and coherent OFDR. In addition, there is an important need of finding laser sources that present small phase noise and reduced modulation nonlinearities because it strongly deteriorates measurement performances. Hardware and software solutions are thus deployed elsewhere to assess and compensate a part of this noise sources [8]–[10]. However due to the complexity of these processing and a reduce availability of commercial narrow linewidth and highly accordable TLS, OFDR applications are mostly limited to short distance measurements with small acoustic bandwidth and high spatial resolution [9].

Nowadays combined technologies are developed to benefit of both ϕ-OTDR and OFDR. We can mention chirped-pulsed OTDR (CP-ϕOTDR) and time gated digital OFDR (TGD-OFDR) technics that are coupled with numerical pulse compression algorithm. They provide solutions for interrogating more than 100 km fiber length with metric

spatial resolution, kHz acoustic bandwidth and offer the possibility to reduce interferometric fading effect that blind part of the fiber [11]–[13].
Recently, the question of localizing the acoustic source in the surrounding space of the cable using DAS interrogators becomes another challenge of primary interest to investigate new sensing applications. Shpalensky et al. realized in 2018 a two – dimensional (2D) tracking of a moving target in air along a 500 m fiber length using sinusoidal frequency modulation and an OFDR interrogator [14]. In ϕ – OTDR, Jiajing et al. demonstrated a 2D and 3D acoustic source localization using array signal processing on a single mode fiber wounded on a cylinder of elastic material [15]. This year in 2021, Lu et al. developed also a distributed optical fiber hydrophone coupled with a beamforming processing that permits to enhance the sensor sensitive by 20 dB and allows to follow the travel of a boat [16]. It is noted that all of these reported results require specific processing of the fiber by adding a specific outer jacket material or by wrapping it on an acoustic sensitive mandrel.
In this paper, we present beamforming results obtained on a linearly deployed single mode fiber using a dynamic coherent ϕ – OFDR interrogator. The modulated waveform is generated by a homemade TLS presenting really desirable frequency agility with small nonlinearities. Nevertheless, a careful optimized post processing is used to suppress this laser modulation frequency noise. We also demonstrate the algorithm interest for dynamic OFDR measurement by identifying a stabilization of the post-processed waveform throughout the acquisition. Once we justify the ability of our interrogator to realize DAS measurement, a mechanical vibration is applied on the unwounded fiber. We demonstrate that the external excitation is detected at the good position independently of the modulation waveform parameters and fiber lengths. The wave propagation is clearly visualized with a proper identification of its velocity. To the best of our knowledge, this is the first time that time beamforming is performed on a linear cable especially using OFDR coherent measurement without dual polarization detection and no fading noise compensation proceedings.

8. TLS performances and post processing waveform stabilization

To achieve dynamic OFDR measurement, highly accordable TLS are required. Here we use a homemade TLS emitted at a center wavelength of 1535 nm. This class B solid state laser is frequency modulated using an intracavity electro-optical modulator. It has been historically developed to produce microwave tunable oscillators for radar applications [17]. Distributed Brillouin fiber sensing measurements have also been realized using this laser in a bi-mode (bi-polarization) regime [18]. In a tunable single mode configuration, very desirable modulation performances for OFDR has been achieved with repetition rate higher than 100 kHz and modulation amplitudes close to 4 GHz. In a DAS perspective, these values conduct to obtain a potential fiber sensor spatially resolved at 2.5 cm with an acoustic bandwidth exceeding the audible frequencies. Moreover, particularly small modulation nonlinearities are surveyed with this TLS. As an example, we present below (figure 1) its performances obtained in the case of two different symmetric sawtooth modulations of 1 kHz repetition rate f_{mod} and 219 MHz modulation amplitude Δf and in the case of f_{mod} = 10 kHz and Δf = 820 MHz. These modulation controls correspond respectively to a modulation speed γ (=$2f_{mod}\Delta f$) of 438 MHz/ms and 16.4 GHz/ms. Top plots (A1) and B1)) are showing the shape of the continuous modulated frequency over a waveform time periode. A2 and B2) thus represent their associated modulation nonlinearities in both cases.

