



HAL
open science

De la sensibilité accélérométrique des oscillateurs optoélectroniques à la mesure dynamique de déformations dans les fibres optiques

Pierre Travers

► **To cite this version:**

Pierre Travers. De la sensibilité accélérométrique des oscillateurs optoélectroniques à la mesure dynamique de déformations dans les fibres optiques. Vibrations [physics.class-ph]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPAST021 . tel-04090136

HAL Id: tel-04090136

<https://theses.hal.science/tel-04090136>

Submitted on 5 May 2023

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.

De la sensibilité accélérométrique des oscillateurs optoélectroniques à la mesure dynamique de déformations dans les fibres optiques

*From the optoelectronic oscillator acceleration sensitivity
to the dynamic strain measurement in optical fiber*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 579, sciences mécaniques et énergétiques,
matériaux et géosciences (SMEMaG)
Spécialité de doctorat : Mécanique des solides
Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes,
Référent : ENS Paris-Saclay

Thèse préparée au LMPS (Université Paris-Saclay, CentraleSupélec,
ENS Paris-Saclay, CNRS) , sous la direction de François LOUF, Maître de
Conférences, la co-direction de Pierre-Alain BOUCARD, Professeur des
Universités, et la co-supervision de Yohann LÉGUILLON, Ingénieur Docteur.

Thèse soutenue à Palaiseau, le 26 janvier 2023, par

Pierre TRAVERS

Composition du jury

Sylvain MAGNE Directeur de recherches, CEA-LIST	Président du jury
Emmanuel FOLTETE Professeur des universités, SUPMICROTECH-ENSMM	Rapporteur
Angélique RISSONS Professeure, ISAE-Supaero	Rapporteuse
Mathilde CHEVREUIL Maîtresse de conférences, Nantes Université	Examinatrice

Titre : De la sensibilité accélérométrique des oscillateurs optoélectroniques à la mesure dynamique de déformations dans les fibres optiques

Mots clés : oscillateur, vibrations, sensibilité accélérométrique, capteur à fibre optique, essai dynamique

Résumé : Les oscillateurs optoélectroniques (OEO) représentent une solution alternative aux traditionnels oscillateurs à quartz pour la génération de références de fréquence de haute pureté spectrale. Pour les applications les plus exigeantes, les performances de bruit de phase doivent être maintenues dans des environnements vibratoires sévères. L'objectif de cette thèse est de comprendre les mécanismes de dégradation de bruit de phase des OEOs lorsqu'ils sont soumis à des vibrations.

Pour cela, nous avons réalisé des mesures de sensibilité accélérométrique d'un OEO en soumettant un à un à ses composants à des vibrations. La dégradation du bruit de phase est principalement due à une élongation du chemin optique. Nous avons également identifié des mécanismes plus fins, via une augmentation du bruit d'intensité optique pour le MZM, ou du bruit de fréquence du laser.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes tournés vers la caractérisation de la déformation dans des bobines de fibre optique. Pour cela, nous avons utilisé un interrogateur de type OFDR sensible à la phase, qui nous a permis de réaliser des mesures sur 1 km avec 40 cm de résolution spatiale, et un taux de rafraîchissement de 10 kHz. Les résultats obtenus nous permettent de mieux comprendre le comportement mécanique de la bobine de fibre.

Enfin, nous avons mis en place un essai dynamique afin d'analyser plus en détails la réponse mécanique de la fibre optique sous sollicitations, et de quantifier les mesures d'élongation obtenues par l'OFDR. Cet essai a été dimensionné à partir de simulations numériques qui prédisent les champs de déformation d'une plaque métallique instrumentée avec une fibre optique. Cette prédiction est comparée à des mesures de l'interrogateur OFDR.

Title : From the optoelectronic oscillator acceleration sensitivity to the dynamic strain measurement in optical fiber

Keywords : oscillator, vibrations, acceleration sensitivity, optical fiber sensor, dynamic test

Abstract : Optoelectronic oscillators (OEO) are an alternative solution to traditional quartz oscillators for high purity frequency references generation. For the most demanding applications, the phase noise performances must be kept in harsh vibration environments. The main goal of this thesis is to understand the phase noise degradation mechanisms occurring in OEOs when they are submitted to vibrations.

To do so, we performed accelerometric sensitivity measurements of an OEO by submitting one by one its components to vibrations. The phase noise degradation is mainly due to optical path elongation. We also identified other mechanisms, through an increase of optical intensity noise in the MZM, or of laser frequency noise.

In a second step, we focused on the characterization of strain in optical fiber coils. We used a phase sensitive OFDR interrogator to perform measurements over 1 km with 40 cm spatial resolution, and 10 kHz refreshing rate. The results allow to better understand the optical fiber coil mechanical behavior.

Finally, we carried out a dynamical test to finely analyse the mechanical response of the optical fiber under sollicitation, and quantify OFDR-based elongation measurements. This test has been dimensioned thanks to numerical simulations which predict the strain field of a metal plate including an optical fiber as a sensor. This prediction is compared to measurements of the OFDR system.

Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement de trois années de travail, de nombreuses personnes y ont participé, aussi je souhaite adresser quelques remerciements.

Merci à tous les membres du jury pour leur intérêt et leurs questions sur ce travail. Merci Angélique RISSONS et Emmanuel FOLTETE d'avoir accepté le rôle de rapporteur. Merci à Mathilde CHEVREUIL et Sylvain MAGNE d'avoir accepté celui d'examineurs. Je remercie aussi grandement Jean-Marc LESAGE d'avoir été présent en tant qu'invité à ma soutenance ainsi que pour son implication et ses remarques sur ce travail pendant (et même avant) la thèse.

Durant c'est trois années, j'ai été encadré par Vincent CROZATIER, François LOUF, Pierre-Alain BOUCARD et Yohann LÉGUILLON. Un grand merci à ce dernier et à Jerome ÜBERSCHLAG pour avoir suivi avec attention les travaux à LAS. François et PAB, je vous remercie infiniment pour cet encadrement exemplaire. Vous avez été un duo à l'écoute et pédagogue pour approfondir mes compétences et découvrir CAST3M! Vous avez aussi su me pousser pour améliorer ma rigueur scientifique, mes présentations et approfondir mes explications. Vincent, tu m'as accompagné au jour le jour à Thales depuis presque 4 ans, et ça a été une vraie chance de t'avoir à mes côtés. Merci pour ta disponibilité sans faille, ta patience, ta pédagogie, tes blagues. Mille merci pour tous ce que tu as fait!

Certains travaux présentés dans ce manuscrit n'auraient pas excité sans le concours de l'équipe capteur du laboratoire Onde et Traitement du Signal de TRT. Alors un immense merci à Vincent KEMLIN, Guillaume ARPISON et Ines GHORBEL! Bravo Guillaume et Vincent pour le développement du DAS et merci de m'avoir donné la possibilité de l'utiliser. Merci Ines pour l'aide sur les travaux de l'interféromètre.

En parlant du DAS, les derniers résultats de cette thèse n'auraient pas vu le jour sans l'immense aide et travail de Clément CHARLIAC durant son stage de fin d'étude. Merci beaucoup Clément pour le temps que tu as passé sur ce projet. Je te souhaite beaucoup de réussite pour ta thèse qui s'annonce très riche!

Merci à Pascal NOUCHI et Daniel DOLFI d'avoir placé leur confiance en moi, d'abord pour le stage puis pour la thèse. Dans le laboratoire OTS, j'ai pu aussi partager de très bons moments avec François et Christian lorsque j'étais dans leur bureau durant mon stage. Merci à Gahya pour ses conseils aussi bien en stage qu'en thèse. Merci Oriane

Remerciements

pour les nombreuses informations (aussi bien techniques que pratiques) sur la thèse et merci pour ton travail sur les OEOs avant mon arrivé! Merci à tous les autres membres du labo avec qui j'ai passé d'excellents moments : Perinne, Romain, Luc, les Sylvain, Sacha, Patrick, Arnaud, Aude, Muriel... et bien d'autres!

Merci à tous les doctorants et permanents du LMPS avec qui j'ai échangé. J'aurais aimé passer plus de temps avec vous tous et apprendre à mieux vous connaître. Charlène, je te remercie énormément pour avoir géré mes déplacements et dépenses en conférence.

A tous les doctorants d'OTS, un immense merci! Merci aux anciens : Delphin, Léa, Myriam, Simone, Benjamin, Guillaume, Jeremie, Vincent, Lothaire, les Maxime; à ceux qui continuent : Maxime M, Tara, Bruno, Soïzic, Alexandre, Clément, Guenole et Elsa. Merci Vincent, Jeremie et Delphin pour les discussions One Piece! Merci Vincent pour les manips de Talbot vibrant et bien plus! Merci Jeremie pour la typo et les questions existentielles! Merci Lothaire, le partenaire de bureau pour les questions techniques ou non et pour les grands moments de rigolade!

Merci les amis pour vos questions sur la thèse et votre bienveillance. Merci aux amis de longues dates, Sav (et Farah bien sûr), Zoé, PM (bon courage pour ta thèse aussi!). Merci aux amis de l'ESTACA pour les bons moments ensemble passés et à venir. Merci Maieul, Florianne, Remi, Sandro, Gautier, Nico d'avoir assisté à la soutenance!

Merci à la famille! J'ai beaucoup aimé vous écouter raconter ce que je faisais durant ma thèse. Papa, Maman, vous m'avez soutenu bien avant la thèse pour faire de longues études, un grand merci! Merci Mémé pour tes appels réguliers! Merci à la grande soeurrette Caro et à Matthieu pour vos nombreuses questions!

Pour finir, cette histoire ne serait rien sans celle avec qui j'ai partagé les dix dernières années. Merci pour tous Léonie. Tu as été là dans les moments de réussites et de sérénités mais aussi lors des doutes et du stress. Tu es une bulle de joie, de bonheur et d'amour.

Enfin, merci à celle qui pousse quand j'écris ces lignes...

Table des matières

Remerciements	3
Glossaire	9
Introduction générale	11
1 Les oscillateurs	15
1.1 Généralités	17
1.1.1 Principes de l'oscillateur	17
1.1.2 Fréquence d'oscillation	18
1.1.3 Facteur de qualité	18
1.1.4 Densité spectrale de puissance	19
1.1.5 Système de détection RADAR	21
1.1.6 Sensibilité accélérométrique	24
1.2 Les oscillateurs à quartz	26
1.2.1 Phénomènes physiques	26
1.2.2 Description d'un oscillateur à quartz	28
1.2.3 Instabilités	31
1.2.4 Compensation des vibrations	36
1.2.5 Références commerciales et performances	38
1.3 Les oscillateurs optoélectroniques	39
1.3.1 Fonctionnement	39
1.3.2 Instabilités	41
1.3.3 Compensation des vibrations	42
1.3.4 Références commerciales et performances	44
1.4 Autres types d'oscillateurs	44
Conclusion	47
Annexe I	49
1. Mesure de bruit de phase	49

2	Impact des vibrations dans un OEO	51
2.1	Modélisation mécanique d'un OEO à double boucle dans son boîtier	53
2.1.1	Architecture et assemblage de l'OEO	53
2.1.2	Impact des vibrations sur le bruit de phase	53
2.1.3	Modèle éléments finis de l'assemblage	54
2.1.4	Analyse modale numérique de l'assemblage	56
2.2	Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants	58
2.2.1	Protocole expérimental	58
2.2.2	Laser DFB	63
2.2.3	Modulateur d'intensité	66
2.2.4	Bobines de fibre optique	67
2.2.5	Photodiode	70
2.2.6	Filtre RF	71
2.2.7	Amplificateur RF	72
2.2.8	Fibres et connecteurs optiques	74
2.2.9	Résultats	76
2.3	Analyse de la dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations	77
2.3.1	Modèle de bruit phase de l'OEO simple boucle	78
2.3.2	Bruit d'intensité optique sous vibrations	80
2.3.3	Bruit de fréquence optique du laser sous vibrations	86
	Conclusion	88
Annexe II		91
1.	Bruit de phase à différents niveaux d'accélération	91
2.	RIN à différents niveaux d'accélération	96
3	Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique	101
3.1	Capteur à fibre optique de déformation	104
3.1.1	Généralités sur les fibres optiques	104
3.1.2	Sensibilité de la fibre optique à la déformation	106
3.1.3	Phénomènes de rétrodiffusion	109
3.1.4	Systèmes de mesure de phase optique distribuée par rétrodiffusion Rayleigh	110
3.2	Interrogateur φ -OFDR	114
3.2.1	Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	114
3.2.2	Détection I/Q	116
3.2.3	Interféromètre auxiliaire	116
3.2.4	Interféromètre principal	117
3.2.5	Mesure dynamique de phase optique	119
3.3	Mesures dans des bobines sous vibrations	119
3.3.1	Bobine collée de 1 km	119
3.3.2	Analyse temporelle	123
3.3.3	Analyse fréquentielle	128
3.3.4	Distribution des déformations	131

3.3.5	Hypothèse sur le comportement de la bobine dans son boîtier	133
3.3.6	Bobine de 900 m	134
3.3.7	Bobine de 100 m	137
3.4	Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier	141
3.4.1	Modèle global de la bobine et de son boîtier	142
3.4.2	Modèle fin de la bobine	144
	Conclusion	150
Annexe III		153
1.	Interféromètre de Mach-Zehnder	153
2.	Mesure de variation de phase optique avec un système CP-OTDR sensible à la phase	156
3.	Bobine libre de 900 m sous différents niveaux d'excitation	160
4	Essai mécanique dynamique sur une fibre optique	161
4.1	Présentation du montage expérimental	164
4.1.1	Objectifs	165
4.1.2	Principe	165
4.1.3	Cahier des charges	166
4.1.4	Montage expérimental	168
4.2	Structure porteuse	169
4.2.1	Géométrie	170
4.2.2	Modèles numériques en éléments finis	171
4.2.3	Tests au marteau de choc	174
4.2.4	Excitation au pot vibrant	178
4.2.5	Champs de déformation le long de la fibre aux modes	185
4.2.6	Variations de phase optique distribuée	191
4.3	Mesures de phase optique très résolue spatialement	195
4.3.1	Montage expérimental	195
4.3.2	Optimisation de l'interrogateur optique	196
4.3.3	Mode 1	198
4.3.4	Mode 2	200
4.3.5	Mode 3	201
4.3.6	Mode 4	202
	Conclusion	203
Conclusion générale et perspectives		205
Publications et communications		211
Articles		211
Présentations orales		211
Posters		212
Bibliographie		213

Glossaire

AOV	Atténuateur Optique Variable
CAN	Convertisseur Analogique Numérique
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CP	Contrôleur de Polarisation
DAS	<i>Distributed Acoustic Sensor</i>
DFB	<i>Distributed FeedBack</i>
DRO	<i>Dielectric Resonator Oscillators</i>
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>
EF	Éléments Finis
FBG	<i>Fiber Bragg Grating</i>
FMCW	<i>Frequency Modulated Continuous Wave</i>
FRF	Fonction de Réponse en Fréquence
FUT	<i>Fiber Under Test</i>
GFA	Générateur de Fonction Arbitraire
MZI	<i>Mach-Zehnder Interferometer</i>
LMPS	Laboratoire de Mécanique Paris-Saclay
MZM	<i>Mach-Zehnder Modulator</i>

OFDR	<i>Optical Frequency Domain Reflectometry</i>
φ -OFDR	<i>Phase sensitive OFDR</i>
OL	Oscillateur Local
OTDR	<i>Optical Time Domain Reflectometry</i>
CP-OTDR	<i>Chirped Pulse OTDR</i>
OEO	<i>OptoElectronic Oscillator</i>
PDB	PhotoDiode Balancée
RADAR	<i>RADio Detection And Ranging</i>
RF	RadioFréquence
RIN	<i>Relative Intensity Noise</i>
SCPI	<i>Standard Command For Programmable Instrument</i>
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i>
SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i>
TF	Transformée de Fourier
TLS	<i>Tunable Laser Source</i>
UMZI	<i>Unbalanced Mach-Zehnder Interferometer</i>
VITA	<i>VMEbus International Trade Association</i>
WGM	<i>Whispering Gallery mode</i>
XO	<i>crystal Oscillator</i>

TABLE 1 – Tableau des acronymes.

Introduction générale

Les oscillateurs sont une brique élémentaire utilisée entre autres dans les systèmes de détection RADAR (pour *RADio Detectection And Ranging* en anglais) et dans les télécommunications. Ils servent de référence de fréquence pour la génération des signaux radiofréquence (à l'émission), leur transposition, ou encore à leur numérisation (à la réception). Les fréquences nécessaires à ces applications sont sans cesse revues à la hausse (de la centaine de mégahertz il y a quelques décennies à plusieurs dizaines de gigahertz aujourd'hui), que ce soit pour augmenter la bande passante ou le débit dans le cas des télécommunications, ou améliorer la détection de cibles mobiles pour les RADAR.

Les oscillateurs à quartz dominent le marché des références de fréquence. Leur fréquence d'oscillation est typiquement de la centaine de mégahertz. Les performances en bruit de phase sont excellentes et la diversité de références permet de sélectionner des systèmes avec les performances adaptées selon les besoins. Pour atteindre la gamme des gigahertz, la fréquence de l'oscillateur doit être multipliée. Cette étape entraîne une dégradation des performances de bruit de phase et vient complexifier le système.

Une solution alternative serait d'avoir un oscillateur capable de générer une fréquence directement dans les gigahertz. En s'appuyant sur les avantages des systèmes optiques (faibles pertes par transmission de la fibre optique, large bande passante des composants optoélectroniques, et grande maturité des composants liés aux télécommunications optiques), des oscillateurs mêlant optique et hyperfréquence ont vu le jour. Les oscillateurs optoélectroniques (ou OEO) sont capables de générer directement à très haute fréquence des signaux à grande pureté spectrale. Pour cela, ils utilisent une grande ligne à retard (typiquement de l'ordre du kilomètre) en fibre optique.

Depuis plusieurs années, Thales Research and Technology (TRT) développe des OEOs. Une architecture optimisée d'un OEO à 10 GHz a été proposée lors de la thèse d'Oriane LELIÈVRE. Cet OEO a été intégré dans un boîtier de $230 \times 160 \times 30$ mm. Il présente des performances de pureté spectrale à l'état de l'art pour un oscillateur à 10 GHz dans ce facteur de forme, ce qui en fait un concurrent sérieux aux oscillateurs à quartz. Si ces performances obtenues en laboratoire sont excellentes, elles sont fortement dégradées lorsque le système est soumis à des vibrations. Ce dernier point est un problème majeur car, à terme, ces oscillateurs sont susceptibles d'être embarqués dans des envi-

ronnements contraints (des véhicules aéroportés par exemple). La sensibilité des OEOs aux vibrations doit donc être étudiée et améliorée pour qu'ils confirment leur potentiel face aux oscillateurs concurrents.

L'objectif principal de cette thèse est de caractériser les phénomènes qui entrent en jeu lorsqu'un OEO est soumis à des vibrations.

Le premier chapitre présente des notions pour appréhender le sujet de la thèse. La première partie est consacrée à des généralités sur les oscillateurs afin d'introduire le bruit de phase et d'expliquer l'importance des sources haute fréquence à grande pureté spectrale pour les systèmes RADAR. La deuxième partie présente les oscillateurs à quartz, leur fonctionnement, leurs sensibilités ainsi qu'une vision des systèmes mis en place pour gérer ces sensibilités. La troisième partie aborde les oscillateurs optoélectroniques selon le même schéma que pour les quartz. Une dernière partie est dédiée aux autres technologies permettant la génération de signaux à plusieurs gigahertz.

Le deuxième chapitre est centré sur l'étude d'un OEO sous vibrations. Tout d'abord, nous présentons l'OEO intégré issu des travaux de LELIÈVRE. Nous avons réalisé un modèle numérique en éléments finis (EF) du boîtier afin de mieux comprendre son comportement mécanique. La deuxième partie présente une étude complète du bruit de phase de l'oscillateur optoélectronique lorsque ses composants sont soumis à des vibrations. La troisième partie se focalise sur l'étude de la dégradation du bruit d'intensité optique de la liaison optique de l'oscillateur et de la dégradation du bruit de fréquence du laser lorsque les composants sont soumis à des vibrations. En intégrant ces dernières mesures dans le modèle de bruit de phase de LELIÈVRE, nous prédisons le bruit de phase sous vibrations et le comparons au bruit de phase de l'oscillateur mesuré précédemment. Cette comparaison permet de définir les contributions majeures dans la dégradation du bruit de phase lors des vibrations.

De part les résultats obtenus, deux solutions s'offraient à nous pour poursuivre l'étude : mettre en place un système de compensation électronique actif des vibrations dans l'OEO, ou bien explorer le comportement des bobines de fibre optique lorsqu'elles sont soumises à des vibrations. Nous nous sommes dirigés vers cette dernière pour plusieurs raisons. Tout d'abord, des travaux ont déjà été menés sur la compensation active (et passive) dans les OEOs (et plus largement des les oscillateurs). Ils nous a semblé plus intéressant de travailler sur des techniques permettant de mieux comprendre le comportement global et local de la bobine afin d'avoir plus de leviers pour optimiser à terme le design et l'intégration de ce composant. Enfin, les travaux sur la sensibilité de la fibre optique peuvent s'étendre à d'autres domaines : les capteurs bien évidemment mais aussi à l'ensemble des systèmes ayant besoin de longueur de fibre très stables (par exemple les gyroscopes à fibre optique).

Le troisième chapitre se focalise donc sur le composant critique des OEOs : la bobine de fibre optique. Tout d'abord, il introduit un système de mesure de déformation

dynamique et distribuée par fibre optique sensible à la phase. Dans un deuxième temps, nous présentons des mesures de déformations à l'intérieur de bobines de fibre optique typiquement utilisées dans les OEOs lorsqu'elles sont soumises à des vibrations. Ces mesures permettent de comprendre le comportement de la bobine dans son packaging et d'identifier les zones de fortes sollicitations mécaniques. Dans une troisième partie, un modèle numérique d'une bobine auto-porteuse dans son boîtier est présenté. Les champs de déformation le long du parcours de la fibre sont extraits de la simulation numérique et la phase optique induite est calculée à partir de modèles issus de la littérature. Enfin, les simulations et les mesures de phase sont comparées.

Au vu des difficultés à simuler le comportement mécanique d'une bobine de fibre optique, nous avons décidé de travailler sur un nouveau montage expérimental mieux maîtrisé. Le quatrième et dernier chapitre présente un essai mécanique dynamique sur de la fibre optique. La première partie du chapitre présente les objectifs, le principe et le cahier des charges de ce nouvel essai, dont le principal objectif est de quantifier les mesures de l'interrogateur. Pour cela, nous proposons une solution où une fibre optique est collée sur une structure selon un chemin défini. Cette structure est excitée sur un mode propre avec une force donnée afin d'avoir une déformation dynamique précise. La deuxième partie du chapitre présente la construction de l'essai : le choix de la structure et de l'intégration de la fibre ainsi que le modèle numérique de l'essai. Ce dernier permet de dimensionner l'essai. Il est enrichi et validé par des tests mécaniques standards et éprouvés. La déformation le long du parcours de la fibre est prédite grâce aux simulations et permet de calculer la phase optique que l'interrogateur devrait mesurer. Nous présentons aussi une étude des paramètres pouvant affecter la précision de cette prédiction. Dans la troisième et dernière partie, nous présentons les mesures de phase de l'interrogateur et les comparons aux prédictions.

Enfin, nous donnons une conclusion en rappelant les différents travaux et résultats de chaque partie. Au regard de ces derniers, nous présentons des perspectives sur les futurs travaux à mettre en place et des ouvertures possibles pour ceux déjà réalisés.

Chapitre 1

Les oscillateurs

Ce chapitre a pour objectif de donner au lecteur une vision des technologies disponibles aujourd'hui pour la génération de référence de fréquence au-delà du gigahertz.

Dans la première partie, nous introduisons les notions et grandeurs qui caractérisent les oscillateurs ainsi que leur intérêt dans les systèmes RADAR.

La deuxième partie est consacrée aux oscillateurs à quartz (XO). Elle donne les bases des phénomènes mis en jeu dans ces oscillateurs. Puis, nous présentons leur sensibilité environnementale et les processus mis en place pour compenser ces sensibilités, notamment ceux concernant les vibrations.

La troisième partie est focalisée sur les oscillateurs optoélectroniques (OEO). Comme pour les XOs, nous présentons le principe de fonctionnement d'un OEO et ses sensibilités avec quelques techniques de compensations.

La quatrième et dernière partie présente d'autres technologies d'oscillateurs dont la fréquence est supérieure au gigahertz.

Sommaire

1.1	Généralités	17
1.1.1	Principes de l'oscillateur	17
1.1.2	Fréquence d'oscillation	18
1.1.3	Facteur de qualité	18
1.1.4	Densité spectrale de puissance	19
	DSP de bruit de phase	19
1.1.5	Système de détection RADAR	21
1.1.6	Sensibilité accélérométrique	24
1.2	Les oscillateurs à quartz	26
1.2.1	Phénomènes physiques	26
	L'effet piézoélectrique	26
	Résonateur à ondes de volume	27
	Résonateur à ondes de surface	27
1.2.2	Description d'un oscillateur à quartz	28
	Cristal	28
	Résonateur	29
	Oscillateurs	29
	Modélisations	30
1.2.3	Instabilités	31
	Effet Tension - Fréquence	31
	Effet Température - Fréquence	32
	Effet Force - Fréquence	34
	Sensibilité accélérométrique	36
1.2.4	Compensation des vibrations	36
	Compensation passive	36
	Compensation active	37
1.2.5	Références commerciales et performances	38
1.3	Les oscillateurs optoélectroniques	39
1.3.1	Fonctionnement	39
1.3.2	Instabilités	41
	Sensibilité à la température	41
	Sensibilité aux vibrations	42
1.3.3	Compensation des vibrations	42
	Compensation passive	42
	Compensation active	43
1.3.4	Références commerciales et performances	44
1.4	Autres types d'oscillateurs	44
	Conclusion	47

1.1 Généralités

1.1.1 Principes de l'oscillateur

Un oscillateur est un système autonome dont la grandeur en sortie varie à une fréquence fixe. Tout système présentant une grandeur oscillante peut donc être défini comme un oscillateur.

Sous forme de boucle, les composants de base d'un oscillateur sont un résonateur et un amplificateur (aussi appelé circuit d'entretien). Le résonateur est l'élément qui détermine la fréquence d'oscillation. L'amplificateur apporte un gain qui permet de compenser les pertes du résonateur. Un oscillateur se représente donc schématiquement comme sur la figure 1.1. On définit ω_0 , la pulsation d'oscillation en $[\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}]$, avec $\omega_0 = 2\pi f_0$, avec f_0 la fréquence de l'oscillateur, $A(\omega_0)$ est la fonction de transfert de l'amplificateur et $B(\omega_0)$ la fonction de transfert du résonateur. Les fonctions de transfert sont complexes.

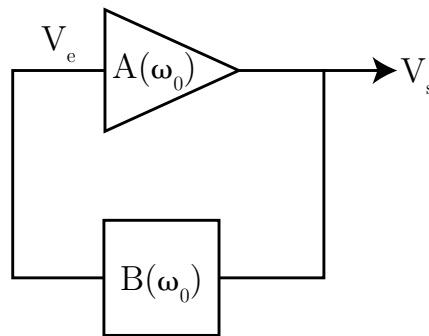


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un oscillateur.

En partant de l'architecture de la figure 1.1, on a :

$$V_s = A(\omega_0)V_e \quad (1.1)$$

et

$$V_e = B(\omega_0)V_s. \quad (1.2)$$

En combinant les deux équations, on obtient :

$$V_s(1 - A(\omega_0)B(\omega_0)) = 0 \quad (1.3)$$

Si V_s est nulle, il n'y a pas d'oscillation en sortie, donc pour satisfaire l'équation (1.3), il faut que $1 - A(\omega_0)B(\omega_0)$ soit égal à 0. Cette condition limite d'oscillation est appelée critère de Barkhausen [1]. Elle se définit ainsi :

$$|A(\omega_0)B(\omega_0)| \geq 1 \quad (1.4)$$

$$\text{Arg}(A(\omega_0)B(\omega_0)) = 0 [2\pi] \quad (1.5)$$

Le respect de la condition de phase impose les fréquences de résonances. La condition d'amplitude ne peut être respectée qu'avec un amplificateur qui contrebalance les pertes du résonateur.

L'amplificateur laisse place le plus souvent à un ensemble de circuits plus ou moins complexes qui gèrent les variations liées au résonateur ou celles apportées par l'environnement.

1.1.2 Fréquence d'oscillation

La section précédente donnait une représentation fréquentielle de l'oscillateur. Nous donnons ci-dessous une représentation temporelle. La sortie idéale d'un résonateur est un signal RF (RadioFréquence) $V_s(t)$, tel que :

$$V_s(t) = V_0 \sin(2\pi f_0 t). \quad (1.6)$$

f_0 correspond à la fréquence du signal en sortie de l'oscillateur et V_0 son amplitude. Un résonateur peut posséder une ou plusieurs fréquences d'oscillation. Pour n'avoir qu'une seule fréquence en sortie, on peut utiliser des filtres passe bande ou exciter seulement un mode du résonateur si cela est possible.

L'équation (1.6) se place dans le cas idéal où l'oscillateur ne subit et ne produit aucune perturbation. Dans un cas réel, il y a des variations aléatoires d'amplitude $\epsilon(t)$ et de phase $\phi(t)$ du signal.

$$V_s(t) = V_0[1 + \epsilon(t)] \sin(2\pi f_0 t + \phi(t)) \quad (1.7)$$

Les variations d'amplitude sont assez bien maîtrisées dans les oscillateurs, notamment grâce à des systèmes de régulation d'amplitude (limiteur, écrêteur de tension ou ampli en saturation). Leur impact est généralement négligé [2]. Les variations de phase sont considérées comme très faibles devant $2\pi f_0 t$. Il existe des représentations plus complètes du signal en sortie de l'oscillateur [2, 3].

Les spectres d'un oscillateur parfait, équation (1.6), et d'un oscillateur bruité, équation (1.7), sont représentés dans la figure 1.2. Le spectre d'un oscillateur parfait est un pic de Dirac à la fréquence d'oscillation. Dans le spectre d'un oscillateur bruité, le pic à la fréquence d'oscillation est présent avec en plus une base de bruit autour du pic.

Cette figure permet de bien appréhender le bruit autour de la fréquence grâce à une représentation très visuelle. Pour quantifier ce bruit de fréquence, nous introduisons dans la suite les grandeurs suivantes : le facteur de qualité et la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de bruit de phase.

1.1.3 Facteur de qualité

Le facteur de qualité d'un résonateur, noté Q , discrimine la phase autour d'une résonance. Il s'exprime de la manière suivante [1] :

$$\left. \frac{d\phi}{df} \right|_{f=f_0} = \frac{2Q}{f_0}, \quad (1.8)$$

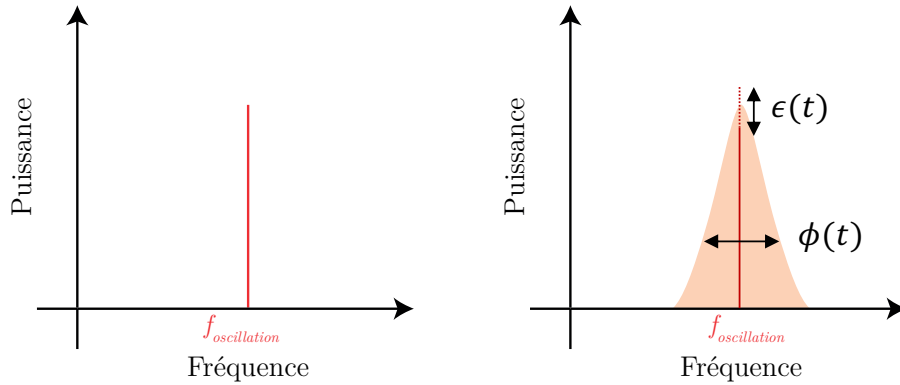


FIGURE 1.2 – Spectre d'un oscillateur parfait (à gauche) et d'un oscillateur bruité (à droite).

avec ϕ la réponse en phase du résonateur. Il révèle la capacité de l'oscillateur à filtrer le bruit autour de sa fréquence d'oscillation. Plus le facteur de qualité est élevé, plus un oscillateur est pur. Le facteur de qualité d'un résonateur à quartz vaut typiquement entre 10^4 et 10^6 [4] et celui d'un OEO à 10 GHz est typiquement supérieur à 10^5 .

1.1.4 Densité spectrale de puissance

La DSP d'un signal est le résultat obtenu par la transformée de Fourier du produit d'autocorrélation du signal d'après le théorème de WIENER-KHINTCHINE. Notée $S_x(f)$, elle permet d'évaluer la distribution fréquentielle de la puissance d'un signal x :

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau. \quad (1.9)$$

Où R_{xx} est la fonction d'autocorrélation du signal x :

$$R_{xx} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x^*(t)x(t - \tau) dt, \quad (1.10)$$

avec x^* le conjugué de x .

DSP de bruit de phase

Une DSP de bruit s'exprime en $[a]^2/\text{Hz}$ ou $\text{dB}[a]^2/\text{Hz}$ en échelle logarithmique, où a est la dimension du signal x . Dans notre cas, le signal x est la phase de l'oscillateur, modélisé par $\phi(t)$ dans l'équation (1.7). La phase s'exprime en radians [rad]. La DSP de bruit de phase s'exprime donc en $[\text{rad}^2/\text{Hz}]$ ou $[\text{dBrad}^2/\text{Hz}]$.

La densité spectrale autour de f_0 est représentée en fonction de l'écart de fréquence $f_0 \pm f$ comme le montre la figure 1.4. f est la fréquence de décalage par rapport à la porteuse f_0 (ou fréquence d'*offset*) tel qu'illustré dans la figure 1.3.

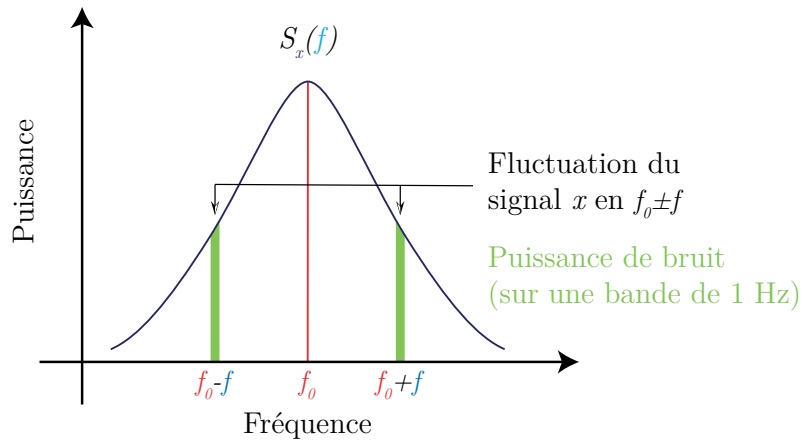


FIGURE 1.3 – Principe de la DSP d'un signal.

Dans la suite du manuscrit, nous utilisons la DSP de bruit de phase $\mathcal{L}_\varphi(f)$, exprimée en [dBc/Hz] dans la littérature (où *c* signifie *carrier* en anglais soit porteuse). Elle s'exprime en rapport de puissance par rapport à la porteuse. Cette grandeur est définie par un standard IEEE [5], telle que :

$$\mathcal{L}_\varphi(f) = S_\varphi(f)/2 \quad (1.11)$$

Une courbe typique de bruit de phase $\mathcal{L}_\varphi(f)$ est donnée dans la figure 1.4. Par convention, un seul coté autour de la porteuse f_0 est représenté (bande latérale unique). Plus de précisions sur la mesure de bruit de phase sont données dans l'annexe I. Dans le bruit de phase, nous observons deux zones : tout d'abord, les bruits proche porteuse, c'est-à-dire à f petit, puis un plancher de bruit. Les premiers sont des bruits colorés (en $1/f^n$) dont l'allure dépend de la source de bruit majoritaire à ces fréquences. Le plancher est un bruit blanc, c'est-à-dire constant pour toute fréquence d'*offset*.

Pour obtenir des oscillateurs à très haute fréquence, il est possible d'utiliser des oscillateurs à une fréquence plus basse que celle recherchée et de multiplier cette fréquence. Cette technique dégrade le bruit de phase de l'oscillateur tel que :

$$\mathcal{L}_\varphi(f)_{N.f_0} = \mathcal{L}_\varphi(f)_{f_0} + 20\log(N), \quad (1.12)$$

où $\mathcal{L}_\varphi(f)_{N.f_0}$ est le bruit de phase de l'oscillateur après la multiplication, $\mathcal{L}_\varphi(f)_{f_0}$ est le bruit de phase de l'oscillateur avant la multiplication et N est le facteur multiplicatif. Par exemple, la courbe en pointillés de la figure 1.4 correspond au bruit de phase d'un oscillateur dont la fréquence a été multipliée par 10 (20 dB d'augmentation sur l'ensemble du spectre). L'équation (1.12) donne le bruit de phase pour une multiplication parfaite. Il s'agit donc de la dégradation minimum que peut engendrer la multiplication. Dans la réalité, le bruit de phase est un peu plus dégradé, notamment au niveau du plancher de bruit.

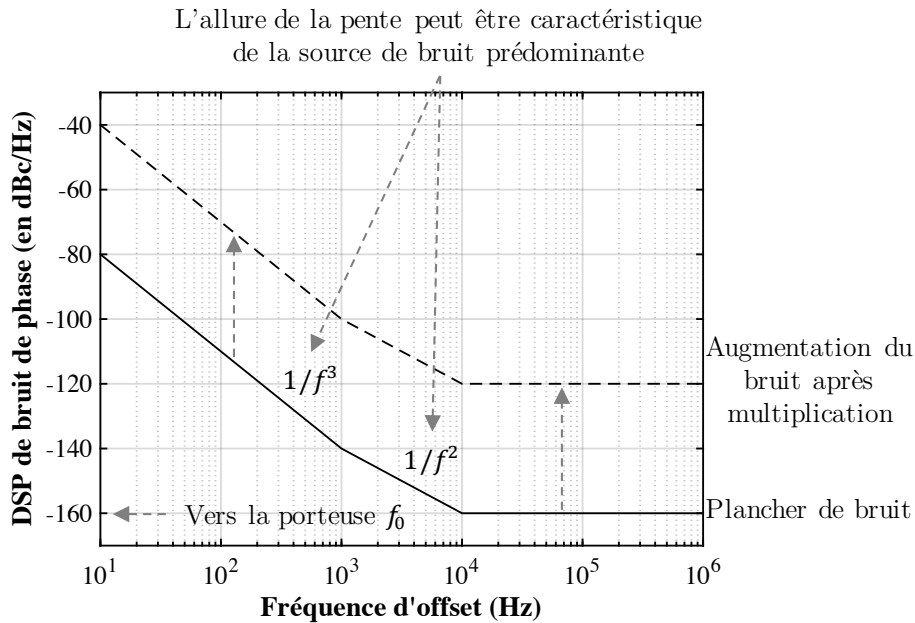


FIGURE 1.4 – Exemple de DSP de bruit de phase avant (en trait plein) et après (en pointillés) une multiplication de fréquence parfaite.

1.1.5 Système de détection RADAR

Les RADAR (de l'anglais *RADio Detectection And Ranging*) sont des systèmes de détection actifs basés sur l'émission d'ondes électromagnétiques dans le domaine micro-onde. Le principe du RADAR est le suivant : le système émet une onde électromagnétique de forme définie, ce signal se propage dans l'environnement et rencontre des objets (par exemple des arbres, des immeubles, des personnes ou encore des véhicules). Ces derniers réfléchissent le signal et changent certaines de ses caractéristiques. Les signaux retour sont captés et comparés avec le signal d'origine. Cette action est répétée dans l'espace et dans le temps afin d'obtenir une cartographie de l'environnement autour du RADAR.

La comparaison des signaux permet d'identifier les objets. Il est possible de définir leur position dans l'espace (grâce à une mesure du temps de vol du signal émis), leur surface radar équivalente (grâce à une mesure de la puissance réfléchi par la cible) et leur vitesse (en mesurant leur position au cours du temps) [6].

Pour savoir si un objet est en mouvement ou non, le RADAR mesure le décalage en fréquence entre les signaux émis et reçus. Ce décalage est induit par l'effet DOPPLER. La fréquence Doppler due au déplacement de la cible est dépendante de la fréquence du signal émis, notée f_s . Elle s'écrit :

$$f_{\text{Doppler}} = 2f_s \frac{v_{\text{cible}}}{c}, \quad (1.13)$$

avec v_{cible} la vitesse radiale de la cible (composante de vitesse projetée sur l'axe d'observation du panneau RADAR) et c la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique émise (assimilée à la vitesse de la lumière dans le vide).

La vitesse de la cible n'est pas la vitesse à laquelle se déplace la cible dans son propre référentiel, mais la vitesse radiale depuis le référentiel du RADAR. La fréquence Doppler est donc maximale si la cible se déplace dans l'axe de propagation du signal RADAR. Elle est nulle si son déplacement est orthogonal à cette direction. Cette information lors de la détection reste primordiale pour savoir si un objet est en mouvement et ainsi isoler les cibles fixes (immeubles, arbres) des cibles mobiles (personnes, véhicules).

Chaque type d'objet a une vitesse différente, donc une fréquence Doppler différente. Le tableau 1.1 et la figure 1.5 donnent quelques exemples de fréquences Doppler pour divers véhicules.

Type d'objet	Vitesse maximale	Fréquence Doppler	
		$f_s = 10 \text{ GHz}$	$f_s = 100 \text{ MHz}$
Drone	$22 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	1,5 kHz	15 Hz
Avion de ligne	$278 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	19 kHz	190 Hz
Avion supersonique	$562 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	37 kHz	370 Hz

TABLE 1.1 – Fréquence Doppler de différents objets.

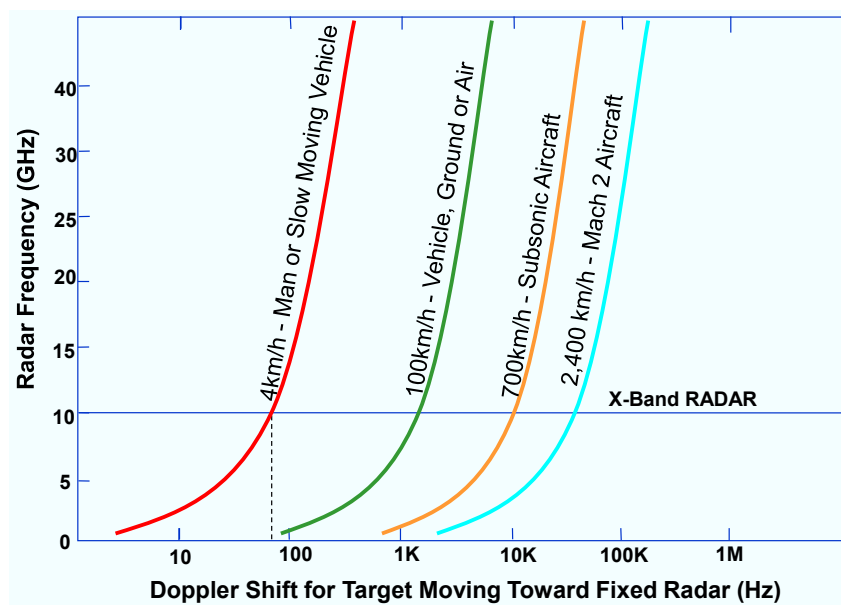


FIGURE 1.5 – Effet de la fréquence d'émission RADAR sur la fréquence Doppler de différentes cibles [7].

Un système RADAR contient un oscillateur qui est utilisé comme référence dans la génération du signal et durant l'analyse Doppler. Les niveaux de bruit du signal de détection RADAR sont donc strictement liés à ceux de l'oscillateur de référence. La figure 1.6 schématise le principe de la comparaison entre les signaux émis et reçus. Elle permet d'appréhender les effets du bruit de phase de l'oscillateur lors de la détection. Si

le signal retour est sous le bruit du signal initial, alors il n'y a aucune chance de détecter l'objet. De ce fait, il est important de caractériser le bruit de l'oscillateur aux fréquences qui nous intéressent, c'est-à-dire aux fréquences Doppler des objets que l'on souhaite détecter.

Dans la figure 1.6, la fréquence de décalage entre le signal émis et le signal retour de la cible est liée à la vitesse radiale de la cible. L'amplitude du signal retour est liée à deux paramètres : la surface de réflexion de la cible (elle ne réfléchit qu'une partie du signal qui l'atteint) et la distance de la cible (une partie de la puissance est perdue dans la propagation, aussi bien à l'aller qu'au retour). Pour détecter de petits objets qui se déplacent lentement, le système RADAR a besoin d'une référence à haute fréquence avec un faible bruit de phase (notamment proche de la porteuse) ainsi qu'une forte puissance d'émission. Comme nous avons pu le voir, en utilisant un signal à 100 MHz, la fréquence Doppler maximale d'un drone est de 15 Hz. Il est donc quasiment indétectable, car les niveaux de bruit proche porteuse sont les plus élevés et parce que le temps d'acquisition nécessaire pour échantillonner une fréquence de 15 Hz n'est pas en accord avec les besoins de taux de rafraîchissement d'une mesure RADAR.

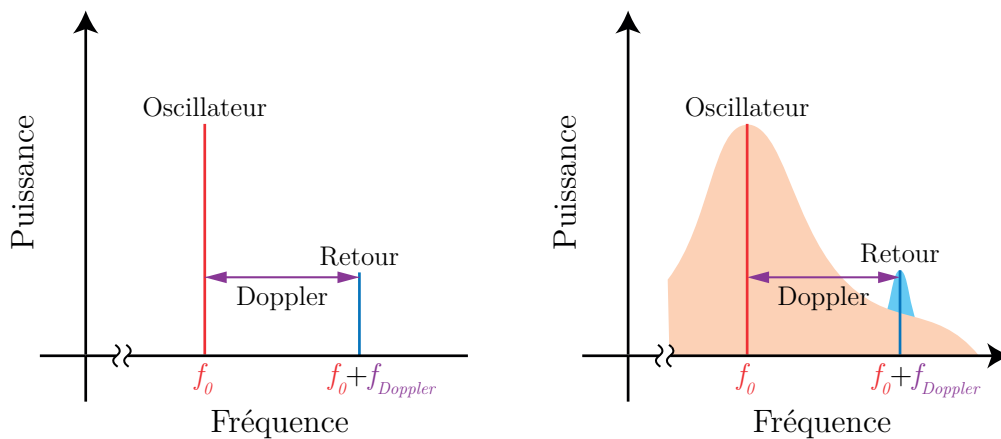


FIGURE 1.6 – Principe de la détection RADAR, cas idéal (à gauche) et cas réel (à droite).

Dans les systèmes RADAR, la montée en fréquence des oscillateurs est motivée par deux besoins principaux. Le premier est l'augmentation du décalage en fréquence lié à l'effet Doppler (voir l'équation (1.13) et la figure 1.5) : plus la fréquence de l'oscillateur est grande et plus le delta lié au décalage est grand. Comme nous pouvons le voir dans la figure 1.6, cela signifie que le pic retour est déplacé vers les hautes fréquences, donc vers le plancher de bruit. L'augmentation de f_0 permet en conséquence d'améliorer la détection. Les oscillateurs haute fréquence sont généralement moins performants en bruit de phase, il y a donc un compromis à trouver pour adapter chaque système de détection aux besoins.

La seconde raison est la miniaturisation des antennes RADAR : plus la fréquence du signal émis est grande (petite longueur d'onde) et plus on peut mettre d'émetteurs sur une même surface. Cela permet d'augmenter la puissance d'émission des signaux. De

plus, la fréquence d'émission, f_s , définit aussi la résolution du RADAR. En effet, cette dernière s'écrit $c/(f_s D)$ avec D la dimension du panneau RADAR.

Pour atteindre des références de l'ordre du gigahertz, deux solutions sont envisageables :

- une multiplication de la fréquence de l'oscillateur ;
- une génération directe à haute fréquence.

La première solution est celle mise en place depuis de nombreuses années. Sa principale limite est que le bruit de phase est dégradé sur l'ensemble du spectre selon le facteur multiplicatif. Il faut donc un oscillateur avec un très faible bruit de phase. Néanmoins, le plancher de bruit remonte quoi qu'il arrive.

La seconde solution nécessite de développer de nouveaux types d'oscillateurs. En effet, les oscillateurs traditionnels (les quartz) ne fournissent pas de fréquence d'oscillation dans ces gammes de fréquence.

Les objectifs de miniaturisations et d'amélioration de la détection visent principalement à pouvoir embarquer des RADAR très performants. Si ces systèmes sont voués à être mobiles, cela signifie qu'ils vont faire face à des environnements durs, notamment de grandes variations de température et surtout des vibrations. Ces environnements peuvent affecter les performances de l'oscillateur de référence et donc du système.

1.1.6 Sensibilité accélérométrique

Le bruit de phase des oscillateurs est une grandeur qui reflète la pureté spectrale de l'oscillateur. Les vibrations peuvent le détériorer si elles atteignent un certain niveau (dépendant de chaque oscillateur). La figure 1.7 montre l'impact des vibrations sur le bruit de phase d'un oscillateur. Pour une excitation à une fréquence, le bruit de phase est dégradé à la même fréquence. Pour une excitation large bande, le bruit de phase est dégradé sur l'ensemble de la bande d'excitation.

Par définition [8], la sensibilité accélérométrique est une variation relative de la fréquence d'oscillation, telle que :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \Gamma \cdot a. \quad (1.14)$$

Où a est l'accélération en g (la constante de gravité $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$) et f_0 est la fréquence de l'oscillateur. Dans la suite de manuscrit, sauf mention contraire, g fait référence à cette constante et non à l'unité « gramme ».

Les mesures de bruit de phase sous vibrations d'un oscillateur permettent de calculer la sensibilité accélérométrique $\Gamma(f)$ [8] :

$$\Gamma(f) = \frac{2f}{a(f)f_0} 10^{\frac{\mathcal{L}_\varphi(f)}{20}}, \text{ en } g^{-1}, \quad (1.15)$$

où $\mathcal{L}_\varphi(f)$ est le bruit de phase sous vibrations en [dBc/Hz].

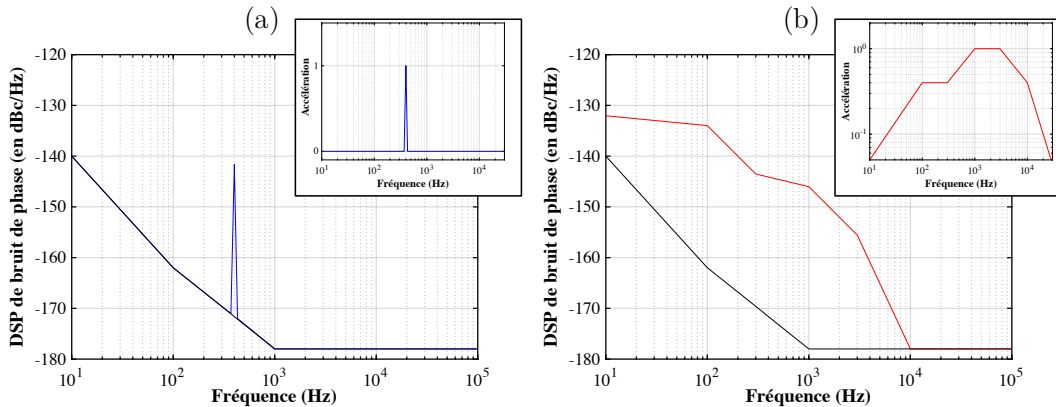


FIGURE 1.7 – (a) DSP de bruit de phase d'un oscillateur au repos et soumis à une excitation de type harmonique. (b) DSP de bruit de phase d'un oscillateur au repos et soumis à une excitation large bande (gabarit donné dans l'encadré en haut à droite).

Il existe plusieurs moyens pour mesurer Γ [9]. Par exemple avec un *2 g tip-over* : il s'agit d'une mesure statique dont le principe est de mesurer la fréquence de l'oscillateur avant et après l'avoir retourné pour calculer la variation de fréquence. Des mesures dynamiques peuvent aussi être réalisées : des tests en vibrations avec une excitation harmonique (fréquence par fréquence), ou avec une excitation large bande (selon un gabarit de bruit dépendant du cas d'utilisation). Dans ces mesures, le principe est de soumettre l'oscillateur à une excitation, de mesurer l'excitation $A(f)$ et le bruit de phase sous excitation $\mathcal{L}_\varphi(f)$. Le bruit de phase au repos n'intervient pas dans le calcul de Γ .

Pour les tests en vibrations, il est nécessaire de calculer la DSP d'accélération $A(f)$. Cette DSP est généralement obtenue numériquement à partir d'une mesure d'accéléromètre telle que :

$$A(f) = \frac{TF(a) \times TF^*(a)}{2T}. \quad (1.16)$$

$TF(x)$ est la transformée de Fourier du signal temporel a fourni par l'accéléromètre durant la durée d'acquisition T . $TF^*(x)$ est le conjugué de $TF(x)$.

Lorsque la sensibilité accélérométrique est connue, elle peut aussi servir à calculer le bruit de phase sous vibrations :

$$\mathcal{L}_\varphi(f) = 20 \log \frac{\Gamma \cdot A f_0}{2f} \quad (1.17)$$

À partir de l'équation (1.15), nous pouvons extraire une information supplémentaire : la sensibilité plancher de l'oscillateur. Nous calculons cette sensibilité en injectant le bruit de phase au repos de l'oscillateur et le gabarit de vibrations cible. Ce plancher correspond à une situation où le bruit de phase n'est pas dégradé si l'oscillateur subit le gabarit cible.

1.2 Les oscillateurs à quartz

Les oscillateurs à cristaux de quartz (aussi appelés XO pour l'abréviation anglaise de *crystal oscillator*) reposent sur l'effet piézoélectrique découvert par les frères CURIE à la fin du XIX^{ème} siècle. Le premier XO a été fabriqué par CADY en 1922 [10]. Quatre ans plus tard, PIERCE dépose le premier brevet de XO [11]. Depuis, cette technologie a été perfectionnée et est utilisée dans de très nombreux domaines, entre autre car elle offre des performances élevées et stables dans le temps et dans un boîtier très compact.

1.2.1 Phénomènes physiques

L'effet piézoélectrique

L'effet piézoélectrique est un phénomène physique qui lie charge électrique et sollicitation mécanique dans un matériau. Le quartz possède des propriétés piézoélectriques tout comme de nombreux cristaux naturels (par exemple : la tourmaline, la topaze, le sel de rochelle, le sucre) et industriels (par exemple : le tantalate de lithium, l'orthophosphate de gallium, la langasite, la langatate).

Cet effet est dit direct lorsqu'une déformation est appliquée sur le cristal et provoque une polarisation (voir figure 1.8). Il est dit inverse lorsqu'une polarisation est appliquée sur le cristal et provoque une déformation.

<i>Effet piézoélectrique direct</i>		<i>Effet piézoélectrique inverse</i>	
Cause : Déformation	Conséquence : Polarisation	Cause : Polarisation	Conséquence : Déformation

FIGURE 1.8 – Effet piézoélectrique direct et effet piézoélectrique inverse.

Dans un cristal, les atomes sont organisés d'une façon ordonnée. Lorsqu'une force agit sur le cristal, certains atomes vont se déplacer sans casser les liaisons inter-atomes. Ce déplacement d'atomes est aussi un déplacement de charges électriques. Si les charges internes ne sont pas équiréparties, alors une différence de potentiel apparaît. La tension créée aux bornes du cristal est directement proportionnelle à la déformation du cristal. Le déplacement de charge est illustré dans la figure 1.9 pour un cristal de quartz.

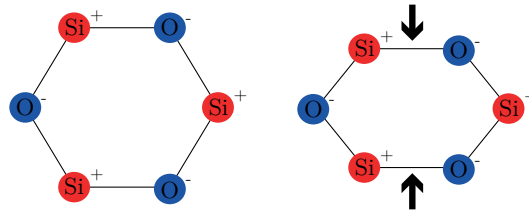


FIGURE 1.9 – Représentation des atomes d'un cristal de quartz, au repos (à gauche) et soumis à une contrainte représentée par la flèche (à droite).

Résonateur à ondes de volume

Les oscillateurs à quartz sont généralement réalisés à partir d'un résonateur à ondes de volume (ou BAW pour *Bulk Acoustic Wave* en anglais). Dans les BAW, le cristal est excité sur un de ses modes propres. Ainsi, il existe une onde stationnaire dans une épaisseur du cristal. L'excitation produit une contraction/expansion du cristal qui crée un champ électrique. Le champ électrique est ensuite renvoyé vers le cristal pour entretenir l'excitation.

La première approche pour comprendre le phénomène de résonance dans le cristal est de voir le cristal comme une plaque. Dans la théorie des plaques, le premier mode propre a une pulsation propre ω qui dépend du module d'élasticité (le module d'Young E), de l'épaisseur d et de la masse volumique ρ de la plaque :

$$\omega = \frac{1}{2d} \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (1.18)$$

Pour augmenter la fréquence du résonateur (avec E et ρ fixes), il faut diminuer l'épaisseur du cristal.

Pour établir les modes propres d'un cristal piézoélectrique, il faut coupler les équations d'une onde électrostatique et d'une onde mécanique. Le lecteur pourra trouver une démonstration complète dans [12].

Le cristal peut être excité à différents modes propres (déformations selon différentes directions : radiale, transverse ou cisaillement par exemple). Il peut être excité sur la fréquence fondamentale ou sur une harmonique du mode propre sélectionné. L'excitation sur une harmonique permet d'augmenter la fréquence de l'oscillateur mais elle a aussi tendance à faire baisser son facteur de qualité.

Les BAW ont généralement une fréquence de l'ordre de la dizaine de mégahertz jusqu'à la centaine de mégahertz. La fréquence standard est de 10 MHz.

Résonateur à ondes de surface

Les oscillateurs à quartz peuvent aussi être réalisés à partir de résonateur à ondes de surface (ou SAW pour *Surface Acoustic Wave* en anglais) [13, 14]. Le principe des SAW est le même que dans les BAW : le cristal est excité à une fréquence de résonance

et l'excitation est auto-entrenue par le champ électrique engendré. La différence est que l'onde mécanique qui se propage est une onde de surface.

Les SAW permettent d'atteindre des fréquences d'oscillation plus importantes. Elle est typiquement de plusieurs centaines de mégahertz [15].

1.2.2 Description d'un oscillateur à quartz

L'oscillateur à quartz possède trois niveaux d'études. Classés géométriquement du plus petit au plus grand, ils sont : le niveau cristallographique (l'étude des cristaux de quartz et de leurs caractéristiques physiques), puis le résonateur (un cristal maintenu en position et monté avec des électrodes) et enfin l'oscillateur (un système plus complexe qu'un résonateur avec un circuit d'entretien et parfois des outils de compensation dynamique en fonction de paramètres extérieurs).

Cristal

L'objet fondamental de l'oscillateur à quartz est le cristal de quartz qui possède des propriétés piézoélectriques. Aussi nommé dioxyde de silicium pour sa composition chimique SiO_2 , il a une masse volumique de $2648 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Le cristal de quartz possède deux formes qui sont le quartz droit et le quartz gauche suivant le sens de rotation de l'hélice du cristal de quartz (dextrogyre ou lévogyre). La figure 1.10 représente la structure externe d'un cristal de quartz droit. Le quartz se trouve en quantité abondante à l'état naturel mais pour des besoins de standardisation et de qualité, il est aujourd'hui produit en usine grâce à des processus de croissance stimulée [16].

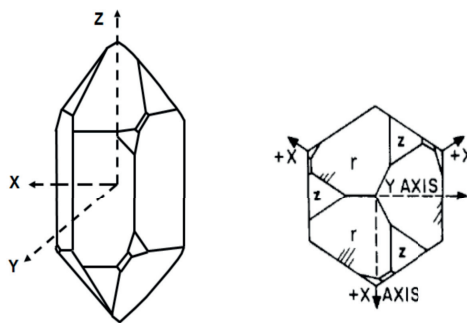


FIGURE 1.10 – Structure d'un cristal de quartz droit [7].

Les cristaux possèdent toujours des imperfections [4, 16], par exemple :

- des impuretés Al^{3+} .
- des impuretés ioniques interstitielles Na^+ et K^+ qui peuvent être mobiles lors d'une sollicitation mécanique et/ou électrique.
- des liaisons O-H piégées (corrélées à la valeur de surtension du résonateur).
- la densité de dislocation (qui agit comme centre de diffraction de l'énergie de l'onde stationnaire).

Le cristal de quartz est un matériau anisotrope, ses propriétés physiques changent en fonction de la direction. Cette anisotropie est un avantage car il existe des directions dans lesquels les cristaux sont insensibles à certains paramètres (par exemple une insensibilité à la température ou une insensibilité aux contraintes transmises par les électrodes). Afin de prédéfinir des caractéristiques qui sont fonction de la direction, les cristaux sont coupés selon des angles précis [17].

Résonateur

Le résonateur est le système qui inclut le cristal avec son système de maintien et dans un circuit d'entretien. Il est créé à partir d'un cristal qui peut avoir différentes formes. Le cristal peut être sous forme de diapason comme dans les montres. Les cristaux destinés aux références temps-fréquence sont en général des disques de quartz qui peuvent être bombés ou avec des escaliers sur un ou plusieurs niveaux [12]. La forme du cristal va déterminer son système de maintien et ses fréquences de résonance.

Pour obtenir différentes caractéristiques, les résonateurs sont montés à partir de différentes coupes du cristal de quartz. Les angles θ et ϕ précisent les rotations de la coupe (respectivement autour des axes x et z). L'axe y est défini comme l'axe normal au cristal. La coupe de référence d'un cristal est nommée coupe Y.

Les cristaux placés dans les résonateurs peuvent être à simple coupe : coupe autour d'un seul axe de rotation, ou à double coupe : coupe sur deux axes de rotation. Dans la première catégorie, on trouve les coupes AT et BT. Lorsque le cristal est coupé selon ces angles, il existe une température qui minimise les variations relative de fréquence (voir figure 1.16). Dans la seconde catégorie, on trouve la coupe SC [18] (pour *Stress Compensated* en anglais). Cette coupe permet d'obtenir le cristal le moins sensible (mais pas totalement) à la contrainte mécanique [19].

Il existe une multitude de coupes différentes. Chacune a été optimisée pour une application précise. La figure 1.11 montre le positionnement dans l'espace du cristal ainsi que les angles de quelques coupes. La coupe AT est la coupe la plus utilisée du marché des XO. La coupe SC est privilégiée dans les oscillateurs à faible bruit et qui sont soumis à des environnements vibratoires.

Le système de maintien des cristaux de quartz est typiquement composé de clips (entre 2 et 4) pour la mise en position du cristal, auxquels s'ajoute généralement de la colle. Des électrodes (une de chaque côté de l'épaisseur du disque) permettent de créer la tension aux bornes de l'élément piézoélectrique et de transmettre les oscillations en signal RF pour les renvoyer vers le cristal. Pour avoir l'oscillateur final le moins sensible possible, il faut créer des architectures de maintien qui transmettent le moins possible les sollicitations mécaniques (ou thermiques).

Oscillateurs

L'oscillateur est un système complet fournissant une fréquence stable en sortie. Il comprend un résonateur ayant un circuit électrique d'amplification et parfois même de

	Nom	Angle	
		θ	ϕ
Simple coupe	AT	35,15°	0°
	BT	-49°	0°
Double coupe	SC	34°	22°
	IT	34°	19°
	LD	34°	27°
	FC	34°	15°
	SBTC	-34,5°	16,3°

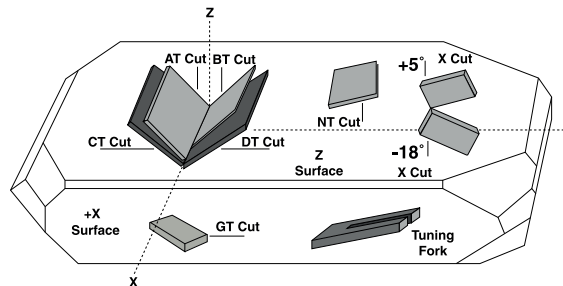


FIGURE 1.11 – Angles [12] et représentation spatiales [20] des différentes coupes dans un cristal de quartz.

contrôle. Il existe de nombreux types d'oscillateurs à quartz. Ci-dessous, nous en décrivons quelques uns.

XO : L'oscillateur à quartz le plus basique. Il se compose d'un cristal et d'un circuit d'entretien. Il est donc sensible à toutes les variations de son environnement car il n'a aucun contrôle intégré.

VCXO (Voltage Controlled Crystal Oscillator) : L'oscillateur est contrôlé en tension : la fréquence d'oscillation varie en fonction d'une tension en entrée. En général, une diode à capacité variable est utilisée. Placée en série avec le résonateur, elle se comporte comme un condensateur dont la capacité est fonction de la tension appliquée à ses bornes.

TCXO (Temperature Controlled Crystal Oscillator) : L'oscillateur est compensé en température. La dérive en fréquence du résonateur à cause d'un changement de température est compensée à l'aide d'une loi de correction (analogique ou numérique).

OCXO (Oven Controlled Crystal Oscillator) : L'oscillateur est contrôlé en température. L'ensemble du résonateur est placé dans une enceinte thermostatée afin de maintenir l'ensemble à une température stable. Ce système apporte des bénéfices pour la stabilité des oscillateurs mais il est plus volumineux et consomme plus d'énergie.

GCXO (G-Compensated Crystal Oscillator) : L'oscillateur possède un système de compensation des perturbations vibratoires (de manière passive ou active, analogique ou numérique).

Modélisations

La modélisation d'un oscillateur à quartz dépend essentiellement du niveau auquel nous nous plaçons (cristal, résonateur, oscillateur). Les phénomènes dans le cristal sont

bien connus et bien documentés. De modélisations analytiques ont été réalisées durant les cinquante dernières années avec de nombreuses validations expérimentales (voir section 1.2.3).

Le résonateur est généralement modélisé via équivalence électrique [12]. Le schéma électrique d'un oscillateur à quartz est représenté sur la figure 1.12. C_0 représente le

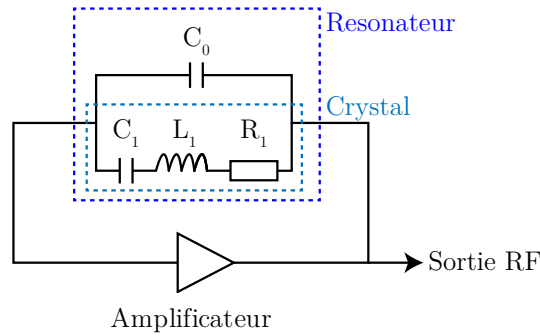


FIGURE 1.12 – Schéma électrique équivalent d'un oscillateur à quartz.

comportement électrique des électrodes du système (elle est aussi appelé capacité statique). Le circuit RLC représente le comportement mécanique du système, où L_1 , C_1 et R_1 modélisent respectivement l'inertie, la raideur et la dissipation.

Ce circuit électrique équivalent nous permet de connaître les valeurs des fréquences d'oscillations en fonction des paramètres électriques ainsi que le facteur de qualité de l'oscillateur Q tels que [4] :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}, \quad (1.19)$$

$$Q = \frac{L_1}{R_1} 2\pi f_0 = \frac{1}{R_1 C_1} \frac{1}{2\pi f_0} = \frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}. \quad (1.20)$$

1.2.3 Instabilités

L'oscillateur peut se montrer instable sur des périodes courtes (bruit) ou longues (dérives). Dans ce manuscrit, seuls les bruits sont analysés. Ces instabilités sont liées à des caractéristiques propres (ici la piézoélectricité) ou à des interactions avec l'environnement (température, vibrations, rayonnement, magnétisme). Cette sensibilité du système est néfaste pour la stabilité de ses performances mais elle peut aussi être bénéfique pour contrôler les systèmes. Elle peut aussi permettre de transformer le système pour faire un capteur par exemple. Nous abordons quelques instabilités en se concentrant sur celles qui ont un effet sur la fréquence de l'oscillateur.

Effet Tension - Fréquence

L'effet Tension - Fréquence est intimement lié à la piézoélectricité [4] car les dimensions géométriques du cristal sont liées à la tension à ses bornes. Ainsi lorsque la

tension augmente, la déformation est plus importante. La fréquence de résonance étant liée aux grandeurs géométriques du cristal, si la déformation est trop importante, alors la fréquence de résonance peut changer. Lorsque la puissance en entrée augmente, la résonance devient asymétrique (on parle de défaut d'isochronisme). Ce phénomène est illustré dans la figure 1.13.

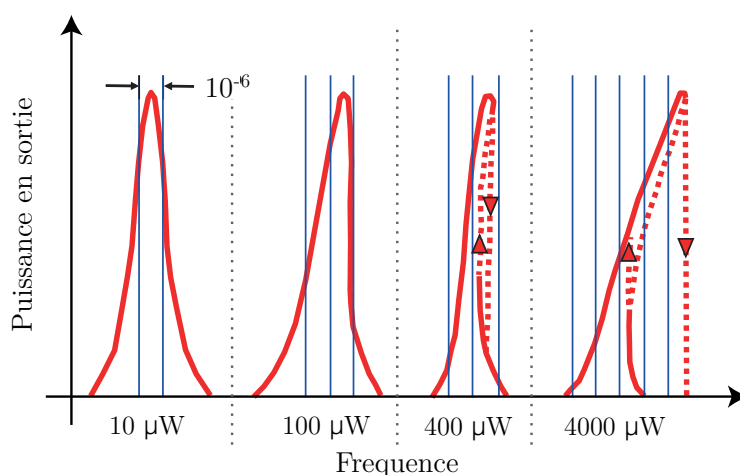


FIGURE 1.13 – Déformation des résonances pour différentes tensions en entrée (défaut d'isochronisme). Image issue de [7].

Comme le montre la figure 1.14, la variation de fréquence relative est fonction du courant qui traverse le cristal [21]. En contrôlant la tension en entrée de cristal, il est donc possible de contrôler la fréquence de l'oscillateur. La tension est une grandeur qui peut être maîtrisée grâce au circuit d'entretien du résonateur. Cet effet est particulièrement utilisé dans les systèmes de compensation des perturbations. Il est mis à profit dans les TCXO pour compenser les dérives en fréquences liées à la température et peut aussi être utilisé pour compenser les perturbations liées aux vibrations.

Effet Température - Fréquence

La fréquence d'oscillation des quartz est dépendante des constantes d'élasticité. Ces dernières varient en fonction de la direction mais aussi en fonction de la température (pour certaines directions).

L'effet Température - Fréquence a été représenté mathématiquement par une fonction polynomiale d'ordre 3 et dont les coefficients changent selon l'angle de coupe du cristal [22]. L'angle de coupe est donc un paramètre qui se doit d'être le plus précis possible. Comme le montre la figure 1.15, de légères variations sur l'angle de coupe produisent des comportements en température très fluctuants.

Chaque coupe possède une réponse en température qui lui est propre. La réponse en température de quartz pour plusieurs coupes (AT, SC et BT) est donnée dans la figure 1.16. Dans cette figure, nous observons que les coupes AT et BT passent par

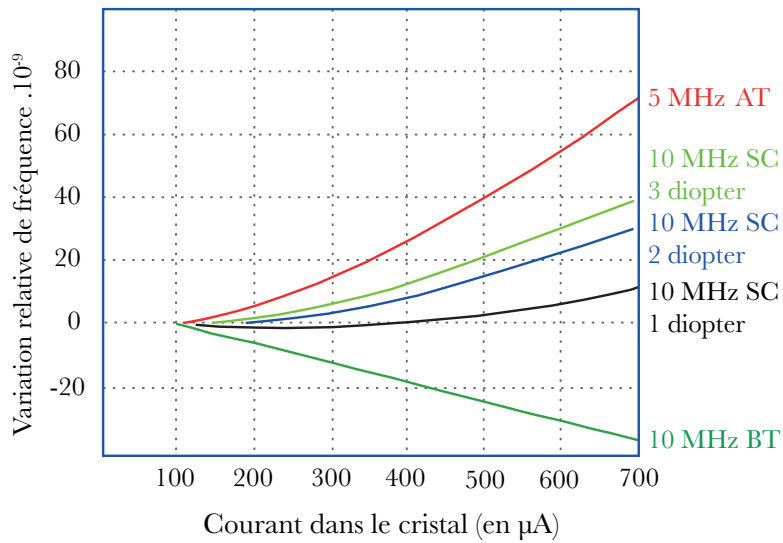


FIGURE 1.14 – Variation de fréquence relative en fonction du courant. Image issue de [7].

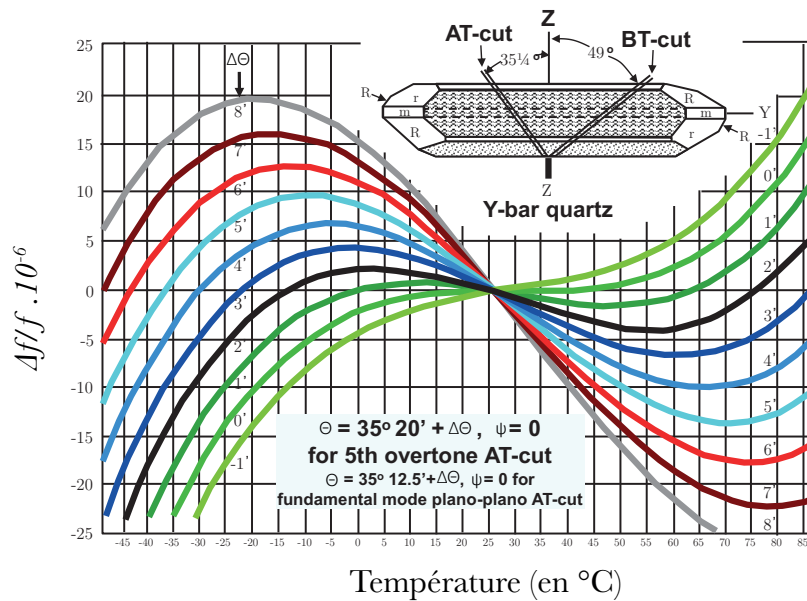


FIGURE 1.15 – Variation de fréquence relative en fonction de la température pour de légères variations d'angle de coupe pour la coupe AT. Image issue de [7].

zéro. Il s'agit de la température de fonctionnement optimale de ces coupes : à cette température, les variations de fréquence sont nulles.

Nous pouvons ajouter que la réponse en température du XO dépend aussi du mode propre du cristal excité [7] et que des phénomènes d'hystérésis apparaissent lors de cycles en température [23].

L'effet Température - Fréquence est la première instabilité à avoir été compensée, notamment grâce à l'effet Tension - Fréquence précédemment décrit. Pour un XO, sur

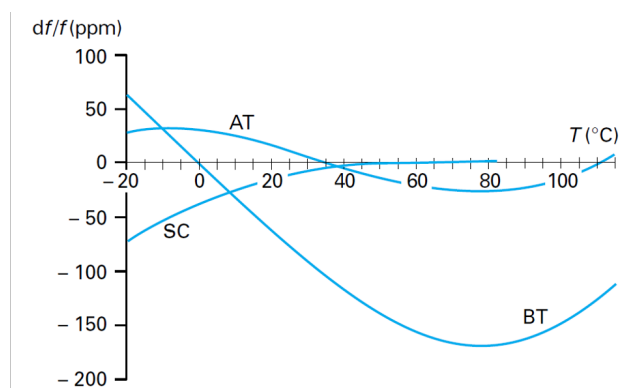


FIGURE 1.16 - Variation de fréquence relative en fonction de la température pour plusieurs coupes (AT, BT et SC).

une plage de température allant de -55 °C à $+85\text{ °C}$, la variation relative de fréquence est de l'ordre de $25 \cdot 10^{-6} / \text{°C}$. Les TCXO ont permis de passer à $10^{-6} / \text{°C}$ et les meilleurs OCXO ont des performances de l'ordre de $10^{-9} / \text{°C}$ [4].

Effet Force - Fréquence

L'effet Force - Fréquence est sans aucun doute l'effet qui nous intéresse le plus dans notre étude car il associe une variation de fréquence de l'oscillateur à une sollicitation mécanique sur le cristal. L'effet Force - Fréquence trouve sa source dans l'anisotropie du cristal piézoélectrique. Il est donc lui aussi dépendant de la coupe de ce dernier.

Les causes des forces qui s'appliquent sur le cristal sont multiples [7], de même pour les effets. On trouve entre autres :

Causes

- Rétreint causé par la colle ;
- Contraintes résiduelles du système de maintien (clip, soudure, étanchéification) ;
- Contraintes transmises par les électrodes ;
- Croissance non-uniforme, impuretés et autres défauts liés à la fabrication du quartz (par exemple dûs aux différents coefficients d'expansion thermique) ;
- Endommagement de la surface lors de la coupe ou du polissage ;

Effets

- Forces radiales dans la plan XZ ;
- Torsion (surtout dans les montages à 3 ou 4 clips) ;
- Flexion due au mauvais alignement des clips et à la pression des électrodes ;
- Contraintes locales dans le cristal de quartz (liées aux impuretés et à l'endommagement de la surface).

L'effet Force - Fréquence a été mis en évidence par BOTTOM [24] en 1947. Suite à cette découverte, une première solution analytique a été démontrée par MINGINS,

BARCUS et PERRY au début des années 1960 [25, 26]. Les coefficients de troisième ordre nécessaires au calcul ont été mesurés en 1966 [27].

Dans le même temps RATAJSKI a proposé une formule simple pour décrire l'effet Force - Fréquence [28]. La sensibilité d'un cristal de quartz à une force dépend de éléments suivants : la géométrie du cristal, son orientation cristallographique, la direction des forces, les contraintes du système de maintien et la fréquence de résonance. Un coefficient $K_f(\Psi)$ [$\text{m}\cdot\text{s}/\text{N}$] traduit la sensibilité du cristal à une force radiale selon l'angle Ψ tel que :

$$K_f(\Psi) = \frac{\Delta f}{f} \cdot \frac{d \cdot e}{F \cdot N_0}, \quad (1.21)$$

avec d le diamètre du résonateur [m], e son épaisseur [m], F la force appliquée [N] et N_0 la constante de fréquence (égale à la moitié de la vitesse de propagation de l'onde) en [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$].

La figure 1.17 montre la relation entre ce coefficient et l'endroit (l'angle) où une force est appliquée sur le cristal. Pour certains angles, le coefficient est nul, ce qui veut dire que la force appliquée n'agit pas sur la fréquence. Ces angles sont donc privilégiés dans la construction du résonateur, notamment pour la position des clips de maintien du cristal.

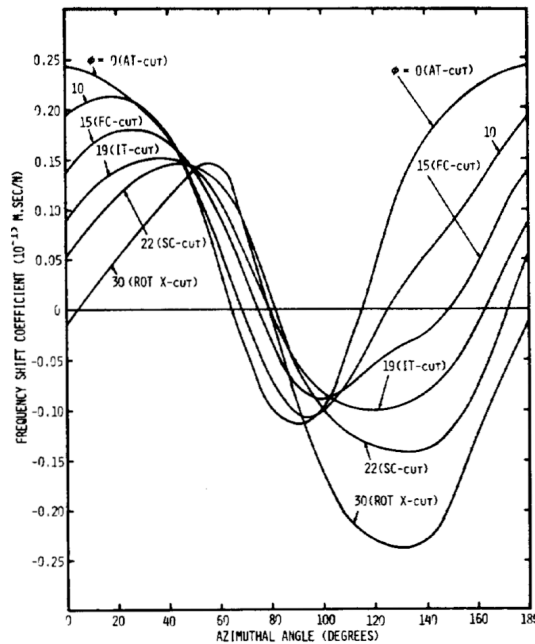


FIGURE 1.17 – Variation de fréquence relative en fonction de la position angulaire de la force. Image issue de [29].

Les coefficients ont été calculés la première fois par LEE [30, 31] pour un panel de coupes. D'autres auteurs ont complété ce travail en faisant varier les conditions limites [32, 33] ou le type de force appliquée [34]. Ces travaux ont mené à des études per-

mettant d'optimiser les dimensions et la position des clips [35], celles des électrodes [36] et à l'optimisation du résonateur de manière plus générale [12].

Sensibilité accélérométrique

Lorsqu'ils sont soumis à des vibrations, les XO's voient leur bruit de phase augmenter. De nombreux auteurs ont mis en évidence cette sensibilité [4, 8, 37]. Elle dépend de la direction des vibrations [38].

Les développements analytiques de cet effet dépendent de conditions initiales (forme du cristal, système de maintien) [39–41]. Certains développements semblent être proches des résultats expérimentaux, notamment ceux de TIERSTEN [42], comparés par WATTS [9] avec ses résultats.

Dans les XO's, des mesures de sensibilité accélérométrique sur un grand nombre de facteurs ont été réalisées [43] : la coupe et la géométrie du cristal, le système de maintien, la direction et l'intensité de l'accélération, la température extérieure, le courant de pilotage, la forme du circuit d'entretien ou encore l'harmonique d'oscillation. Néanmoins, la sensibilité accélérométrique d'un oscillateur ne s'arrête pas à celle de son résonateur. En effet, l'ensemble des éléments est à prendre en compte, tels que les câbles [44] ou encore certains composants RF [45].

1.2.4 Compensation des vibrations

Les perturbations liées aux vibrations ne sont pas aussi bien maîtrisées que celles engendrées par la température. Nous présentons ci-dessous les solutions mises en place pour améliorer la résistance aux vibrations des XO's.

Compensation passive

La compensation passive passe principalement par l'isolation du composant sensible aux perturbations extérieures. Pour cela, la structure est isolée grâce à des éléments absorbants de type viscoélastique (mousse, absorbeur de chocs) ou des systèmes de suspension (des ressorts par exemple). Ces méthodes ont fait leurs preuves dans beaucoup de systèmes au-delà des XO's.

La sensibilité accélérométrique des oscillateurs peut se représenter sous la forme d'un vecteur. Nous pouvons donc imaginer un système avec deux oscillateurs à quartz possédant des vecteurs de sensibilité accélérométrique de direction colinéaire et de sens opposé. L'opposition des sensibilités accélérométriques résulte en une sensibilité accélérométrique nulle pour l'oscillateur. Cette méthode a été mise en œuvre dans plusieurs travaux [46] avec des résultats intéressants : sensibilité accélérométrique de l'ordre de 10^{-10} /g [47] ou amélioration du bruit de phase sous vibrations d'une vingtaine de dB [48]. Elle est illustrée dans la figure 1.18.

Néanmoins cette technique possède des limites [49] : la sensibilité d'un cristal est une valeur définie expérimentalement qui varie pour chaque cristal (à cause des incertitudes de

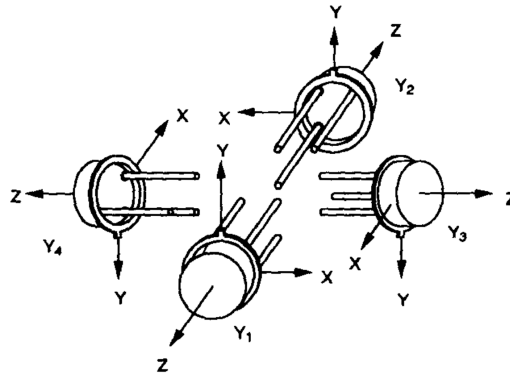


FIGURE 1.18 – Oscillateurs à quartz montés en opposition pour annuler la sensibilité accélérométrique. Image issue de [46].

coupe et des imperfections du cristal). De plus, rendre totalement colinéaire les vecteurs sensibilités est un processus très difficile et le moindre désalignement fait perdre une grande partie de l'intérêt du montage.

Compensation active

La compensation active fait appel à des systèmes électroniques pour compenser l'augmentation du bruit de phase. Elle a été mise en place sur des oscillateurs à quartz en 1978 par PRZYJEMSKI [50]. Le principe est le suivant [38, 51] :

1. Utiliser des capteurs pour mesurer les vibrations. Les capteurs sont le plus petit possible pour être au plus proche du cristal et pour perturber le moins possible le système.
2. La sensibilité accélérométrique du cristal (ou du résonateur) est mesurée lors de la phase de fabrication grâce à des tests.
3. Un ensemble de circuits électroniques (analogique ou numérique) est ajouté au circuit d'entretien. Il fait le lien entre les capteurs et le résonateur. Ses caractéristiques sont définies par la sensibilité accélérométrique mesurée en amont.
4. Le circuit de compensation fournit une tension/un courant qui permet de faire une contre réaction sur le cristal en tirant partie de l'effet Tension - Fréquence.

Elle est plutôt efficace à basses fréquences [52] mais elle possède aussi des limites. À hautes fréquences, elle devient de plus en plus difficile à mettre en place à cause de la bande passante des systèmes de mesures (moins de 1600 Hz pour un accéléromètre de type MEMS sur 3 axes, comme un ADXL335 par exemple), ou de celle du circuit de compensation ou de celle du cristal.

1.2.5 Références commerciales et performances

Nous donnons ici quelques références commerciales d'oscillateurs à quartz afin que le lecteur possède quelques ordres de grandeur sur les performances de bruit de phase et de sensibilité accélérométrique. Pour comparer deux oscillateurs qui ne sont pas à la même fréquence, il est possible de dégrader le bruit de phase comme si la fréquence de l'oscillateur était multipliée (voir équation (1.17)) afin de comparer le bruit de phase à la même fréquence d'oscillation.

La première partie du tableau donne des performances pour des oscillateurs à très bas bruit. Selon ses applications, l'utilisateur privilégie certaines performances : faible bruit proche porteuse ou bon plancher.

Quelques fabricants de XO proposent des oscillateurs qui peuvent faire face à des environnements vibratoires important. Ces oscillateurs sont plus imposants que des XOs classiques mais restent relativement compacts (typiquement $50 \times 50 \times 50$ mm). Leurs performances peuvent varier, aussi bien en sensibilité accélérométrique qu'en bruit de phase.

Enfin, nous donnons aussi deux références commerciales d'oscillateurs à 10 GHz réalisés à partir d'OCXO dont la fréquence est multipliée. L'encombrement de ces oscillateurs est plus important : $121 \times 76 \times 23$ mm.

Références	Fréq. MHz	Sens. acc. ppb/g	Bruit de phase (repos) à		
			10 Hz	1 kHz	100 kHz
			dBc/Hz		
Wenzel - HF ONYX IV	10	0,1	-133	-163	-165
KVG - O-40-ULPN-100M	100	1	-108	-164	-185
Rakon - LNO 100	100	0,5	-110	-168	-182
Vectron - OX-046	100	0,05	-100	-150	-175
KVG - O-30-ULGS	100	0,05	-105	-160	-168
Bliley Tech. - Poseidon 2 K	10	0,02	-130	-160	-165
Wenzel - HF Citrine	10	0,005	-130	-172	-174
Esterline - LGT100	10	0,005	-108	-148	-154
Frequency Elec. - FE-444A-4	10	0,005	-130	-145	-155
Rakon - LNO 10000 B3	10 000	N.R	-54	-115	-149
Wenzel - MXO-PLMX	10 000	0,2	-77	-112	-132

TABLE 1.2 – Références commerciales d'oscillateurs à quartz standards ou compensés en vibrations et d'oscillateurs à 10 GHz à base de quartz multiplié. N.R : Non Renseigné.

1.3 Les oscillateurs optoélectroniques

Les oscillateurs optoélectroniques (ou OEO pour *OptoElectronic Oscillator* en anglais) ont été développés par YAO et MALEKI à la fin des années 90 [53]. Il s'agit d'oscillateurs à ligne à retard. Dans ce type d'oscillateurs, le facteur de qualité est décrit par [1] :

$$Q = \pi f_0 \tau. \quad (1.22)$$

Q est maximisé en augmentant la fréquence de l'oscillateur, f_0 , ou en augmentant son retard τ . Pour obtenir un grand retard, le signal électrique est converti dans le domaine optique afin de profiter des faibles pertes à la propagation de la fibre optique (dans un câble coaxial, les pertes sont de l'ordre du dB/m à 10 GHz contre 0,2 dB/km dans une fibre optique).

Les OEOs présentent d'excellentes performances en bruit de phase à très hautes fréquences (typiquement supérieur au gigahertz), si on les compare à des XO à la même fréquence d'oscillation. C'est pourquoi, ils pourraient à terme devenir des compétiteurs sérieux de ces systèmes traditionnels.

1.3.1 Fonctionnement

Un oscillateur optoélectronique est une boucle qui se compose de deux parties. La première partie est optique. Elle contient une source laser, un modulateur d'intensité, une ligne à retard (une bobine de fibre optique le plus souvent) et une photodiode. La seconde partie est dans le domaine radiofréquence (électrique). Elle contient un amplificateur, un filtre RF passe bande, un coupleur. La photodiode et le modulateur d'intensité font le lien entre la partie RF et la partie optique. La première convertit les variations d'intensité optique en variation de tension électrique et le second utilise les variations de tension électrique pour faire varier l'intensité optique qui le traverse. Un schéma de principe est donné dans la figure 1.19.

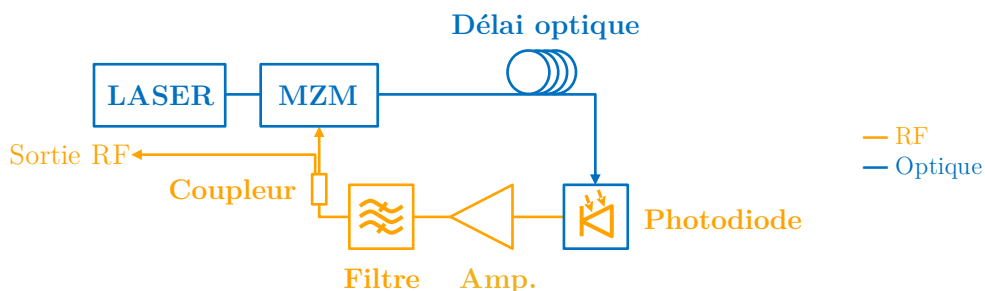


FIGURE 1.19 – Schéma d'un oscillateur optoélectronique.

Le principe de fonctionnement d'un OEO est le suivant. Dans un OEO, le laser injecte un signal optique de puissance constante. Ce signal passe à travers le modulateur

d'intensité (ou MZM pour *Mach Zehnder Modulator* en anglais). En sortie de MZM, l'intensité lumineuse est modulée amplitude à une fréquence fixée par l'entrée RF du MZM. Le signal traverse ensuite la ligne à retard et arrive à la photodiode. La photodiode transforme le signal optique en signal électrique. Le signal RF passe ensuite par un coupleur avec deux sorties : une pour la sortie de l'oscillateur et une pour renvoyer le signal RF vers l'entrée de modulation du MZM.

L'ensemble des fréquences de résonance possibles est déterminé par l'intervalle spectral libre (ISL) du résonateur, défini par :

$$ISL = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{nL}, \quad (1.23)$$

où τ est le temps que met le signal pour faire un tour de la boucle, n l'indice de propagation du signal dans la boucle, c la vitesse de la lumière dans le vide et L la longueur de la boucle. Chaque mode propre a une fréquence multiple de cet ISL (voir figure 1.20).