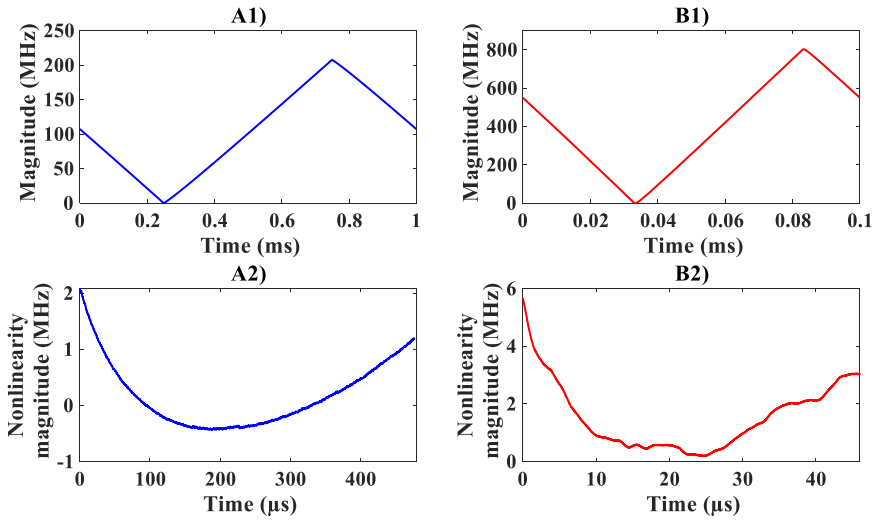


Fig. 1: Modulation performances of our homemade TLS obtained in two sawtooth symmetric modulation configurations. A) f_{mod} = 1 kHz, Δf = 219 MHz. B) f_{mod} = 10 kHz, Δf = 820 MHz. Top figures A1) and B1) are showing the shape of the emitted frequency obtained over a modulation time period in both configuration. A2) and B2) present their associated nonlinearities over a time duration of a growing front.

In both situations, a sharp profile is clearly measured at the output of our homemade TLS. In the first case (A1) and A2)) and on the time window where frequency increases (50 µs), a peak to peak nonlinearity amplitude of around 2.2 MHz is detected which amounts only to 1 % of the complete modulation amplitude. Similarly in the second configuration (B1) and B2)), a tiny peak to peak modulation error of around 6 MHz is detected just corresponding to 0.7 % of the complete tuned bandwidth. Both results confirm the great interest of this laser source for OFDR measurement thanks to its abilities to reach high modulation speed with excellent sweep linearities.
Despite all that, this small modulation error need to be compensate to ensure DAS performances. To do this, we propose to adapt a deskew filter (DF) post-processing algorithm in order to correct TLS modulation [19]. Theory of the DF has been widely develop in literature for static OFDR applications and proved its benefits to obtain 92 km Rayleigh backscattering intensity profile with a 13 m spatial resolution [10]. However, its application for dynamic phase sensitive OFDR measurement has been barely studied. We propose here to investigate its contribution for stabilizing laser modulation and reduce low time fluctuations.
Let us consider a specific backscattering position of the fiber under test (FUT) at a delay τ. The corresponding phase $\Delta\Psi$ of the interferometric beating signal obtained in OFDR can be written:

$$\Delta\Psi(t,T,\tau) = 2\pi f_0(T)\tau - \pi\gamma(T)\tau^2 + 2\pi\gamma(T)\tau t + \Delta\xi_\tau(t) \qquad (1)$$

Where t stands for the time base of static OFDR approach, T the dynamic time base with a sampling equal to one over the waveform periodicity T_{mod} (= $1/f_{mod}$), f_0 the laser central frequency and $\Delta\xi_\tau(t,T) = \xi(t,T) - \xi(t-\tau,T)$ the differential phase noise term that includes the differential deterministic noise related to the laser modulation nonlinearity and a differential stochastic noise linked to the intrinsic phase noise of the laser source. In the ideal situation of a perfect and linear TLS, f_0 and γ remain constant along T axis and $\Delta\xi$ is negligible. In practice, this is never the case and time fluctuations of f_0, γ et $\Delta\xi$ seriously worsen the measurement sensitivity and accuracy.
With an optimized DF adapted to our solid state TLS, we are able to strongly compensate these noise contributions. Post-processed results are shown figure 2 in the case of a TLS average modulation speed of 438.5 MHz/ms (case A1) previous figure). Time variations of ξ, γ and f_0 are represented from left to right. Blue and red curves correspond respectively to original and corrected errors. A real improvement is visible on these plots.

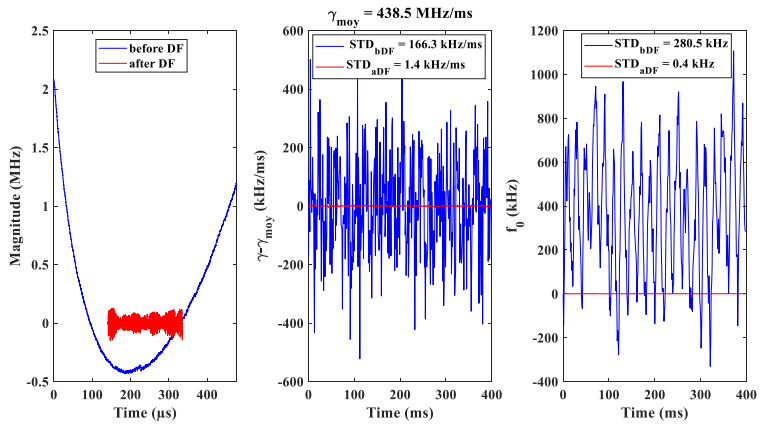


Fig.2: Evaluation of DF dynamic performances with Thales TLS modulated at f_{mod} = 1 kHz and Δf = 220 MHz. A) Modulation nonlinearity before and after DF. B) Modulation speed time variations before and after DF. C) Time deviation of f_0 before and after post-processing. STD: standard deviation, bDF: before deskew filter, aDF: after deskew filter.