Un filtre RF passe bande permet de sélectionner le mode d'ordre harmonique p de l'ISL et de supprimer les autres (voir figure 1.20). Ainsi, la fréquence de l'oscillateur est dictée par le filtre mis en place. Plus le délai est grand et plus l'intervalle entre deux fréquences est faible, donc le filtre RF devra être plus fin si l'on veut sélectionner la bonne fréquence. Au final, la fréquence d'oscillation d'un OEO est :

$$f_0 = p \cdot ISL. \quad (1.24)$$

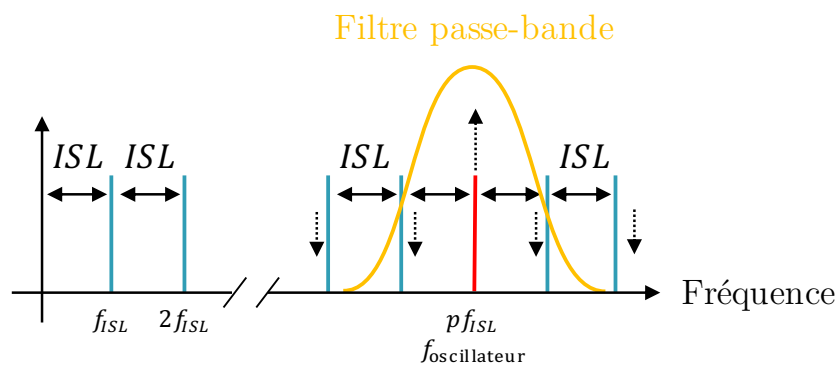


FIGURE 1.20 – Spectre électrique d'un OEO. Le filtre permet de sélectionner une harmonique de l'ISL et d'atténuer les autres (action représentée par les flèches en pointillées).

Le bruit de phase d'un OEO à 10 GHz est donné dans la figure 1.21. Nous donnons deux mesures réalisées sur deux OEOs avec des délais différents. Nous observons que l'OEO avec le délai le plus long a un meilleur bruit de phase proche de la porteuse : son facteur de qualité est meilleur.

Dans le bruit de phase de l'OEO, des pics apparaissent à la fréquence et aux harmoniques de $1/\tau$. Il s'agit des modes non-oscillants de la boucle (les harmoniques de l'ISL). L'OEO avec le plus grand délai présente donc des pics non-oscillants à une fréquence

plus faible. Ceci peut être problématique si l'on recherche de bonnes performances dans ces gammes de fréquences. De plus, dans les applications RADAR, ces pics peuvent être interprétés comme de faux pics Doppler. Une solution pour réduire leur impact est de travailler avec plusieurs boucles [54, 55].

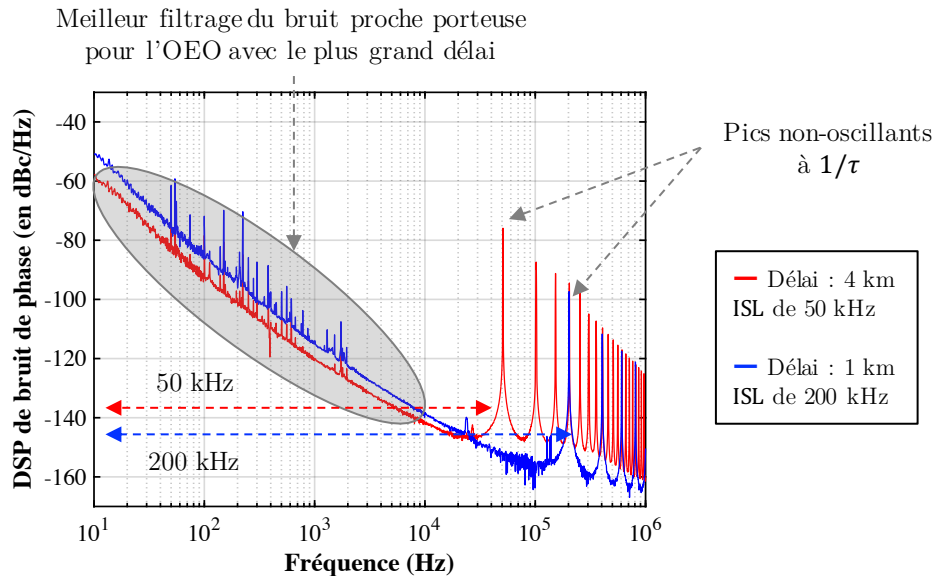


FIGURE 1.21 – Bruit de phase d'un OEO à 10 GHz avec un délai de 1 km (en bleu) et de 4 km (en rouge), soit un ISL de 200 kHz et 50 kHz respectivement.

Enfin, l'amplificateur RF sert à compenser les pertes dans la boucle. Une architecture avec un gain optique est aussi envisageable [56, 57].

Les OEOs ont donc des performances en bruit phase élevées grâce à une grande ligne à retard (obtenue par la fibre optique) et à une fréquence d'oscillation élevée (obtenue par le filtre RF).

1.3.2 Instabilités

De même que les oscillateurs à quartz, les OEOs sont sensibles aux perturbations venant de l'environnement [58].

Sensibilité à la température

La température peut agir sur l'ensemble de l'OEO [59]. Elle peut provoquer une dérive de la fréquence centrale du filtre RF ou des variations de longueur du chemin optique.

Si la position du filtre RF varie de manière significative par rapport à l'ISL, alors le mode oscillant de la boucle peut sauter vers une harmonique voisine et engendrer une variation brusque de la fréquence d'oscillation.

Le second phénomène est dû à la sensibilité à la température de la fibre optique. Lorsque la température varie, deux phénomènes entrent en jeu : un changement de l'indice

de propagation et un changement de la longueur (contraction ou dilatation thermique). Les deux effets sont bien connus et documentés. L'ensemble des coefficients thermo-optiques ont été mesurés et confrontés à la théorie dans les travaux de GHOSH [60, 61]. Les différentes études menées ont permis de conclure que le phénomène de dilatation thermique prévalait sur la variation d'indice [62, 63]. La variation de longueur relative est de l'ordre de $10^{-5} / ^\circ\text{C}$. Elle induit une variation de fréquence.

L'ajout d'un déphaseur pour faire varier la longueur de la boucle est difficile à mettre en place au vu des ordres de grandeur de cette sensibilité. En effet, ce dernier représente plusieurs fois la longueur d'onde optique par degré de variation. La solution privilégiée pour compenser cet effet est de thermaliser la bobine en la maintenant à une température ou sur une plage de température stable [64]. Il en est de même pour le filtre RF.

Sensibilité aux vibrations

Les travaux sur la sensibilité accélérométrique des OEOs durant les deux dernières décennies se sont focalisés principalement sur la bobine de fibre optique [65]. TAYLOR a réalisé des tests avec un panel de mandrins pour mesurer la différence de sensibilité d'une bobine en fonction des matériaux de son mandrin (plastique, métaux, céramique, ajout de mousse) [65, 66].

Un modèle de sensibilité à l'accélération des bobines a été proposé par le NIST [67] (*National Institute of Standards and Technologies*). Ce modèle repose sur des hypothèses discutables : positionnement de la bobine, application des forces et transmission des contraintes. Il restreint énormément l'architecture de la bobine pour être utilisé.

Certains composants optiques et RF ont fait l'objet d'une étude sous vibrations au NIST [38, 45, 68] mais ces tests ne regroupent pas l'ensemble des composants d'un OEO. De plus, nous ne savons à quel point deux composants réalisant la même fonction mais venant de fabricants différents peuvent avoir des comportements différents sous vibrations, ni si deux composants identiques ont les mêmes comportements.

1.3.3 Compensation des vibrations

Comme pour les XO, la compensation des phénomènes vibratoires est divisée en deux parties : une compensation passive et une compensation active. La première regroupe les solutions d'isolation des composants, de choix de composants peu sensibles et des architectures pour annuler la sensibilité accélérométrique. La seconde regroupe l'ensemble des méthodes actives pour agir sur les dégradations provoquées par les vibrations.

Compensation passive

Puisqu'il semble que le délai optique soit la partie critique de l'OEO lors des perturbations vibratoires, différentes architectures de mandrins ont été proposées afin d'obtenir des bobines insensibles à ces perturbations dans les OEOs. Pour cela, les bobines sont divisées en deux parties et positionnées en opposition [69–72]. Cette solution est issue

des travaux réalisés sur les oscillateurs à quartz insensibles aux vibrations, dans lesquels on retrouve plusieurs cristaux montés en opposition [46,47]. Dans ces architectures, l'objectif étant que les vecteurs de sensibilité accélérométrique des deux bobines s'annulent ou que la variation totale du chemin optique soit nulle.

La géométrie des mandrins a aussi été optimisée grâce à des simulations numériques en éléments finis (EF) [73]. Cette optimisation est basée sur le modèle de sensibilité accélérométrique d'une bobine de fibre optique développé par le NIST [67]. Cette étude suppose que l'ensemble de la bobine de fibre suit le comportement du mandrin.

Ces études restent pour la plupart des concepts sur papier et lorsque des comparaisons expérimentales sont réalisées, les résultats ne sont pas en accord [72].

Compensation active

Le principe de la compensation active dans les OEO est sensiblement le même que dans les XO. Les variations de fréquence de l'oscillateur à cause des vibrations sont compensées par une autre dérive qui est maîtrisable [74, 75]. Une ou des mesures de l'accélération dans le système permettent de compenser les vibrations avec le bon gain.

Il faut tout de même noter que dans les XO, le composant sensible est très petit (un cristal est généralement plus petit que le millimètre), homogène et monolithique. Les OEOs sont beaucoup plus massifs et complexes, le composant sensible est une bobine dont les dimensions sont généralement de l'ordre de plusieurs centimètres. Cette différence rend la mesure de vibrations et le calcul de la fonction de transfert entre vibrations et dégradation du bruit de phase beaucoup plus complexe à mettre en place.

Dans le cas de l'OEO, la principale grandeur sur laquelle il est possible de travailler est le temps de propagation du signal dans la boucle τ . Trois solutions sont envisageables pour le maîtriser et ainsi compenser les vibrations :

- 1. Maîtrise de la longueur de la boucle**
 - Ajout d'un étireur sur la fibre optique;
- 2. Maîtrise de la vitesse de propagation**
 - Changement de longueur d'onde de la porteuse optique.
- 3. Maîtrise du temps de parcours du signal dans la boucle**
 - Ajout d'un déphaseur optique;
 - Ajout d'un déphaseur RF;

Les études du NIST ont porté sur l'ajout d'un déphaseur dans le domaine RF afin d'ajuster le retard dans la boucle [38]. Cette solution semble efficace et facile à mettre en place. Le principal inconvénient est qu'il faut rajouter un composant dans la boucle, ce qui rajoute des pertes. L'ajout de déphaseur optique ou d'étireur de fibre optique serait sûrement identique. La dernière solution a tout de même l'avantage de ne pas rajouter de pertes.

La dernière solution pour maîtriser le retard est de travailler sur la longueur d'onde du signal optique afin d'utiliser à son avantage le phénomène de dispersion. La dispersion est un phénomène physique qui lie la longueur d'onde de la lumière et sa vitesse de

propagation dans un milieu. Lorsque la longueur d'onde change, la vitesse de propagation change car l'indice de propagation dans un milieu est fonction de la longueur d'onde. En faisant varier la longueur d'onde du laser, il est donc possible de faire varier la longueur du délai de l'OEO.

Les sources laser utilisées dans les OEOS sont bien monochromatiques mais la longueur d'onde émise peut légèrement varier en fonction du courant en entrée du laser. Ainsi, un retard (ou une avance) de phase lié(e) à une déformation de la fibre peut être compensé(e) par la dispersion en augmentant (ou diminuant) la vitesse de propagation grâce à un changement de longueur d'onde (piloté par un courant en entrée de la diode laser) qui change l'indice de propagation vu par l'onde et au final son temps de parcours.

1.3.4 Références commerciales et performances

Les OEOs existent depuis une vingtaine d'années. OEWave est une entreprise créée par YAO et MALEKI (les inventeurs des oscillateurs optoélectroniques). Elle commercialise des oscillateurs optoélectroniques. À notre connaissance, il s'agit des seuls OEO commercialisés.

Les performances d'une de leurs références sont données dans la tableau 1.3. Cet OEO semble être un concurrent sérieux face aux XO à 10 GHz du tableau 1.2. Son volume se situe dans les mêmes ordres de grandeur. Sa sensibilité accélérométrique peut atteindre $5 \cdot 10^{-11} \text{ g}^{-1}$, ce qui est dix fois mieux que ses concurrents en quartz à ces fréquences mais ses dimensions sont alors bien plus grandes. Ses performances sont comparées à celles obtenues par l'OEO double de TRT réalisé pendant la thèse de LELIÈVRE [76]. Les deux OEOs sont intégrés dans des volumes similaires. Les performances de l'OEO de TRT sont équivalentes ou meilleures sur l'ensemble de la bande.

Références	Fréquence GHz	Bruit de phase (au repos) à		
		10 Hz	1 kHz	100 kHz
		dBc/Hz		
OEWaves - HI-Q	10	-55	-120	-150
TRT [76]	10	-60	-119	-158

TABLE 1.3 – Performances en bruit de phase d'OEOs.

1.4 Autres types d'oscillateurs

La génération de références de fréquence dans le domaine des gigahertz ne se limite pas aux oscillateurs à quartz ou aux OEOs. Parmi les solutions électroniques, on peut notamment citer les oscillateurs basés sur des résonateurs diélectriques à faibles pertes (DRO pour *Dielectric Resonator Oscillators*). D'une part, l'utilisation de céramiques permet de réaliser des résonateurs de haut facteur de qualité, avec un bon contrôle en

température [77]. À 10 GHz, le facteur de qualité tend néanmoins à diminuer (10^4). Le bruit de phase est aussi moins compétitif (-135 dBc/Hz à 100 kHz). De tels oscillateurs sont disponibles commercialement¹. Ils sont plutôt orientés pour un usage en laboratoire.

Pour gagner en performances, les résonateurs à base de saphir sont d'excellents candidats. Le facteur de qualité atteint 10^5 à 10 GHz. Le résonateur reste néanmoins assez volumineux (un disque de 5 cm de diamètre), et doit être placé dans une cavité métallique pour maintenir de bonnes performances. Par ailleurs, la sensibilité thermique est assez mauvaise à température ambiante [78]. Pendant un temps, un modèle commercial a été proposé par Poseidon Scientific Instruments. Il s'agissait d'un oscillateur à 10,24 GHz, stabilisé en température (ambiante) avec de très bonnes performances (154 dBc/Hz à 10 kHz), et une sensibilité accélérométrique de $2.10^{-10} g^{-1}$ ².

Il est également possible de refroidir le résonateur à température cryogénique (6 K), pour atteindre des performances de bruit de phase remarquables [79, 80], notamment à faible fréquence d'*offset* (-125 dBc/Hz à 10 Hz pour une fréquence d'oscillation de 11,2 GHz). Dans ce cas, ces oscillateurs restent des références utilisées en métrologie.

Récemment, des oscillateurs utilisant des résonateurs supra-conducteurs ont été réalisés, avec des performances très intéressantes à 1 GHz (-160 dBc/Hz à 10 kHz) [81]. La température, bien que cryogénique, est limitée à 65 K. Cela rend l'objet moins encombrant qu'un oscillateur saphir. Néanmoins, la consommation des dispositifs de refroidissement est très importante.

L'utilisation de technologies optiques permet également de réaliser des oscillateurs RF de haute pureté spectrale. On distingue en particulier les technologies liées à la génération de peignes de fréquences. Tout d'abord, l'utilisation de résonateurs à ondes de galerie (WGM pour *Whispering Gallery mode*) permet de réaliser des résonateurs optiques avec un intervalle spectral libre de l'ordre de quelques dizaines de gigahertz avec une très grande finesse optique [82].

Il est notamment possible de verrouiller la fréquence d'un laser sur une résonance par injection optique. Cette réinjection va affiner le spectre du laser, mais aussi stabiliser l'injection du résonateur par la source laser. Par effets non-linéaires, un peigne de fréquences optiques va se créer autour de la fréquence du laser d'injection, qui peut ensuite donner lieu à un train d'impulsions à une fréquence donnée par l'intervalle spectral libre du résonateur. Il est ainsi possible de générer des oscillateurs avec un très bon bruit de phase à 10 GHz (-120 dBc/Hz à 10 KHz), voire 30 GHz (-105 dBc/Hz à 10 kHz), dans un boîtier très compact (cm^3) [83]. OEwaves propose un tel résonateur en bande Ka (entre 28 et 36 GHz) dans son catalogue³, avec une option faible sensibilité accélérométrique ($5.10^{-11} g^{-1}$). La principale limite de ces résonateurs vient de la puissance de stockage

1. www.gronefeld.de

2. www.microwavejournal.com/articles/3367-a-mobile-ultra-low-phase-noise-sapphire-oscillator

3. www.oewaves.com

limitée dans le résonateur, qui impose une faible puissance optique de sortie, et donc un plancher de bruit de phase relativement élevé (-150 dBc/Hz).

Un peigne de fréquences peut aussi être utilisé pour réaliser une opération de division de fréquence. En effet, un laser à $1,5 \mu\text{m}$ (longueur d'onde couramment utilisée dans les télécommunications optiques) oscille à 200 THz. Pour redescendre à 10 GHz, on divise la fréquence par un facteur $2 \cdot 10^4$, donc un gain potentiel en bruit de phase de 86 dB. Ainsi, même un laser dont le bruit de phase est moyen peut être converti en une fréquence RF à très bas bruit de phase [84]. Ce principe est utilisé dans des systèmes optiques très complexes combinant peignes de fréquences générés par des lasers à verrouillage de modes, et lasers continu stabilisés. Ces systèmes permettent de générer les fréquences RF les plus pures, avec un plancher de bruit de phase à -173 dBc/Hz atteint à 1 kHz de fréquence d'*offset* pour une fréquence générée à 12 GHz [85]. La société Menlo⁴ propose un tel système de génération, dans un format rack 19 pouces d'une vingtaine d'unités. Comme pour les oscillateurs à base de saphir, ces oscillateurs servent essentiellement pour la métrologie.

Enfin, plutôt que d'utiliser des peignes générés par des lasers à verrouillage de modes, il est possible de générer de tels peignes par des modulateurs de phase électro-optiques. Le schéma de division de fréquence s'en retrouve simplifié, tout en offrant d'excellentes performances [86]. La société HQPhotonics⁵ propose des oscillateurs allant de 10 à 40 GHz basés sur ce principe (-153 dBc/Hz à 10 kHz).

Ce panorama des solutions alternatives pour la génération à haute fréquence à grande pureté spectral (< 10 GHz) montre que seul l'OEO possède les caractéristiques nécessaire pour concurrencer les oscillateurs à quartz. En effet, les solutions présentés dans cette partie ne répondent pas aux besoins de compacité ou de sensibilité ou encore de consommation).

4. www.menlosystems.com

5. www.hqphotonics.net

Conclusion

Aujourd'hui, les références de fréquences dans les applications RADAR visent des fréquences supérieures au gigahertz avec des niveaux de bruit phase toujours plus bas. Les oscillateurs à quartz sont utilisés depuis de nombreuses années. Bien que la fréquence d'oscillation soit plus faible que celle visée, des systèmes de multiplication de fréquence permettent d'atteindre la fréquence cible. Cette multiplication dégrade le bruit de phase. Pour éviter cette dégradation, nous avons besoin d'oscillateurs capables de générer des signaux directement à haute fréquence avec un bas bruit de phase.

Les oscillateurs optoélectroniques sont une solution potentielle. Un OEO est un oscillateur à ligne à retard qui intègre une bobine de fibre optique de l'ordre du kilomètre. Il tire avantage des faibles pertes à la propagation de la fibre optique pour obtenir un délai très grand. Cette caractéristique permet d'obtenir une fréquence d'oscillation avec un facteur de qualité très élevé (supérieur à 10^5 pour un OEO à 10 GHz). La fréquence d'oscillation est sélectionnée par un filtre RF.

Les performances des OEOs sont en concurrence avec celles des XO à la même fréquence. Malheureusement, les perturbations extérieures sont pour l'instant beaucoup moins bien maîtrisées, notamment les perturbations liées aux vibrations. L'objectif de ces oscillateurs est d'être embarqué. Il faut donc mieux comprendre les phénomènes amenant à la dégradation des performances afin d'obtenir des oscillateurs moins sensibles aux vibrations. De premières études réalisées par le NIST ont permis de dévoiler ces sensibilités et de travailler sur quelques paramètres (notamment sur la bobine de fibre optique). L'étude du comportement global d'un OEO ou des composants reste lacunaire.

Annexe I

1. Mesure de bruit de phase

Cette annexe a pour objectif de donner au lecteur plus d'informations sur les particularités de la mesure de bruit de phase. Nous ne détaillerons pas la conception d'un banc de mesure de bruit de phase, aussi plus d'informations peuvent être trouvées dans les références suivantes [87–89].

a) Principe général

La mesure de bruit de phase d'un oscillateur se fait généralement en comparant l'oscillateur à caractériser avec un oscillateur de référence avec un mélangeur électronique. Lorsque la fréquence des deux oscillateurs est la même, on peut mesurer en sortie du mélangeur une tension proportionnelle à la différence de phase entre les deux oscillateurs. Si le bruit de mesure (intégrant le bruit du détecteur et celui de la référence) est nettement plus petit que le bruit de l'oscillateur à caractériser, alors la DSP du bruit de tension du signal en sortie de mélangeur correspond à la DSP de bruit de phase de l'oscillateur à caractériser. Par contre, si le bruit de ce dernier devient du même ordre de grandeur que le bruit de détection, alors la DSP du signal en sortie de mélangeur n'est plus représentative de la DSP de bruit de phase à caractériser.

Pour lever ce problème, on peut réaliser cette mesure avec deux voies parallèles, chaque voie utilisant un oscillateur distinct. On effectue des mesures de corrélations croisées entre les signaux mesurés en sortie de chacune des voies, dont on calcule ensuite la transformée de Fourier, et que l'on vient moyenner sur plusieurs acquisitions consécutives. Après ces opérations, on vient distinguer quatre termes : la DSP de l'autocorrélation de la phase de la source à caractériser (donc sa DSP de bruit de phase), et trois termes de corrélations croisées entre la phase de la source à caractériser, et le plancher de chacune des deux voies. Ces trois derniers termes étant décorrélés, ils tendent vers 0 au fur et à mesure que le nombre de moyennes augmente.

Sauf indication contraire, nous utilisons dans ce manuscrit un banc de mesure de bruit de phase Rohde & Schwarz FSWP26.

b) Les corrélations

Toute mesure de bruit de phase est limitée par son plancher de mesure. Ce plancher correspond aux bruits de mesure et est inhérent au banc considéré. Dans ces sources de bruits, on trouve notamment des bruits indépendants. Il est donc possible via des corrélations de réduire ces bruits [87]. Pour N_c corrélations, les sources de bruits aléatoires seront divisées par $\sqrt{N_c}$. Corréler permet ainsi de diminuer le plancher de mesure.

Corréler suppose que l'oscillateur caractérisé reste stable sur toute la durée de l'acquisition. En cas d'arrêt d'oscillation, le banc peut considérer le bruit de l'oscillateur comme aléatoire.

c) Les erreurs dues au banc de mesure

Les bancs de mesures de bruit de phase peuvent sous-estimer ou sur-estimer le bruit de phase sur une portion du spectre [88, 89]. Ces erreurs sont à distinguer des problèmes d'acquisition liés à un mauvais fonctionnement de l'appareil caractérisé. Parfois subtiles, elle sont purement dues au banc de mesure. Pour les détecter, il faut généralement s'appuyer sur des vérifications de niveau de plancher de bruit et/ou de niveau de plancher de mesure de ces appareils.

Chapitre 2

Impact des vibrations dans un OEO

Si les OEOs sont des candidats intéressants pour remplacer les oscillateurs à Quartz afin de générer des signaux à très haute fréquence avec une grande pureté spectrale, leur sensibilité à l'environnement est un problème majeur (voir section 1.3.2). Les vibrations constituent le problème le plus critique de par l'impact qu'elles peuvent avoir et l'absence de connaissances sur les mécanismes de couplage qui entrent en jeu.

Ce chapitre détaille dans un premier temps une analyse modale numérique de l'OEO double boucle à 10 GHz développé à TRT. Cette analyse a pour objectif de donner un recul sur l'intégration de cet OEO et de donner des axes d'améliorations pour de futures mises en boîtier.

Dans un second temps, nous travaillons sur un OEO simple boucle à 10 GHz, non intégré, composé des mêmes composants que le précédent OEO. Sur cet OEO, nous réalisons des mesures de bruit de phase RF lorsque chaque composant est soumis à des vibrations selon un seul axe. Ces mesures permettent de calculer la sensibilité accélérométrique liée à chaque composant et d'établir quels composants sont les plus sensibles.

La troisième partie porte sur l'impact des vibrations sur certaines sources de bruit dans la partie optique de l'OEO. Elle présente des mesures de la dégradation du bruit d'intensité optique lorsque les composants de la liaison optique sont soumis à des vibrations. Nous étudions ensuite l'impact de cette dégradation sur le niveau de bruit de phase de l'OEO grâce à un modèle de bruit de phase qui a été développé précédemment à TRT. Puis, nous réalisons des mesures de bruit de fréquence optique lorsque le laser est soumis à des vibrations. Ces mesures sont, elles aussi, intégrées dans le modèle de bruit de phase de l'OEO. Nous comparons les mesures de bruit de phase obtenues lors des tests dans la seconde partie et les niveaux de bruit de phase issus du modèle dans la troisième partie,

pour déterminer les contributions majeures du bruit de phase sous vibrations selon les composants.

Sommaire

2.1	Modélisation mécanique d'un OEO à double boucle dans son boîtier	53
2.1.1	Architecture et assemblage de l'OEO	53
2.1.2	Impact des vibrations sur le bruit de phase	53
2.1.3	Modèle éléments finis de l'assemblage	54
	Construction du modèle	55
2.1.4	Analyse modale numérique de l'assemblage	56
2.2	Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants	58
2.2.1	Protocole expérimental	58
	OEO testé	60
	Banc de vibrations	61
	Mesure d'accélération	62
	Mesure de Bruit de phase	63
	Calcul de sensibilité accélérométrique	63
2.2.2	Laser DFB	63
2.2.3	Modulateur d'intensité	66
2.2.4	Bobines de fibre optique	67
2.2.5	Photodiode	70
2.2.6	Filtre RF	71
2.2.7	Amplificateur RF	72
2.2.8	Fibres et connecteurs optiques	74
2.2.9	Résultats	76
2.3	Analyse de la dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations	77
2.3.1	Modèle de bruit phase de l'OEO simple boucle	78
2.3.2	Bruit d'intensité optique sous vibrations	80
	Protocole expérimental	80
	Laser	81
	Modulateur d'intensité	83
	Bobine de fibre optique	84
	Connecteur optique	85
	Hypothèses sur les phénomènes provoquant une augmentation du bruit d'intensité optique	85
2.3.3	Bruit de fréquence optique du laser sous vibrations	86
	Conclusion	88

2.1 Modélisation mécanique d'un OEO à double boucle dans son boîtier

2.1.1 Architecture et assemblage de l'OEO

Le point de départ de notre étude est un OEO double boucle assemblé par TRT. Les composants RF et optiques ont été soigneusement sélectionnés afin d'optimiser les performances de bruit de phase de l'oscillateur grâce à un modèle développé par LELIÈVRE [90]. Cet OEO est composé d'une diode laser à semi-conducteur [91] (ou DFB pour *Distributed FeedBack laser* en anglais) avec sa carte électronique de contrôle, un modulateur d'intensité électro-optique de type Mach-Zehnder, une bobine de fibre optique comprenant un câble de 900 m et un câble de 100 m, deux photodiodes rapides, deux amplificateurs RF, un filtre RF passe bande centré autour de 10 GHz ainsi que des coupleurs optiques et RF. Le système a été intégré dans un boîtier de $230 \times 168 \times 27$ mm (voir figure 2.1).

Cet OEO présente des performances de DSP de bruit de phase à l'état de l'art pour un oscillateur à 10 GHz dans ce facteur de forme (voir figure 2.2). Ces performances sont atteintes dans un environnement de laboratoire au repos : conditions de pression et de température stables durant la mesure, sans aucune sollicitation mécanique et avec des perturbations acoustiques minimales.

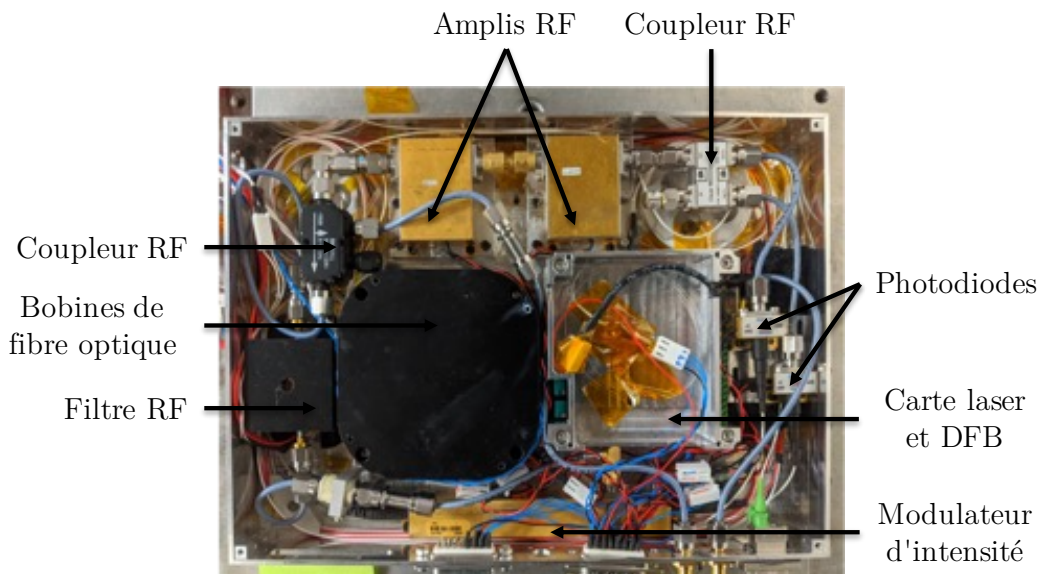


FIGURE 2.1 – OEO double boucle à 10 GHz, assemblé à TRT.

2.1.2 Impact des vibrations sur le bruit de phase

L'OEO assemblé a été placé sur un pot vibrant. Le profil de vibrations imposé est issu du standard VITA 47 [92]. Il est représentatif des environnements aéroportés. La gamme

de fréquences de ce gabarit est comprise entre 10 et 2000 Hz. Le profil se compose d'un bruit blanc de $0,04 \text{ g}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ entre 100 et 1000 Hz avec une pente de -3 dB/octave avant 100 Hz et une pente de -6 dB/octave après 1000 Hz (voir figure 2.7). Les mesures de bruit de phase sous vibrations sont données en figure 2.2.

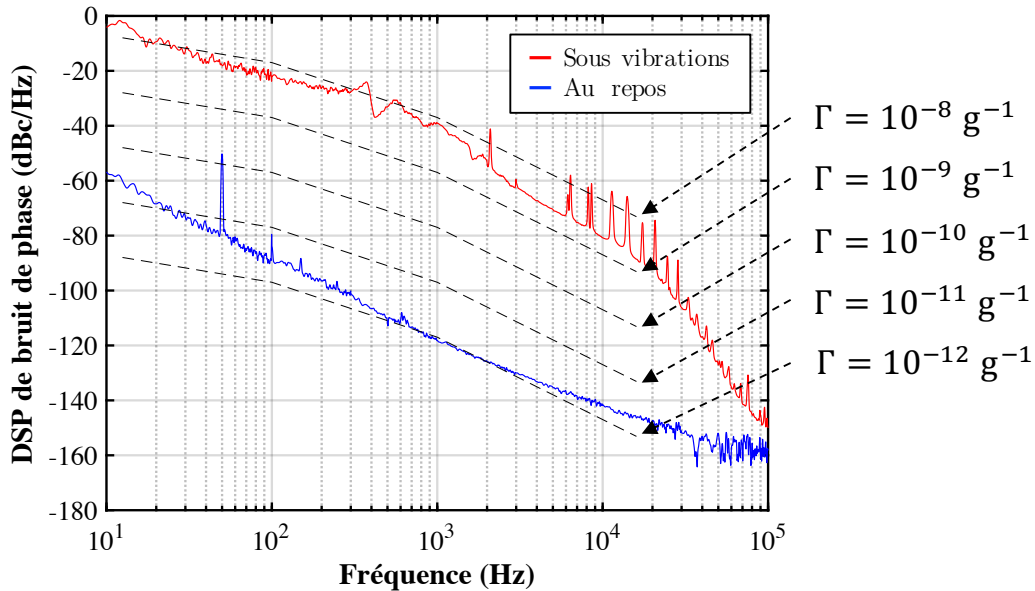


FIGURE 2.2 – Bruit de phase l'OEO de TRT au repos (en bleu), sous vibrations (en rouge). Niveaux de bruit de phase repère d'un oscillateur soumis au gabarit de vibration pour différentes sensibilités accélérométriques (en pointillé noir).

Nous observons une très forte dégradation du bruit de phase sur l'ensemble de la bande d'excitation, mais aussi pour des fréquences supérieures à 10 kHz. Sur cette figure, nous traçons aussi les niveaux de bruit de phase d'un oscillateur avec différentes sensibilités accélérométriques lorsqu'il est soumis à ce profil de vibrations. La sensibilité accélérométrique de notre oscillateur se situe entre 10^{-8} g^{-1} et 10^{-9} g^{-1} . Nous pouvons aussi conclure qu'il faudrait que l'OEO ait une sensibilité accélérométrique inférieure à 10^{-12} g^{-1} pour qu'il soit considéré comme insensible aux vibrations.

2.1.3 Modèle éléments finis de l'assemblage

Les performances en bruit de phase au repos sont excellentes, mais la sensibilité aux vibrations est très importante. Étant donné que l'OEO est déjà intégré, nous décidons dans un premier temps d'analyser l'assemblage complet. Lors de l'intégration des composants dans le boîtier, aucune attention particulière n'a été apportée pour faire en sorte que des composants soient isolés ou placés sur des zones avec de faibles sollicitations mécaniques. De plus, aucun capteur n'a été intégré dans l'assemblage.

Afin d'avoir un regard critique sur cette mise en boîtier, nous avons construit un modèle numérique en éléments finis [93] de l'assemblage. L'objectif de ce modèle est

2.1. Modélisation mécanique d'un OEO à double boucle dans son boîtier

d'estimer les fréquences et les formes des modes propres du système complet. Pour réaliser le modèle numérique EF, nous nous sommes tournés vers le logiciel CAST3M¹.

Construction du modèle

Le modèle numérique est une reproduction de l'assemblage dans CAST3M. Pour cela, nous avons reproduit la géométrie des composants en nous basant sur des fiches techniques, des mesures et des fichiers de CAO (Conception Assistée par Ordinateur) fournis par les fabricants. La position des composants dans le boîtier est issue de l'assemblage de l'OEO en CAO. Les masses des composants ont été mesurées soit à l'aide d'une balance, soit évaluées grâce aux fichiers CAO pour les objets monolithiques et d'un matériau connu.

Les composants sont considérés comme étant pleins et en contact parfait avec le plancher sur lequel ils sont fixés.

Le boîtier se compose d'un plancher avec quatre bordures latérales qui sont fixées uniquement aux quatre coins du plancher. De même, le dessus du boîtier n'est fixé qu'aux bordures latérales au niveau de ses quatre angles.

Une image de la géométrie du modèle numérique EF est donnée dans la figure 2.3.

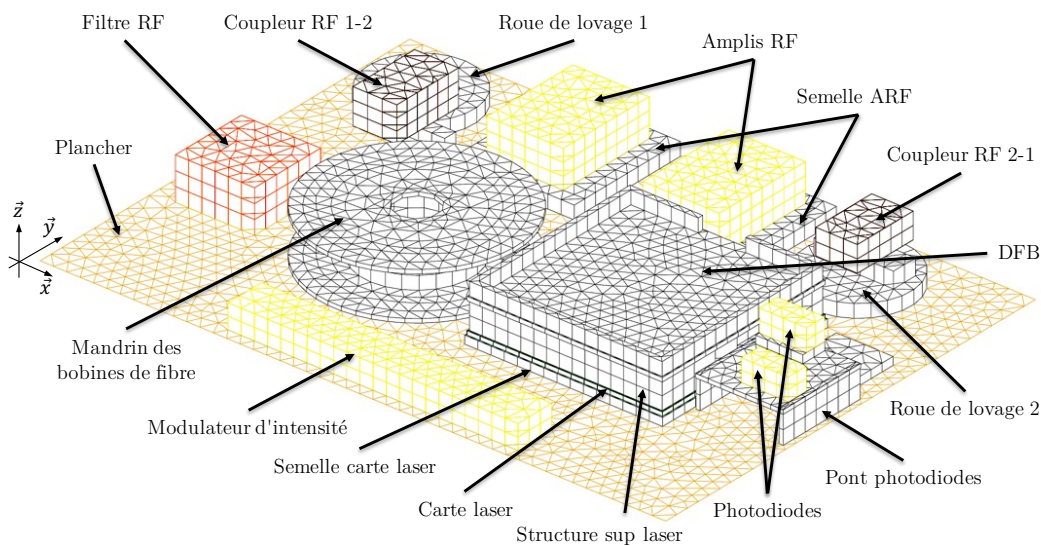


FIGURE 2.3 – Maillage EF de l'OEO sous CAST3M. Pour une meilleure vision des composants, seul le plancher du boîtier est affiché, les bordures et la plaque du dessus ne sont pas représentées.

Les vis, la fibre optique, les coupleurs optiques et les câbles RF ne sont pas modélisés. Aucune condition limite n'est imposée, les simulations sont donc réalisées en libre-libre. La liste des composants et de leurs caractéristiques est donnée dans le tableau 2.1. Le matériau des coupleurs RF n'est pas indiqué, car nous n'avons pas pu l'obtenir. Dans

1. www.cast3m.cea.fr.

les simulations, ils sont en aluminium. Au vu de la position et des masses de ces deux composants, l'incertitude sur leur matériau est négligeable.

Composant	Dimensions ($\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$) [millimètres]	Masse [grammes]	Matériau (si connu)
Carte Laser	75×75×1,5	50	FR4
DFB	12,7×20,8×8,7	50	Kovar
Semelle carte laser	77×75×3	46	Aluminium
Structure sup. laser	75×75×1	65	Aluminium
Modulateur d'intensité	109,9×15,4×9,1	50	Kovar
Mandrin des bobines	20<r<37,5, z=20	50	Aluminium
Photodiode	17,8×8,3×8,3	35	Kovar
Pont photodiode	-	10	Aluminium
Coupleur RF 1-2	16,6×28,1×13,2	25	-
Ampli RF	29×39,1×14,1	108	Kovar
Semelle Ampli RF	45,48,3, 5	27	Aluminium
Filtre RF	30×30×16	90	Cuivre
Coupleur RF 2-1	15,7×25,4×9,6	35	-
Roue de lovage	r=20, z=3	6	Aluminium

TABLE 2.1 – Caractéristiques des composants inclus dans le modèle de l'OEO.

2.1.4 Analyse modale numérique de l'assemblage

CAST3M permet de réaliser une analyse modale numérique de notre assemblage, c'est-à-dire qu'il calcule les fréquences et les formes (déplacement sur la structure) des modes propres. Pour cela, il résout numériquement un système d'équations où l'on cherche les solutions de :

$$[K - \omega^2 M]X = 0, \quad (2.1)$$

avec K la matrice de raideur du système, M la matrice de masse, X les valeurs des modes propres du système et ω les pulsations propres.

La liste des fréquences des quarante premiers modes propres (sans les six modes de corps rigide) est donnée dans le tableau 2.2. La forme des modes numéro 7, 8, 11, 15, 17, 18, 21, 22 et 25 est donnée en figure 2.4. Cet échantillon est représentatif des différents types de modes. De nombreux modes sont uniquement liés aux bordures (du fait que les bordures de la boîte sont fixées uniquement aux quatre coins du plancher) comme les modes 7, 11 et 15 sur la figure 2.4 mais aussi les modes surlignés en bleu dans le tableau 2.2.

Le système possède aussi des modes plus globaux où l'ensemble de la structure, notamment le plancher, bouge, tels que les modes 8, 17, 18, 21 et 22 représentés sur

2.1. Modélisation mécanique d'un OEO à double boucle dans son boîtier

Mode	Fréquence	Mode	Fréquence	Mode	Fréquence
6	104,6	19	697,1	32	1441,4
7	142,9	20	701,3	33	1483,2
8	198,7	21	716,9	34	1498,6
9	227,5	22	839,9	35	1517,2
10	258,1	23	850,3	36	1547,4
11	292,3	24	871,9	37	1608,6
12	295,4	25	953,9	38	1693,1
13	360,5	26	1030,1	39	1741,9
14	397,4	27	1039,1	40	1860,8
15	406,4	28	1042,8	41	1873,6
16	474,0	29	1152,4	42	1941,7
17	538,6	30	1291,7	43	1997,0
18	565,5	31	1380,3	44	2101,3

TABLE 2.2 – Fréquence des modes propres issus de l'analyse modale numérique de l'OEO via CAST3M. Modes propres des bordures (en bleu), globaux (en rouge), locaux (en vert).

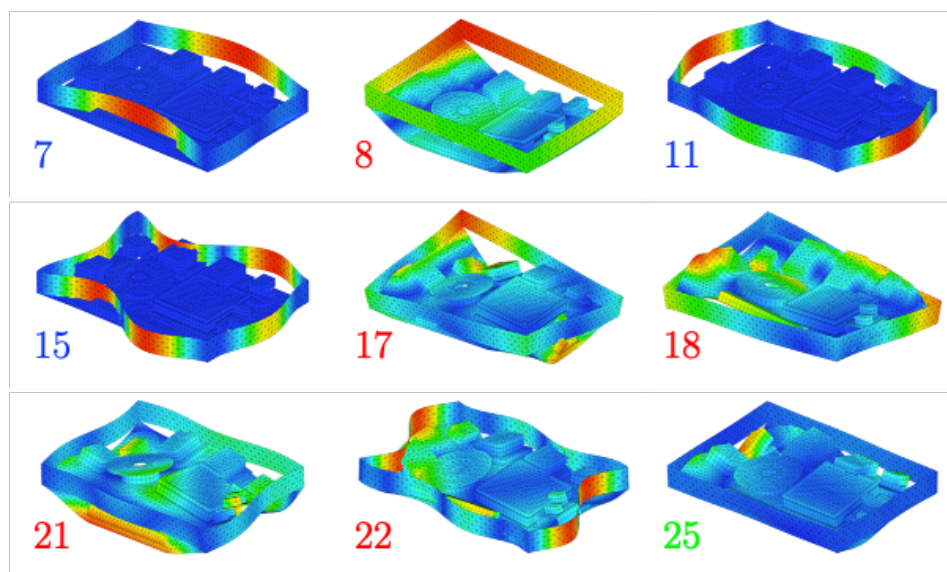


FIGURE 2.4 – Forme des modes propres de la structure. Echelle de déplacement : bleue aucun déplacement, rouge déplacement le plus intense sur ce mode.

la figure 2.4 et en rouge dans le tableau 2.2. Pour ces modes, nous remarquons que la bobine de fibre est fortement sollicitée (grands déplacements). Ce fait peut expliquer la grande sensibilité de l'OEO car la fibre présente une grande sensibilité accélérométrique d'après la littérature [65]. De plus, d'après l'étude composant par composant que nous présentons dans la deuxième partie de ce chapitre, il s'agit du composant le plus sensible de l'OEO (voir section 2.2.9). De grandes sollicitations sur ce composant sont donc problématiques pour les performances en bruit de phase de l'OEO. De plus, la plupart de

ces modes sont dans la bande de fréquence du gabarit VITA, ce qui signifie qu'ils seront excités lors des vibrations.

Enfin, le système possède des modes plus locaux, comme le mode 25, où seul un composant est soumis à de grands déplacements (en vert dans le tableau 2.2).

Le modèle comprend de nombreuses hypothèses et simplifications. Il faut donc prendre ces résultats avec un certain recul. On peut néanmoins conclure que l'assemblage n'est pas optimal considérant qu'il y a de très nombreux modes dans la bande de fréquence de vibrations qui nous intéresse. De plus, beaucoup de modes provoquent des mouvements localisés sur des composants parfois critiques.

Pour utiliser ce système dans des environnements avec des vibrations et discriminer chaque mode propre [94], il faudrait instrumenter la structure avec au moins autant de capteurs (accéléromètres ou jauges de déformation) que de modes présents dans la bande d'excitation [95]. De plus, il faudrait optimiser leurs positionnements en fonction de la forme des modes [96]. Cette solution n'est pas envisageable, car il n'y a pas de place disponible pour installer autant de capteurs. De plus, dans une solution embarquée, le nombre de voies d'acquisition et le traitement de ces voies restent limités.

Enfin, la simulation présente aussi de nombreuses limites à cause du manque d'informations sur les composants, les interfaces et les conditions limites. Cela empêche de l'exploiter dans un modèle numérique prédictif embarqué qui aurait permis un contrôle actif des perturbations vibratoires. Un modèle enrichi par les expérimentations puis recalé est aussi difficile à mettre en place. Par exemple, il faudrait être capable de modéliser et tester finement des liaisons complexes, ce qui n'est pas possible, à ce jour, dans l'assemblage de l'OEO.

Nous avons pu observer que notre assemblage n'est pas adapté à notre bande d'excitation. Pour améliorer les performances sous vibrations, il faut que l'assemblage présente peu de modes dans la gamme de fréquence d'utilisation, qu'ils soient localisés sur les composants les moins sensibles et qu'ils puissent être mesurés par des capteurs installés à des positions stratégiques. Le positionnement des composants critiques doit être pensé au moment de la mise en boîtier. En connaissant les composants critiques, nous pourrions aussi envisager de ne détecter que les modes qui affectent ces composants, ce qui pourrait faciliter l'instrumentation.

Nous allons maintenant évaluer la sensibilité accélérométrique composant par composant afin de définir les composants critiques.

2.2 Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

2.2.1 Protocole expérimental

Nous souhaitons réaliser des mesures de bruit de phase RF à 10 GHz en sortie d'oscillateur en soumettant un à un les composants de l'OEO à des vibrations. Afin de calculer

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

la sensibilité accélérométrique liée au composant, nous devons aussi faire une mesure de l'accélération au plus près du composant sous vibrations en même temps que la mesure de bruit de phase.

Les objectifs de ces tests sont :

- identifier les composants les plus sensibles aux vibrations ;
- définir si la sensibilité accélérométrique peut varier en fonction de la fréquence d'excitation ;
- définir si la sensibilité accélérométrique peut varier en fonction du niveau d'accélération ;
- identifier des comportements récurrents sur une famille de composants (par exemple, des pics de sensibilité pour toutes les bobines collées ou une décroissance de la sensibilité entre 10 et 100 Hz pour les composants comprenant un connecteur RF).

Le montage expérimental est présenté dans la figure 2.5. Il est composé :

- d'un OEO avec 1 composant testé ;
- d'un banc de vibration avec : un pot vibrant, un générateur de bruit, un capteur accélérométrique et une boucle de contrôle du profil d'accélération ;
- d'un banc de mesure de bruit de phase ;
- d'un poste de post-traitement pour le calcul de la sensibilité accélérométrique.

La figure 2.5 illustre le principe des mesures de sensibilité accélérométrique pour la DFB. Pour les autres tests, les composants ont été placés tour à tour sur le pot vibrant. D'autres montages expérimentaux peuvent être envisagés pour ce type de mesure, notamment pour annuler la sensibilité des câbles aux vibrations [97].

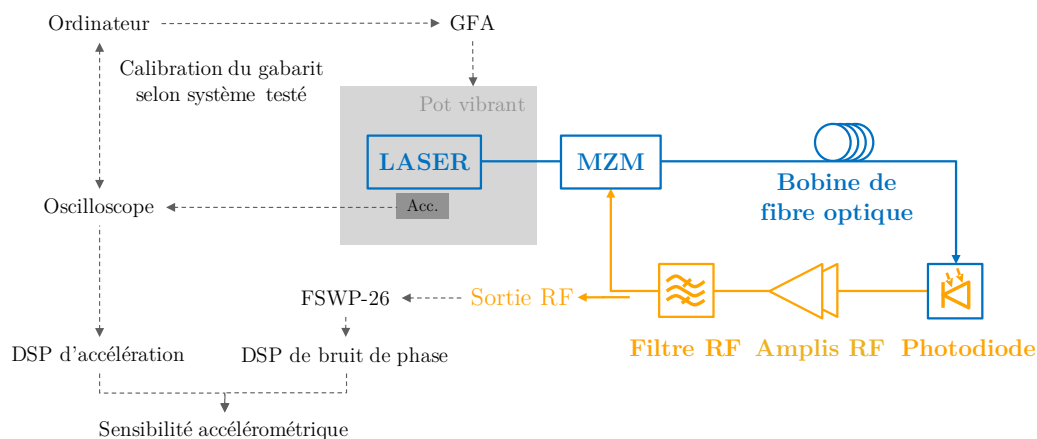


FIGURE 2.5 – Schéma du montage expérimental des mesures de bruit de phase de l'OEO sous vibrations pour le laser.

Les tests peuvent être réalisés avec des excitations harmoniques ou en bruit blanc. Les deux types d'excitations fournissent des résultats identiques. Les mesures en sinus sont plus compliquées à mettre en place parce qu'elles nécessitent un grand nombre d'essais et beaucoup de traitement pour ne garder au final que la très faible bande d'excitation de

chaque essai. De plus, la finesse spectrale de l'excitation est une source d'incertitude pour la mesure de bruit, car le système d'acquisition a tendance à écrêter les pics présents dans les spectres de bruit mesurés. Des mesures par interférométrie sont donc plus adaptées pour des tests en excitation harmonique.

Nous présentons seulement des tests en bruit blanc, car ils permettent d'interroger l'ensemble de la bande de fréquence en un seul essai. Ceci permet une meilleure vue d'ensemble de la sensibilité accélérométrique et un post-traitement plus rapide. De plus, ce type d'excitation répond mieux à notre problème, car, à terme, les OEOs intégrés subiront des excitations avec des contenus spectraux riches.

Nous avons imposé des vibrations sur un seul axe.

OEO testé

L'OEO double boucle de la première partie du chapitre a été démonté puis ré-assemblé dans une configuration simple boucle en utilisant le délai de 900 m. L'étude se portant principalement sur la dégradation du bruit de phase sous vibrations et non sur les performances en bruit de phase de l'oscillateur, une double boucle n'est pas nécessaire car elle complexifie le montage expérimental et potentiellement les conclusions.

L'OEO est monté sur un marbre optique donnant un accès simplifié à tous ses composants. Les composants qui ne sont pas testés sont isolés des vibrations, mais pas des nuisances acoustiques que produit le pot vibrant. Ces perturbations acoustiques sont marginales par rapport à l'impact qu'ont les vibrations.

Certains composants optiques et RF ont déjà fait l'objet d'une étude sous vibrations au NIST [38, 45, 68] mais l'ensemble des composants d'un OEO n'a jamais été complètement testé sous vibrations. Dans l'étude qui suit, tous les composants de l'OEO ont été testés à l'exception des coupleurs optiques et RF. Les résultats de ces tests sont donnés composant par composant dans les pages suivantes :

- Laser (DFB) sur sa carte électronique de contrôle ;
- Modulateur d'intensité de type de Mach-Zehnder (MZM) ;
- Bobines de fibre optique en bobinage libre : 100 m et 900 m ;
- Bobines de fibre optique en bobinage collé (ou *freestanding* en anglais) : 500 m, 1000 m, 2000 m et 4000 m ;
- Photodiode rapide ;
- Amplificateurs RF ;
- Filtre RF passe-bande centré à 10 GHz ;
- Raccord optique dans la boucle de l'oscillateur entre deux fibres optiques avec des connecteurs FC/APC ;
- Fibre optique (environ 10 cm) : hors boucle (sortie de DFB), dans la boucle (sortie de bobine).

Banc de vibrations

Pour cette étude, un banc de test en vibrations a été monté à TRT. Ce banc se compose d'un pot vibrant ET-140 et de son système d'amplification PA-141 de chez LabWorks. Les signaux envoyés sur le pot vibrant sont générés à partir d'un générateur de fonction arbitraire (GFA) Rohde & Schwarz HMF2525 piloté via un ordinateur par commandes SCPI grâce à un script Matlab. Ce même script commande aussi un oscilloscope quatre voies (Agilent DSO-X 3054A) qui acquiert le signal envoyé par le GFA et les signaux des accéléromètres.

La réponse en fréquence du pot vibrant sur la bande [30; 4000] Hz est donnée en figure 2.6. Comme le montre l'image de la figure 2.6, ce test a été réalisé avec le pot vibrant à vide, seuls des accéléromètres sont positionnés sur le pot vibrant. La mesure est réalisée une fréquence après l'autre, avec une tension d'excitation envoyée vers le pot constante.

Nous observons une petite résonance autour de 200 Hz pour l'ensemble des accéléromètres et des résonances bien marquées à 2300 et 3100 Hz pour l'accéléromètre placé le plus à l'extérieur. Lors de tests avec des éléments supplémentaires sur le pot vibrant, ces résonances seront toujours présentes mais leurs fréquences peuvent être influencées par la masse de l'élément testé.

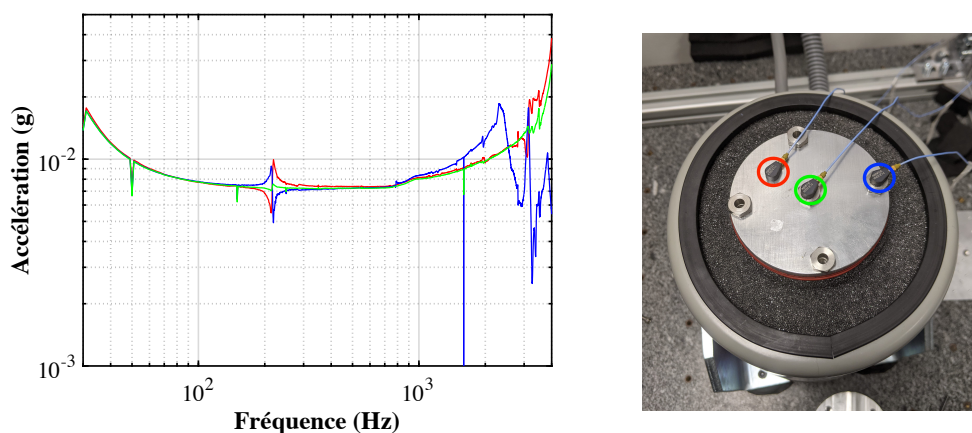


FIGURE 2.6 – Réponse en fréquence du pot vibrant. La réponse de chaque accéléromètre est affichée dans la même couleur que le cercle qui l'entoure sur la photo de droite.

Le but de ce banc est de reproduire des environnements vibratoires, notamment des bruits blancs large bande tels que les gabarits de vibrations du standard VITA [92]. L'objectif n'est pas de connaître la réponse mécanique des systèmes testés mais d'évaluer la dégradation de certaines performances d'un composant ou d'un système dans des environnements vibratoires bien spécifiques.

Le gabarit de vibrations que nous avons sélectionné pour cette étude est issu du standard VITA 47 [92]. Il est représentatif de l'environnement d'un système aéroporté. Ce gabarit est composé d'un bruit blanc entre 100 et 1000 Hz dont le niveau de densité

spectral d'accélération (DSP ou PSD en anglais) dépend de la classe sélectionnée (jusqu'à $0,1 \text{ g}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$). De 5 à 100 Hz, la DSP augmente de 3 dB/octave et diminue de 6 dB/octave après 1000 Hz. Ce gabarit est illustré dans la figure 2.7 (trace noire).

Durant les tests en bruit blanc sur les composants, le signal envoyé est déformé par le pot vibrant et par le système testé. Afin d'être sûr que le composant testé est soumis au gabarit de vibrations cible, nous avons mis en place une calibration de l'excitation. Après l'acquisition du premier gabarit envoyé, nous calculons une fonction de transfert entre le gabarit souhaité et l'acquisition. Cette fonction peut être calculée sur un ou plusieurs envois du premier gabarit. Un second bruit blanc est ensuite renvoyé en appliquant la fonction de transfert afin que ce nouveau bruit blanc prenne en compte la réponse du système testé. Ce système de calibration vise seulement à obtenir la bonne forme de gabarit d'excitation, le niveau de l'excitation est ensuite réglé à la main. Un exemple de signaux acquis par l'accéléromètre avant et après la calibration (respectivement en rouge et en bleu) est donné dans la figure 2.7.

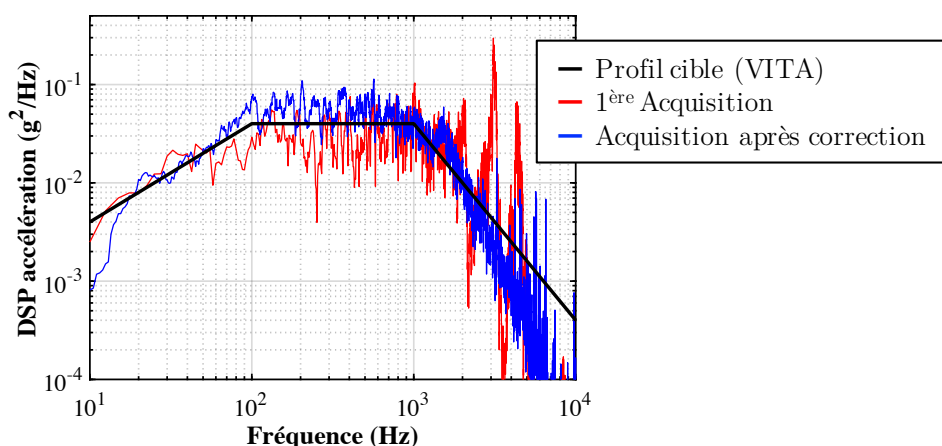


FIGURE 2.7 – Gabarit de vibrations cible (en noir), première acquisition (en rouge), acquisition après correction (en bleu).

La génération du bruit blanc étant purement numérique, elle est limitée par le maximum de points que peut gérer le GFA. Il y a donc un compromis entre la bande passante et la résolution fréquentielle dans notre bruit blanc. Cette limitation entraîne des bruits blancs dont les niveaux de DSP sont parfois chahutés (voir figure 2.7).

Mesure d'accélération

Lors des tests, nous utilisons un capteur accélérométrique pour les mesures d'accélération. Ce capteur doit avoir une bande passante d'au moins 2 kHz. Une mesure sur un seul axe suffit. Son intégration doit pouvoir être faite au plus proche du composant testé. Pour ces mesures, nous nous sommes tournés vers des accéléromètres de type piézoélectrique (voir figure 2.6) qui offrent une grande dynamique sur une large bande passante et dont l'intégration est facile grâce à des vis ou de la colle.

Mesure de Bruit de phase

Les mesures de bruit de phase ont été réalisées avec un banc de mesure Rohde & Schwarz FSWP-26 avec les paramètres suivants : résolution en fréquence : 1 %, nombre de corrélations : 50, bande de mesure : de 10 Hz à 1 MHz. Une résolution de 1 % signifie que pour chaque bande de mesure (par exemple entre 10 et 100 Hz ou entre 100 et 500 Hz), le pas d'échantillonnage fréquentiel de la mesure est de 1 %. Ces paramètres nous permettent d'avoir une mesure largement échantillonnée en fréquence, en corrélant assez pour ne pas être impacté par une mauvaise mesure, tout en gardant un temps de mesure acceptable (environ 3 minutes). Les mesures sont affichées sur la bande [10; 5000] Hz. Plus de précisions sur la mesure de bruit de phase sont données dans l'annexe I.

Calcul de sensibilité accélérométrique

En mesurant le niveau de bruit de phase RF à la fréquence de l'oscillateur f_0 (arrondie à 10 GHz dans le cas de l'OEO testé) en sortie d'oscillateur (noté $L_\varphi(f)$, en [dBc/ $\sqrt{\text{Hz}}$]) et la DSP d'accélération subit par le composant (notée $A(f)$, en [g^2/Hz]) à une fréquence f , nous sommes capables de calculer la sensibilité accélérométrique $\Gamma(f)$ [8] telle que :

$$\Gamma(f) = \frac{f}{f_0} \sqrt{\frac{2 \times 10^{-\frac{L_\varphi(f)}{10}}}{A(f)}}. \quad (2.2)$$

2.2.2 Laser DFB

La DFB sur sa carte de contrôle est le premier composant testé. Ce composant est particulièrement intéressant car il est possible de le fixer de plusieurs manières (soit par les quatre extrémités de la carte, soit par la semelle en aluminium qui supporte la carte électronique, voir figure 2.8 pour plus de détails). De plus, il possède une structure supplémentaire (sorte de par-dessus en aluminium) qui sert à la conduction de la chaleur émise par la carte électronique.

Enfin, plusieurs positions de capteurs sont envisageables pour les mesures d'accélération. Comme nous allons le démontrer en prenant comme exemple les tests sur le laser, le positionnement du capteur est un biais de mesure intrinsèque à notre montage expérimental. En effet, comme le banc de vibrations corrige le gabarit à envoyer en fonction de l'acquisition de l'accéléromètre, si le contenu spectral vu par l'accéléromètre est différent de celui du composant testé, alors la correction ne sera pas adaptée. Si cette correction est mauvaise et que le composant ne subit pas le même gabarit de vibrations que l'accéléromètre, alors le calcul de sensibilité accélérométrique sera faussé.

La figure 2.9 présente les résultats de ces différentes configurations de tests. Un bruit de phase au repos est donnée pour que le lecteur appréhende mieux la dégradation des performances entraînée par les vibrations. Néanmoins, il faut rappeler qu'il n'est utilisé à aucun moment dans le calcul de la sensibilité accélérométrique. En effet, pour le calcul de Γ , seul le niveau de bruit phase sous vibrations est nécessaire et non sa dégradation.

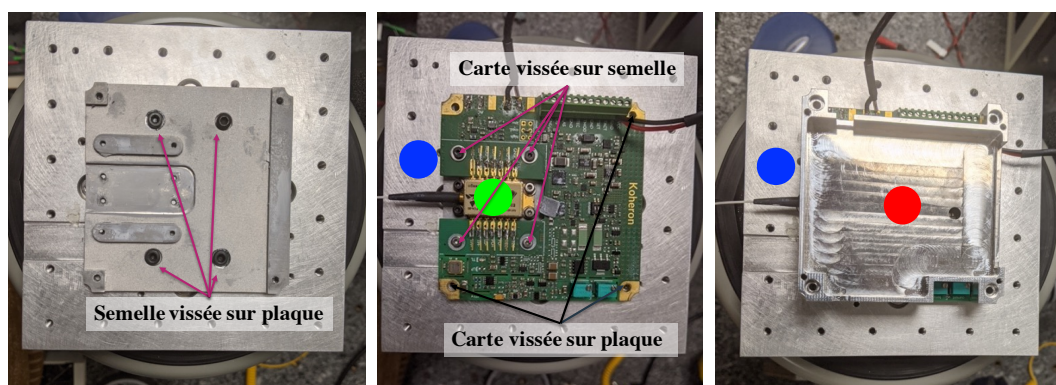


FIGURE 2.8 – Montage du laser sur le pot vibrant. Semelle vissée sur la plaque d'interface, puis carte électronique vissée dans la semelle (flèches roses à gauche et au centre) ou semelle et carte électronique vissées ensemble sur la plaque d'interface (flèches noires au centre). À droite, la carte avec sa structure supplémentaire en aluminium (la carte est alors fixée par la semelle (flèches roses) et la structure est fixée aux quatre coins). Les points de couleurs représentent les positions des capteurs : à côté de la carte (en bleu), sur la DFB (en vert), sur le dessus de la structure en aluminium (en rouge).

Quelle que soit la position du capteur, l'accélération mesurée varie en intensité, mais le profil est respecté, ce qui est en accord avec notre dispositif expérimental qui vise uniquement à envoyer efficacement le gabarit souhaité. Les mesures de bruit de phase présentent quant à elle des variations.

Premièrement, la fixation de la carte électronique sur la semelle semble affecter la réponse uniquement à des fréquences inférieures à 200 Hz (courbes bleue (a) et cyan (b)).

Deuxièmement, les positions de capteur à côté de la carte et sur la DFB (respectivement les vignettes bleue et verte sur la figure 2.9) donnent les mêmes types de mesures (courbes cyan (b) et magenta (c)). La différence de niveaux de bruit de phase est due au fait que l'excitation n'est pas au même niveau. Cela est confirmé par le graphe (f). La sensibilité accélérométrique calculée est identique pour ces deux tests (courbes cyan et magenta).

Troisièmement, la présence de la structure supplémentaire (courbes verte (d) et marron (e)) supprime la résonance à 620 Hz. Elle réduit la sensibilité accélérométrique de manière générale sauf à haute fréquence où apparaissent deux pics (2 kHz et 3,6 kHz).

Quatrièmement, la position rouge ne mène pas aux mêmes sensibilités accélérométriques. Lorsque le capteur est placé à la position rouge, le niveau de bruit de phase aux alentours de 1200 Hz présente un creux (courbe marron (e)). Le capteur subit sûrement de forts niveaux d'accélération aux alentours de 1200 Hz, mais ce n'est pas le cas du composant. Ceci s'explique par le fait que le capteur est posé sur une structure dont la peau supérieure peut vibrer indépendamment de la carte et de la DFB en dessous. Après correction du gabarit, le composant subit donc un niveau réel d'accélération bien plus faible que celui mesuré par l'accéléromètre autour de cette fréquence et donc le bruit de phase est largement moins dégradé. C'est pourquoi la sensibilité accélérométrique est meilleure à 1200 Hz sur la courbe marron du graphe (f).

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

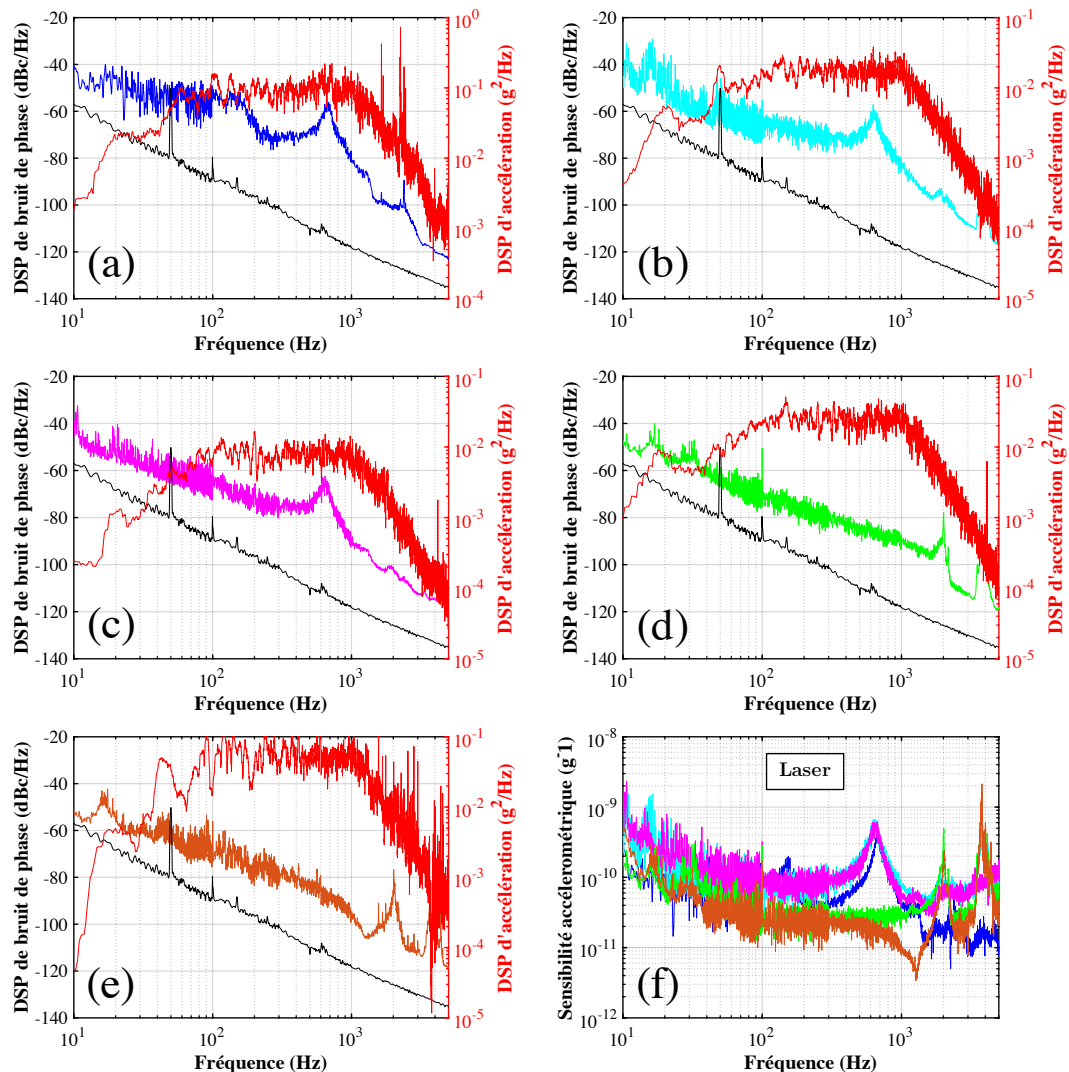


FIGURE 2.9 – (a-e) Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour différents montages du laser et positionnements de l'accéléromètre. (a) Carte et semelle fixées ensemble aux quatre coins, capteur en position bleue. (b) Carte fixée sur la semelle, capteur en position bleue. (c) Carte fixée sur la semelle, capteur en position verte. (d) Carte fixée sur la semelle avec support, capteur en position bleue. (e) Carte fixée sur la semelle avec support, capteur en position rouge. (f) Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu, (b) en cyan, (c) en magenta, (d) en vert et (e) en marron.

On observe aussi que les traces sont différemment bruitées selon la bande de fréquence pour les mesures de bruit de phase et pour la sensibilité accélérométrique. Ce phénomène est dû à la différence de résolution en fréquence entre les mesures de bruit phase RF et les mesures d'accélération. Pour les premières, la résolution en fréquence (le pas d'échantillonnage fréquentiel) varie d'une bande de fréquence à l'autre (typiquement d'une décade ou d'une demi-décade à l'autre). Pour les secondes, la résolution est fixée

par le temps d'acquisition. Ainsi, à basse fréquence, les mesures de bruit sont plus échantillonnées que les mesures d'accélération. Comme notre bruit blanc n'est pas parfait, mais un peu bruité et que les mesures d'accélération ne sont pas assez longues pour le définir aussi finement que les mesures de bruit de phase, alors la sensibilité accélérométrique est plus bruitée à basse fréquence.

L'essai qui se rapproche le plus des tests sur l'OEO assemblé est celui où la carte laser est fixée par la semelle avec sa structure supplémentaire et un accéléromètre positionné dans la zone bleue (graphe (d)). Même si cette zone ne semble pas aussi parfaite que la zone verte (pour être vraiment au plus proche du composant critique de cet assemblage), elle ne biaise pas la mesure d'accélération comme nous l'avons démontré grâce aux essais (b) et (c). Finalement, la sensibilité accélérométrique du laser est donc de l'ordre de $3.10^{-11} \text{ g}^{-1}$ sur la bande [100 ; 1000] Hz.

2.2.3 Modulateur d'intensité

Le composant étant assez long, la position de l'accéléromètre influence très peu les résultats. Dans les mesures présentées, l'accéléromètre est placé au centre du modulateur comme le montre la figure 2.10(a).

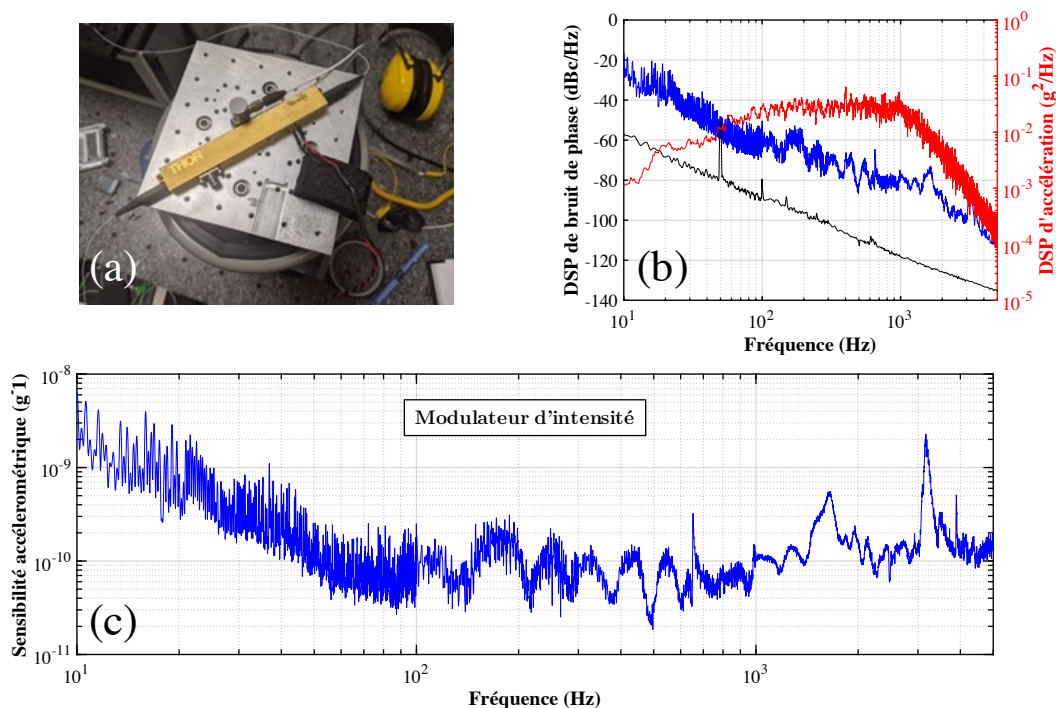


FIGURE 2.10 – (a) Montage du MZM sur le pot vibrant. (b) Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en bleue) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder. (c) Sensibilité accélérométrique du modulateur d'intensité.

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

Les résultats pour les tests du modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM) sont donnés dans la figure 2.10. Les courbes de bruit de phase et de sensibilité présentent des arches de 100 Hz. La sensibilité accélérométrique du MZM est inférieure à $2 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ sur la bande [100; 1000] Hz. La mauvaise sensibilité avant 100 Hz et l'allure de décroissance peuvent provenir de variations lentes du point de fonctionnement de l'OEO provoquées par des variations de la tension de biais sur le MZM entraînant la perte de la position de quadrature recherchée dans l'OEO.

2.2.4 Bobines de fibre optique

Des travaux ont déjà mis en évidence la sensibilité accélérométrique de la fibre optique dans les OEOs. Certains se sont penchés sur la longueur du délai et sa longueur d'interaction avec les sollicitations mécaniques [98]. D'autres se sont penchés sur l'impact de la nature du mandrin [65, 66] ou encore du bobinage [99]. La plupart de ces travaux désignent la bobine de fibre optique comme le composant le plus sensible de l'OEO. Il est donc important de réaliser un travail sur des bobines de plusieurs types, taille et méthode d'intégration. C'est pourquoi nous avons testé deux types de bobine de fibre optique : bobinage libre ou bobinage collé, et avec différentes longueurs pour chacune.

La bobine de l'OEO intégrée comprend deux longueurs de fibre (une de 900 et une de 100 m) bobinées de manière libre et désordonnée sur un mandrin en aluminium. Les 100 m de fibre sont bobinés sur le mandrin en aluminium, les 900 m de fibre sont bobinés ensuite par-dessus (voir figure 2.11).

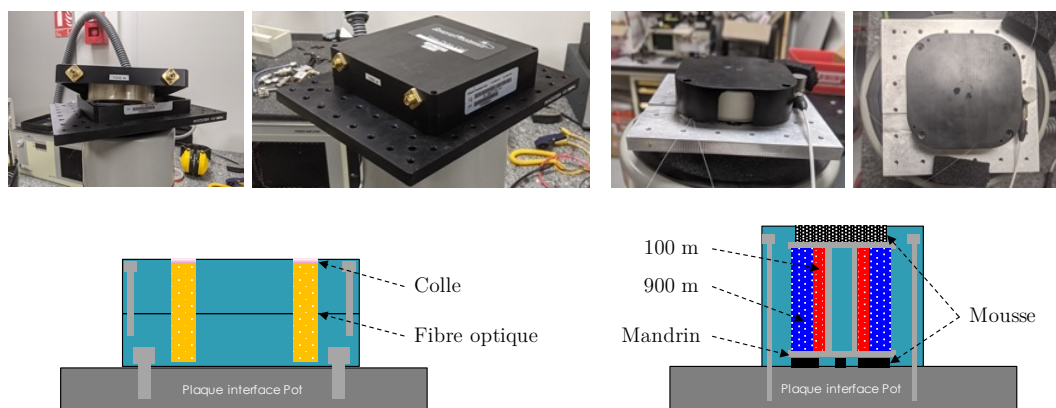


FIGURE 2.11 – Exemples de bobine de fibre optique collée à gauche et en bobinage libre avec deux longueurs de câble à droite.

Durant cette étude, nous avons aussi testé des bobines collées (ou *freestanding* en anglais) de différentes longueurs (500, 1000, 2000 et 4000 m). La méthode de bobinage *freestanding* consiste à bobiner de la fibre sur un mandrin en ajoutant de la résine entre chaque couche de bobinage. Une fois le bobinage terminé, le mandrin est retiré. On obtient ainsi un cylindre composé de fibre et de résine. Cette technique permet une intégration compacte et légère d'hectomètres voire de kilomètres de fibre optique. Dans

notre cas, les bobines sont collées dans une boîte en métal par la partie supérieure. Un schéma est donné en figure 2.11. Le packaging est identique pour toutes les bobines collées mais elles n'ont pas les mêmes dimensions géométriques (notamment les diamètres interne et externe et donc la surface collée au boîtier).

Les mesures de bruit de phase et de sensibilité accélérométrique pour la bobine de l'OEO intégré sont données en figure 2.12. Le niveau de bruit de phase sous vibrations est très élevé : -20 dBc/Hz à 100 Hz et -40 dBc/Hz à 1 kHz. La sensibilité accélérométrique est presque identique pour les deux bobines libres (entre $9 \cdot 10^{-9} g^{-1}$ et $5 \cdot 10^{-9} g^{-1}$ sur la bande $[100; 1000]$ Hz). Pour la bobine de 100 m, elle décroît jusqu'à 100 Hz puis semble stagner ensuite avant l'apparition d'un pic à $3,6$ kHz. Avant 100 Hz, la bobine de 900 m est moins sensible aux vibrations. Les 900 m de fibres étant bobinés par dessus les 100 m, on peut envisager que les premières couches agissent comme un amortisseur qui filtre les sollicitations mécaniques à basse fréquence et donc améliorent la sensibilité accélérométrique de la bobine comme pourrait le faire une mousse [66].

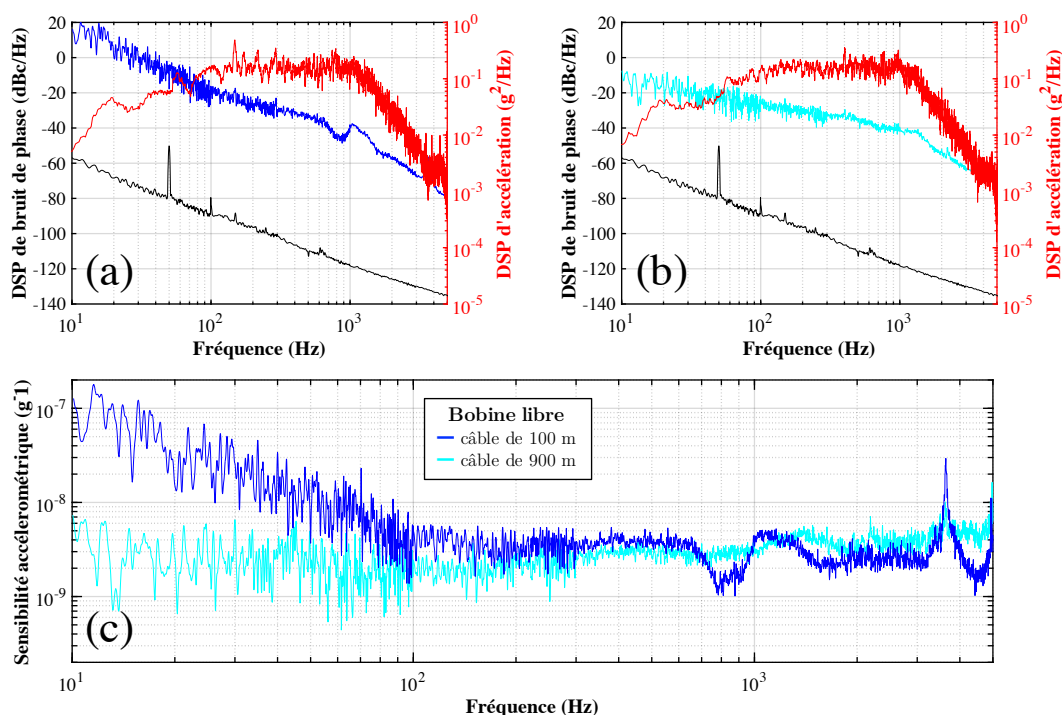


FIGURE 2.12 – (a-b) Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour la bobine de l'OEO intégré (100 m de fibre bobinée sur un mandrin en aluminium, puis 900 m de fibre bobinée par dessus). Le bobinage est désordonné. (a) Câble de 100 m. (b) Câble de 900 m. (c) Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu et (b) en cyan.

Les mesures de bruit de phase sous vibrations des différentes bobines collées sont données dans la figure 2.13. La dégradation du bruit de phase est très importante (60 à 70 dB) sur l'ensemble de la bande mesurée. Chaque bobine possède un pic visible dans la mesure de bruit de phase (qui se retrouve dans la sensibilité accélérométrique) vers

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

350 Hz pour les bobines de 500 et 1000 m, vers 200 Hz pour la bobine de 2000 m et vers 250 Hz pour celle de 4000 m. Ces pics correspondent à un mode propre du boîtier avec la bobine intégrée dedans. Il s'agit du premier mode de pompage du boîtier (voir section 3.4.1, pour une analyse modale numérique de la bobine de 1000 m). Le placement du capteur accélérométrique lors de ces tests ne permet pas de détecter ce mode car il est placé sur un coin de la boîte et à cette position, le déplacement pour ce mode propre est nul. La sensibilité accélérométrique de ce type de bobines est comprise entre 10^{-8} g^{-1} et $3 \cdot 10^{-9} \text{ g}^{-1}$ sur la bande [100; 1000] Hz.

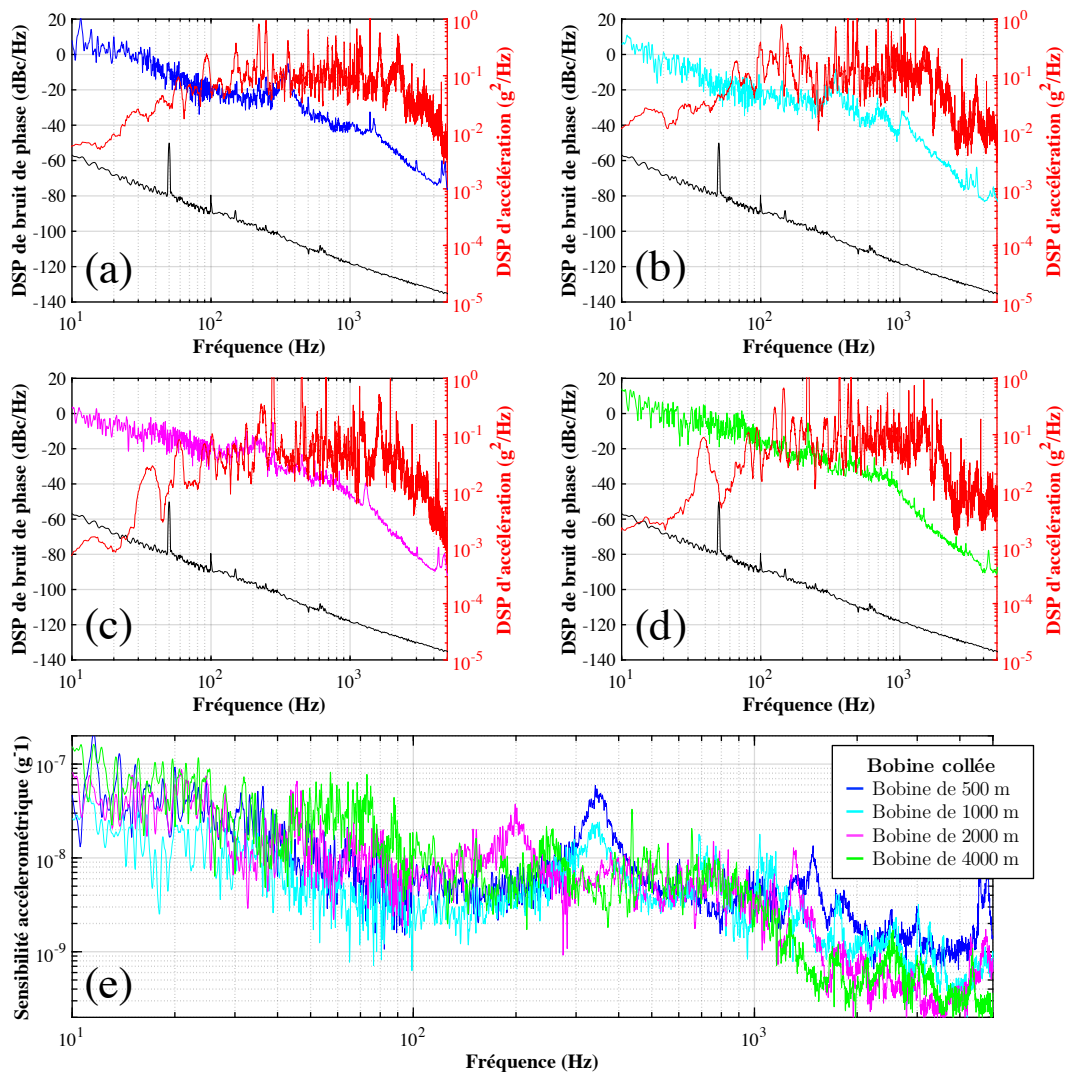


FIGURE 2.13 – (a-d) Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour différentes longueurs de bobine collées, intégrées dans un boîtier identique. (a) Bobine de 500 m (en bleu). (b) Bobine de 1000 m (en cyan). (c) Bobine de 2000 m (en magenta). (d) Bobine de 4000 m (en vert). (e) Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu, (b) en cyan, (c) en magenta et (d) en vert.

Ces mesures nous permettent aussi de poser un ordre de grandeur sur les variations de longueurs du délai optique. En effet, la sensibilité accélérométrique est, par définition [8], la variation de fréquence de l'oscillateur Δf relative à sa fréquence d'oscillation f_0 à un niveau d'accélération donné, soit :

$$\Gamma = \frac{\Delta f}{f_0} \text{ en } g^{-1}. \quad (2.3)$$

Dans un OEO, la fréquence d'oscillation est proportionnelle à l'inverse de la durée de propagation du signal dans la boucle du résonateur, voir l'équation (1.24). On a donc :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta \tau}{\tau}. \quad (2.4)$$

Le temps de propagation dans la boucle pouvant être assimilé au temps de propagation dans la ligne à retard de longueur L , en considérant que $\tau = nL/c$ et que l'indice de propagation n est constant, on a :

$$\Gamma = \frac{\Delta f}{f_0} \approx -\frac{\Delta L}{L}. \quad (2.5)$$

La sensibilité accélérométrique s'apparente donc à une déformation. En considérant que toutes les bobines testées ont la même sensibilité accélérométrique (en ordre de grandeur), cette déformation est la même quelle que soit la longueur de la ligne à retard.

Ces mesures fournissent un ordre de grandeur de l'élongation du chemin optique. Pour une sensibilité accélérométrique Γ de $3 \cdot 10^{-9}$, l'élongation dans les bobines de fibre optique libres vaut $0,3 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 100 m et $3 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 900 m. Pour $\Gamma = 8 \cdot 10^{-9}$, l'élongation dans les bobines de fibre optique collées vaut $3 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 500 m, $6 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 1 km, $12 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 2 km et $24 \mu\text{m} \cdot g^{-1}$ pour la bobine de 4 km.

Le fait que les bobines aient la même déformation est sûrement causé par l'intégration des bobines dans les boîtiers et leurs caractéristiques géométriques. En effet, comme nous pourrions le voir dans le chapitre 3, les sollicitations mécaniques qui entraînent des variations de longueur de fibre sont principalement liées à la zone d'interaction entre la bobine et son boîtier. Hors, plus la bobine est grande et plus cette zone d'interaction est grande car l'épaisseur dans le rayon de la bobine augmente avec la longueur de fibre.

2.2.5 Photodiode

Les mesures de bruit de phase de l'OEO lorsque sa photodiode est soumise à des vibrations sont données dans la figure 2.14. Nous avons réalisé ces tests sur plusieurs composants de même référence et les résultats sont très proches. Le capteur peut être positionné sur ou à côté du composant (tout en restant assez proche) sans impacter trop fortement les résultats. Ces tests ont notamment permis de mettre en évidence l'impact du serrage du connecteur RF sur le bruit de phase.

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

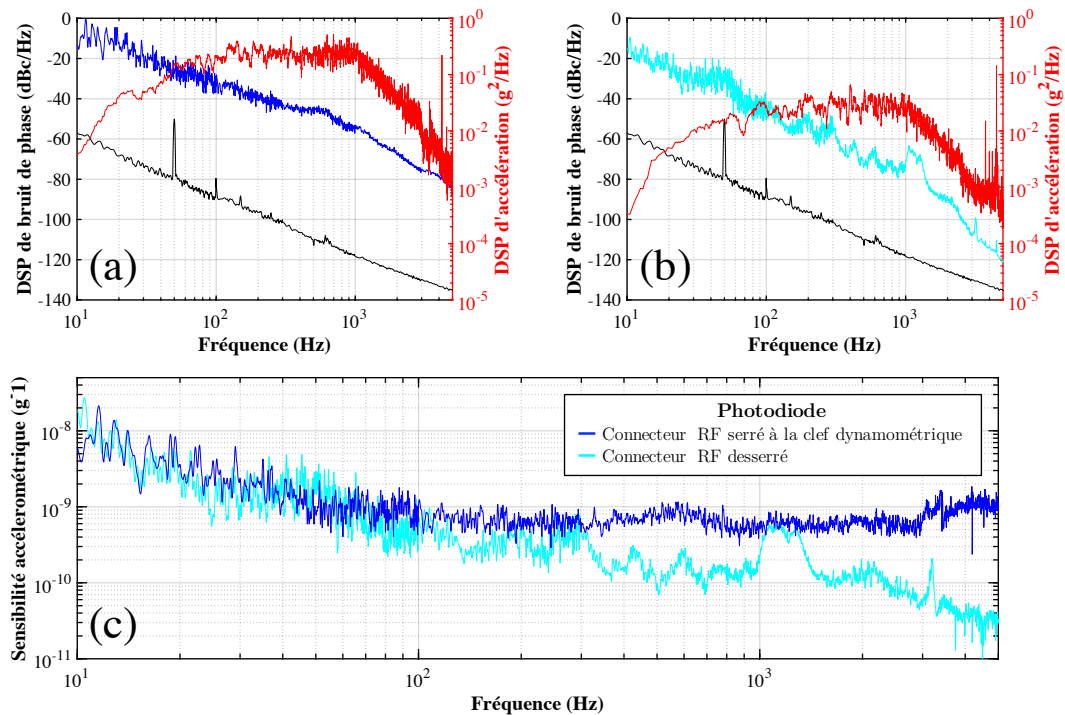


FIGURE 2.14 – **(a-b)** Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour une photodiode. **(a)** Photodiode avec connecteur RF serré sans clef dynamométrique. **(b)** Photodiode avec connecteur RF serré avec une clef dynamométrique. **(c)** Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu, (b) en cyan.

Dans la figure 2.13(a), le connecteur RF est installé sans être serré par une clef dynamométrique. L'impact des vibrations est moins important lorsque le connecteur est bien serré : la sensibilité accélérométrique du premier essai se stabilise après 100 Hz tandis que dans le second, elle diminue sur l'ensemble de notre bande de mesure. Lorsque des systèmes RF ont vocation à être embarqués dans des environnements vibratoires, il faut donc apporter un soin particulier aux câbles [45] et aux serrages des connecteurs.