For ξ, the peak to peak nonlinearity magnitude drops by almost 2.5 MHz to 200 kHz. It characterizes an improvement of tuning linearity by more than a factor 12. Nevertheless the rectified signal must be reduced to a shorter time window due to the intrinsic post-processing aliasing happening at window edges on a time duration equal to $\frac{f_s}{\Delta f}T_{mod}$ where f_s is the data acquisition frequency sampling. This drawback of the DF induces an increase of the accessible OFDR spatial resolution by a factor $\frac{1}{1-\frac{f_s}{\Delta f}}$. However this effect can be neglected in the case of sufficiently short f_s compared to the modulation amplitude.
At the same time γ and f_0 fluctuations are also dramatically reduced. Standard deviation around their mean values are respectively improved by a factor 119 and 701. In the case of f_0 time variations, this improvement is specifically visible at the frequency of 50 Hz where this strong electronic noise contribution is completely filtered by the DF.
We thus demonstrate that interferometric phase noise is efficiently mastered by the post-processing. Parameters of the modulated waveform are stabilized along the dynamic time base T allowing a reproducible measurement of

the Rayleigh backscattering over time. Then, the optical phase at each spectral component of the OFDR profile is properly defined and DAS approach can be investigated.
In the next sections we therefore present dynamic ϕ – OFDR measurement obtain in a representative outside environment.

9. Experimental setup

The experimental setup is presented figure 3. A 50 m multi-channel optical cable with a specific polyurethane outer jacket is unwound linearly in a garden (Eurofo CRM 04-PU). Half first part of the cable is laid on a pavement, the other half disposed in the grass. It is left freely on the floor except at two positions close to its middle. Two adhesive tapes spaced by around 30 cm maintained the fiber stable and avoid the cable to roll when mechanical disturbances are applied on it. The PU sensor holds 4 standard single mode fibers that are spliced each other. The total length of the fiber is thus equal to 200 m. Thanks to this structure, any environmental parameters modification at one specific location of the multi-channel cable will simultaneously impact the phase of the Rayleigh backscattered signal from 4 different positions.
The OFDR dynamic system is left inside the laboratory room in order to isolate the sensitive part of the cable from the rest of the setup. At the interrogator output, a configurable length L of single mode fiber is added in order to evaluate the sensor performances for different offsets of the PU cable. To bring the sensor outside, another 40 m length of single mode fiber is used to travel the corridor that separate the inside from the yard. Each section of the complete cable is connected to each other by FC – APC connectors.

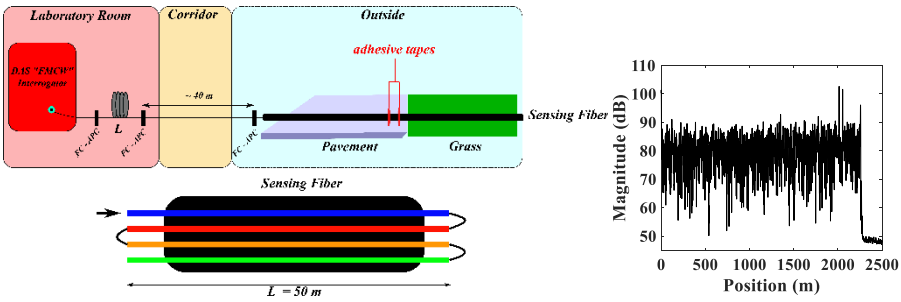
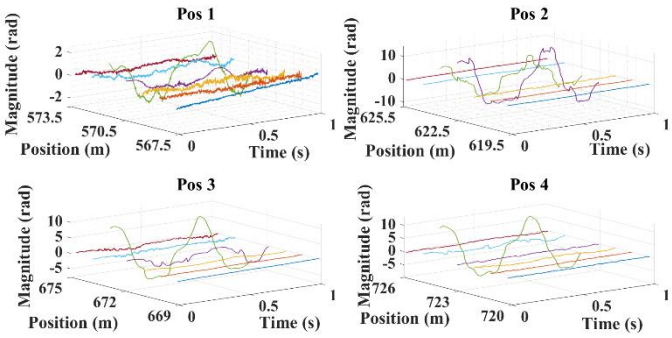


Fig. 3: (Left) Diagram of the garden measurement. (Right) OFDR profile obtained for L ~ 2 km.