La sensibilité accélérométrique des photodiodes est inférieure à $4 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ sur la bande [100; 1000] Hz.

2.2.6 Filtre RF

Les résultats pour les tests du filtre RF à 10 GHz sont donnés dans la figure 2.15. Le capteur accélérométrique est placé sur le composant durant ces tests. Lorsque ce composant est soumis à des vibrations, le niveau de bruit de phase est dégradé sur l'ensemble de la bande.

Chapitre 2. Impact des vibrations dans un OEO

La sensibilité accélérométrique du filtre RF testé est inférieure à $6.10^{-10} \text{ g}^{-1}$ sur la bande $[100; 1000]$ Hz. Elle décroît jusqu'à presque 700 Hz puis se stabilise. Après 1 kHz, elle stagne à environ $2.10^{-10} \text{ g}^{-1}$ avec deux pics de sensibilité à 2,1 kHz et 3,6 kHz.

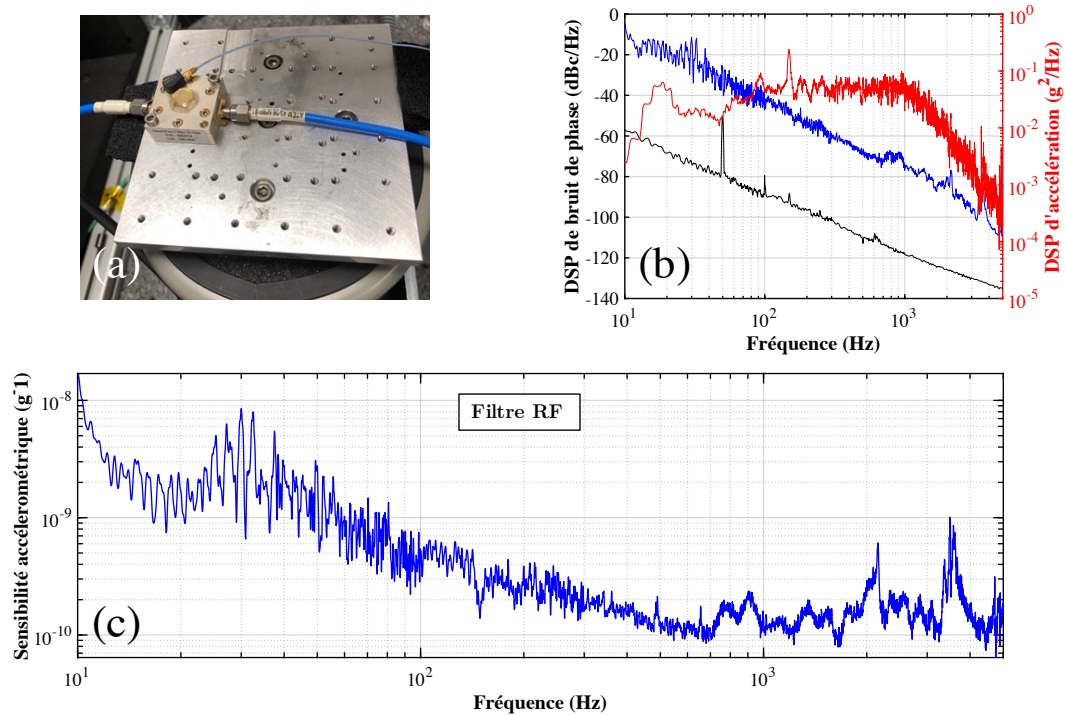


FIGURE 2.15 – **(a)** Montage du filtre RF sur le pot vibrant. **(b)** Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en bleu) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour un filtre RF passe bande centré à 10 GHz. **(c)** Sensibilité accélérométrique du filtre RF.

2.2.7 Amplificateur RF

L'OEO possède deux amplificateurs RF pour compenser les pertes du résonateur passif. Ils sont placés entre la photodiode et le filtre RF. Cette position a été choisie et justifiée par LELIÈVRE [76]. Elle permet de filtrer le bruit à haute fréquence d'offset en boucle ouverte.

Nous avons soumis les deux amplificateurs RF à des vibrations l'un après l'autre, en première ou seconde position. Le capteur peut être positionné sur ou à côté du composant (tout en restant assez proche) sans impacter trop fortement les résultats. Ces mesures sont résumées dans la figure 2.16.

Les variations d'une mesure à l'autre peuvent être attribuées aux changements dans le montage expérimental (positionnement du capteur, calibration du gabarit de vibrations et serrage des connecteurs RF). De plus, les quatre vis de fixation des amplificateurs sont

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

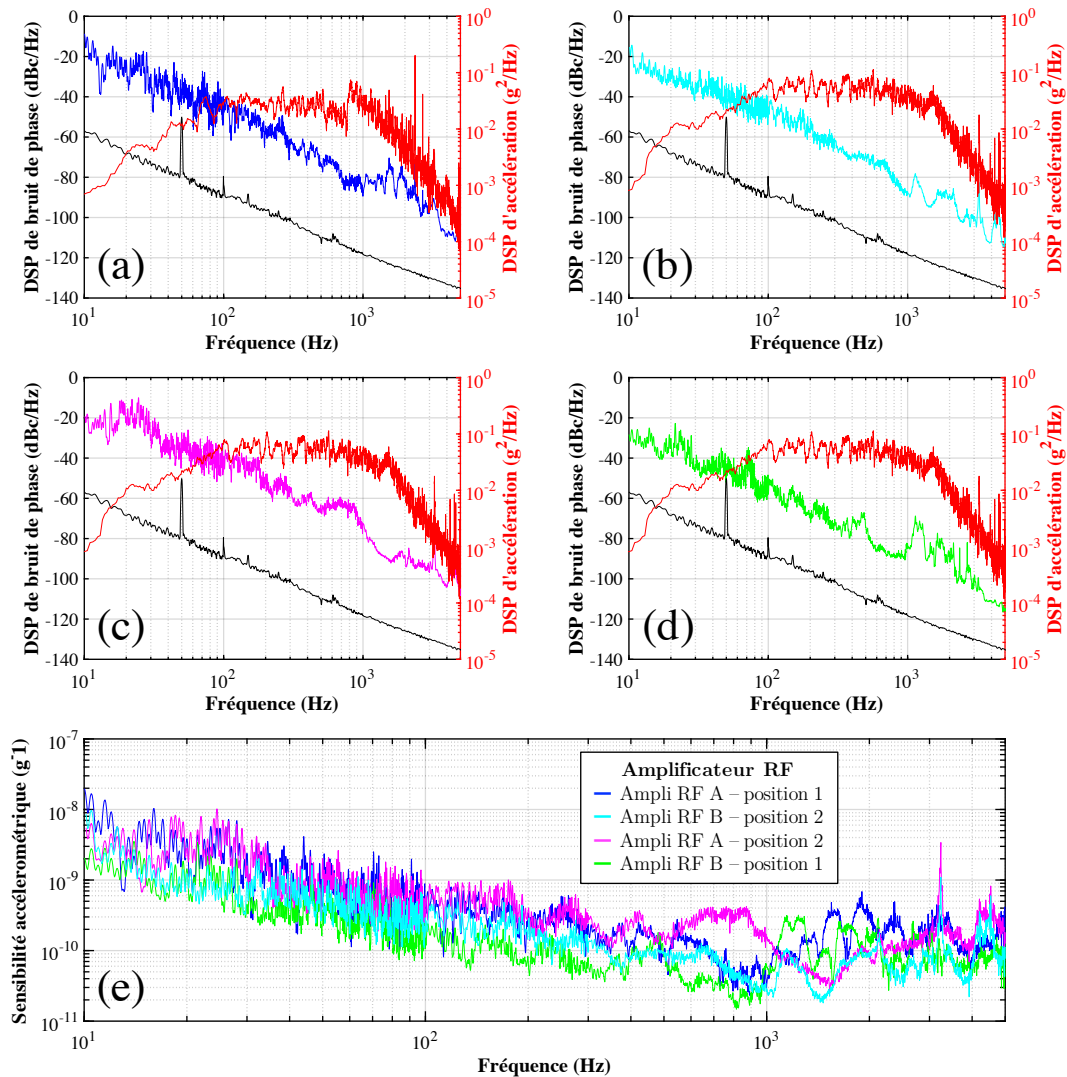


FIGURE 2.16 – **(a-d)** Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour un amplificateur RF. **(a)** Amplificateur RF A en première position. **(b)** Amplificateur RF B en seconde position. **(c)** Amplificateur RF A en seconde position. **(d)** Amplificateur RF B en première position. **(e)** Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu, (b) en cyan, (c) en magenta et (d) en vert.

vissées à la main, il peut donc exister des variations de conditions limites d'une mesure à l'autre.

La sensibilité accélérométrique d'un amplificateur RF est inférieure à $8 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{-1}$ sur la bande [100; 1000] Hz. De manière générale, la sensibilité décroît jusqu'à 1 kHz puis semble stagner ensuite avec l'apparition de pics. Nous observons de légères variations de la sensibilité accélérométrique entre les amplificateurs A et B. La position de l'amplificateur ne semble pas non plus impacter la dégradation du bruit de phase.

2.2.8 Fibres et connecteurs optiques

D'autres petites parties de l'OEO ont été testées : un raccord optique avec deux connecteurs de fibre FC/APC, un morceau de fibre optique avec une gaine de $900\ \mu\text{m}$ (laissant un espace vide entre la fibre et cette gaine, voir figure 3.1) en sortie de laser (hors de la boucle), et un morceau de fibre optique avec une gaine de $200\ \mu\text{m}$ en sortie de bobine de 900 m (dans la boucle). Des études ont déjà mis en évidence la différence de sensibilité de la fibre en fonction de sa gaine [68]. Nous nous intéressons ici à l'impact de la position de la fibre dans l'OEO. Des images de ces composants sur le pot vibrant sont visibles dans la figure 2.17. Les mesures de bruit de phase de l'OEO, lorsque ces composants sont soumis à des vibrations, sont données dans la figure 2.18.

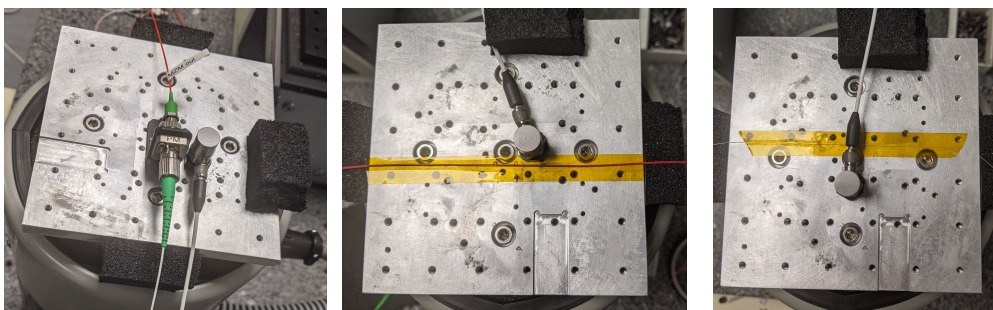


FIGURE 2.17 – À gauche, raccord optique avec fibres libres de part et d'autre, les fibres sont fixées sur le marbre au pied du pot vibrant dans un second temps avec du Kapton en laissant un peu de mou. Au centre, morceau de fibre optique avec protection de $900\ \mu\text{m}$. À droite, morceau de fibre optique avec une gaine de $200\ \mu\text{m}$. Les morceaux de fibre optique sont fixés avec du Kapton sur le marbre au pied du pot vibrant.

Dans ces mesures, il est intéressant de noter que le bruit de phase est dégradé lorsque le raccord optique est soumis à des vibrations (graphe (a)). Notre OEO intégré n'est pas concerné par ce composant car toutes les fibres entre les composants sont soudées. Néanmoins, dans beaucoup de montages en optique fibrée, les systèmes possèdent des connecteurs en entrée ou sortie. Ces systèmes doivent donc prendre en compte ce résultat.

Lorsque la fibre est mieux isolée des vibrations, on observe une légère amélioration du bruit de phase (graphe (b)). Donc, une partie de cette dégradation vient de la fibre elle-même. Il faut donc que le lecteur prenne conscience du fait qu'une partie de la dégradation observée lors des tests sur les autres composants fibrés (DFB, MZM et photodiode) peut provenir aussi d'une mauvaise isolation des morceaux de fibre en entrée ou sortie de composant.

Concernant les morceaux de fibre optique, ces tests tendent à confirmer que les sollicitations mécaniques sur la fibre sont bien plus problématiques à l'intérieur de la boucle de l'OEO qu'en-dehors de la boucle. En effet, la fibre en sortie de laser présente une sensibilité accélérométrique d'un ordre de grandeur plus faible que la fibre en entrée de photodiode, bien que la longueur sur laquelle les sollicitations mécaniques sont imposées soit identique (environ 10 cm). Il faut tout de même nuancer ces résultats par le fait que

2.2. Caractérisation de la sensibilité accélérométrique des composants

les deux fibres optique testées ne sont pas les mêmes, (la fibre en-dehors à une protection supplémentaire de $900 \mu\text{m}$) et que la différence de sensibilité accélérométrique pourrait en partie l'expliquer. En effet, les travaux [68] montrent le rôle que peut jouer ce type de protection dans la sensibilité accélérométrique des fibres optiques.

Pour la fibre dans la boucle, ces mesures sont à mettre en perspective avec les mesures de bobines. Nous remarquons que les rapports entre les longueurs de fibre testées et les sensibilités accélérométriques respectives sont très loin d'être du même ordre de grandeur.

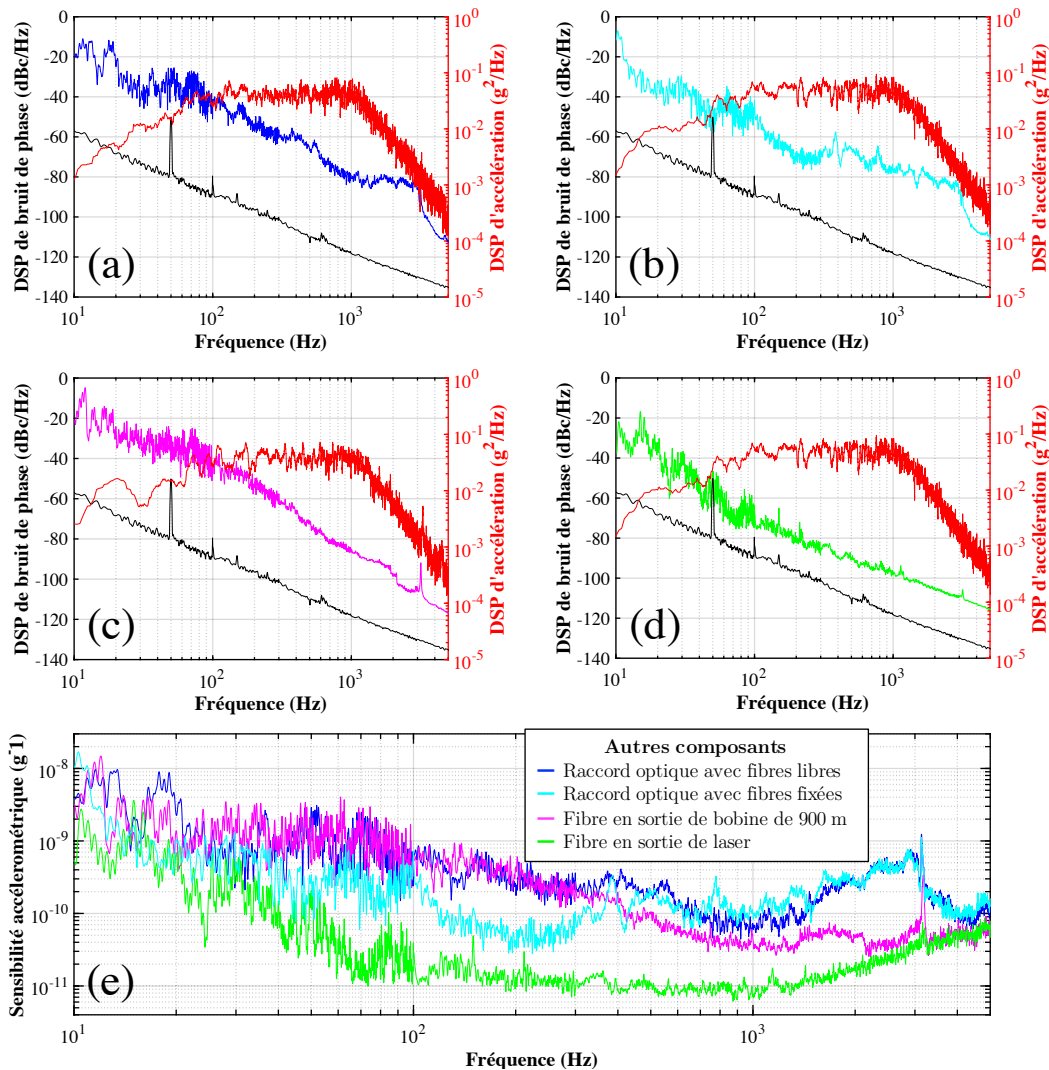


FIGURE 2.18 – (a-d) Mesures de DSP de bruit de phase (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en couleur) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) pour un raccord optique et un morceau de fibre dans la boucle et un morceau de fibre en sortie de DFB (hors de la boucle). (a) Raccord optique avec fibres libres de part et d'autre. (b) Raccord optique avec fibres fixées sur le marbre. (c) Fibre en sortie de bobine de 900 m. (d) Fibre en sortie de laser. (e) Sensibilité accélérométrique pour chaque essai (a) en bleu, (b) en cyan, (c) en magenta et (d) en vert.

2.2.9 Résultats

La figure 2.19 et le tableau 2.3 résument les résultats des sensibilités accélérométrique des composants de l'OEO double boucle intégré. Dans la figure 2.19, les courbes ont été lissées (sur 5 points) pour une meilleure lisibilité. Sur le graphe, nous présentons aussi la sensibilité plancher de l'OEO. Il s'agit de la sensibilité à atteindre pour que le système ait le même niveau de bruit de phase au repos ou lorsqu'il est soumis à notre gabarit de vibrations. Ce niveau est d'environ $2.10^{-12} \text{ g}^{-1}$, soit environ un ordre de grandeur de différence avec le meilleur composant (la DFB).

Composant	Sensibilité accélérométrique	
	à 100 Hz	à 1 kHz
Carte Laser	$3.10^{-11} \text{ g}^{-1}$	$3.10^{-11} \text{ g}^{-1}$
Modulateur d'intensité	$9.10^{-11} \text{ g}^{-1}$	$9.10^{-11} \text{ g}^{-1}$
Bobine de fibre optique	2.10^{-9} g^{-1}	3.10^{-9} g^{-1}
Photodiode	$5.10^{-10} \text{ g}^{-1}$	$3.10^{-10} \text{ g}^{-1}$
Amplificateur RF	$6.10^{-10} \text{ g}^{-1}$	$1.10^{-10} \text{ g}^{-1}$
Filtre RF	$4.10^{-10} \text{ g}^{-1}$	$1.10^{-10} \text{ g}^{-1}$

TABLE 2.3 – Sensibilité accélérométrique des principaux composants de l'OEO de TRT.

Le composant le plus sensible du système est la ligne à retard en fibre optique (la bobine de 900 m pour les résultats présentés, les autres bobines présentent des résultats similaires ou moins bon). Le composant le moins sensible aux vibrations est le laser sur sa carte électronique lorsqu'il est monté avec sa structure supplémentaire en aluminium. Le laser étant déjà une source de bruit de phase dans l'OEO (bruit d'amplitude et bruit de fréquence du laser transformés en bruit de phase par les non-linéarités de la photodiode et par la dispersion de la fibre optique respectivement), il est rassurant de noter que ses performances sous vibrations sont déjà très bonnes sans avoir cherché à les optimiser. Le MZM est légèrement moins sensible aux vibrations. Enfin, la photodiode, l'amplificateur RF et le filtre RF présentent des niveaux de sensibilité accélérométrique similaires qui se situent entre la DFB et la bobine de fibre optique. Pour ces quatre composants, il faut rappeler que les câbles et les connecteurs RF jouent un rôle important et apportent des incertitudes sur la mesure de sensibilité accélérométrique. Il semble aussi que l'ensemble des composants RF aient une sensibilité accélérométrique bien plus élevée avant 100 Hz et qu'elle s'améliore en montant en fréquence jusqu'à stagner au-delà de 1 kHz. Au contraire, les composants optiques ont une sensibilité accélérométrique plutôt stable sur la bande [100; 1000] Hz.

Des mesures de sensibilités ont été réalisées pour différents niveaux d'accélération. Les résultats de ces tests sont donnés en annexe II.1. Ils montrent que, dans les gammes d'excitation testées, la dégradation du bruit de phase réagit globalement de façon linéaire

2.3. Dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations

au niveau d'accélération pour le MZM, le filtre RF et la bobine de 100 m. Ce résultat n'est pas retrouvé pour la bobine de 900 m.

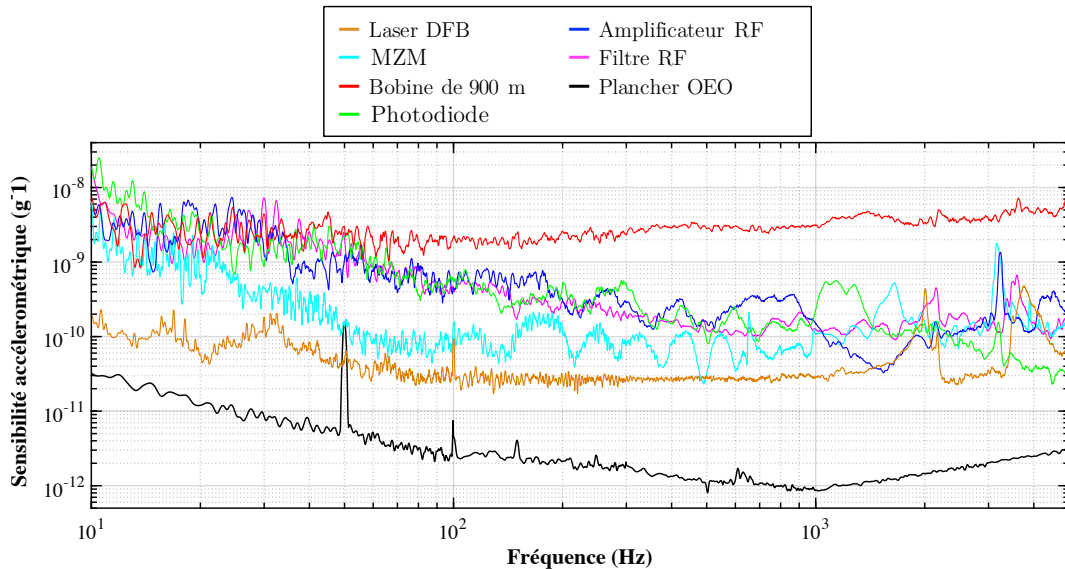


FIGURE 2.19 – Comparaison de la sensibilité accélérométrique des composants de l'OEO, avec la DFB (en orange), le MZM (en cyan), la bobine de fibre de 900 m (en rouge), une photodiode (en vert), un amplificateur RF (en bleu) et le filtre RF à 10 GHz (en magenta), sensibilité plancher de l'OEO (en noir).

2.3 Analyse de la dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations

Après avoir établi la sensibilité accélérométrique de chaque composant, nous nous focalisons maintenant sur les mécanismes liant le bruit de phase et les vibrations. Nous avons évoqué précédemment le fait que les variations de longueur du chemin optique dans la boucle augmentent le bruit de phase. Ce couplage nous semble le plus évident et le plus important, c'est pourquoi nous étudierons le comportement des bobines sous vibrations et les variations de longueur de fibre sous sollicitations mécaniques dans les chapitres 3 et 4.

D'autres phénomènes peuvent augmenter le bruit de phase, notamment la dégradation des sources de bruit déjà présentes dans l'oscillateur, telles que le bruit d'amplitude de la liaison optique et le bruit de fréquence du laser. Ces sources sont d'ores et déjà intégrées dans un modèle de bruit de phase de l'oscillateur disponible à TRT. Nous allons réaliser des mesures de ces grandeurs sous vibrations pour analyser leur effet sur le bruit de phase.

2.3.1 Modèle de bruit phase de l'OEO simple boucle

Le modèle de bruit de phase que nous allons exploiter est celui d'un OEO simple boucle développé par LELIÈVRE [90]. Il repose sur les modèles d'oscillateurs RF développés par LEESON [100] qui sont étendus aux oscillateurs à ligne à retard grâce aux travaux de RUBIOLA [1]. Le lecteur peut trouver les détails du modèle dans la thèse de LELIÈVRE [76] où il a aussi été validé expérimentalement. Nous le présentons brièvement ici afin que le lecteur comprenne comment nous allons l'exploiter.

Ce modèle représente l'oscillateur sous la forme d'un schéma bloc (voir la figure 2.20) contenant les fonctions de filtrage de la ligne à retard et du filtre RF (respectivement notées, $H_{\text{délai}}(f)$ et $H_{\text{filtre}}(f)$), un gain unitaire et une source de bruit additionnelle $\Psi_1(f)$ qui intervient au niveau de la photodiode et de l'amplificateur RF. La phase en sortie de l'oscillateur est notée $\varphi(f)$.

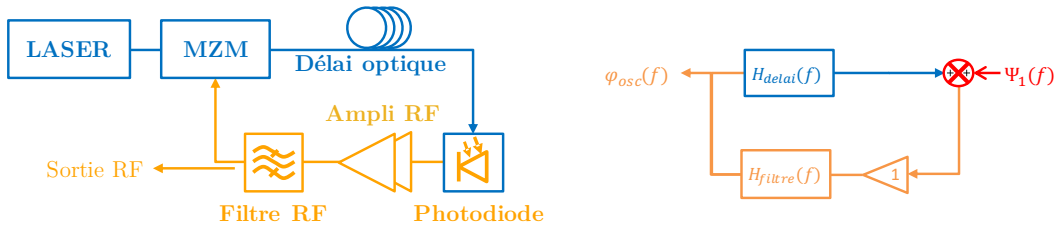


FIGURE 2.20 – Schéma d'un OEO simple boucle et la représentation de son modèle de bruit de phase sous forme de schéma bloc.

La DSP de bruit de phase RF en sortie d'oscillateur, notée $\mathcal{L}_{\varphi_{\text{osc}}}(f)$, est décrite par la fonction de transfert suivante [76] :

$$\mathcal{L}_{\varphi_{\text{osc}}}(f) = \frac{1}{2} \frac{|H_{\text{filtre}}(f)|}{|H_{\text{filtre}}(f) \times H_{\text{délai}}(f)|^2} S_{\Psi_1}(f), \quad (2.6)$$

avec

$$H_{\text{délai}}(f) = e^{-2i\pi f\tau} \approx e^{-2i\pi f n L_{\text{délai}}/c} \quad (2.7)$$

$$H_{\text{filtre}}(f) = \frac{1}{1 + \frac{2iQf}{f_{\text{filtre}}}}, \quad (2.8)$$

où f_{filtre} est la fréquence centrale du filtre RF passe bande (10 GHz) et Q son facteur de qualité. La longueur du délai de l'oscillateur, notée $L_{\text{délai}}$, intervient dans $H_{\text{délai}}(f)$.

La source de bruit additionnelle $\Psi_1(f)$ contient deux types de contributions : les planchers de bruits et les bruits additifs des composants. Sa DSP s'écrit :

$$S_{\Psi_1}(f) = \frac{N_{\text{th}} + N_{\text{shot}} + N_{\text{RIN}_{\text{HF}}}}{P_{\text{photodiode}}} + S_{\text{amp}}(f) + S_{\text{disp}}(f) + S_{\text{RIN}_{\text{BF}}}(f). \quad (2.9)$$

Le premier terme de bruit comprend l'ensemble des planchers de bruit à la détection optique. Ces bruits sont relatifs à la puissance RF en sortie de photodiode notée

2.3. Dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations

$P_{\text{photodiode}}$. Parmi ces bruits, on retrouve le bruit thermique N_{th} , le bruit de grenaille N_{shot} et le bruit d'intensité optique relatif du laser à la fréquence d'oscillation $N_{\text{RIN}_{\text{HF}}}$ tels que :

$$N_{\text{th}} = k_b \times T \times NF, \quad (2.10)$$

$$N_{\text{shot}} = 2R \times e(I/4)|H_{f_0}|^2, \quad (2.11)$$

$$N_{\text{RIN}_{\text{HF}}} = R \times \text{RIN}_{f_0}(I^2/4)|H_{f_0}|^2, \quad (2.12)$$

avec k_b la constante de Boltzmann, T la température, NF le facteur de bruit des amplificateurs RF, R la résistance de la photodiode, e la charge élémentaire, I le photocourant moyen de la photodiode, $|H_{f_0}|^2$ la réponse relative de la photodiode à la fréquence d'oscillation et RIN_{f_0} le bruit d'intensité optique relatif (ou RIN pour *Relative Intensity Noise* en anglais) du laser à la fréquence f_0 . Le RIN s'exprime en [dB/Hz].

Le second terme de l'équation (2.9), $S_{\text{amp}}(f)$, correspond au bruit de phase de l'amplificateur RF dans l'OEO.

Le troisième terme, $S_{\text{disp}}(f)$, correspond au bruit de fréquence du laser qui est converti en bruit de phase RF par la dispersion de la fibre optique [101] :

$$S_{\text{disp}}(f) = S_{\nu}(f) \times (2\pi f_0 \lambda_0 D_{\lambda} L / c)^2, \quad (2.13)$$

avec $S_{\nu}(f)$ la densité spectrale de bruit de fréquence du laser (mesurée), λ_0 la fréquence optique du laser, L la longueur de la fibre optique, c la vitesse de la lumière dans le vide et D_{λ} le coefficient de dispersion de la fibre optique à la longueur d'onde du laser. Ce coefficient vaut $17 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ dans le cas d'une fibre optique standard (SMF-28) avec une source lumineuse à $1,5 \mu\text{m}$ comme la DFB que nous utilisons. Cela signifie que deux signaux avec une longueur d'onde optique d'un nanomètre d'écart sont séparés de 17 picosecondes après 1 kilomètre de fibre parcouru.

Enfin, le dernier terme de l'équation (2.9), $S_{\text{RIN}_{\text{BF}}}(f)$, est la contribution du bruit d'intensité optique relatif du laser proche porteuse. Le RIN basse fréquence est converti en bruit de phase RF par les non-linéarités de la photodiode [102]. $S_{\text{RIN}_{\text{BF}}}(f)$ est défini par :

$$S_{\text{RIN}_{\text{BF}}}(f) = \chi_{\text{PD}}^2 \text{RIN}_{\text{BF}}(f), \quad (2.14)$$

où RIN_{BF} est le RIN basse fréquence (mesuré) et χ_{PD} le facteur de conversion des variations d'intensité en variations de phase par la photodiode. Ce dernier dépend de la photodiode et de son point de fonctionnement [103]. Il a été caractérisé expérimentalement pour les photodiodes utilisées dans l'OEO de TRT [76].

La figure 2.21 montre le niveau de bruit de phase de chacune des contributions dans le bruit de phase de l'OEO. Comme nous pouvons le voir, les bruits liés au laser sont limitants : à basse fréquence ($<100 \text{ Hz}$), la contribution du bruit de fréquence du laser domine les autres et à haute fréquence ($>10 \text{ kHz}$), c'est le RIN_{HF} à 10 GHz qui domine. Entre 100 Hz et 10 kHz , ce sont les amplificateurs qui limitent le niveau de bruit de phase de l'OEO.

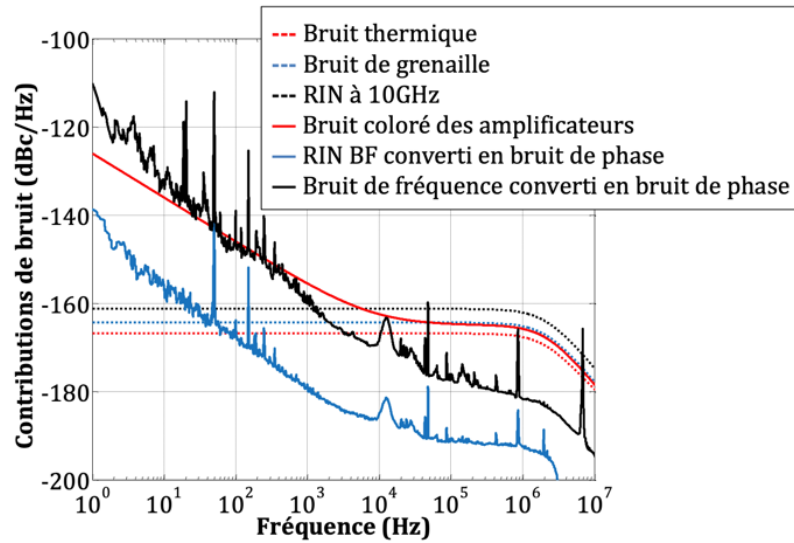


FIGURE 2.21 – Contribution en bruit de phase des différentes sources de bruit en boucle ouverte [76].

Si la contribution du RIN basse fréquence dans le bruit de phase de notre OEO (courbe bleue dans la figure 2.21) est largement minoritaire sur l'ensemble de la bande, une forte augmentation (causée par les vibrations par exemple ou en choisissant une source laser avec un RIN moins bon) pourrait la transformer en contribution principale sur notre bande d'excitation. Nous ne nous intéressons qu'aux perturbations sur le RIN basse fréquence car au vu des fréquences d'excitations, le RIN haute fréquence (à 10 GHz) ne sera pas modifié.

2.3.2 Bruit d'intensité optique sous vibrations

L'objectif de cette partie est d'inclure dans le modèle un RIN basse fréquence équivalent, noté $ERIN_{BF}(f)$, pour remplacer $RIN_{BF}(f)$ dans l'équation (2.14). Pour cela, $ERIN_{BF}(f)$ est mesurée en fin de liaison optique de l'OEO. Il inclut le RIN du laser et les perturbations de l'intensité optique en sortie du composant soumis à des vibrations.

Protocole expérimental

La figure 2.22 illustre le principe de ces tests pour le laser. Ces tests se déroulent comme suit. Tout d'abord, nous réalisons une mesure de bruit de phase RF de l'OEO avec un composant sur le pot (même protocole que la section 2.2). Puis, la partie RF est déconnectée de l'OEO et la sortie de la photodiode est connectée à un analyseur de spectre électrique. Enfin, une mesure du $ERIN_{BF}(f)$ est réalisée en sortie de liaison optique avec le même composant sous vibrations. $ERIN_{BF}(f)$ est intégré au modèle. Ce dernier fournit une DSP de bruit de phase prenant en compte la dégradation de la

2.3. Dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations

contribution $S_{RIN_{BF}}$. Cette DSP modélisée est comparée avec celle mesurée au début de l'essai.

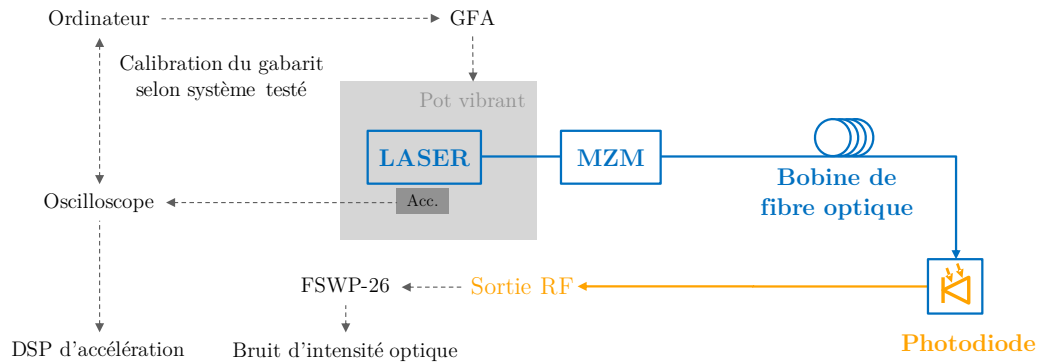


FIGURE 2.22 – Schéma du montage expérimental des mesures de bruit d'intensité optique relatif de la liaison optique l'OEO sous vibrations, exemple du test sur le laser.

En intégrant $ERIN_{BF}(f)$ dans le modèle de bruit de phase de l'OEO, nous pouvons calculer un bruit de phase dégradé. Si, lors des vibrations, l'augmentation du bruit de phase est uniquement due à une augmentation du bruit d'intensité optique, notre modèle fournira les mêmes niveaux de bruit de phase RF que ceux mesurés dans la section précédente.

Les mesures de bruit d'intensité optique en sortie de liaison optique sont faites grâce à l'entrée « *baseband noise* » du FSWP-26 qui mesure la DSP de bruit de tension en sortie de photodiode. Cette dernière est proportionnelle au courant de la photodiode, lui-même proportionnel à la puissance optique en entrée de photodiode. La DSP de bruit de tension est divisée par la tension en sortie de photodiode mesurée par un multimètre. Ces mesures sont réalisées en boucle ouverte, il n'y a plus de liaison RF dans l'OEO. La tension sur le MZM est réglée de telle façon que le MZM est à quadrature. L'entrée RF du MZM n'est pas branchée, il n'y a donc pas de modulation d'intensité en sortie.

Les composants optiques (DFB, MZM et fibre) sont installés tour à tour sur le pot vibrant avec la même boucle de rétroaction pour contrôler le gabarit de vibrations.

Laser

Nous avons réalisé deux essais sur le laser. Les RIN équivalents sont donnés dans la figure 2.23. Comme pour les mesures de bruit de phase sous vibrations, les courbes sont plus bruitées avant 100 Hz à cause de la méthode de mesure du FSWP-26.

Pour deux excitations du même ordre de grandeur, la dégradation du RIN est du même ordre de grandeur. Les différences entre les deux mesures peuvent provenir des différents biais expérimentaux expliqués précédemment (placement de capteurs, installation du composant ou point de fonctionnement). La résonance vers 650 Hz présente dans le bruit de phase n'apparaît à aucun moment dans les mesures de RIN.

Chapitre 2. Impact des vibrations dans un OEO

Lorsque ces mesures sont incluses dans notre modèle, le bruit de phase théorique en sortie d'OEO est très peu dégradé. Cela signifie que lorsque le RIN atteint un niveau de 100 dB/Hz (soit une augmentation de 30 à 40 dB), cette contribution devient dominante mais est quasiment au même niveau que la contribution majeure au repos (le bruit de fréquence et les amplificateurs dans cette gamme de fréquence), ce qui est cohérent avec la figure 2.21.

En n'intégrant que cette mesure, le modèle sous-estime le niveau de bruit de phase sous vibrations. La dégradation du bruit d'intensité optique sous vibrations n'est donc pas suffisante pour expliquer la dégradation du bruit de phase sous vibrations : une autre contribution doit être prise en compte.

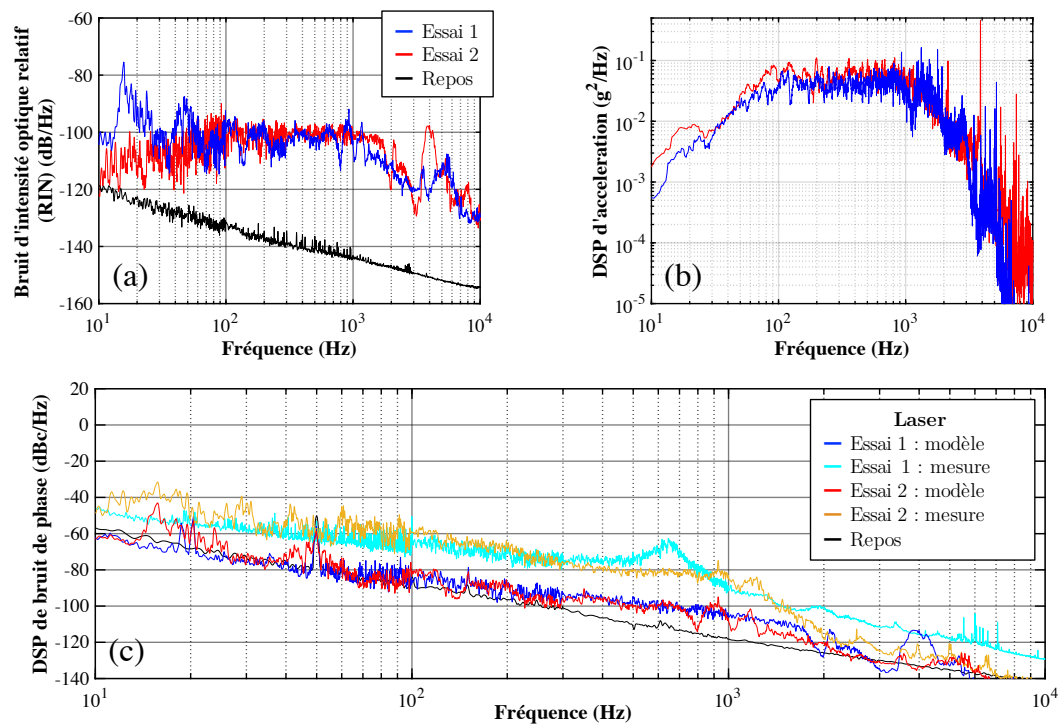


FIGURE 2.23 – **(a)** Mesures de RIN équivalent de la liaison optique de l'OEO au repos (en noir), lorsque la DFB sur sa carte électronique de contrôle est soumise à des vibrations en étant fixée aux quatre coins (en bleu), en étant fixée par la semelle (en rouge). **(b)** Mesures de DSP d'accélération sur la DFB, même légende que dans (a). **(c)** Comparaison du bruit de phase au repos (en noir), mesuré sous vibrations (courbes cyan et orange), et simulé en incluant le RIN équivalent bleu de (a) dans le modèle et en incluant le RIN équivalent en rouge de (a) (respectivement courbes bleue et rouge).

Modulateur d'intensité

Les mesures de RIN équivalent lorsque le MZM est soumis à des vibrations sont données en figure 2.24. Comme pour le laser, deux tests ont été réalisés à deux moments différents et mènent à des résultats très proches. En comparaison avec le laser, la dégradation du bruit d'intensité optique est beaucoup plus importante pour le MZM. Le RIN atteint -80 dB/Hz et devient donc le contributeur majeur du bruit de phase.

L'intégration des mesures de $ERIN_{BF}(f)$ dans notre modèle fournit un bruit de phase sous vibrations théorique très proche de notre mesure. Cela signifie que, pour ce composant, la principale contribution au bruit de phase sous vibrations provient d'une dégradation du bruit d'intensité optique. L'accord est légèrement moins bon avant 200 Hz. Ces variations peuvent provenir de l'absence de modulation RF dans le MZM et des autres biais expérimentaux déjà cités. Cela peut être produit par des variations lentes de point de fonctionnement de l'OEO qui augmentent le niveau de bruit de phase et ne sont pas prises en compte dans le modèle.

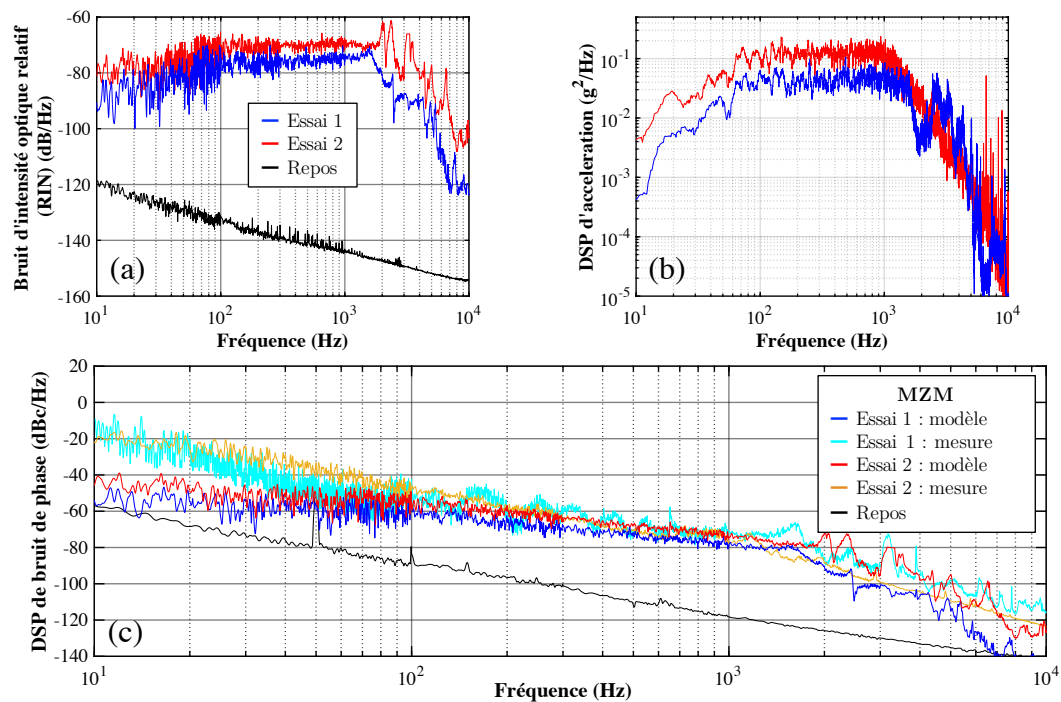


FIGURE 2.24 – **(a)** Mesures de RIN équivalent de la liaison optique de l'OEO au repos (en noir), lorsque le modulateur d'intensité est soumis à des vibrations (en bleu et en rouge). Les courbes bleue et rouge ont été mesurées lors de deux campagnes de mesures espacées de plusieurs mois. **(b)** Mesure de DSP d'accélération lors des mesures présentées en (a). **(c)** Comparaison du bruit de phase au repos (en noir), mesuré sous vibrations (courbes cyan et orange) et simulé en incluant le RIN équivalent bleu de (a) et rouge de (a) (respectivement courbes bleue et rouge).

Bobine de fibre optique

Nous avons également réalisé des mesures de RIN lorsqu'une bobine de fibre optique est soumise à des vibrations. Nous présentons ici les résultats obtenus sur la bobine en freestanding de 1 km dans son boîtier. Les résultats sont donnés en figure 2.25.

Les vibrations dégradent aussi le bruit d'intensité optique en sortie de bobine. Le niveau de $ERIN_{BF}(f)$ sous vibrations est situé entre celui du laser et celui du MZM, à environ -90 dB/Hz. On retrouve un pic à 375 Hz, puis ses harmoniques. Comme évoqué plus tôt, il est lié au packaging de la bobine (voir figure 2.13 et section 3.4.1). Nous avons aussi pu remarquer que la dégradation du RIN n'était pas linéaire avec le niveau d'accélération lors de ces tests, ce qui n'était pas le cas lors des mesures de bruit de phase (annexe II.2).

Le modèle n'inclut pas l'augmentation du bruit de phase lié aux variations de longueur de la fibre. Ainsi, la comparaison dans la figure 2.25(c) n'est ici donnée que pour comprendre que même si la dégradation du bruit d'intensité est présente, elle reste un problème mineur. Le fait qu'elle soit mineure explique pourquoi nous n'avons pas remarqué de non linéarité dans les mesures de bruit de phase sous différents niveaux d'accélération (annexe II.2).

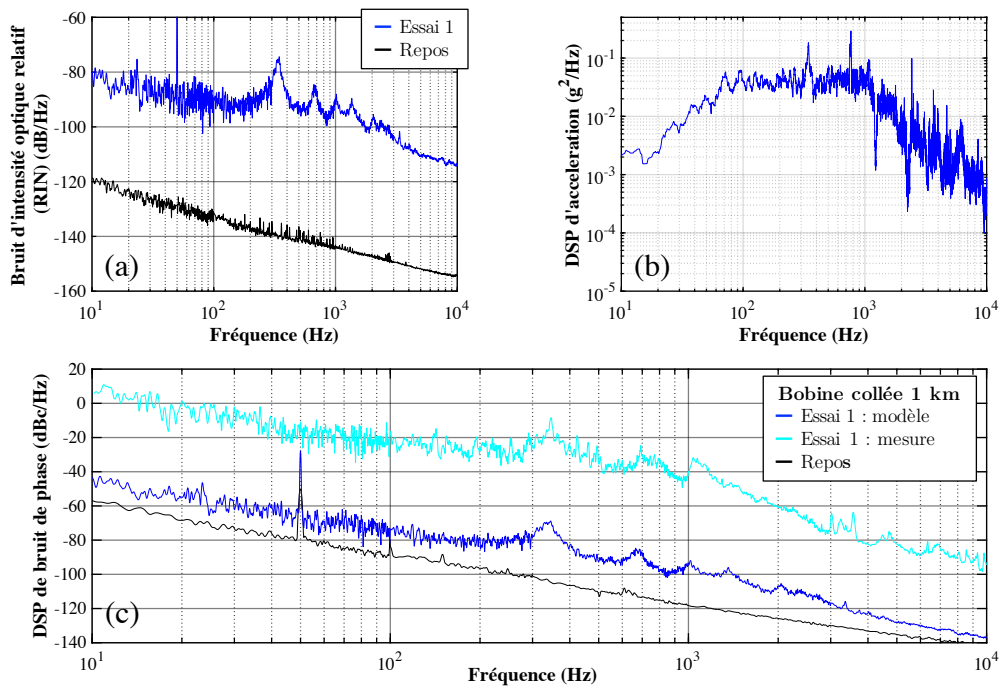


FIGURE 2.25 – (a) Mesures de RIN équivalent de la liaison optique de l'OEO au repos (en noir) et lorsqu'une bobine de fibre de 1 km en freestanding est soumise à des vibrations (en bleu). (b) Mesures de DSP d'accélération sur la boîte de la bobine de fibre. (c) Comparaison du bruit de phase au repos (en noir), mesuré sous vibrations (courbes cyan) et simulé en incluant le RIN équivalent bleu de (a) (courbe bleue).

Connecteur optique

Nous avons aussi réalisé une mesure de RIN en soumettant un raccord optique à des vibrations (même test que pour les mesures de bruit de phase, voir figure 2.18). Aucune dégradation n'a été mesurée et ce même à un très fort niveau de vibrations.

Les dégradations du bruit de phase lorsque les raccords optiques sont soumis à des vibrations (voir la figure 2.19) proviennent donc d'un autre phénomène, peut-être d'une variation de longueur du chemin optique dans la boucle de l'OEO.

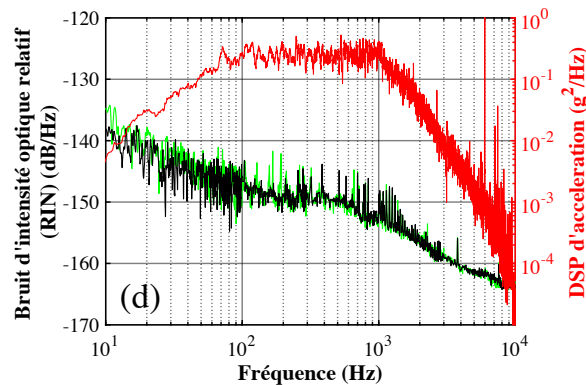


FIGURE 2.26 – Mesure de RIN équivalent (échelle de gauche) au repos (en noir), sous vibrations (en vert) et de DSP d'accélération (en rouge, échelle de droite) lorsqu'un raccord optique entre le laser et la photodiode est soumis à des vibrations (en vert).

Hypothèses sur les phénomènes provoquant une augmentation du bruit d'intensité optique

Le modulateur d'intensité et le laser sont des composants intégrant des guides d'ondes optiques et des fibres optiques. L'augmentation du bruit d'intensité optique en sortie peut s'expliquer par des variations de taux couplage optique entre le guide et la fibre qui sont causées par des petits déplacements de la fibre lors des vibrations. La littérature apporte très peu d'informations quantitatives sur l'influence des vibrations dans le taux de couplage guide-fibre [104] mais nous savons que l'efficacité de transmission entre deux guides d'onde est dépendante d'une position relative [105, 106].

Les sollicitations mécaniques induisent des déplacements relatifs et modifient donc le taux de couplage guide-fibre, ce qui entraîne des variations de puissance guidée entre deux guides. Ce phénomène est représenté par l'aire de recouvrement entre la distribution spatiale de la puissance du mode optique de chaque guide sur la figure 2.27. Ces variations sont extrêmement faibles et la puissance moyenne reste identique, c'est pourquoi elles ne sont détectables que par des mesures de bruit d'intensité.

La littérature ne fournit aucune explication sur la dégradation du bruit d'intensité optique dans la fibre optique. L'hypothèse la plus probable est que les sollicitations mé-

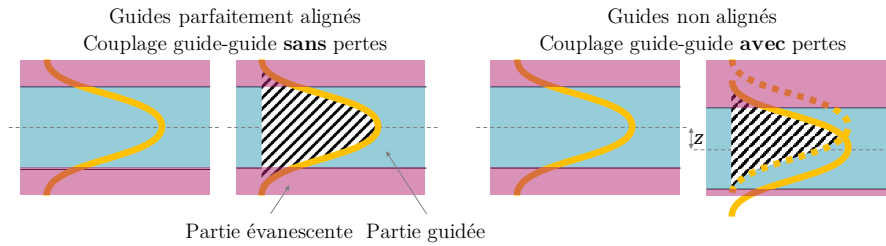


FIGURE 2.27 – Illustration de l'influence de la position relative z entre deux guides d'onde sur l'efficacité de transmission du signal.

caniques sur la fibre viennent modifier la propagation du mode optique à l'intérieur du cœur de la fibre, comme lors d'une courbure [107].

En effet, la puissance optique totale se propageant dans la fibre est composée de deux parties, une partie confinée et une partie évanescente [108, 109]. La puissance utile en sortie de fibre est uniquement constituée de la puissance confinée. Le rapport entre puissance confinée et puissance évanescente est appelé facteur de recouvrement. La puissance dans chaque partie est liée aux paramètres optogéométrique de la fibre, notamment à la différence d'indice entre le cœur et la gaine, la longueur d'onde et le diamètre du cœur (voir figure 2.28).

Les sollicitations mécaniques viennent modifier le diamètre du cœur et le couple d'indice de la fibre optique [110]. La puissance confinée est donc modifiée.

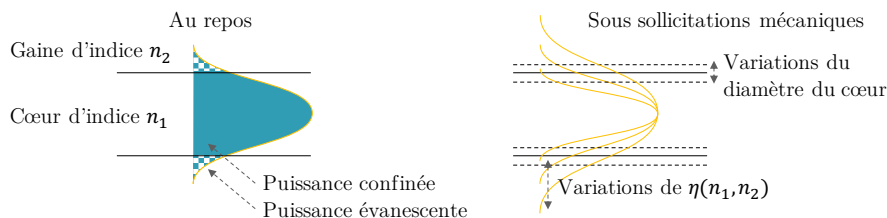


FIGURE 2.28 – Impact du guidage du mode optique dans la fibre pour des variations de taille de cœur et d'indice de refraction.

2.3.3 Bruit de fréquence optique du laser sous vibrations

La seconde contribution au bruit de phase étudiée est $S_{\text{disp}}(f)$. Il s'agit du phénomène de conversion du bruit de fréquence en bruit de phase dans l'OEO [102] par la dispersion de la fibre optique. Ce couplage ne concerne que le laser car aucun autre composant de l'OEO ne peut modifier le contenu spectral de la lumière transmise.

De même que précédemment, nous avons soumis le laser à un niveau d'accélération et mesuré le bruit de fréquence en sortie. Le montage expérimental est donc quasiment identique à celui présenté dans la figure 2.22, à la différence que la liaison ne contient que le laser (le MZM, la bobine et la photodiode ne font plus partie du test) et la mesure en fin de liaison est une mesure de bruit de fréquence optique. Les mesures ont été réalisées

2.3. Dégradation des sources de bruit de phase de l'OEO lors des vibrations

grâce à un banc de mesure de bruit de fréquence optique fabriqué en interne à TRT. Ce banc utilise une méthode d'auto-hétérodynage [111]. Comme pour la section précédente, ces mesures sont ensuite intégrées dans notre modèle de bruit de phase de l'OEO. Ceci permet une comparaison de la mesure de bruit de phase avec le bruit de phase issu du modèle en remplaçant la DSP de bruit de fréquence au repos $S_\nu(f)$ dans l'équation 2.13 par celle mesurée sous vibrations.

Les résultats sont fournis dans la figure 2.29. On observe une très forte dégradation du bruit de fréquence du laser sur l'ensemble de la bande d'excitation. Pour rappel, cette source de bruit est la contribution majeure du bruit de phase au repos avant 100 Hz (voir figure 2.21). Une augmentation de moins de 10 dB de ce bruit entre 100 Hz et 10 kHz la ferait devenir la contribution majeure sur toute cette bande. Le niveau de bruit de phase simulé est très proche de la mesure, ce qui signifie que le bruit de fréquence du laser est le contributeur principal au bruit de phase de l'OEO lorsque la DFB est sous vibrations. Le bruit d'intensité, bien que dégradé, reste largement négligeable par rapport au bruit de fréquence.

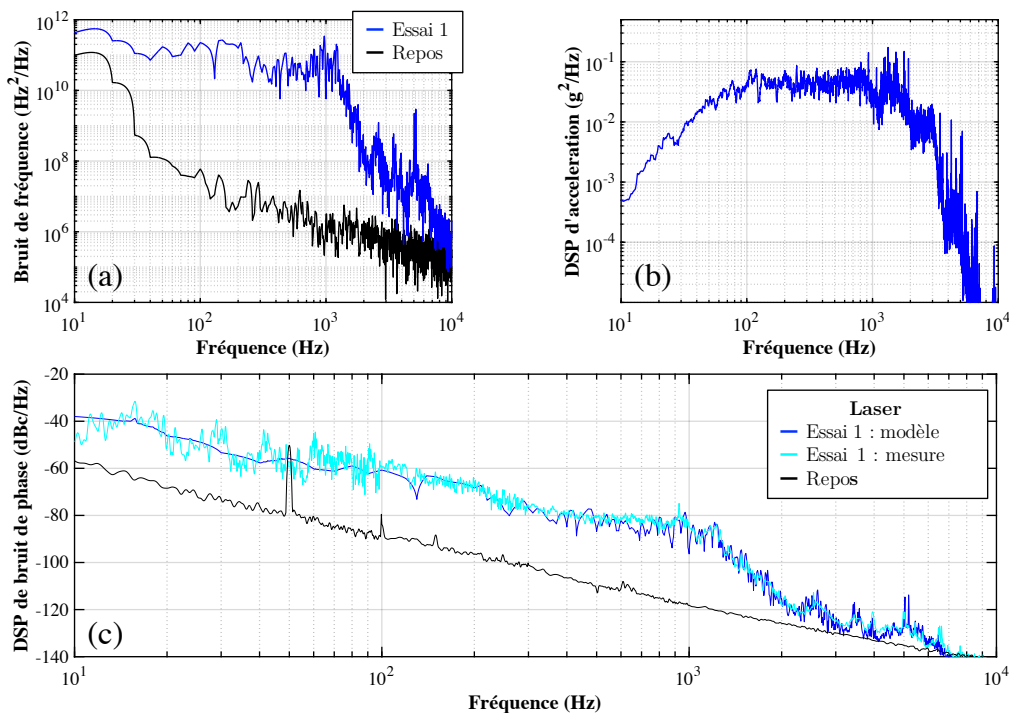


FIGURE 2.29 – **(a)** Bruit de fréquence du laser sur sa carte électronique de contrôle au repos (en noir) et lorsqu'il est soumis à des vibrations (en bleu). **(b)** DSP d'accélération mesurée lors du test en vibrations. **(c)** Comparaison du bruit de phase au repos (en noir), mesuré sous vibrations (en bleu) et simulé après avoir inclut le bruit de fréquence du laser sous vibrations dans le modèle (en pointillé cyan).

Cette sensibilité aux vibrations peut s'expliquer par les variations d'une grandeur géométrique du laser : la longueur de sa cavité [91]. À ce jour, nous n'avons trouvé aucune étude permettant de quantifier précisément ce phénomène.

Conclusion

Ce chapitre a détaillé les travaux que nous avons réalisés sur la sensibilité accélérométrique des composants de l'OEO et la dégradation des sources de bruit de phase lors de vibrations.

Nous avons commencé par travailler sur un OEO à 10 GHz double boucle intégré présentant des performances à l'état de l'art au repos (-120 dBc/Hz à 10 kHz). Des mesures de bruit de phase sous vibrations ont dévoilé que cet OEO est très sensible à ce type d'environnement, avec une forte dégradation des performances en bruit de phase (-40 dBc/Hz à 10 kHz). Cet OEO a une sensibilité accélérométrique de l'ordre de 10^{-8} g⁻¹.

Nous avons réalisé un modèle numérique de cet OEO en éléments finis sous CAST3M. Une analyse modale numérique a permis de montrer que de nombreux modes propres étaient présents dans la gamme d'excitation et que la forme de certains entraînait de fortes sollicitations sur des composants critiques. De nombreuses incertitudes persistent dans le modèle. La complexité de cet assemblage de composants optiques et RFs dans une structure qui n'est pas adaptée à une caractérisation expérimentale simple et complète, nous empêche de l'améliorer. Nous avons décidé de poursuivre l'étude à l'échelle des composants en remontant un OEO simple boucle sur un marbre optique de laboratoire avec les mêmes composants.

À partir de ce nouvel OEO, nous avons réalisé des mesures de bruit de phase RF en soumettant un seul composant à la fois à des vibrations, ce qui nous a permis de calculer la sensibilité accélérométrique de notre OEO pour chaque composant. Au cours de ces tests, nous avons porté une attention particulière aux nombreux biais expérimentaux, tels que la position de l'accéléromètre, le serrage des connecteurs RF et les câbles non fixés (RF et fibre optique). Ces tests ont permis de confirmer que la bobine de fibre optique est l'élément critique de l'OEO avec une sensibilité accélérométrique d'environ $3 \cdot 10^{-9}$ g⁻¹ pour une bobine libre et $8 \cdot 10^{-9}$ g⁻¹ pour une bobine en *freestanding*. Cela correspond à une élongation de la boucle entre moins d'un micromètre et plus d'une dizaine de micromètres selon la longueur de fibre dans la bobine pour une accélération de 1 g.

Par ailleurs, ce travail a permis de collecter des informations précieuses sur la sensibilité accélérométrique des autres composants, ce qui n'était pas disponible dans la littérature. Après la bobine de fibre optique, les composants les plus sensibles sont les composants RFs : photodiode, amplificateur RF et filtre RF ($6 \cdot 10^{-10} > \Gamma > 10^{-10}$ g⁻¹). Les composants optiques sont meilleurs avec une sensibilité accélérométrique de $9 \cdot 10^{-11}$ g⁻¹ pour le MZM et $3 \cdot 10^{-11}$ g⁻¹ pour la DFB.

Toutes ces mesures sont à mettre en perspective avec le fait que la sensibilité accélérométrique nécessaire pour que le bruit de phase de l'OEO ne soit pas dégradé est de $2 \cdot 10^{-12}$ g⁻¹. Cela signifie, par exemple, que l'élongation de la bobine de 1 km doit être maîtrisée à l'échelle du nanomètre pour une accélération de 1 g (soit trois ordres de grandeurs de différence avec l'élongation actuelle).

Dans un second temps, nous avons recherché à évaluer l'impact des vibrations sur le niveau de certains bruits qui jouent un rôle dans le bruit de phase de l'oscillateur. Deux contributions ont été évaluées dans ce chapitre : le bruit d'intensité optique dans la liaison optique de l'oscillateur et le bruit de fréquence du laser.

Le premier a été mesuré en fin de liaison optique pour chaque composant optique soumis à des vibrations. Il ressort que les vibrations ont un impact sur le RIN dans tous les composants optiques. En intégrant les mesures de RIN basse fréquence dans le modèle de bruit de phase RF développé par LELIÈVRE [90], nous avons pu calculer un niveau de bruit de phase de l'oscillateur qui ne prend en compte que la dégradation du RIN. Ce bruit simulé a ensuite été comparé avec le niveau de bruit phase mesuré sous vibrations. Grâce à cette comparaison, nous avons établi que les dégradations du bruit de phase lorsque le MZM est sous vibrations proviennent principalement d'une dégradation du bruit d'intensité optique en sortie de composant. Pour la DFB et la bobine de fibre, la dégradation du bruit d'intensité optique ne suffit pas à expliquer la dégradation du bruit de phase.

Le bruit de fréquence optique du laser est aussi largement impacté par les vibrations. En comparant le niveau de bruit phase sous vibrations des mesures et du modèle (intégrant le bruit de fréquence du laser sous vibrations), nous pouvons affirmer que la dégradation du bruit de phase lorsque le laser est sous vibrations est liée à la dégradation de son bruit de fréquence optique (le RIN étant une contribution mineure face à ce dernier).

La conception d'un nouvel OEO pourra s'appuyer sur ces résultats, notamment pour placer les composants les plus sensibles à des positions stratégiques dans l'assemblage. Si le placement est contraint, des systèmes d'amortissement ou de filtrage de certaines fréquences pourront aussi être mis en place sur certains composants. De plus, la partie RF des futurs OEOs pourra par exemple être faite sur circuit intégré, de même que pour la partie optique si les performances le permettent. Pour affiner les résultats, des nouvelles mesures sur les autres axes sont aussi à envisager.

Pour la bobine dans l'OEO intégré, l'élongation du chemin optique est de l'ordre de la dizaine de micromètres pour une accélération de 1 g. Pour avoir une sensibilité accélérométrique de l'ordre de 10^{-10} g^{-1} , il faudrait pouvoir maîtriser cette élongation au niveau de la centaine de nanomètre (environ $\lambda_0/10$ dans notre cas). Une compensation électronique pourrait être mise en place pour gérer ce paramètre, soit avec des déphaseurs (optique ou RF), soit avec un étireur de fibre optique en encore en utilisant les propriétés de dispersion de la fibre optique.

Les résultats sur la sensibilité accélérométrique des bobines nous amènent à nous poser plusieurs questions : pourquoi Γ est différent pour les bobines libres et collées et pourquoi Γ est presque identique pour toutes les bobines collées, bien que leur longueur et leurs dimensions géométriques sont différentes. Le chapitre suivant donne une technique de mesure d'élongation du chemin optique qui permet de répondre à ces questions.

Enfin, ces résultats peuvent aussi permettre d'améliorer d'autres systèmes que les OEOs, notamment les liaisons RFs sur porteuse optique fibrée où la dégradation du bruit d'intensité (provoquée dans les MZM ou même la fibre) peut affecter la qualité

Chapitre 2. Impact des vibrations dans un OEO

de transmission des informations par exemple dans le cas d'un RADAR ou encore de véhicules intégrant ces technologies.

Annexe II

Annexe II

1. Bruit de phase à différents niveaux d'accélération	91
2. RIN à différents niveaux d'accélération	96

Ces annexes présentent des mesures supplémentaire de bruit de phase sous vibrations et de RIN sous vibrations.

1. Bruit de phase à différents niveaux d'accélération

Nous présentons des mesures de bruit de phase réalisées à différents niveaux d'accélération. L'objectif est de voir si la dégradation est linéairement proportionnelle au niveau d'excitation.

Dans les figures, le graphe (a) donne la mesure de bruit de phase sous vibrations et le graphe (b) la mesure d'accélération. Les mesures ont été réalisées pour des accélérations de plus d'un ordre de grandeur de différence. Les valeurs de DSP d'accélération données en légende de chaque courbe correspondent à la moyenne de la DSP entre 100 et 1000 Hz. Le graphe (c) donne la sensibilité accélérométrique pour chaque couple de mesures [8]. Nous nous intéressons principalement à ce dernier graphe.

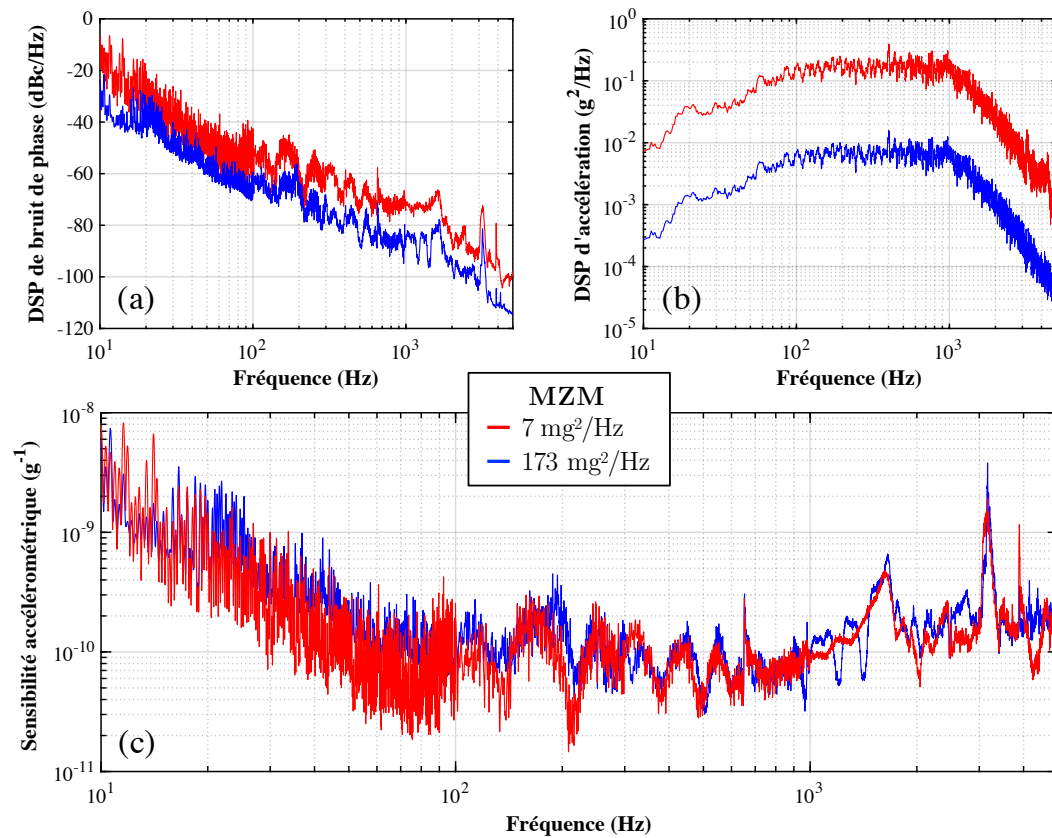


FIGURE 2.30 – (a) Mesure de bruit de phase sous vibrations pour le MZM. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Sensibilité accélérométrique calculée pour chaque couple de mesures.

La figure 2.30 montre que la sensibilité accélérométrique du MZM ne dépend pas du niveau d'excitation. Nous observons tout de même de légers changements de comportements, notamment au-delà de 1 kHz. À forte accélération, les pics de sensibilité sont lissés.

1. Bruit de phase à différents niveaux d'accélération

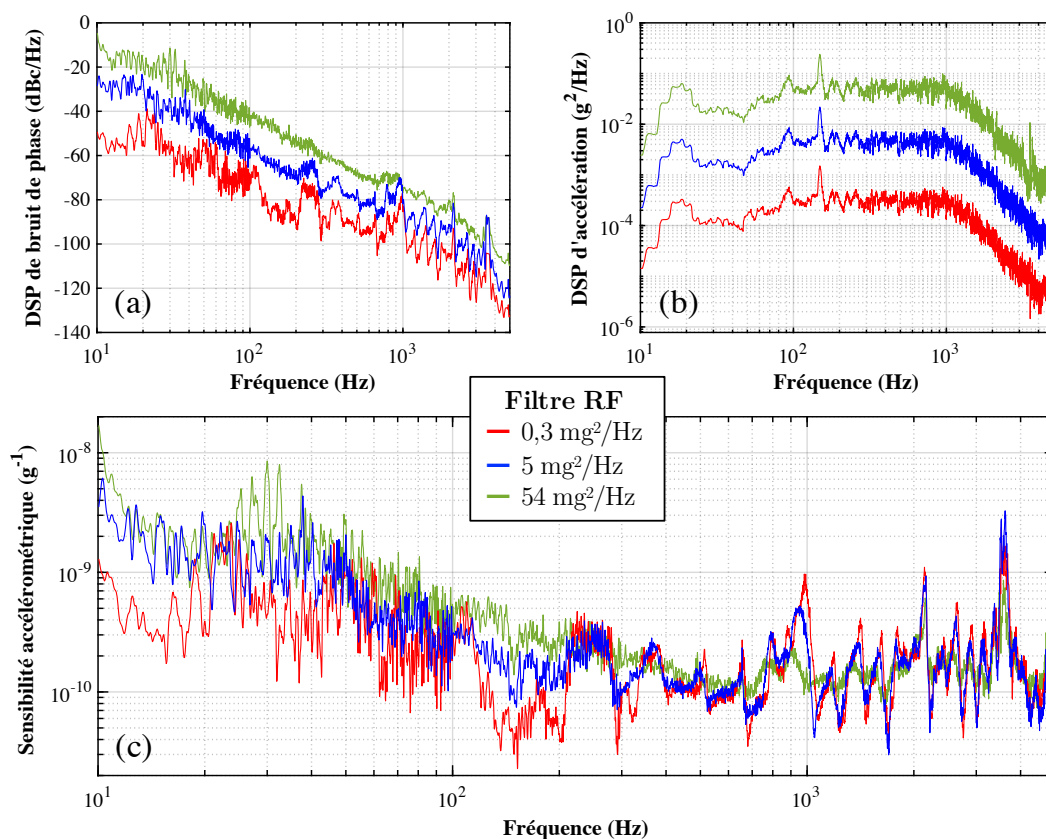


FIGURE 2.31 – **(a)** Mesure de bruit de phase sous vibrations pour le filtre RF. **(b)** Mesure de DSP d'accélération. **(c)** Sensibilité accélérométrique calculée pour chaque couple de mesures.

La figure 2.31 montre les résultats pour le filtre RF. Le comportement est le même que pour le MZM : plus l'accélération est intense et plus les variations de bruit de phase sont lissées. Ce phénomène s'observe sur le graphe (a). Étant donné que nous retrouvons le même comportement sur deux composants RF qui ont des fonctionnements internes très différents, nous pouvons imaginer que les connecteurs RF sont la source de ce comportement.

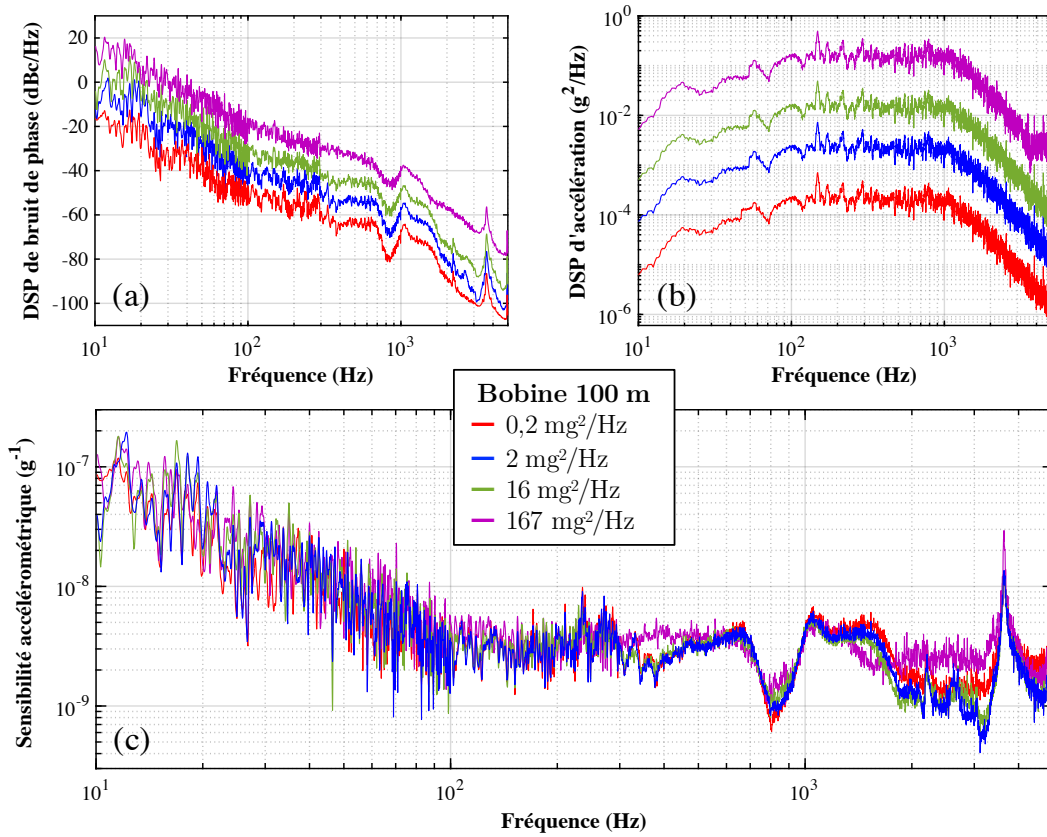


FIGURE 2.32 – **(a)** Mesure de bruit de phase sous vibrations pour la bobine de 100 m. **(b)** Mesure de DSP d'accélération. **(c)** Sensibilité accélérométrique calculée pour chaque couple de mesures.

La figure 2.32 montre les résultats pour le câble de 100 m dans la bobine libre. L'intensité de l'excitation entraîne une très faible variation de la sensibilité accélérométrique sur la bande de mesure. Nous observons de petits changements entre 300 et 400 Hz et au-delà de 2 kHz. Dans cette dernière zone, il semble que plus l'excitation est intense, plus la sensibilité accélérométrique augmente.

1. Bruit de phase à différents niveaux d'accélération

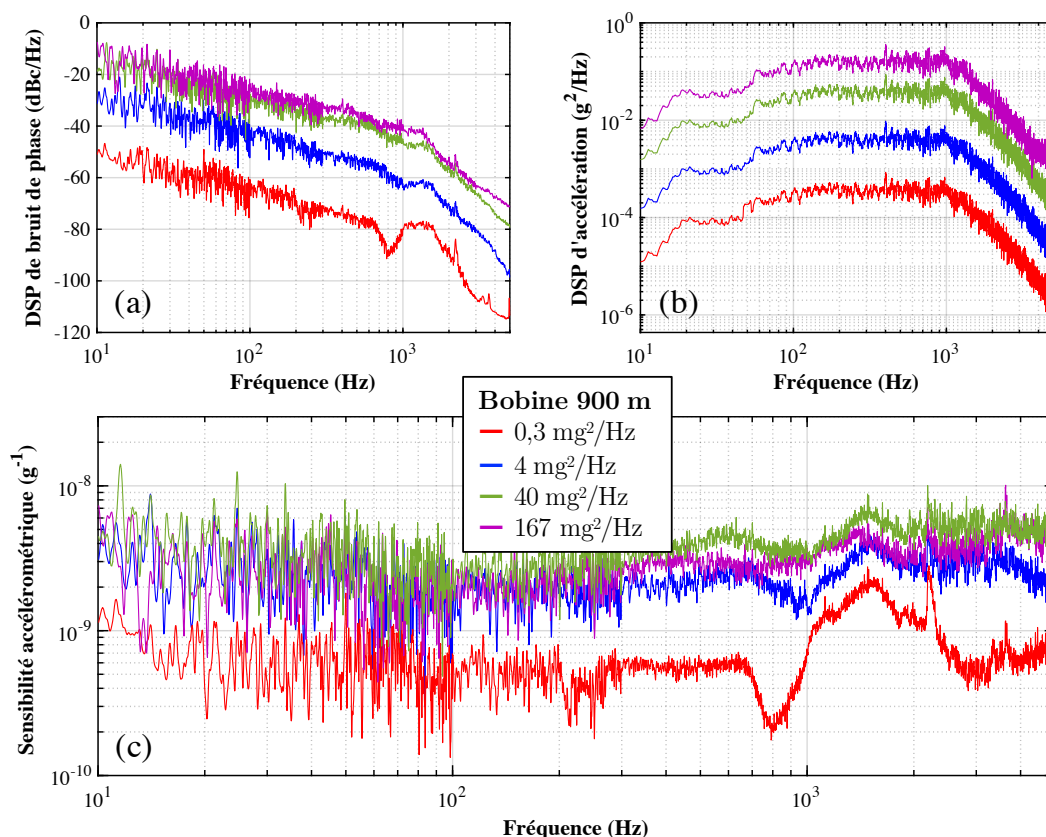


FIGURE 2.33 – (a) Mesure de bruit de phase sous vibrations pour la bobine de 900 m. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Sensibilité accélérométrique calculée pour chaque couple de mesures.

La figure 2.33 montre les résultats pour le câble de 900 m dans la bobine libre. La sensibilité accélérométrique est dépendante de l'intensité de l'excitation. Il y a une différence de presque un ordre de grandeur sur la sensibilité accélérométrique pour une excitation à très faible niveau. Il ne s'agit pas d'un phénomène de saturation car la sensibilité accélérométrique est meilleure à bas niveau d'excitation. L'annexe III.3 explique une partie de ce résultat grâce à une mesure distribuée de l'élongation du chemin optique à plusieurs niveaux d'excitation.

Les composants testés semblent tous avoir des comportements globalement linéaires sauf la fibre optique. Nous avons aussi observé des phénomènes de saturation localement sur la plupart des composants RF testés. Ce dernier point peut provenir des connecteurs RF. Concernant la bobine de 900 m, son comportement non-linéaire peut s'expliquer par deux raisons. Comme nous allons le voir dans l'annexe suivante, la dégradation du RIN sous vibrations n'est pas linéaire pour la fibre optique. De plus, comme le lecteur pourra le voir dans l'annexe III.3, la variation de longueur de la bobine sous différents niveaux d'excitations est aussi non-linéaire.

2. RIN à différents niveaux d'accélération

Nous présentons des mesures de RIN réalisés à différents niveaux d'accélération afin de montrer son comportement linéaire (ou non) face aux excitations, et ce, pour plusieurs composants optiques. Le graphe (a) donne la mesure de RIN et le graphe (b) donne la mesure d'accélération. Les mesures ont été réalisées pour des accélérations de plus d'un ordre de grandeur de différence. Les valeurs de DSP d'accélération données en légende de chaque courbe correspondent à la moyenne de la DSP entre 100 et 1000 Hz. Le graphe (c) donne le rapport entre les deux mesures, sur le même principe que la sensibilité accélérométrique dans les mesures de bruit de phase. Nous nous intéressons principalement à ce dernier graphe.

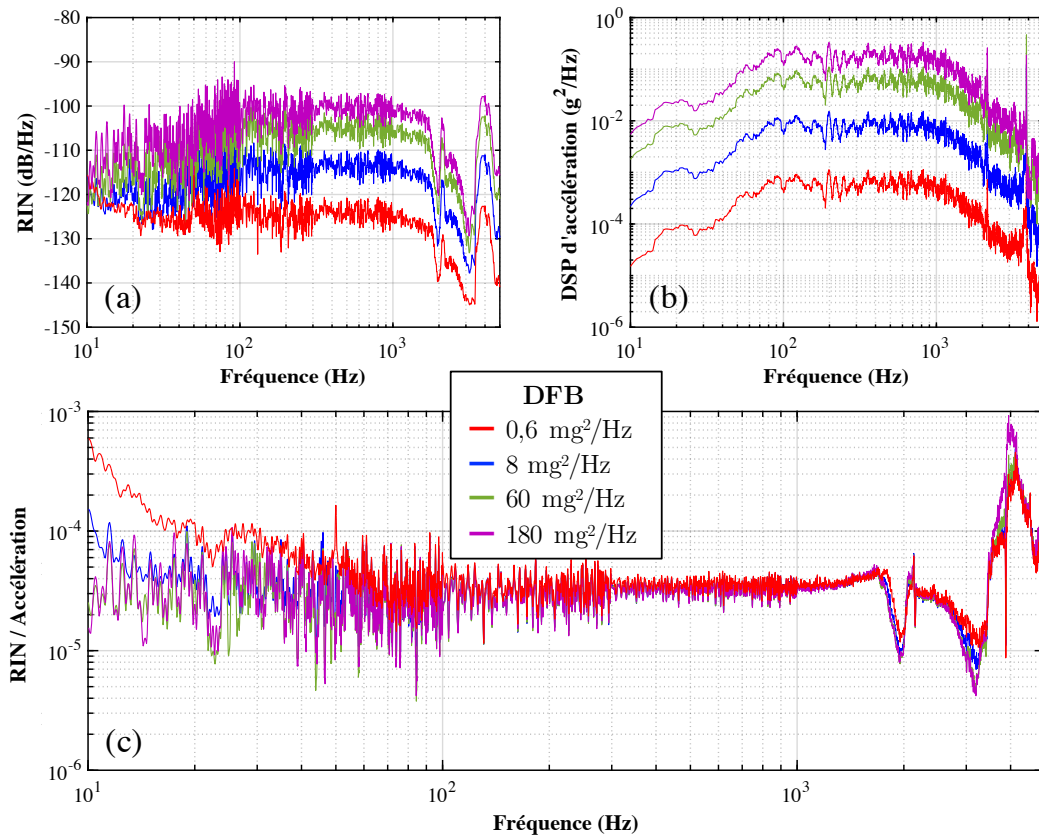


FIGURE 2.34 – **(a)** Mesure de RIN sous vibrations pour la DFB. **(b)** Mesure de DSP d'accélération. **(c)** Rapport entre les mesures de RIN et d'accélération.

La figure 2.34 montre les résultats pour la DFB. Nous observons que le comportement du RIN est linéaire en fonction de l'excitation (le rapport RIN sur accélération est constant). Nous observons de légères variations à basse fréquence. Elles s'expliquent par le fait que l'excitation est trop faible pour dégrader le RIN à ces fréquences (-120 dB/Hz à 10 Hz correspond au plancher de RIN de la DFB comme nous pouvons le voir sur la

2. RIN à différents niveaux d'accélération

figure 2.23). Ce comportement n'étant pas présent dans les mesures sur les autres composants, nous pouvons déduire qu'il s'agit d'un mécanisme propre à la DFB. Cette dernière est la source du bruit d'intensité optique. Il est possible que les vibrations viennent changer certaines de ses caractéristiques (dans la cavité laser ou sur la carte électronique de contrôle) ce qui va affecter le RIN en sortie de manière unique.

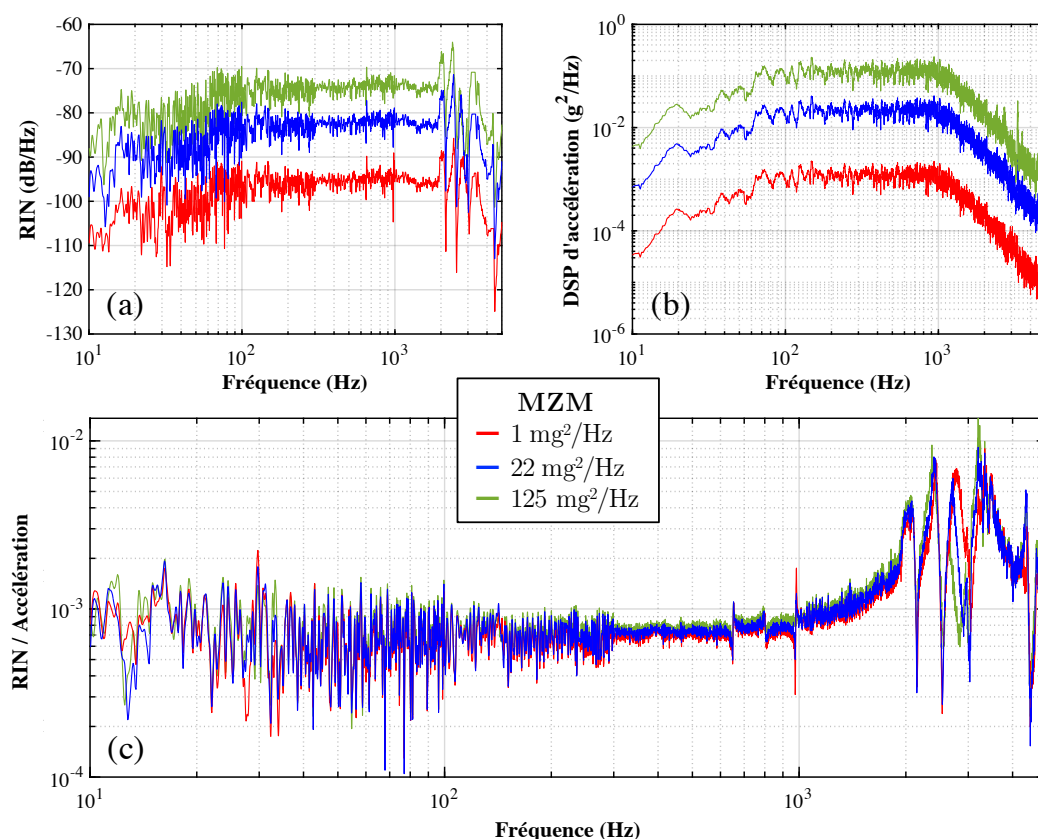


FIGURE 2.35 – (a) Mesure de RIN sous vibrations pour le MZM. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Rapport entre les mesures de RIN et d'accélération.

La figure 2.35 montre les résultats pour le MZM. Nous observons que le comportement du RIN est linéaire en fonction de l'excitation (le rapport RIN sur accélération est constant). Ce résultat est valable pour l'ensemble de la bande de mesure et sur une plage d'excitation assez importante (deux ordres de grandeur de différence entre les mesures à plus faible et plus forte accélération).

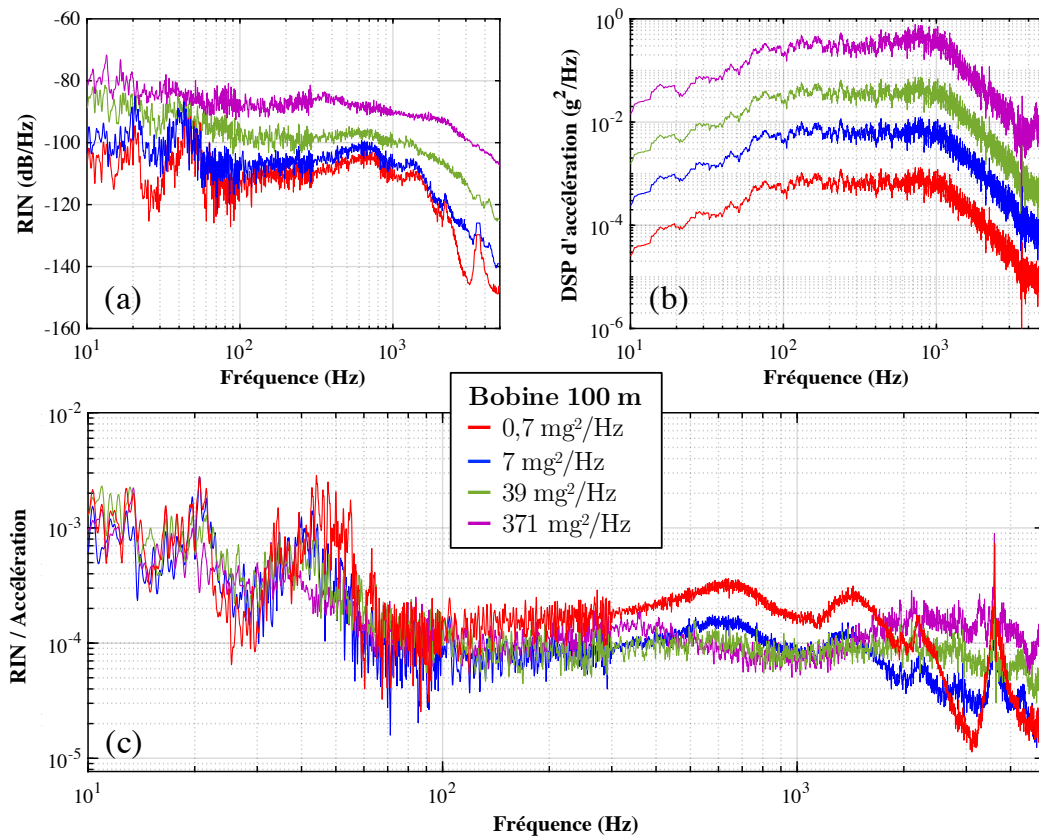


FIGURE 2.36 – (a) Mesure de RIN sous vibrations pour la bobine de 100 m. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Rapport entre les mesures de RIN et d'accélération.