10. Static and dynamic spatial resolution

In this part, we firstly check the performances of our system in terms of spatial resolution. As an example, we show on the right plot of figure 3 the obtained OFDR static profile for L ~ 2 km. The TLS waveform remains the same as the example presented figure 1.A1). The data frequency sampling is defined at 130 MHz. In this case, the expected post-processed spatial resolution along the sensor is equal to 2.35 m. On this intensity profile, length of each fibers section is properly measured with respect of the position of the FC – APC connectors. The end of the first portion of 2 km is visualized at 2014 m. 40 meters away, another peak is detected corresponding to the fiber length laid in the corridor (2054 m). The end of the fiber is also measured at 2256 m corresponding to the 200 m of the sensitive part of the cable. Finally at each FC – APC locations, the measured full width at half maximum of each intensity peak is perfectly equal to the anticipated static spatial resolution.
We also want to confirm this result by evaluating it on a dynamic approach. To do this, we apply a pointwise pressure with the finger on the portion of fiber in between both adhesive tapes. We then interrogate the spatial derivative of the optical phase at each spectral components of the OFDR profile. Obtained results are reported figure 4. The delay length L is equal to 500 m in this case. The frequency emitted by the TLS is still following the same modulation control but the data sampling frequency is here equal to 32.5 MHz. With these conditions, the expected post-processed spatial resolution is close to 0.8 m, bigger than the length between both tapes.



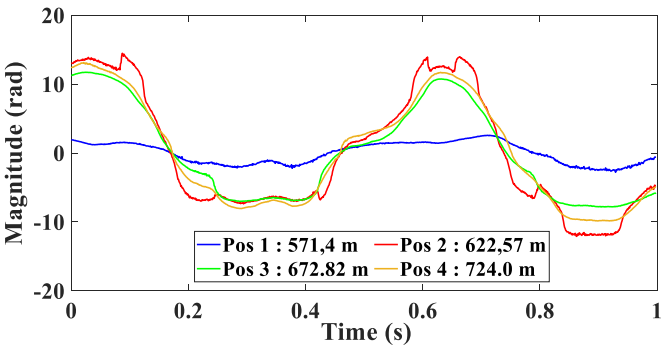


Fig.4: 4 virtual sensor signals at 4 positions of the sensing fiber where the fingers pressure was applied.

On the top of figure 4, we represent four 3D plots of virtual sensor time signals measured at 4 positions theoretically corresponding to the location of the applied finger pressure (570.5 m, 622.5 m, 672 m and 723 m). On each 3D representation, 6 Rayleigh backscattered phase signals are presented, separated each other by 0.8 m. On these curves, low time phase variation are visualized at the four expected positions of the unwound FUT. As the adhesive tapes are disposed approximately in the middle of the sensing fiber, we also recover the 50 m that separates each stretched point of the multi-channel sensor. Besides, excepted at 622.5 m where the pressure is spread on two positions, signal excitation is detected on a single resolved position confirming the dynamic spatial resolution of the OFDR measurement.

Finally by overlapping each of these detected signals, the four slow phase variations are perfectly in phase, approving that pressure is instantaneously visible at the four different fibers positions (bottom of figure 4).

11. Vibration time propagation and beamforming

Once we confirm the static and dynamic spatial resolution of our DAS measurement, we evaluate our system capabilities to detect and follow a propagative wave over time. The following section describes different experimental results where the efficiency of the $\phi-$ OFDR dynamic interrogator is investigated on different fiber lengths, spatial resolutions and in the case of different applied external disturbances.

5.1. First modulation configuration and L ~ 2 km

In a first experimental case, a travel pass is released 10 cm above the PU-sensor and fall vertically and freely in between both adhesive tapes. The complete FUT length as well as data acquisition frequency sampling and modulation amplitude are similar to those presented figure 3 right. Thus, the final expected post-processed gauge length is equal to 2.35 m. In this case, the spatial sampling is left to 47 cm, corresponding to the theoretical and ideal OFDR spatial resolution for 219 MHz modulation amplitude. An example of the obtained signals is shown figure 5. Top figure presents the obtained raw phase signal over the 200 m of the PU multi-channel fiber. Bottom matrix shows the same data, filtered on the frequency bandwidth [90:400] Hz and normalized by the noise floor. Note that the presented results are obtained with a single polarization detection and no specific interferometric fading noise processing.

On these pictures, the knock of the travel pass is clearly visible. The wave front appears simultaneously at four different locations, separated by approximately 50 m at the time acquisition of 740 ms (2080 m, 2132 m, 2180 m, and 2231 m). Due to the magnitude of the shock, important phase jumps are detected on raw data that contribute to scramble the virtual sensor signals at these positions. The use of numerical filters and normalized processes allow to properly reduce these noise contributions.