La figure 2.36 donne les résultats pour le câble de 100 m dans la bobine libre. Le comportement de ce composant est moins stable que les précédents, notamment après 2 kHz. Avant 1 kHz, nous observons un phénomène de saturation : la dégradation du RIN évolue moins vite que l'augmentation de l'excitation.

2. RIN à différents niveaux d'accélération

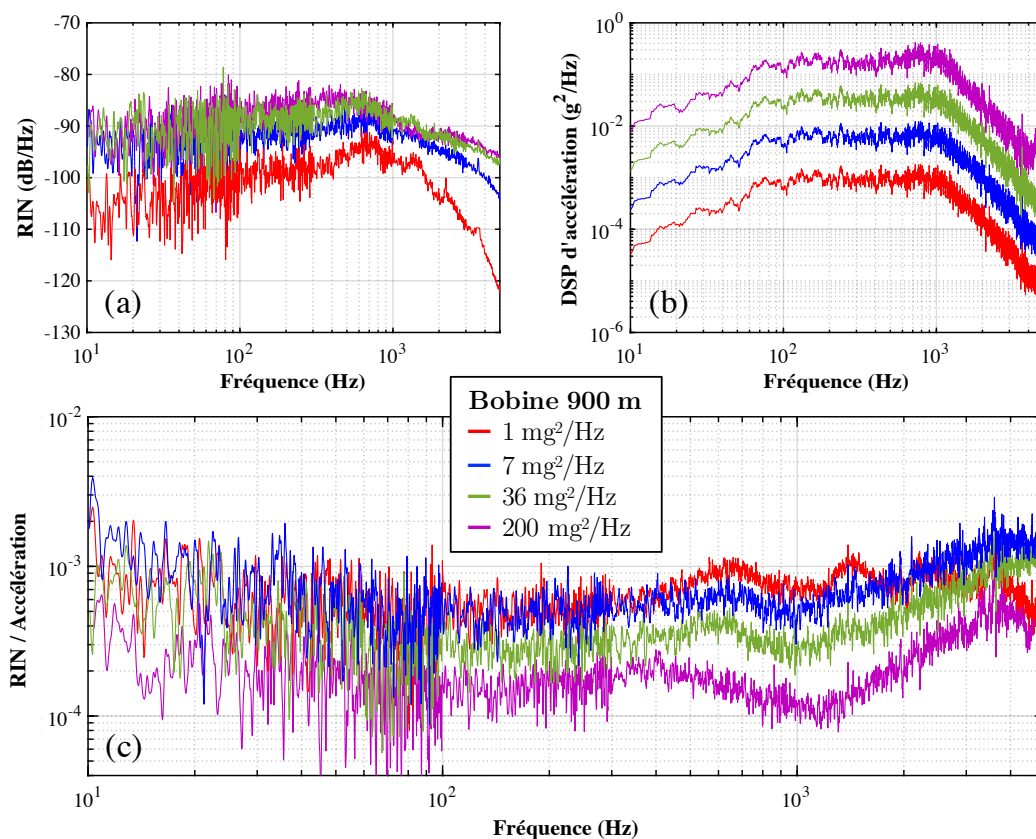


FIGURE 2.37 – (a) Mesure de RIN sous vibrations pour la bobine de 900 m. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Rapport entre les mesures de RIN et d'accélération.

La figure 2.37 donne les résultats pour le câble de 900 m dans la bobine libre. Nous observons ici une saturation de la dégradation du RIN sur l'ensemble de la bande d'excitation. Cette saturation est visible sur le graphe (a) où toutes les courbes s'empilent à -85 dB/Hz alors que les niveaux d'excitation sont bien différents. Cette non-linéarité de la réponse rejoint bien l'hypothèse faite dans la section 2.3.2 : l'augmentation du RIN provient d'une variation du guidage du mode optique. Cette variation est due à des phénomènes de contraction/expansion du cœur et à des changements d'indices de propagation du cœur et de la gaine de la fibre optique.

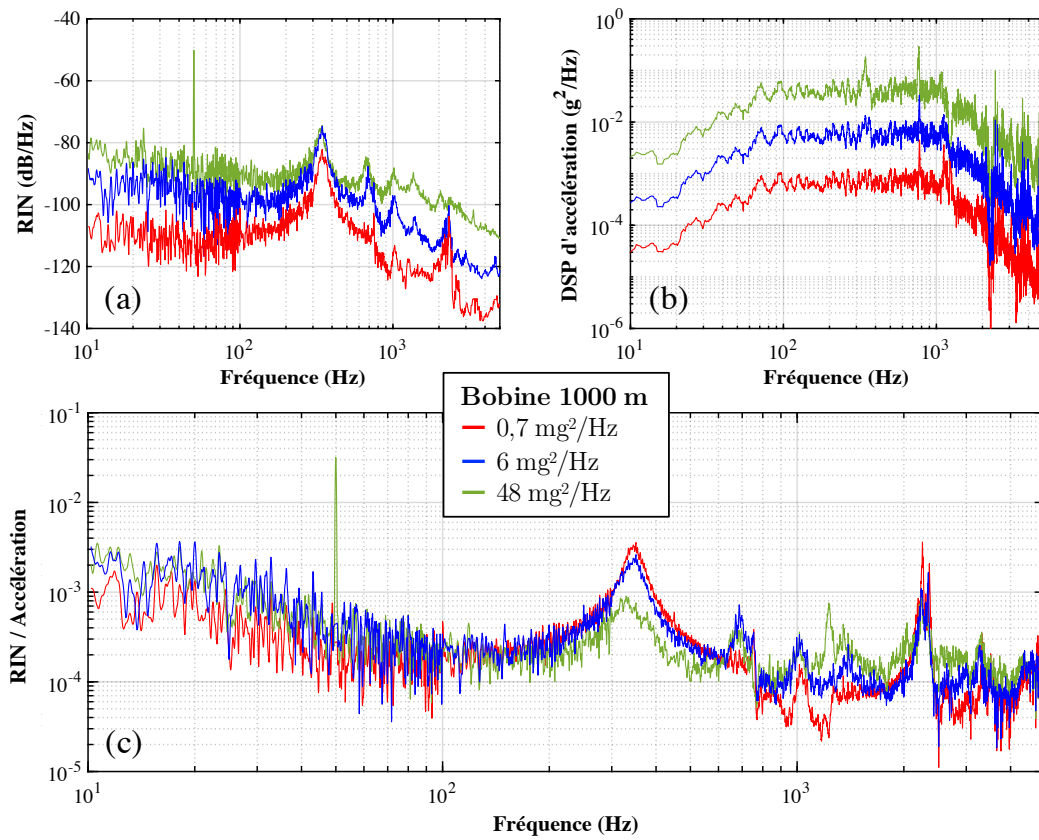


FIGURE 2.38 – (a) Mesure de RIN sous vibrations pour la bobine collée de 1 km. (b) Mesure de DSP d'accélération. (c) Rapport entre les mesures de RIN et d'accélération.

La figure 2.38 donne les résultats pour la bobine de 1 km en *freestanding*. Sur la bande d'amplitude d'excitation testée, le comportement semble linéaire sur l'ensemble de la bande passante. Nous observons un phénomène de saturation autour de 375 Hz (le mode propre du système testé).

Chapitre 3

Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique

Dans ce chapitre, nous présentons une étude sur le composant le plus sensible des OEOs. Nous souhaitons réaliser des mesures de déformation de la bobine pour mieux comprendre son comportement sous sollicitations mécaniques. Nous proposons d'utiliser les technologies de capteur à fibre optique afin d'interroger le comportement des bobines lors de sollicitations mécaniques car elles peuvent répondre aux critères suivants :

- mesure des phénomènes tout au long de la bobine ;
- capteur non-intrusif pour ne pas changer la géométrie, le bobinage ou la réponse de la bobine ;
- essai non-destructif.

Dans un premier temps, nous rappelons quelques généralités sur les bobines de fibre optique. Nous dressons aussi un aperçu des techniques de mesure distribuée et dynamique par capteur à fibre optique.

La deuxième partie du chapitre détaille un système de mesure distribuée et dynamique des déformations par interrogation de fibre optique basé sur le principe de réflectométrie en fréquence sensible à la phase.

Dans la troisième partie, nous présentons les mesures de déformation réalisées avec l'interrogateur sur des bobines soumises à des vibrations. À partir d'un premier test (une bobine de 1 km auto-porteuse), nous détaillons le post-traitement mis en place pour ces mesures et les conclusions que nous pouvons en tirer sur la distribution des déformations. Des tests et résultats sur d'autres bobines (en bobinage libre) ou dans d'autres configurations sont aussi présentés.

Dans la dernière partie, deux modèles numériques EF d'une bobine sont proposés. Le premier permet de modéliser le comportement global du système. Le second approfondit

la modélisation au niveau de la bobine de fibre optique. Les champs de déformation le long de la fibre extraits du second modèle sont comparés à ceux mesurés par l'interrogateur optique.

Sommaire

3.1	Capteur à fibre optique de déformation	104
3.1.1	Généralités sur les fibres optiques	104
	Structure d'une fibre optique	104
	Bobinage	105
3.1.2	Sensibilité de la fibre optique à la déformation	106
3.1.3	Phénomènes de rétrodiffusion	109
	Rayleigh	109
	Brillouin	109
	Raman	110
3.1.4	Systèmes de mesure de phase optique distribuée par rétrodiffusion Rayleigh	110
	<i>Optical Time Domain Reflectometry</i>	111
	<i>Optical Time Domain Reflectometry</i> sensible à la phase par compression d'impulsions	112
	<i>Optical Frequency Domain Reflectometry</i>	113
3.2	Interrogateur φ -OFDR	114
3.2.1	Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré	114
3.2.2	Détection I/Q	116
3.2.3	Interféromètre auxiliaire	116
3.2.4	Interféromètre principal	117
3.2.5	Mesure dynamique de phase optique	119
3.3	Mesures dans des bobines sous vibrations	119
3.3.1	Bobine collée de 1 km	119
	Paramètres de la mesure	121
3.3.2	Analyse temporelle	123
	Amplitude du spectre Rayleigh	123
	Phase du spectre Rayleigh	124
3.3.3	Analyse fréquentielle	128
	Spectre à certaines positions	128
	Spectre de l'essai	128
	Évolution spatiale à certaines fréquences	129
3.3.4	Distribution des déformations	131
3.3.5	Hypothèse sur le comportement de la bobine dans son boîtier	133
3.3.6	Bobine de 900 m	134

3.3.7	Bobine de 100 m	137
3.4	Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier .	141
3.4.1	Modèle global de la bobine et de son boîtier	142
	Paramètres du modèle	142
	Analyse modale numérique	143
3.4.2	Modèle fin de la bobine	144
	Paramètres du modèle	144
	Analyse modale numérique	145
	Champs de déformation	146
	Phase accumulée	148
	Conclusion	150

3.1 Capteur à fibre optique de déformation

3.1.1 Généralités sur les fibres optiques

Depuis plusieurs décennies, les fibres optiques ont pris une place importante dans les réseaux de communication en remplaçant le réseau électrique. Les atouts des fibres sont multiples. Tout d'abord, leurs très faibles pertes à la propagation (dans un câble coaxial, les pertes sont de l'ordre du dB/m à 10 GHz contre 0,2 dB/km dans une fibre optique) permettent la transmission du signal sur des centaines de kilomètres tout en ayant des capacités de transmission très élevées grâce à une bande passante supérieure à 10 GHz/km. De plus, la fibre est insensible aux champs électromagnétiques. Enfin, son poids, sa finesse et son coût de production représentent des atouts majeurs pour son installation, sa distribution et son stockage. Son déploiement à travers le globe a principalement été réalisé au début du XXI^{ème} siècle avec l'ère Internet, notamment pour les connexions intercontinentales par voies sous-marines, puis pour la connexion des professionnels et des particuliers au réseau.

Structure d'une fibre optique

Une fibre optique standard est un guide d'onde cylindrique composé de trois parties (voir figure 3.1) : un cœur, une gaine et une protection (respectivement *core*, *cladding*, *coating* en anglais). Le cœur et la gaine sont en silice. La protection est généralement en acrylate.

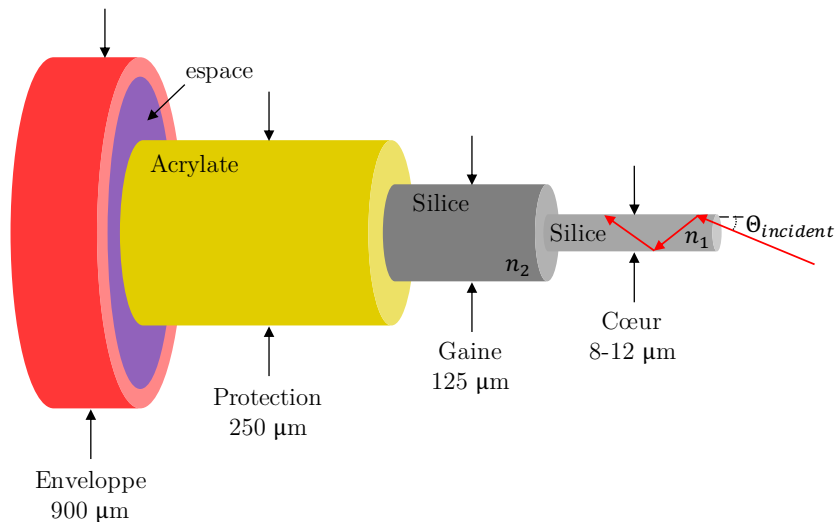


FIGURE 3.1 – Schéma d'une fibre optique monomode standard à 1,5 μm. Le faisceau est représenté en rouge.

Dans ce guide, l'onde électromagnétique est confinée dans le cœur par une réflexion totale du faisceau sous deux conditions : le cœur a un indice de réfraction (noté n_1) plus

3.1. Capteur à fibre optique de déformation

élevé que celui de la gaine (noté n_2) et l'angle du faisceau incident $\theta_{incident}$ est inférieur à un angle θ_{max} (appelé ouverture numérique) qui satisfait la relation suivante :

$$\theta_{max} = \cos^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right). \quad (3.1)$$

Une enveloppe peut être ajoutée autour de la fibre optique. Elle permet de la protéger. Cette enveloppe peut être une simple gaine plastique avec un espace comme représenté dans la figure 3.1. Il est aussi possible de remplir cet espace, avec des fibres de Kevlar¹, par exemple pour améliorer la résistance du câble à certaines contraintes.

Les phénomènes qui entraînent des pertes en intensité lors de la propagation du signal dans la fibre sont imagés dans la figure 3.2.

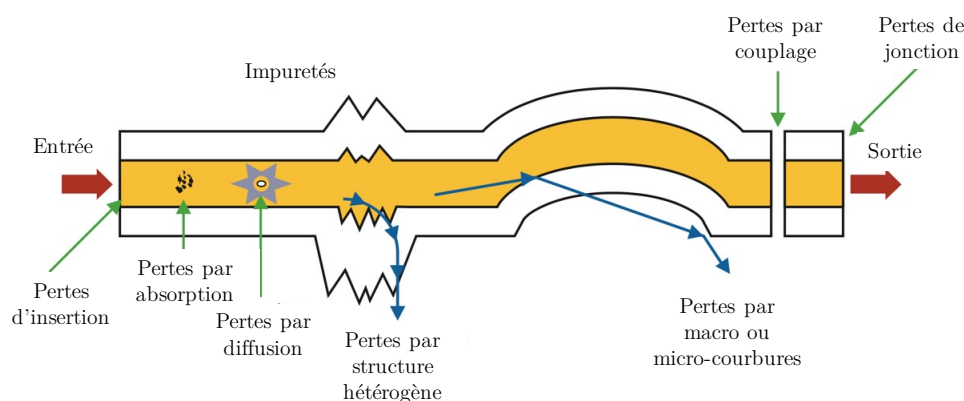


FIGURE 3.2 – Schéma des phénomènes entraînant des pertes d'intensité du signal dans la fibre optique [112].

Les fabricants de fibres optiques proposent une multitude de références avec différentes performances² (faibles pertes, large bande passante, petit rayon de courbure, dopage aux terres rares) pour diverses applications (multi-modes, environnements radiatifs ou corrosifs, capteurs).

Les OEOs utilisent des longueurs de fibre optique de l'ordre du kilomètre. Pour gagner en compacité, une fibre optique avec le plus petit diamètre est donc privilégiée (comme dans les gyroscopes à fibre³).

Bobinage

La fibre est généralement stockée sur des bobines. Nous ne nous intéressons pas à des bobines de stockage, mais à des bobines plus techniques telles que celles utilisées dans les applications où la fibre sert de ligne à retard (comme dans notre OEO ou dans des systèmes interférométriques tels que les gyroscopes à fibre optique [113]) et

1. www.dupont.com/products/dupont-kevlar-fiber.html
2. www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/OFC006-AEN.pdf.
3. www.ixblue.com/wp-content/uploads/2021/12/ixbluephotonicspmfibers_1.pdf

qui nécessitent plusieurs centaines de mètres, voire plusieurs kilomètres de fibre. Pour que ces longueurs restent compactes et puissent être embarquées, elles sont bobinées sur des mandrins ou bien collées en une structure auto-porteuse (ou *freestanding* en anglais [114]). La taille et la forme des mandrins, les dimensions et l'agencement des fibres sont rigoureusement sélectionnés afin d'obtenir des bobines spécifiques à chaque application.

Le bobinage de la fibre peut se faire de différentes manières. Tout d'abord, il peut être libre ou ordonné. La grande majorité des bobines présente un bobinage ordonné, c'est-à-dire que la fibre suit un chemin précis d'un tour à l'autre. Le bobinage hexagonal compact est le bobinage le plus standard : chaque tour de fibre est au plus près du précédent et lorsque la première couche sur le mandrin est remplie, la couche supérieure est alors positionnée en quinconce [115] et ainsi de suite pour chaque couche supérieure. D'autres types de bobinages peuvent être réalisés en fonction des besoins : par exemple le bobinage quadri-polaire [116] qui est utilisé dans les gyroscopes à fibre. Cette technique permet de minimiser les variations de longueur totale causées par des contraintes thermiques [117–119].

Nous pouvons donc nous demander si un type spécifique de bobinage permettrait d'annuler les contraintes mécaniques dans notre cas d'étude. Des mandrins avec des systèmes de double bobinage en opposition ont été proposés dans la littérature [71, 72]. La géométrie des mandrins est optimisée grâce à un modèle numérique EF [73] afin que la déformation totale soit nulle. Les hypothèses utilisées pour les dimensionner (comportement homogène, modèle reliant les sollicitations mécaniques et l'élongation) sont assez fortes. Leurs performances restent à démontrer et leurs dimensions n'en font pas des objets qui peuvent être embarqués.

Durant le bobinage, un soin particulier est apporté à la tension de la fibre [120, 121]. La plupart des bobinages étant réalisés automatiquement, cette tension est plutôt bien maîtrisée, mais ce n'est pas le cas pour les bobines réalisées à la main (comme les bobines quadri-polaires).

Les bobines auto-porteuses sont des bobines ordonnées où une résine a été ajoutée entre chaque couche au moment du bobinage. Une fois le bobinage terminé, le mandrin est retiré. On obtient ainsi un cylindre composé de fibre et de résine. Typiquement, ces bobines font entre 5 et 10 cm de diamètre avec une hauteur de l'ordre du centimètre. En utilisant des fibres avec des diamètres de 130 μm (protection incluse), ces bobines peuvent embarquer plusieurs centaines de mètres de fibre optique dans des volumes inférieurs à 0,2 L.

3.1.2 Sensibilité de la fibre optique à la déformation

Avec le déploiement de la fibre optique, de nombreuses études ont été consacrées à la sensibilité des fibres optiques à leur environnement (température, pression, déformation, acoustique, accélération...). Ces éléments viennent perturber le signal transmis et peuvent modifier l'intensité [122], la polarisation [123], la phase [124], le temps de

3.1. Capteur à fibre optique de déformation

propagation [125], le spectre optique [126] ou encore la cohérence [127] du signal. Si le signal transmis est sensible aux perturbations, alors il peut aussi servir à mesurer ces perturbations et donc devenir un capteur [128].

Dans notre cas, nous nous intéressons aux capteurs capables de détecter et de quantifier des variations de longueurs de fibre (la déformation étant une variation de longueur relative).

En 1978, BUTTER et HOCKER proposent un capteur de déformation par mesure de phase optique [129]. Ces deux grandeurs sont liées entre elles par l'équation suivante (en considérant que l'influence de la déformation sur la dispersion du mode optique dans le guide est négligeable) :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda} \varepsilon L \left(1 - \frac{n^2}{2} [(1 - \nu)P_{12} - \nu P_{11}]\right), \quad (3.2)$$

avec n l'indice de propagation, λ la longueur d'onde du signal, ε la déformation mécanique dans l'axe de propagation de la fibre sur l'ensemble de la fibre, L la longueur de fibre, ν le coefficient de Poisson de la fibre, P_{11} et P_{12} les coefficients élasto-optiques de la fibre optique (ou coefficient de Pockels) [130].

La déformation provoque une variation de phase optique par le biais de deux phénomènes :

- $\frac{2\pi n}{\lambda} \varepsilon L$: une élongation mécanique de la fibre ;
- $-\frac{2\pi n}{\lambda} \varepsilon L \left(\frac{n^2}{2} [(1 - \nu)P_{12} - \nu P_{11}]\right)$: une élongation du chemin optique causée par une variation de l'indice de propagation.

Ce modèle permet de mesurer une élongation du chemin optique en mesurant la phase du signal en sortie de fibre. Il est couramment utilisé dans les capteurs à fibre optique [131, 132]. Son principal défaut est que les variations de la déformation le long du parcours de la fibre ne sont pas prises en compte et que les déformations radiales sont uniquement provoquées par l'effet de Poisson.

Quelques années plus tard, SIRKIS affine le modèle [110, 133] en incluant les deux éléments suivants :

- les champs de déformation orthogonaux à l'axe de propagation de la fibre ;
- l'intégrale des champs de déformation en suivant l'abscisse curviligne de la fibre (notée s ici) ;

En considérant également que les termes de dispersion sont négligeables, on a :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda} \int_0^L [\varepsilon_T(s) - \frac{n^2}{2} \left(\frac{1}{2}(P_{11} + P_{12})(\varepsilon_{N1}(s) + \varepsilon_{N2}(s)) + \varepsilon_T(s)P_{11}\right)] ds, \quad (3.3)$$

avec $\varepsilon_T(s)$ le champ de déformation mécanique dans l'axe de propagation de la fibre, $\varepsilon_{N1}(s)$ et $\varepsilon_{N2}(s)$ les champs de déformation mécanique orthogonaux à l'axe de propagation de la fibre.

En développant et en isolant les constantes devant chaque champ de déformation, on obtient :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda} \int_0^L \left[\varepsilon_T(s) \left(1 - \frac{n^2}{2} P_{11}\right) - \frac{n^2}{4} (P_{11} + P_{12})(\varepsilon_{N1}(s) + \varepsilon_{N2}(s))\right] ds, \quad (3.4)$$

Chapitre 3. Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique

avec $n = 1,47$ pour une fibre à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$, $0,113 < P_{11} < 0,116$ et $0,252 < P_{12} < 0,255$. Les bornes de P_{11} et P_{12} proviennent de [130] et [134]. Ces valeurs sont mesurées pour une fibre monomode standard. Elles sont plus basses que celles utilisées parfois dans la littérature ($P_{11} = 0,121$ et $P_{12} = 0,270$ [131]) et qui sont celles de la silice pure.

Après application numérique, on obtient :

$$\Delta\phi \approx \frac{2\pi n}{\lambda} \int_0^L [0,875\varepsilon_{TT}(s) - 0,198(\varepsilon_{N1}(s) + \varepsilon_{N2}(s))] ds. \quad (3.5)$$

La contribution du champ ε_T est donc environ quatre fois plus importante que celle de ε_{N1} ou de ε_{N2} .

La température a le même effet que la déformation, elle entraîne une variation de longueur du chemin optique [135]. Nous souhaitons faire des mesures dynamiques avec des sollicitations à plusieurs centaines de hertz, la température varie beaucoup plus lentement. Nous pouvons donc considérer que dans nos mesures, les effets liés à la température sont négligeables, c'est pourquoi les effets de la température ne sont pas décrits dans les modèles présentés plus haut.

Cette relation entre phase optique et déformation est une opportunité pour mesurer l'élongation de la fibre optique lorsqu'elle est soumise à des sollicitations mécaniques. En effet, en réalisant une mesure de phase optique en fin de fibre, nous pouvons directement calculer la variation de temps de parcours (i.e. l'élongation du chemin optique) de la lumière dans la fibre. L'avantage de cette technique est qu'elle est totalement transparente vis-à-vis de notre système d'étude : il n'y a pas besoin d'instrumenter la bobine avec des capteurs supplémentaires (accéléromètres ou jauges de déformation) qui auraient perturbé la réponse du système. De plus, nous pouvons réaliser des mesures à des endroits qui n'auraient pas pu être instrumentés.

En réalisant une mesure de phase optique en plusieurs points, nous mesurons l'intégrale des champs de déformation le long du parcours de la fibre. Une mesure distribuée permettrait donc de mieux comprendre le comportement de la bobine sous sollicitations mécaniques et de quantifier l'élongation du chemin optique.

Une mesure quasi distribuée peut être réalisée en inscrivant plusieurs réseaux de Bragg (ou FBG pour *Fiber Bragg Grating* en anglais) dans une fibre. Bien qu'ils présentent de nombreux avantages et des capacités de mesure dynamique qui ne sont plus à prouver [136], nous ne nous sommes pas tournés vers cette technologie car elle présente plusieurs inconvénients insurmontables pour notre étude :

- la résolution spatiale est fixée par l'écart entre deux FBGs.
- les FBGs ne peuvent pas être inscrits dans la fibre une fois qu'elle est bobinée.
- pour avoir une résolution spatiale suffisante sur plusieurs centaines de mètres, le nombre de FBGs est très important et donc le coût de fabrication d'une bobine entièrement instrumentée est très élevé.

Pour la mesure distribuée, nous avons besoin d'une information de phase optique le long de la fibre, pour cela, nous pouvons nous appuyer sur les phénomènes de rétrodiffusion naturellement présents dans la fibre optique. Ces phénomènes sont décrits dans le paragraphe suivant.

3.1.3 Phénomènes de rétrodiffusion

Dans la fibre optique, trois mécanismes de diffusion de la lumière sont présents : les diffusions Rayleigh, Brillouin et Raman (voir figure 3.3). La diffusion est omnidirectionnelle (voir figure 3.3). La plupart de la lumière diffusée est perdue dans la gaine car les faisceaux ne satisfont plus la condition de guidage de l'équation 3.1. Seule une partie guidée dans le sens inverse du faisceau incident et revenant vers l'entrée est rétrodiffusée. La puissance rétrodiffusée est donc très faible.

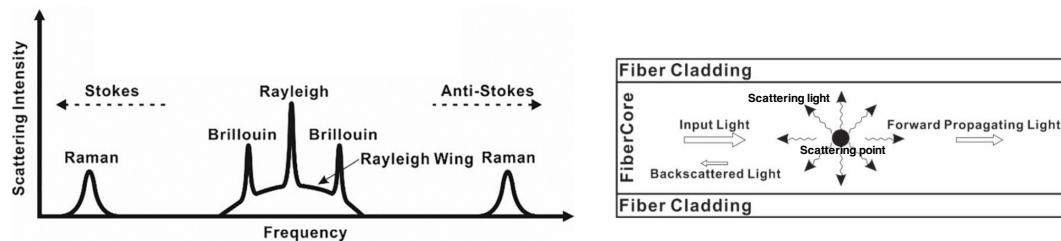


FIGURE 3.3 – À gauche : schéma d'un spectre de rétrodiffusion spontanée d'une fibre optique, à droite : schéma du phénomène de diffusion dans une fibre [137].

Il s'agit de phénomènes spontanés et aléatoires pour certains ou stimulés pour d'autres. Souvent considérés comme indésirables car ils limitent la transmission optique, ils sont causés par des variations locales des propriétés de la fibre optique. Nous présentons ci-dessous les trois phénomènes de rétrodiffusion de manière succincte.

Rayleigh

La diffusion Rayleigh est la principale source des pertes optiques dans les fibres. Elle est provoquée par de petits changements d'indices de réfraction dans la fibre optique. Ces variations sont causées par des disparités de température au moment de la solidification de la silice [138].

La diffusion Rayleigh est un phénomène de rétrodiffusion élastique : la longueur d'onde du signal après la diffusion est la même que celle du signal incident. L'amplitude du signal de rétrodiffusion est proportionnelle à l'intensité incidente.

Brillouin

La rétrodiffusion Brillouin a été prédite en 1922 par BRILLOUIN [139]. Il s'agit d'un phénomène opto-acoustique : la propagation du faisceau à forte puissance dans la fibre produit une onde acoustique. Cette onde progressive perturbe localement l'indice de réfraction du milieu, créant ainsi un réseau d'indices. Il en résulte un processus inélastique de diffusion de la lumière. Le faisceau rétrodiffusé est décalé en fréquence par le réseau. Ce décalage est égal à la fréquence de l'onde acoustique (typiquement entre 1 et 10 GHz). Cette fréquence est sensible à la température et à la déformation de la fibre optique. La principale difficulté dans la mise en place des systèmes sensibles à ce phénomène est le

besoin de forte puissance pour stimuler la rétrodiffusion, ce qui peut faire apparaître des phénomènes non-linéaires lors de la propagation du faisceau dans la fibre.

Raman

La diffusion Raman dans les fibres optiques a été mise en évidence pour la première fois par RAMAN en 1928 [140]. Il s'agit d'un phénomène inélastique dans lequel le faisceau d'incidence échange de l'énergie avec le milieu. Cet échange d'énergie produit une variation de la fréquence du faisceau lors de la diffusion. Ce décalage Raman est défini par l'écart entre les différents niveaux d'énergie de l'élément traversé (ce qui peut permettre d'analyser le matériau diffusant). Dans les fibres optiques, ce décalage est de l'ordre de 13 THz.

La rétrodiffusion Raman est majoritairement sensible à la température et est faiblement impactée par les sollicitations mécaniques [141]. 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 [142, 143].

La difficulté majeure de l'exploration de cet effet pour les mesures est le niveau d'intensité rétrodiffusé qui est extrêmement faible. Pour cela, des lasers de grandes puissances optiques, des photodétecteurs de haute sensibilité et des filtres passe-bandes à grande finesse spectrale sont utilisés [144].

Finalement, nous avons choisi d'utiliser la rétrodiffusion Rayleigh car il s'agit d'une rétrodiffusion élastique (sans changement de longueur d'onde), naturellement présente dans les fibres optiques sans avoir besoin de chercher à la provoquer et qui ne requiert pas de haute puissance optique. Pour mesurer le comportement des bobines, il faut que le système de détection satisfasse les critères suivants :

- une longueur de fibre interrogeable de l'ordre du kilomètre ;
- une bande passante supérieure à 4 kHz pour contenir la bande d'excitation VITA ;
- une résolution spatiale inférieure à 50 cm pour avoir un point de mesure par tour dans une bobine.

3.1.4 Systèmes de mesure de phase optique distribuée par rétrodiffusion Rayleigh

Les quarante dernières années ont vu un nombre incroyable d'avancées sur les capteurs à fibre optique tirant parti de la rétrodiffusion Rayleigh [145]. Nous présentons ici deux techniques de mesure de phase optique distribuée et dynamique utilisant la rétrodiffusion Rayleigh. Ces techniques permettent une mesure distribuée, mais il faut rappeler que la mesure intégrée est réalisable grâce à un interféromètre [146]. Nous avons mis en place cette dernière en tant que technique de référence pour comparer les performances et la précision des mesures avec les systèmes distribués (voir annexe III.1). Nous préférons nous tourner vers les techniques décrites ci-dessous car elles présentent plusieurs avantages :

- une mesure distribuée qui inclut la mesure intégrée et qui permet de comprendre le comportement local et global de la bobine testée ;
- l'interféromètre a besoin d'un bras de référence totalement au repos, ce qui est difficile si, comme dans notre cas, une grande longueur de fibre est testée et que l'on vise des systèmes qui ont vocation à être embarqués.

Optical Time Domain Reflectometry

La réflectométrie optique dans le domaine temporel, ou OTDR (pour *Optical Time Domain Reflectometry* en anglais) a été proposée par BARNOSKI et JENSEN en 1976 [147]. L'OTDR est une mesure de télémétrie dans une fibre optique. Elle repose sur la génération d'une impulsion optique. L'impulsion parcourt la fibre et est rétrodiffusée naturellement ou artificiellement par des FBGs ou encore des connecteurs. En faisant une corrélation croisée entre une image de la rétrodiffusion au repos et sous sollicitations (thermiques ou mécaniques), il est possible de détecter des variations de temps de vol dans la fibre. Une mesure est réalisée à chaque impulsion, il est donc possible de faire des mesures à très haute cadence.

Dans la fibre, chaque position z correspond à un temps de propagation de l'impulsion dans la fibre. La durée de l'impulsion $\tau_{\text{impulsion}}$ définit la résolution spatiale δz de la mesure telle que :

$$\delta z = \frac{c}{2n} \tau_{\text{impulsion}}, \quad (3.6)$$

La facteur 2 signifie ici que l'impulsion parcourt la fibre dans un sens puis dans l'autre une fois rétrodiffusée. Pour avoir une résolution spatiale très fine, il faut donc une impulsion très courte. Nous recherchons une résolution spatiale plus petite que 50 cm, ce qui nécessite une impulsion d'environ 3 ns.

Le rapport signal sur bruit (SNR pour *Signal to Noise Ratio* en anglais) de la mesure est proportionnel à la puissance optique rétrodiffusée détectée par la photodiode. À une position z , la fraction de la puissance optique rétrodiffusée s'écrit [137] :

$$P(z) = \frac{c\tau_{\text{impulsion}}}{2n} \eta \alpha_s(z) P_0 \exp\left(\int_0^z \alpha(x) dx\right), \quad (3.7)$$

où P_0 est la puissance moyenne d'entrée injectée dans la fibre, α_s le facteur d'atténuation de la rétrodiffusion Rayleigh, α le facteur d'atténuation global qui comprend les pertes par rétrodiffusion Rayleigh et les pertes par absorption, et η l'efficacité de collection de la lumière diffusée par la fibre en fonction de son indice de réfraction, du diamètre du mode optique et de l'ouverture numérique. Contrairement à l'équation 3.6, pour améliorer le SNR il faut augmenter la durée de l'impulsion.

Ce compromis entre résolution spatiale et SNR tend au final vers une augmentation de l'amplitude de l'impulsion, ce qui peut provoquer l'apparition de non-linéarités dans la propagation du signal dans la fibre optique [148].

Une des premières mesures dynamiques de déformation dans la fibre a été réalisée par PARK [149] avec un système OTDR sensible à la phase (φ -OTDR) [150]. Depuis, de

nombreux systèmes ont démontré des caractéristiques prometteuses pour la mesure de déformation distribuée et dynamique. Par exemple MASOUDI et al. ont interrogé 1 km de fibre optique avec une résolution spatiale de 2 m et une fréquence de vibration maximale dans la fibre de 5 kHz grâce à un système φ -OTDR [151]. De même, MARTINS et al ont publié des mesures de déformations dans une fibre de 1,25 km avec une résolution spatiale de 5 m à 39,5 kHz [152]. L'OTDR basé sur les rétrodiffusions Raman [153] et Brillouin [154] a aussi montré des performances intéressantes, mais, comme précisé avant, nous ne nous y intéresserons pas dans ce manuscrit. Les systèmes ci-dessus présentent des bandes passantes et des longueurs d'interrogation en accord avec nos besoins mais la résolution spatiale est trop grande (généralement supérieure au mètre).

Optical Time Domain Reflectometry sensible à la phase par compression d'impulsions

Dans un premier temps, nous nous sommes tournés vers une solution de type OTDR sensible à la phase et avec une technique de compression d'impulsions appelée CP φ -OTDR [155, 156] pour *Chirped Pulse* en anglais. Les impulsions sont créées par une boucle à décalage de fréquence (ou boucle Talbot) [157].

Cette technique permet d'atteindre des résolutions spatiales bien meilleures que celles des systèmes OFDR standards (voir section suivante). La résolution de la mesure n'est plus liée à la durée de l'impulsion mais à son contenu spectral. Le montage que nous avons utilisé a été mis en place à TRT par BILLAULT [155] au cours de sa thèse. L'interrogateur a une cadence de rafraîchissement très élevée (4,35 MHz, une mesure toutes les 230 ns) et permet d'interroger 23 m de fibre optique (distance parcourue par l'impulsion en 230 ns), avec une résolution spatiale de 5 cm (impulsion avec 2 GHz de bande instantanée).

Nous avons réalisé une preuve de concept avec ce système [158]. Dans un premier essai, nous avons créé une modulation de phase grâce à deux systèmes : d'une part un modulateur de phase électro-optique et d'autre part grâce à un étireur piézoélectrique. L'ordre de grandeur de la modulation de phase créée par ces transducteurs est connu à l'avance grâce aux fiches techniques. Une mesure est réalisée avec le CP φ -OTDR et une seconde avec un interféromètre de type Mach-Zehnder qui sert de référence. La comparaison entre ces deux mesures a permis de valider la qualité et la précision des mesures de phase accumulée (i.e. d'élongation du chemin optique). Dans un second essai, nous soumettons une quinzaine de mètres de fibre optique bobinée à la main sur un mandrin à des vibrations (4,5 kHz). Le système fournit une mesure de variation de phase distribuée. Ces résultats sont donnés dans l'annexe III.2.

Une amélioration du montage peut être faite pour descendre la fréquence de rafraîchissement et ainsi augmenter la longueur de la fibre interrogée. Le problème majeur de ce système est que le contenu spectral de l'impulsion est de plusieurs gigahertz et que nous avons besoin d'un système d'acquisition avec :

- une fréquence d'échantillonnage au moins deux fois supérieure à la bande instantanée de l'impulsion ;

- une profondeur de mémoire suffisante pour acquérir des signaux de plusieurs centaines de millisecondes (temps minimal d'acquisition pour la limite basse de la bande passante d'excitation : 10 Hz).

N'ayant pas de système d'acquisition capable de répondre à ces critères, nous ne nous sommes pas tournés vers cette technique de mesure.

Optical Frequency Domain Reflectometry

Dans le même temps, l'OFDR (*Optical Frequency Domain Reflectometry* en anglais) a aussi démontré des capacités exceptionnelles pour la mesure de déformation hautement résolue, notamment avec des technologies sensibles à la phase (φ -OFDR) [159, 160].

L'OFDR repose sur la modulation de fréquence optique d'un laser continu, appelé *chirp* en fréquence. On parle de technologie FMCW, pour *Frequency Modulated Continuous Wave* en anglais. Le motif de cette modulation, aussi appelé forme d'onde, est répété selon une période T_{mod} . La fréquence du laser est linéairement modulée sur une bande Δf . Une mesure est réalisée à chaque modulation. Le taux de *chirp*, noté γ , correspond à la pente temporelle de la modulation de fréquence du laser. Il est donné par :

$$\gamma = \Delta f / (T_{mod}/2). \quad (3.8)$$

Toutes ces grandeurs sont illustrées dans la figure 3.4(b).

La résolution spatiale δz de la mesure est dépendante de l'amplitude de la modulation du laser, telle que [161] :

$$\delta z = \frac{c}{2n} \frac{1}{\Delta f}, \quad (3.9)$$

L'OFDR a longtemps été utilisé pour des mesures statiques, mais des systèmes dynamiques ont fait leur apparition dernièrement. Par exemple, les interrogateurs de chez LUNA sont aujourd'hui capables d'interroger plusieurs dizaines de mètres de fibre avec des résolutions spatiales parfois sub-millimétriques et des fréquences de rafraîchissement de l'ordre de la centaine de Hertz [162]. Afin d'interroger de plus grandes longueurs de fibre, WANG et al. ont réalisé un *time-gated* OFDR [163] (équivalent du CP-OTDR). Ce système est capable d'interroger jusqu'à 40 km de fibre optique avec une résolution spatiale de 3,5 m et 2 kHz de fréquence de rafraîchissement. En utilisant l'OFDR et des fibres intégrant des FBG, WADA et al. ont pu faire une analyse modale expérimentale d'une pale d'hélicoptère [164]. Ils interrogent une fibre d'une vingtaine de mètres à 150 Hz avec une résolution spatiale de 1 mm.

TRT dispose d'un interrogateur φ -OFDR capable d'interroger plusieurs kilomètres de fibre optique avec une résolution spatiale inférieure à 50 cm à plusieurs kilohertz [165, 166]. Au vu des capacités et de la flexibilité de cet interrogateur, nous avons décidé de l'utiliser pour mesurer les déformations à l'intérieur d'une bobine de fibre optique soumise à des vibrations. Une présentation de la technologie φ -OFDR via la description de cet interrogateur est donnée dans la section suivante.

3.2 Interrogateur φ -OFDR

L'architecture de l'interrogateur est schématisée dans la figure 3.4(a). Nous l'appellerons aussi simplement DAS (pour *Distributed Acoustic Sensor* en anglais). Les choix techniques, le montage et le traitement des données brutes ont été réalisés durant la thèse de ARPISON [165].

La source laser agile en fréquence (ou TLS pour *Tunable Laser Source* en anglais) a été développée à TRT [167]. Sa longueur d'onde centrale est 1535 nm et la puissance en sortie d'environ 10 mW. Le bruit de phase de ce laser est inférieur à -110 dBc/Hz à 1 MHz, ce qui correspond à une largeur de raie instantanée de moins de 100 Hz.

Dans le système présenté, la forme d'onde est un triangle avec un rapport cyclique de 50 % (voir figure 3.4(b)). Nous exploitons uniquement le front montant de la modulation, car le post-traitement des mesures a été mis en place pour un seul front à ce jour.

3.2.1 Interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré

Après la TLS, la deuxième brique technologique de l'OFDR est un interféromètre déséquilibré (ou UMZI pour *Unbalanced Mach-Zehnder Interferometer* en anglais). Nous décrivons ici le fonctionnement d'un interféromètre déséquilibré en transmission. Le champ optique émis par la TLS durant un front montant, pour une modulation parfaitement linéaire, s'écrit :

$$E(t) = E_0(t) \exp(i(2\pi f_0 t + \pi \gamma t^2) + \phi(t)), \quad (3.10)$$

où $E_0(t)$ est l'amplitude du champ optique, f_0 la fréquence centrale du laser sans modulation, γ est le taux de chirp et est égal à $\Delta f / (T_{mod}/2)$ et $\phi(t)$ une phase aléatoire.

Dans un UMZI, ce champ est séparé en deux par un coupleur. Une partie passe dans un bras de référence, appelé oscillateur local (OL). La seconde passe dans un bras capteur. La différence de temps de propagation du signal entre les deux bras est notée τ . Le mélange des signaux sur une photodiode produit un signal de battement qui s'écrit [168] :

$$I(t) \propto 2E_0^2(t) [1 + \cos(2\pi f_0 \tau - \pi \gamma \tau^2 + 2\pi \gamma \tau t + \phi(t) - \phi(t - \tau) + \psi(t))]. \quad (3.11)$$

Les deux premiers termes ($2\pi f_0 \tau - \pi \gamma \tau^2$) sont indépendants du temps. Ils sont considérés comme constants.

Le troisième terme contient la fréquence de battement du signal, notée f_b . Elle est égale au taux de *chirp* multiplié par le retard :

$$f_b = \gamma \tau. \quad (3.12)$$

Le terme $\phi(t) - \phi(t - \tau)$ englobe les variations de phase statique et dynamique de la TLS, c'est-à-dire le bruit de phase du laser et les non-linéarités de la forme d'onde. Ce terme de bruit est à minimiser pour obtenir les meilleures performances possibles. Il faut donc que le laser ait un très faible bruit de phase et que la modulation soit la plus linéaire possible.