Nevertheless, two “V” shapes are visualized at the surrounding positions confirming the time propagation of the shock along the fiber length. It is spreading over two sensing portion of 50 m between 2080 m and 2132 m and between 2180 m and 2234 m. Knowing the PU-fiber disposal in the garden (see figure 3), these regions correspond to the part of the black cable that is unwound in the grass. A velocity of 1100 m/s is measured for each slope of both “V” that may correspond to the speed of a shear wave that propagates in the cable’s jacket. For the sensor part located on the pavement, no signal propagation is visible. Rather than a real disturbance with an infinite speed, the horizontal line that crosses the matrix from 2132 m up to the end of the fiber corresponds to measurement noise.

After data denoising processing (bottom matrix), the wave front propagation is particularly trackable on a fiber region of approximately 6 m (circled in red). We thus select this region for a first time beamforming treatment.

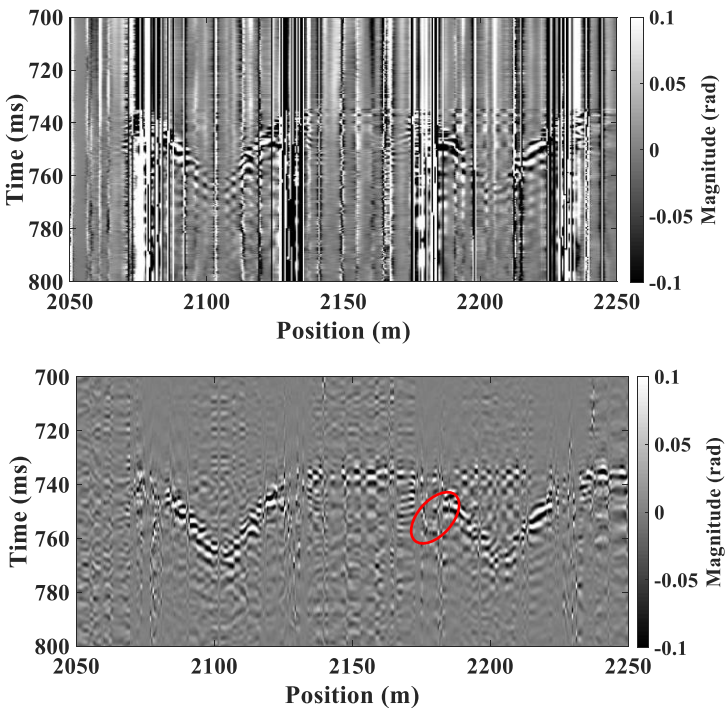


Fig. 5: Fall of a travel pass on a fiber sensor length of 2 km. (Top) Raw data. (Bottom) Filtered and normalized data on a frequency bandwidth [90:400] Hz.

The obtain results of this acoustic array processing are given figure 6. The left plot shows the 13 signals of this 6 meters of fiber (filtered and normalized) realigned by considering a propagation speed of 1100 m/s. The right-hand 3D matrix shows an estimation of the azimuth angle of the applied shock on the sensor.

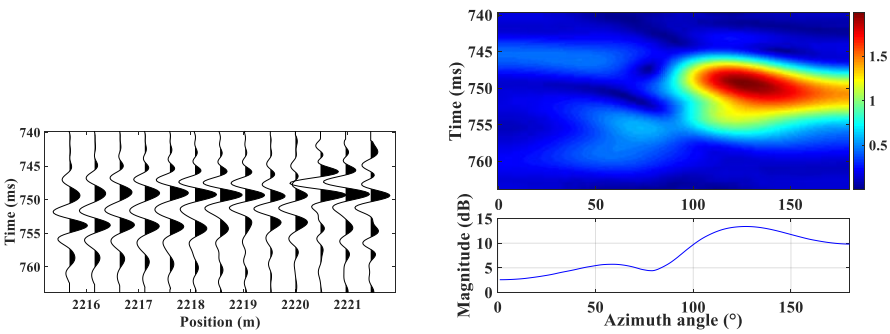


Fig. 6: (Left) Alignment of 13 sensors signals at the vibration position. (Right) Time beamforming over these 13 signals at the propagation speed of 1100 m/s.

With these measurements, the summation of the 13 aligned signals comes near to the maximum gain of antenna and a proper alignment at 130° of azimuth is identified. This result shows the good reliability of our phase sensitive OFDR interrogator to keep the phase information of an external mechanical vibration over its time propagation.

5.2. First modulation configuration and L ~ 7.6 km

To explore our DAS performances at longer distances, we realized an equivalent measurement with a same frequency modulation control and a bigger delay length L of 7.6 km. The mechanical stress of the fiber is applied similarly by the fall of the travel pass in between both tapes. Data acquisition sampling as well as post-processed spatial resolution and sampling remains exactly the same as the previous paragraph. Obtained result is presented figure 7.

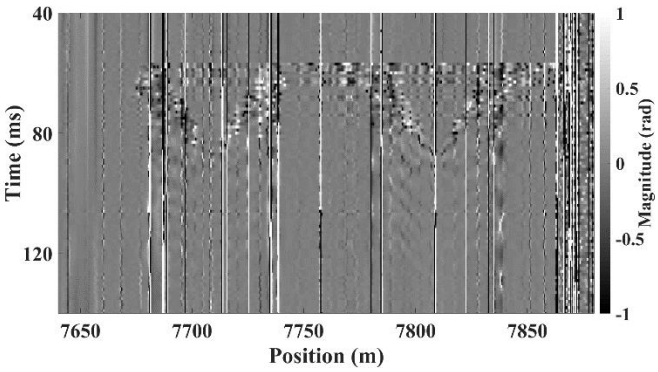


Fig.7: Fall of the travel pass at the deported 8 km fiber length.

Once again, the knock on the fiber is visible simultaneously at four positions of the 200 m PU fiber and the 50 m that separates each part of it is perfectly recovered. Also, no trace of the disturbance is detected in the isolated fiber part let in the laboratory and the corridor. The "V" profile is recovered with the same shape as previously described and another propagation speed of 1100 m/s is also identified. This result shows the repeatability and the robustness of the DAS measurement over 8 km of fiber that allows to obtain consistent measurements in the case of a same applied disturbance.

5.3. Beamforming with highly modulated TLS

We finally investigate the $\phi -$ OFDR performances in a highly spatially and acoustically resolved measurement. A fiber length of 280 m of standard single mode fiber is deployed linearly on the floor in a long corridor. The TLS modulation speed is equal to 16.4 GHz/ms (figure 1.B1)) and the data sampling is left to 130 MHz. In this particular case where $\Delta f \gg f_s$, the decay of the spatial resolution induced by the post-processing is mastered and an output value of 23 cm is obtained (against 13 cm in a theoretical ideal case). Thus, more than 1270 virtual sensors are interrogated simultaneously on an acoustic bandwidth of 5 kHz. The acoustic perturbation is generated by slamming a door near the fiber. The DAS obtained measurement is presented below (figure 8). A) and B) are showing respectively the raw data and their time derivative.

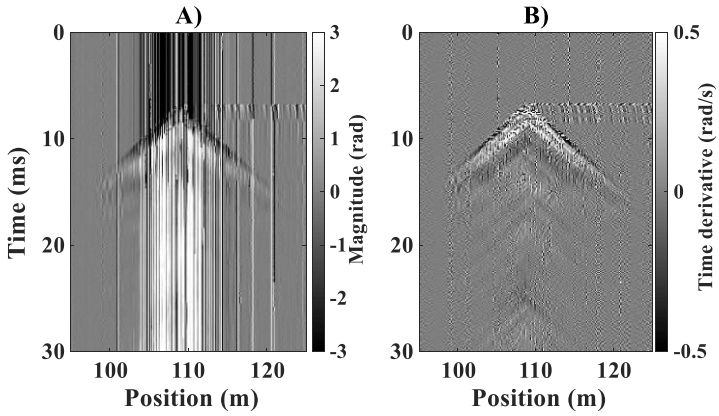


Fig. 8: Detection of a door slam at a fiber position of 110 m. A) Original virtual sensor signals between 95 m and 125 m spatially sampled at 13 cm. B) Time derivative of each virtual sensor signals. Laser modulation: sawtooth symmetric with Δf = 830 MHz and f_{mod} = 10 kHz.

This time, a complete 'V' profile is properly detected on raw data and over 20 m of fiber. The wave front appears at 8.5 ms and propagates during approximately 9 ms. At the instant of the chock, a measured noise with an infinite velocity scratched horizontally the matrix representation in the same way as in the previous experiments. Moreover, the acoustic signal generated by the door slam is strong and contributes to some phase jumps that quarrel the time signal over numbers of positions. In order to filter those easily, a time derivative of each virtual sensor signal is performed (B)) [4]. With this process, the complete acoustic signal is detected and echoes emerge from the noise floor. Finally, a wave speed of 2310 m/s is measured which characterize once again an acoustic propagation inside a solid material (probably the corridor floor) different as the one observed in the garden.

12. Conclusion and discussion

In this letter, we demonstrated the feasibility of a dynamic phase sensitive OFDR measurement by coupling a highly tunable laser source and an adapted post-processing deskew filter. We confirm the effectiveness of this algorithm to compensate chirp nonlinearity but also brought to light is capabilities to stabilize the waveform over time and access DAS applications. Experimental dynamic measurements have therefore been performed on a single mode fiber deployed linearly in a garden. We firstly recovered the expected spatial resolution by locating a pointwise dynamic pressure applied on the cable. We detected a mechanical wave propagation along the fiber length, measured its velocity and performed a beamforming treatment to estimate the azimuth angle of the original disturbance. We finally show the robustness of this interrogator to measure different external stress over 8 km of fiber with up to 10 cm of spatial resolution.

Each of these results offers really promising perspectives for DAS measurement using phase resolved OFDR technics. Future works still have to be led to evaluate the real sensitivity of this interrogator. Distributed sensing using an acoustic calibrated source would be interesting to evaluate it and also to estimate the acoustic transfer function of the cable.

Acknowledgments. The authors would like to thank the French Defense Procurement Agency (DGA-AID), France for their financial support.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available.

References

[1] J. C. Juarez, E. W. Maier, K. N. Choi, and H. F. Taylor, “Distributed fiber-optic intrusion sensor system,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 6, pp. 2081–2087, 2005, doi: 10.1109/JLT.2005.849924.

[2] X. W. Ye, Y. H. Su, and J. P. Han, “Structural Health Monitoring of Civil Infrastructure Using Optical Fiber Sensing Technology: A Comprehensive Review,” *The Scientific World Journal*, vol. 2014, p. 652329, Jul. 2014, doi: 10.1155/2014/652329.

[3] M. R. Fernández-Ruiz *et al.*, “Distributed acoustic sensing for seismic activity monitoring,” *APL Photonics*, vol. 5, no. 3, p. 030901, 2020, doi: 10.1063/1.5139602.

[4] H. Matsumoto *et al.*, “Detection of hydroacoustic signals on a fiber-optic submarine cable,” *Scientific Reports*, vol. 11, no. 1, p. 2797, Feb. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-82093-8.

[5] R. Juškaitis, A. M. Mamedov, V. T. Potapov, and S. V. Shatalin, “Interferometry with Rayleigh backscattering in a single-mode optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 3, pp. 225–227, Feb. 1994, doi: 10.1364/OL.19.000225.

[6] W. Eickhoff and R. Ulrich, “Optical frequency-domain reflectometry in single-mode fibers,” in *Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, 1981, p. WF3. doi: 10.1364/OFC.1981.WF3.

[7] D. Arbel and A. Eyal, “Dynamic optical frequency domain reflectometry,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, pp. 8823–8830, Apr. 2014, doi: 10.1364/OE.22.008823.

[8] Y. Feng *et al.*, “High-Performance Optical Frequency-Domain Reflectometry Based on High-Order Optical Phase-Locking-Assisted Chirp Optimization,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 38, no. 22, pp. 6227–6236, Nov. 2020.

[9] S. Kreger, J. Klein, A. Rahim, and J. Bos, “Distributed Rayleigh scatter dynamic strain sensing above the scan rate with optical frequency domain reflectometry,” 2015, p. 948006. doi: 10.1117/12.2177578.

[10] Z. Ding *et al.*, “Long-Range OFDR-Based Distributed Vibration Optical Fiber Sensor by Multicharacteristics of Rayleigh Scattering,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, no. 5, pp. 1–10, Oct. 2017, doi: 10.1109/JPHOT.2017.2752281.

[11] G. Cedilnik, G. Lees, P. E. Schmidt, S. Herstrøm, and T. Geisler, “Pushing the Reach of Fiber Distributed Acoustic Sensing to 125 km Without the Use of Amplification,” *IEEE Sensors Letters*, vol. 3, no. 3, pp. 1–4, 2019, doi: 10.1109/LSENS.2019.2895249.

[12] B. Redding, M. J. Murray, A. Donko, M. Beresna, A. Masoudi, and G. Brambilla, “Low-noise distributed acoustic sensing using enhanced backscattering fiber with ultra-low-loss point reflectors,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 10, pp. 14638–14647, May 2020, doi: 10.1364/OE.389212.

[13] O. H. Waagaard *et al.*, “Real-time low noise distributed acoustic sensing in 171km low loss fiber,” *OSA Continuum*, vol. 4, no. 2, pp. 688–701, Feb. 2021, doi: 10.1364/OSAC.408761.

[14] N. Shpalensky, L. Shiloh, H. Gabai, and A. Eyal, “Use of distributed acoustic sensing for Doppler tracking of moving sources,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 13, pp. 17690–17696, Jun. 2018, doi: 10.1364/OE.26.017690.

[15] L. Jiajing *et al.*, “Distributed acoustic sensing for 2D and 3D acoustic source localization,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 7, pp. 1690–1693, Apr. 2019, doi: 10.1364/OL.44.001690.

[16] B. Lu *et al.*, “Distributed optical fiber hydrophone based on Φ-OTDR and its field test,” *Opt. Express*, vol. 29, no. 3, pp. 3147–3162, Feb. 2021, doi: 10.1364/OE.414598.

[17] J. Maxin, “Oscillateurs optoélectroniques largement accordables et faible bruit pour les applications radar,” PhD Thesis, 2014. [Online]. Available: http://www.theses.fr/2014TOU30279/document

[18] M. Salhi *et al.*, “Measurement of Brillouin gain spectrum with dual-frequency laser for optical fibre sensor,” *Electronics Letters*, vol. 56, no. 13, pp. 672–674, 2020, doi: https://doi.org/10.1049/el.2019.4101.

[19] Z. Ding *et al.*, “Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 3, pp. 3826–3834, Feb. 2013, doi: 10.1364/OE.21.003826.

Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué

Résumé

Depuis plus de vingt ans, l'intérêt pour les capteurs acoustiques distribués (DAS) à base de fibre optique va croissant, porté par la perspective alléchante d'exploiter le réseau de télécommunication fibré préexistant en vue de répondre à de nombreuses applications (sismologie, surveillances de la santé d'ouvrages, voirie …). L'enjeu technologique majeur du domaine est la réalisation d'une mesure synchronisée et cohérente entre tous les capteurs virtuels isolés dans la même fibre. Cela doit permettre d'identifier et de classifier différentes perturbations dynamiques en fonction de leur signature vibratoire le long du câble. Dans cette thèse, nous nous intéressons à la réalisation d'un interrogateur DAS capable d'adresser des applications acoustiques relativement hautes fréquences par rapport à l'état de l'art du domaine et présentant des résolutions spatiales bien meilleures (inférieures au mètre voire au centimètre).

Pour ce faire, nous développons un système de réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) sensible à la phase. Cette technologie repose sur l'interférence entre une onde optique modulée rapidement, continument et linéairement en fréquence et cette même onde résultant de sa rétrodiffusion globale tout le long de la fibre. L'analyse du spectre radiofréquence obtenu en amplitude et en phase permet ensuite de remonter au signal vu par toutes les positions de la fibre. Résolutions spatiale et temporelle de la mesure sont toutes deux conditionnées par la qualité de la forme d'onde modulée qui doit être à priori la plus linéaire et la plus stable possible. Cependant nous montrons dans ce travail que la stabilité et la linéarité de la modulation en fréquence peuvent être gérées numériquement dans une certaine mesure. Notre système DAS combine trois briques technologiques principales : un laser de laboratoire état-solide, accordable hautement et avec très peu de non-linéarité intrinsèque (< 1%), un système interférométrique optoélectronique et un traitement numérique permettant à la fois la correction de la modulation de fréquence et l'obtention de signaux capteurs.

Nous parvenons à une mesure DAS résolue spatialement et temporellement sur une fibre de plusieurs kilomètres où phase et fréquence de la contrainte sont détectées. Nous quantifions finalement un niveau de sensibilité de notre interrogateur et nous proposons une analyse comparée des performances de cet interrogateur pour différentes sources agiles en fréquence afin d'identifier les sources de bruit limitantes.

Mots clés : Capteurs à fibre optique, capteurs acoustiques distribués, réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel, laser agile en fréquence, post-traitement numérique, filtre de redressement.

Translated Title: New strategy for measuring acoustic waves using distributed fiber optic sensors

Abstract

For more than two decades, there has been growing interest for distributed acoustic sensing (DAS) using fiber optics, driven by the tempting prospect of exploiting the preexisting telecommunication fiber network in order to meet numerous applications (seismology, structural health monitoring, roadway, etc.). The major technological issue of this field is the achievement of a coherent and synchronized measurement between each virtual sensors of a same fiber. This should allow to identify and to classify several dynamic perturbations according to their vibrational signature along the cable. In this thesis, we are interested in the built of a DAS interrogator that is capable of addressing relatively high frequency acoustic applications compared to the state of art of the domain and with better spatial resolutions (less than a meter or even a centimeter).

To do this, we develop a phase-sensitive optical frequency domain reflectometry (OFDR) system. This technology is based on the interference between a rapidly, linearly and continuously modulated optical wave and this same wave resulting from its global backscattering along the fiber length. The analysis of the radiofrequency spectrum obtained in phase and amplitude then allows going back to the signal seen at all the sensor positions. Spatial and time resolutions of the measurement are both conditioned by the quality of the modulated waveform that must be a priori as linear and stable as possible. However, we show in this work that stability and linearity of the frequency modulation can be digitally managed to some extent. Our DAS system combines three main building blocks: a laboratory solid-state laser, highly accordable and with reduced intrinsic nonlinearity (< 1%), an optoelectronic interferometric system and a numerical processing allowing both the correction of the frequency modulation and the obtaining of the sensor signals.

We achieved to a DAS measurement spatially and temporally resolved over a fiber length of several kilometers where phase and frequency of the disturbance are detected. We finally quantify a sensitivity level for our interrogator and we propose a compared analysis of these interrogator performances for different tunable laser sources in order to identify limiting noise sources.

Key words: Fiber optic sensors, distributed acoustic sensors, optical frequency domain reflectometry, frequency tunable laser, digital post-processing, deskew filter.