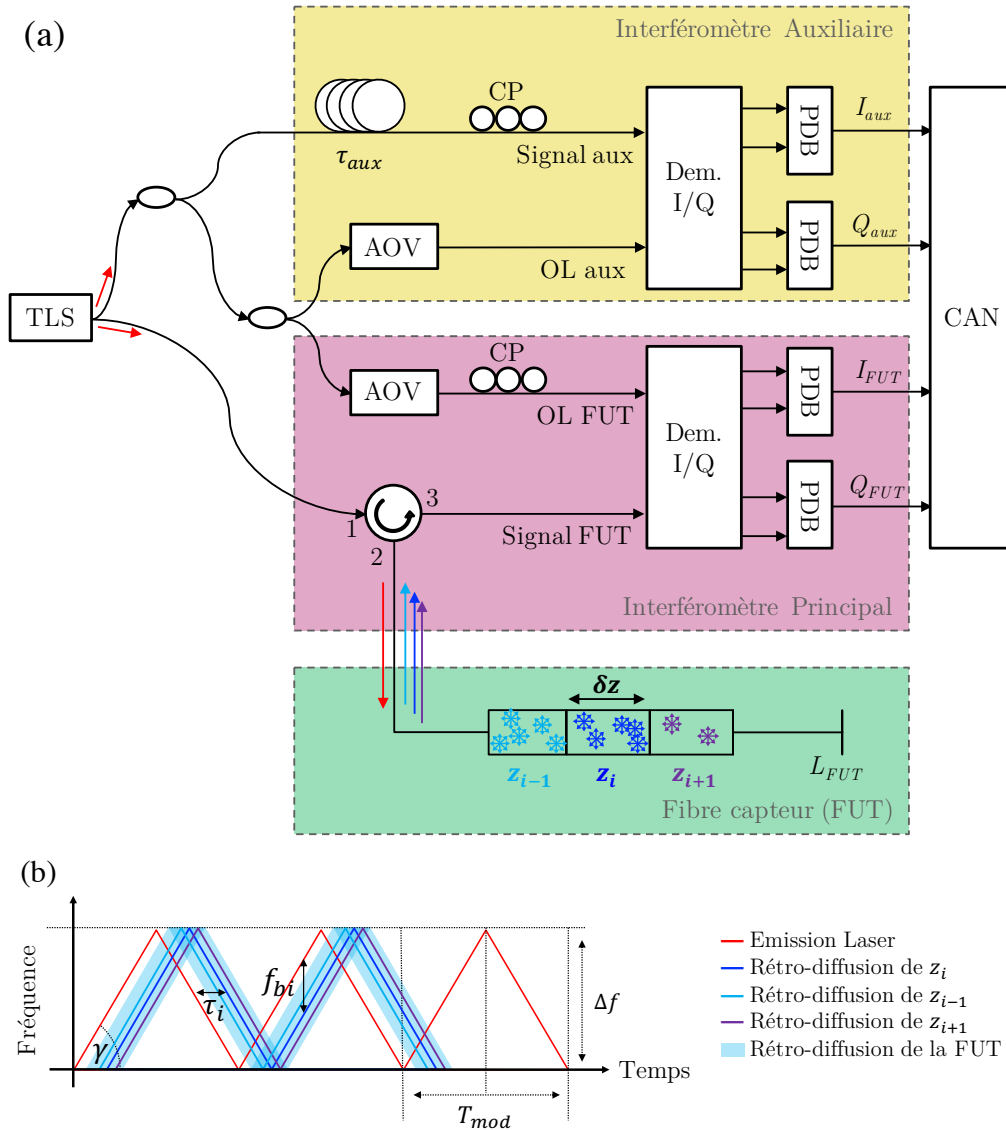


FIGURE 3.4 – (a) Architecture de l’interrogateur φ -OFDR. Interféromètre principal en rose, interféromètre auxiliaire en jaune et fibre capteur en vert. TLS : *Tunable Laser Source*, AOV : *Atténuateur Optique Variable*, CP : *Contrôleur de Polarisation*, OL : *Oscillateur Local*, Dem. : *Démodulateur*, PDB : *PhotoDiode Balancée*, CAN : *Convertisseur Analogique Numérique*, FUT : *Fiber Under Test*.

(b) Principe de l’interférence de fréquence.

Le dernier terme $\psi(t)$ représente les variations de phase entre les deux bras qui sont provoquées par des perturbations venant de l’environnement. Dans notre cas, c’est ce terme que l’on cherche à mesurer.

Nous allons voir dans la suite, comment l’interrogateur est capable de mesurer une variation de $\psi(t)$ à partir d’une mesure de $I(t)$ sans ambiguïté par rapport aux variations d’amplitudes du laser $E_0(t)$ ou à ses bruits $\phi(t) - \phi(t - \tau)$.

3.2.2 Détection I/Q

Les variations de $I(t)$ en sortie d'un UMZI proviennent des variations de puissance du laser $E_0(t)$ ou de tout autre terme dans le cosinus (l'ensemble de ces termes est noté $\varphi(t)$). Pour discriminer ces deux sources, notre système intègre une détection I/Q et des photodiodes balancées. La détection I/Q permet d'obtenir deux signaux en sortie de démodulateur qui sont en quadrature, tels que :

$$I(t) = \frac{E_0(t)}{2} \cos(\varphi(t)), \quad (3.13)$$

$$Q(t) = \frac{E_0(t)}{2} \sin(\varphi(t)). \quad (3.14)$$

Le rapport entre $I(t)$ et $Q(t)$ permet de supprimer les variations d'amplitude $E_0(t)$ tout en conservant les variations de phase $\varphi(t)$. Il reste ensuite à discriminer les différents termes de $\varphi(t)$ en sortie d'interféromètre.

3.2.3 Interféromètre auxiliaire

L'interféromètre auxiliaire (boîte jaune de la figure 3.4(a)) est un interféromètre déséquilibré en transmission. Le signal en sortie est donc décrit par l'équation 3.11. Le bras le plus long intègre 100 m de fibre optique, ce qui correspond à un retard de 500 ns. Le signal de battement en sortie d'interféromètre auxiliaire pour un taux de *chirp* de $5,6 \text{ THz}\cdot\text{s}^{-1}$ est donné dans la figure 3.5. Sa fréquence de battement est de 2,7 MHz, ce qui équivaut à une différence de temps de propagation entre les deux bras (τ_{AUX}) de 480 ns, soit à une différence de longueur des deux bras de 96 m. Le pic est très bien défini, notamment grâce au très faible bruit de phase du laser et à une modulation bien linéaire.

La bobine de 100 m est isolée des perturbations environnementales. Dans cet UMZI, on peut donc considérer que les bruits de phase du laser sont largement prépondérants devant les variations apportées par l'environnement :

$$\psi_{aux}(t) \ll \phi(t) - \phi(t - \tau_{AUX}). \quad (3.15)$$

De plus, l'excellent SNR permet de mesurer $\phi(t) - \phi(t - \tau_{AUX})$ très précisément. Le bruit de phase de notre TLS étant très faible [167], cette différence de phase comprend essentiellement les non-linéarités de la modulation. Le retard optique étant relativement faible, nous pouvons considérer que :

$$\phi(t) - \phi(t - \tau_{AUX}) \approx \tau_{AUX} \dot{\phi}(t). \quad (3.16)$$

L'interféromètre auxiliaire permet donc de mesurer $\dot{\phi}(t)$ et $\phi(t)$ est ensuite calculé par une intégration numérique. Ce terme de bruit est utilisé dans le traitement des mesures de l'interféromètre principal pour supprimer les non-linéarités de la forme d'onde.

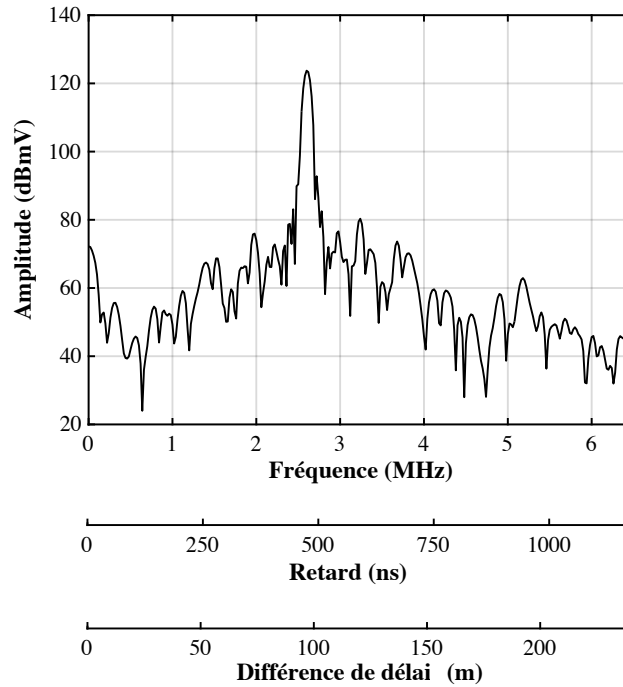


FIGURE 3.5 – Spectre du signal de battement en sortie de l'interféromètre auxiliaire.

3.2.4 Interféromètre principal

L'interféromètre principal (boîte rose de la figure 3.4(a)) est un interféromètre déséquilibré en réflexion. Dans le bras capteur, la lumière est dirigée vers la fibre capteur (FUT) grâce à un circulateur. Le circulateur ne laisse passer que la lumière de l'entrée 1 vers 2 et de 2 vers 3. La rétrodiffusion Rayleigh se produit dans la fibre capteur à toutes les positions $z_{i,FUT}$. Le circulateur permet donc de rediriger la lumière rétrodiffusée dans la FUT vers la détection.

Comme le montre la figure 3.4(a), le signal de l'OL est mélangé avec l'ensemble du signal rétrodiffusé. Contrairement à l'interféromètre déséquilibré en transmission, le bras capteur contient une multitude de signaux. Chaque position rétrodiffusante fournit un signal avec un retard qui lui est propre. Ainsi, le spectre en sortie d'interféromètre principal (figure 3.6) n'est pas composé d'une unique fréquence de battement, mais d'autant de fréquences de battement que de positions rétrodiffusantes. Dans ce spectre, chaque fréquence de battement f_{bi} correspond à une position $z_{i,FUT}$ de rétrodiffusion telle que :

$$f_{bi} = \gamma\tau_{z_i} = \gamma \frac{2nz_{i,FUT}}{c}. \quad (3.17)$$

La facteur 2 signifie ici que le signal parcourt la fibre dans un sens puis dans l'autre une fois rétrodiffusée.

Le spectre de rétrodiffusion d'une fibre de 1100 m est donnée dans la figure 3.6. À l'échelle de temps de la mesure, la rétrodiffusion Rayleigh est stable.

Dans la figure, nous observons la bande de spectre qui correspond à la fibre capteur (entre 0 et 61 MHz avec une amplitude moyenne d'environ 75 dBmV) puis le plancher de bruit de la détection (défini par les photodiodes utilisées, environ 45 dBmV). Nous remarquons que certaines positions dans la fibre ont des amplitudes du même niveau que le plancher de la détection. Comme nous allons le voir dans la section 3.3.2, ces dégradations locales du SNR affectent la qualité des mesures.

Les variations spatiales d'intensité de signal rétrodiffusé mesurées s'expliquent d'une part par des variations aléatoires de polarisation de la lumière [169] et parce que l'amplitude de rétrodiffusion est aussi fonction de la fréquence centrale du laser f_0 [170].

Lors de la recombinaison des signaux de la FUT et de l'OL, les champs lumineux sont projetés selon chaque polarisation. Selon l'état de polarisation de chaque champ, la recombinaison est maximale ou nulle. Un contrôleur de polarisation permet de maximiser la recombinaison en modifiant la polarisation du signal de l'OL, mais chaque position rétrodiffusante peut avoir une polarisation propre ce qui fait que pour certaines positions l'amplitude est très faible.

Dans l'équation (3.11), fréquence centrale du laser est considérée comme constante. À l'échelle de temps de la forme d'onde, cette hypothèse est valide mais durant une période d'acquisition assez longue (plusieurs secondes), elle peut dériver légèrement.

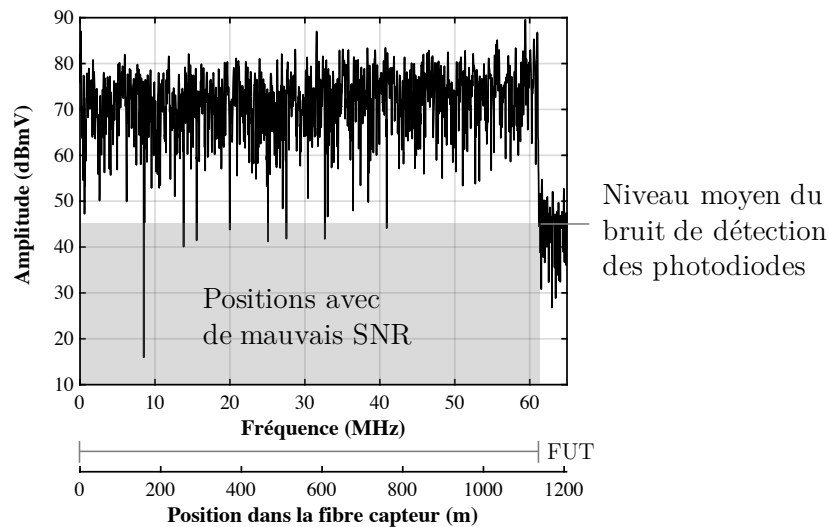


FIGURE 3.6 – Spectre du signal de battement en sortie de l'interféromètre principal pour une forme d'onde avec un taux de *chirp* γ de $5,5 \cdot 10^{12}$ Hz/s et une fibre capteur de 1100 m.

Chaque position dans la fibre capteur est codée par une fréquence dans le spectre de battement. Ainsi, toutes les distorsions ou bruits sur la forme d'onde mènent à une erreur sur la position dans la fibre, ce qui dégrade la résolution spatiale. Comme nous l'avons vu, ces perturbations ($\phi(t)$) sont mesurées par l'interféromètre auxiliaire. Les non-linéarités de la modulation sont supprimées en post-traitement en appliquant un filtre *deskew* sur le signal de battement de l'interféromètre principal [165, 166, 171–173].

Avec la détection I/Q et la suppression des bruits du laser, nous pouvons mesurer l'impact de l'environnement sur la fibre capteur $\psi_{FUT}(t)$ avec précision en mesurant les variations de $I(t)$.

3.2.5 Mesure dynamique de phase optique

Le système fournit une image de l'état de la fibre grâce à un balayage en fréquence de la TLS et le battement entre un signal de référence et le signal rétrodiffusé. Pour avoir une mesure dynamique, il faut donc répéter cette modulation. En suivant la phase du spectre de battement, le DAS est capable de suivre les variations des déformations dans le temps et dans l'espace.

La mesure de phase présente plusieurs avantages par rapport à la mesure d'intensité. Tout d'abord, l'intensité optique ne réagit pas linéairement avec les perturbations extérieures [174], contrairement à la phase qui a une relation linéaire avec la déformation comme nous l'avons vu dans l'équation (3.2). Cette mesure quantitative est primordiale si l'on veut connaître l'élongation totale de notre fibre sous vibrations. La mesure de phase est aussi beaucoup plus sensible [175].

Durant une période d'acquisition, le DAS fournit donc une mesure de phase en chaque point de la fibre pour chaque front montant de modulation de laser. Ces mesures prennent donc la forme d'une matrice de phase à deux dimensions, une dimension spatiale et une dimension temporelle.

3.3 Mesures dans des bobines sous vibrations

3.3.1 Bobine collée de 1 km

Nous souhaitons mieux comprendre l'impact des vibrations dans une bobine de fibre optique. Pour cela, nous proposons de soumettre une bobine de 1 km en *freestanding* à des vibrations et de réaliser des mesures de déformations à l'intérieur de la bobine. Cette mesure est réalisée par la fibre elle-même grâce à l'interrogateur OFDR sensible à la phase présenté dans la section 3.2. Cet interrogateur permet une mesure distribuée (40 cm de résolution spatiale) et dynamique (une mesure toutes les 100 μ s).

Les objectifs de ces tests sont multiples :

- mesurer l'élongation totale en fin de fibre optique ;
- analyser la réponse à l'intérieur de la bobine ;
- analyser la réponse de la bobine dans son packaging ;
- établir les zones où les déformations sont les plus fortes ou les plus faibles.

Cette section présente le montage expérimental : la fibre testée et les paramètres du DAS puis le post-traitement mis en place pour ces mesures. Enfin, une analyse de la distribution des déformations est présentée.

Dans un premier temps, nous avons soumis une bobine de fibre en *freestanding* à des vibrations sinusoïdales. Le montage expérimental est donné dans la figure 3.7.

Chapitre 3. Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique

La fibre capteur se compose d'une bobine de fibre optique monomode standard de 1 km bobinée en *freestanding* (General Photonics TDC-1000-FC/APC-SM-E) avec un motif de bobinage hexagonal compact standard (voir figure 3.8). Il s'agit d'une bobine que l'on retrouve typiquement dans un gyroscope à fibre ou dans un OEO comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2 (section 2.2.4). Cette bobine a un diamètre interne de 9 cm et diamètre externe de 10 cm, sur 3,5 cm de hauteur. La bobine est collée dans un boîtier en aluminium de 15 cm par 15 cm sur 4 cm de haut. Elle est suspendue de telle sorte que la seule zone de contact avec le boîtier soit au niveau de la colle. Elle ne touche le boîtier à aucun autre endroit.

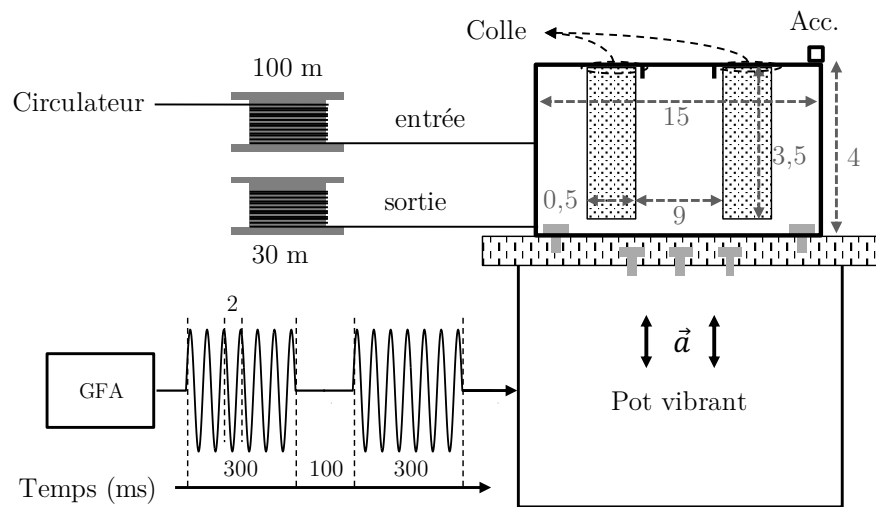


FIGURE 3.7 – Montage expérimental de la fibre capteur : bobine de fibre optique de 1 km dans son boîtier sur un pot vibrant, avec une excitation sinusoïdale à 500 Hz.

En connaissant les paramètres géométriques de la bobine, la longueur de fibre et le diamètre de la fibre ($250 \mu\text{m}$), il est possible d'évaluer le nombre de couches ($N_{\text{couches}} = 24$) et de niveaux ($N_{\text{niveaux}} = 140$) du bobinage (voir figure 3.8). La longueur de fibre dans la $i^{\text{ème}}$ couche de bobine est notée $L_{\text{couche } i}$. Elle vaut :

$$L_{\text{couche } i} = \pi D_i * N_{\text{niveaux}}, \quad (3.18)$$

où D_i est le diamètre de la $i^{\text{ème}}$ couche de la bobine. La longueur de fibre moyenne dans une couche (\bar{L}_{couche}) est de 41,7 m.

Dans ce montage expérimental, et tant que le contraire ne sera pas signifié, la fibre en entrée de bobine est connectée à la partie extérieure de la bobine (couche 24) au niveau de l'interface entre la bobine et la boîte (niveau 1). Les connecteurs sont fixés à travers une bordure du boîtier (voir figure 2.11).

L'excitation réalisée par le pot vibrant \vec{a} est dans l'axe de révolution de la bobine. Une mesure d'accélération est réalisée grâce à un accéléromètre placé sur le boîtier. Le boîtier est fixé sur une plaque d'aluminium ($200 \times 250 \times 12,7 \text{ mm}$) par quatre vis M6. Cette plaque est vissée sur le pot vibrant.

3.3. Mesures dans des bobines sous vibrations

Un générateur de fonction arbitraire envoie un sinus à 500 Hz pendant 300 ms, séparés par 100 ms de repos. Cette excitation mono-fréquence permet de démontrer les capacités de notre DAS à détecter les perturbations. La forme d'impulsion permet quant à elle d'avoir un instant au repos dans nos mesures. Ce point est important pour le post-traitement des résultats comme nous allons le voir. Qui plus est, elle permet aussi d'exciter des modes propres du système sur le pot vibrant.

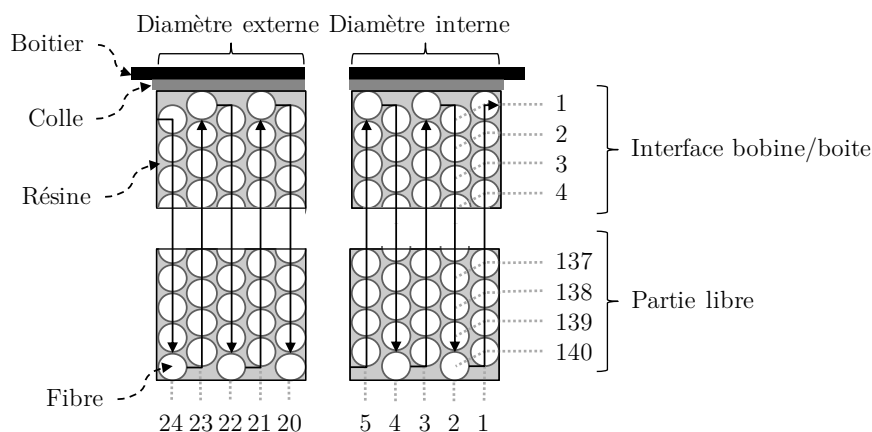


FIGURE 3.8 – Motif de bobinage de la bobine de 1 km en *freestanding*. Les flèches indiquent le parcours de la lumière durant l'essai.

Un câble de fibre optique de 100 m est ajouté entre le port 2 du circulateur et l'entrée de la bobine, ainsi qu'un câble de 30 m en sortie de bobine. Le premier câble sert de liaison entre les deux laboratoires : celui où le DAS est entreposé et celui où la bobine est excitée. Le second est mis en place pour avoir une longueur de fibre au repos après celle sous sollicitations afin de mieux mesurer la variation totale de phase induite par les sollicitations. Ces deux câbles sont isolés des vibrations, mais pas des perturbations environnementales présentes dans les laboratoires, comme par exemple les changements de température ou les nuisances acoustiques.

La longueur totale de la fibre capteur L_{FUT} est donc de 1130 m dans cette configuration.

Paramètres de la mesure

Les battements des deux interféromètres (notés I_{aux} , Q_{aux} , I_{FUT} , Q_{FUT} dans la figure 3.4(a)) sont acquis avec une carte d'acquisition quatre voies à une fréquence d'échantillonnage f_{ech} de 130 MHz. En respectant le critère de Shannon, la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition définit une fréquence de battement maximal f_{bmax} telle que :

$$f_{bmax} < f_{ech}/2. \quad (3.19)$$

Chapitre 3. Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique

D'après l'équation 3.17, $f_{b\max}$ est liée à la L_{FUT} et au taux de *chirp* γ . On a donc :

$$\frac{\Delta f}{T_{\text{mod}}/2} \cdot \frac{2nL_{FUT}}{c} \leq \frac{f_{\text{ech}}}{2}. \quad (3.20)$$

Rappelons que d'après l'équation 3.9, la résolution spatiale de la mesure δz est aussi liée à Δf . La fréquence d'échantillonnage étant fixée, il y a un compromis à faire entre la résolution spatiale, la longueur de fibre capteur et le taux de rafraîchissement de la mesure.

Dans le montage expérimental, la longueur de fibre interrogée est fixée. Il faut donc régler Δf et $T_{\text{mod}}/2$ afin de respecter le critère de Shannon. $T_{\text{mod}}/2$ doit être choisi de telle sorte que notre fréquence d'excitation maximale soit échantillonnée. En visant toujours un gabarit VITA avec une fréquence maximale de 2 kHz, $T_{\text{mod}}/2$ doit donc être plus petit que 250 μs .

Avec ce taux de rafraîchissement, le DAS peut atteindre une résolution spatiale de 10 cm ce qui correspond à quatre points de mesure par tour dans la bobine. Étant donnée les conditions d'excitation (dans l'axe de révolution de la bobine), nous prévoyons peu de perturbations dans le rayon de la bobine. C'est pourquoi, nous avons décidé de dégrader la résolution spatiale jusqu'à 1 point par tour de bobine et d'augmenter le taux de rafraîchissement. D'un point de vue pratique, une répétition rapide de la modulation permet d'avoir moins de variations de fréquence du laser d'une modulation à l'autre. Pour cette expérimentation, Δf est fixée à 275 MHz et T_{mod} à 100 μs , soit une fréquence de rafraîchissement de 10 kHz.

La mesure au DAS comprend d'autres critères qui sont à prendre en compte dans l'essai. Ces critères sont liés à la technologie de mesure de phase. Par définition, une phase ne peut être comprise qu'entre 0 et 2π . L'interrogateur mesure la phase accumulée, donc lorsqu'elle est supérieure à 2π , elle revient à 0. Pour avoir une vraie valeur de la phase optique accumulée, il faut dérouler (ou *unwrap* en anglais) la phase. Cet *unwrap* est une source d'erreur dans les interrogateurs sensible à la phase [160, 176].

Nous utilisons ici deux critères pour améliorer la robustesse des interrogateurs sensibles à la phase.

1. Pour que l'*unwrap* ne soit pas faussé, il faut que la différence de phase entre deux positions z_i et z_{i+1} soit inférieure à π (critère de Shannon d'évolution spatiale de phase).
2. De même, d'un point de vue temporel, l'incrément de phase entre deux instants de mesure t_i et t_{i+1} doit être inférieur à π (critère de Shannon d'évolution temporelle de phase).

La haute cadence de rafraîchissement améliore aussi la continuité des mesures et donc limite les sauts de phase causés par les erreurs de déroulement de phase. L'*unwrap* peut aussi être amélioré grâce à des solutions algorithmiques plus avancées [177] que celles qui sont mises en place actuellement dans notre interrogateur.

3.3.2 Analyse temporelle

Nous présentons maintenant le post-traitement des mesures du DAS avec le montage expérimental décrit précédemment. Nous avons réalisé une acquisition de 400 ms pendant que la bobine est soumise à des vibrations. Le DAS fournit deux mesures : une mesure d'amplitude (figure 3.9(a)) et une mesure de phase du spectre Rayleigh (figure 3.10(a)).

Amplitude du spectre Rayleigh

Intéressons nous d'abord à la mesure d'amplitude du spectre de rétrodiffusion. Le niveau d'amplitude est plus important dans la fibre capteur (positions inférieures à 1130 m) qu'en-dehors (positions supérieures à 1130 m). Cela est en accord avec le montage expérimental puisque L_{FUT} vaut 1130 m. Au-delà de 1130 m, le niveau d'amplitude correspond au bruit de détection (défini par les photodiodes). On observe que l'amplitude du spectre dans la fibre varie en fonction des positions. Il y a des positions avec de très mauvais SNR dont l'amplitude est du même niveau que le bruit de détection.

L'évolution spatiale et temporelle de l'amplitude sur toute la fibre capteur est donnée dans le diagramme de la figure 3.9(b).

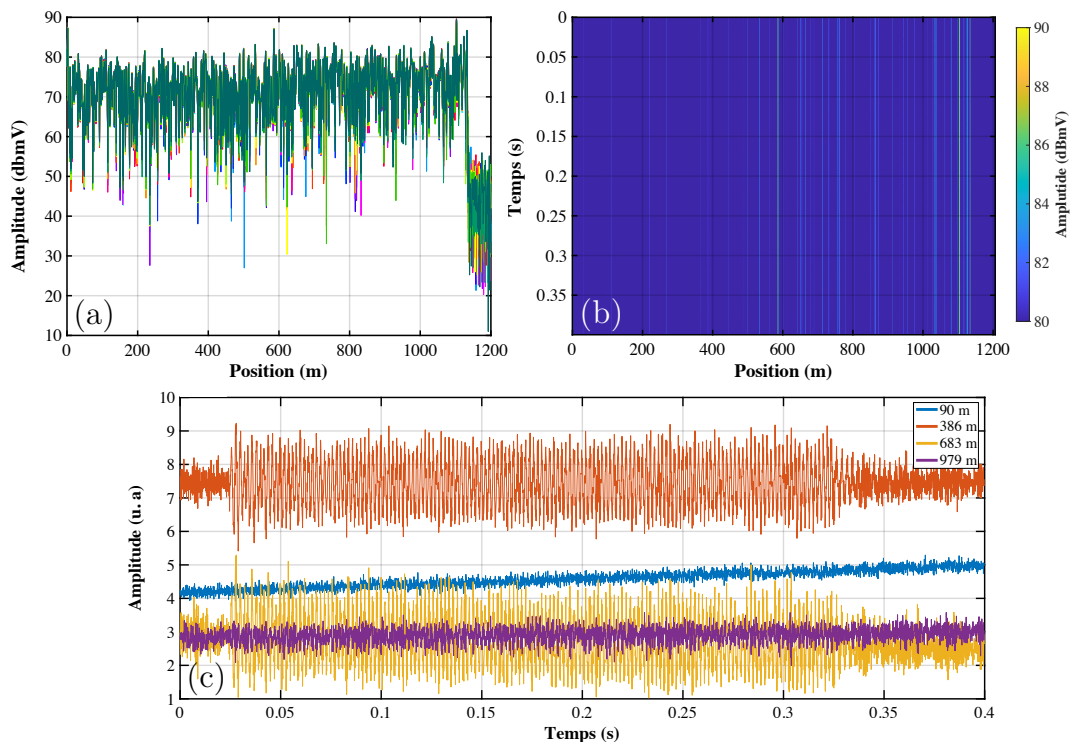


FIGURE 3.9 – Mesures de spectre Rayleigh en amplitude pour les tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz. **(a)** Évolution spatiale pour 10 instants de mesures consécutifs lors des vibrations. **(b)** Diagramme temps-position. L'échelle logarithmique a été restreinte afin de faire ressortir uniquement les positions avec les plus hautes amplitudes. **(c)** Évolution temporelle à différentes positions.

L'évolution temporelle de quelques positions est donnée dans la figure 3.9(c). Pour le capteur à 90 m, on observe une lente augmentation de l'amplitude qui peut être dû à une dérive lente de la fréquence centrale du laser. Pour les capteurs à l'intérieur de la bobine, certains voient leur amplitude évoluer (386 m et 683 m) en fonction de l'excitation et d'autres non (979 m). Comme évoqué précédemment, la réponse entre sollicitation mécanique et amplitude n'est pas linéaire, il est donc difficile de savoir si les positions sont des positions avec des fortes sollicitations ou non [174].

Phase du spectre Rayleigh

La phase mesurée par le DAS est déroulée le long du parcours de la lumière afin d'obtenir une phase accumulée spatiale. Sur la figure 3.10, nous observons que la phase évolue très rapidement. De plus, cette étape provoque des sauts de phase : des endroits où la phase est mal déroulée. Ces sauts de phase sont provoqués par une mauvaise gestion du bruit par l'algorithme de déroulement de la phase [177].

La première mesure de phase (mesure à l'instant t_0) est soustraite à tous les autres instants. Cette soustraction permet de supprimer tous les sauts de phase communs aux courbes. Elle permet aussi d'avoir un meilleur contraste. De plus, seule la variation de phase nous intéresse, que ce soit la variation temporelle pour connaître l'élongation de la fibre au cours de l'essai ou la variation spatiale pour obtenir la distribution des déformations. Une mesure relative à l'instant t_0 est donc privilégiée.

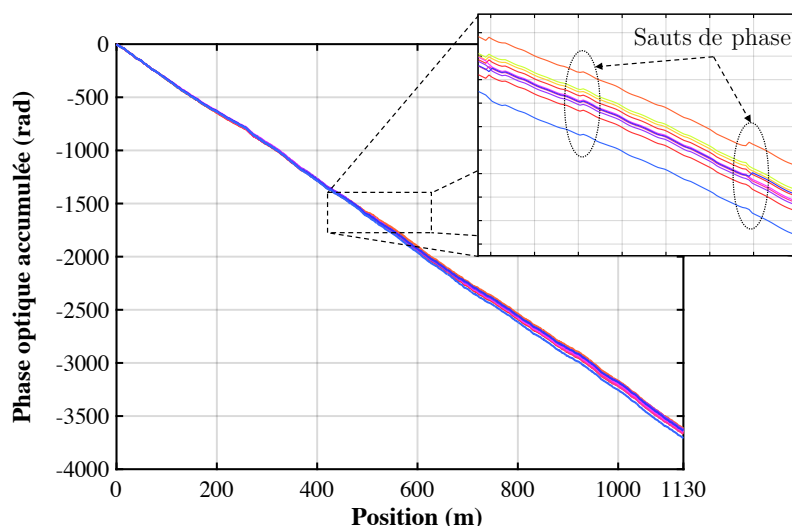


FIGURE 3.10 – Phase optique accumulée déroulée, pour 10 instants de mesures consécutifs lors des vibrations, lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz.

La figure 3.11 présente la phase accumulée relative pour 10 instants consécutifs de mesure (soit une demi-période de l'excitation à 500 Hz). Nous observons les trois parties de la fibre capteur (en accord avec le montage) :

3.3. Mesures dans des bobines sous vibrations

- de 0 à 100 m le câble reliant le DAS à la bobine avec de très faibles variations spatiales et temporelles ;
- de 100 à 1100 m la bobine de fibre avec de fortes variations spatiales et temporelles ;
- de 1100 m à 1130 m le câble en sortie de bobine avec des faibles variations spatiales et des variations temporelles notables.

Dans le câble de 30 m, bien qu'il soit isolé des vibrations, la phase varie dans le temps. Ce point n'est pas anormal car il s'agit de mesures de phase accumulée. Ainsi, à chaque instant, l'information à une position z_i contient l'information de z_{i-1} .

Nous relevons aussi que certaines positions présentent des pics. Ces variations soudaines du bruit sur la phase sont parfaitement corrélées avec les positions présentant de très faibles niveaux d'amplitude du spectre Rayleigh. Il s'agit donc de capteurs avec de faibles SNR.

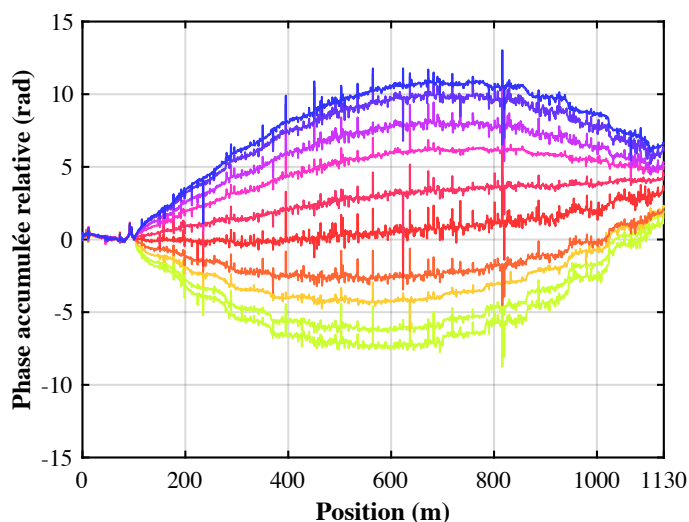


FIGURE 3.11 – Phase optique accumulée relative au premier instant de mesure, pour 10 instants de mesures consécutifs lors des vibrations, lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz.

La figure 3.12 permet de mieux appréhender les variations temporelles de la mesure du DAS. On observe bien que la fibre sous vibrations subit de grandes variations de phase. Ces variations sont corrélées avec l'excitation. L'excitation est largement échantillonnée temporellement.

De même que pour les mesures d'amplitude, la phase accumulée relative se représente sous la forme d'un diagramme (voir figure 3.13). Dans ce diagramme, les trois parties de la fibre capteurs sont visibles. D'un point de vue temporel, les moments au repos (de 0 à 25 ms et après 325 ms) ou sous excitation (de 25 ms à 325 ms) sont aussi visibles. Durant l'excitation, deux modulations apparaissent : une rapide qui correspond à l'excitation à 500 Hz et une plus lente. La fréquence de cette seconde modulation est de 50 Hz. Elle provient de l'étage d'amplification et est transformée en excitation par le pot vibrant.

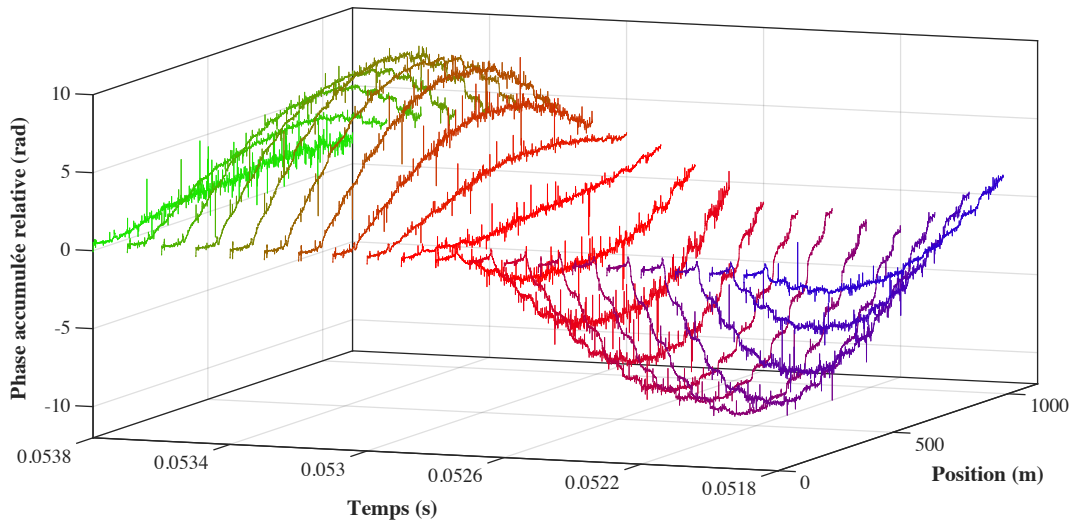


FIGURE 3.12 – Phase optique accumulée relative au premier instant de mesure, pour 20 instants de mesures consécutifs, soit une période d'excitation, lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz.

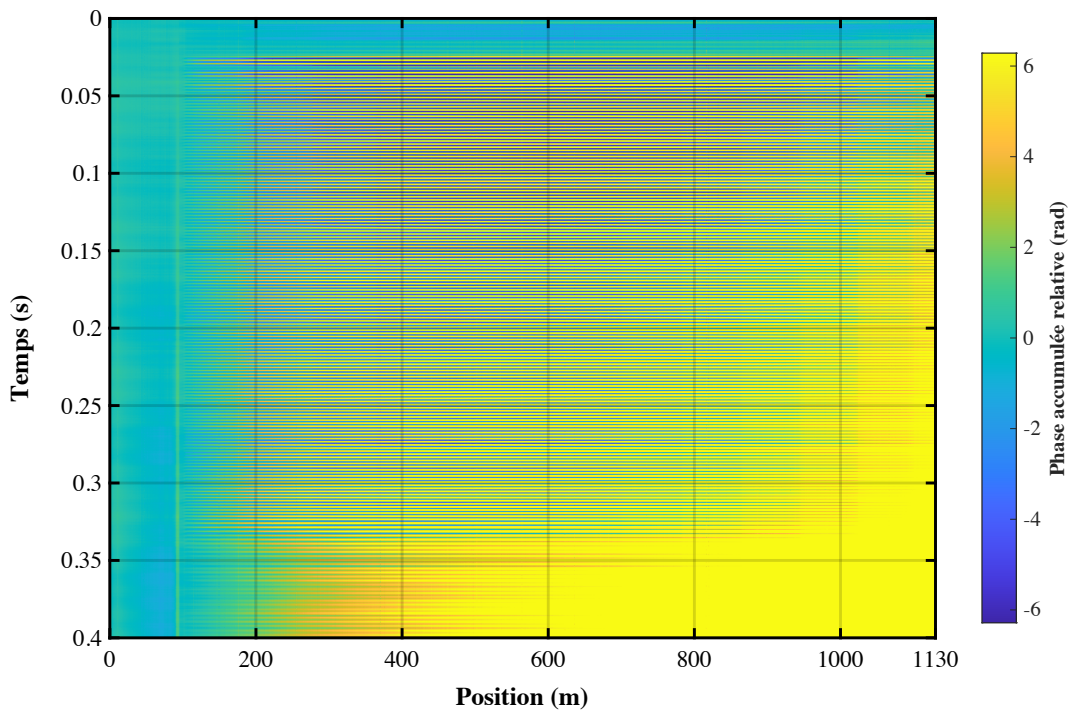


FIGURE 3.13 – Diagramme temps-position de la phase accumulée relative de l'essai.

La figure 3.14 montre l'évolution temporelle de la phase accumulée pour quelques positions dans la fibre capteurs. Ces évolutions sont obtenues après avoir déroulé la phase et pris en compte les sauts de phase.

3.3. Mesures dans des bobines sous vibrations

La première position dans la fibre correspond à notre premier capteur. Cette position présente de très faibles variations. L'écart-type de cette trace est de 40 mrad. Cette valeur nous renseigne sur la sensibilité du DAS dans les conditions de mesures du test. La sensibilité est de $0,6 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une bande passante de 5 kHz pour une résolution de 40 cm. La trace magenta correspond à l'une des dernières positions du câble de 100 m. Elle aussi présente de très faibles variations, ce qui est en accord avec notre protocole expérimental.

La courbe noire est l'une des premières positions dans la bobine. La modulation à 500 Hz est faiblement visible mais présente.

Les courbes verte et rouge montrent des positions dans la bobine. On observe une amplitude de phase accumulée plus élevée au centre qu'au début et à la fin de la bobine.

Les courbes cyan et bleue correspondent respectivement à la dernière position dans la bobine et la dernière position dans la FUT. Elles sont presque identiques. Étant donné qu'il s'agit de mesures de phase accumulée relatives, cette ressemblance signifie qu'il y a très peu de variations de phase entre les deux positions. Cela est en accord avec notre montage expérimental, car ces positions sont séparées par les 30 m de câble au repos.

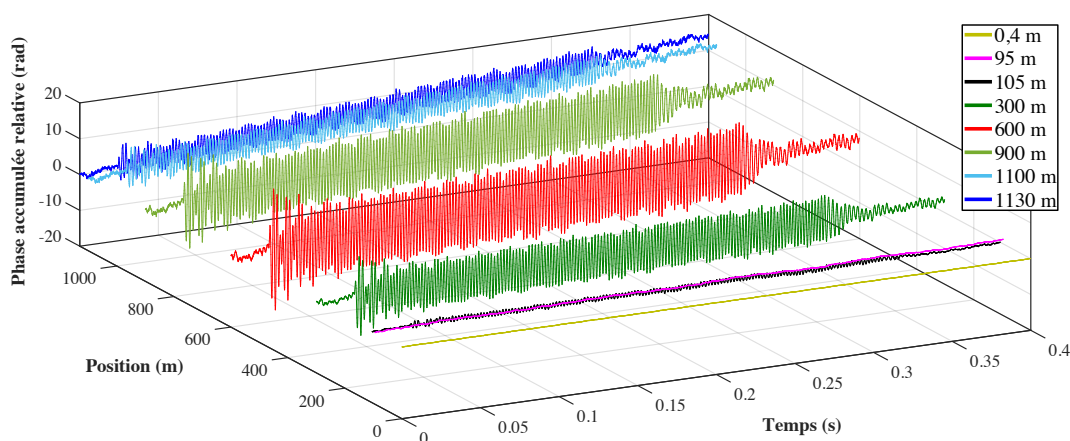


FIGURE 3.14 – Évolution temporelle de la phase accumulée relative pour quelques positions dans la fibre capteur, lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz.

La forme de l'excitation est parfaitement visible et en accord avec l'excitation. De plus, nous pouvons observer les états transitoires en début et en fin de porte, avec notamment une modulation amortie à la fin. Cette modulation a une fréquence de 375 Hz. Elle correspond à une fréquence propre du boîtier avec la bobine, comme nous le verrons dans la section 3.4. Au début de l'excitation, nous observons aussi une sur-modulation avec une fréquence de 125 Hz.

Enfin, la valeur de la phase a tendance à augmenter au cours de l'acquisition. Cette variation lente est engendrée par une dérive de la fréquence centrale de la TLS (qui était considérée comme constante dans l'équation (3.11)). Cette dernière provoque aussi une augmentation graduelle de la phase le long de la position [160] (ce qui est visible dans la figure 3.13).

3.3.3 Analyse fréquentielle

Spectre à certaines positions

Une transformée de Fourier (TF) est réalisée sur l'évolution temporelle de toutes les positions. Elle permet de connaître le contenu fréquentiel de l'évolution temporelle de la phase à chaque position. Le module des TFs des traces de la figure 3.14 sont données dans la figure 3.15. Les TFs sont faites sur l'ensemble de la période d'acquisition.

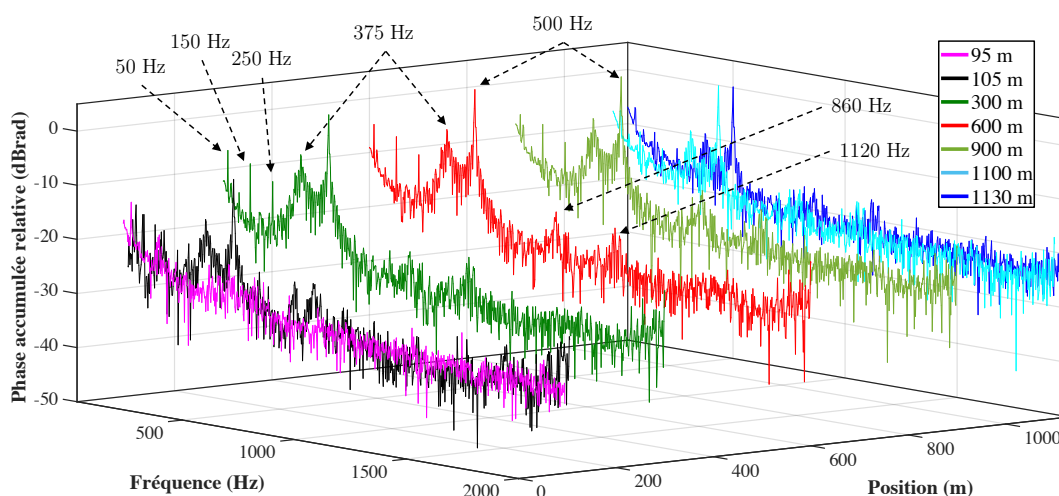


FIGURE 3.15 – Contenu spectral de la phase accumulée relative, lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz, aux positions de la figure 3.14.

La figure 3.15 confirme que la FUT ne voit aucune vibration avant le début de la bobine (trace magenta), en cohérence avec le montage. Dans la bobine, nous observons des pics à 50 Hz (excitation apportée par le secteur) et ses harmoniques impaires (150 et 250 Hz), un pic assez large à 375 Hz (résonance du système testé), un pic à 500 Hz (excitation), puis deux pics assez faibles à 860 et 1120 Hz (qui correspondent aux modes propres de la plaque d'interface du pot vibrant pour cet essai). Comme nous le verrons dans la figure 3.17, l'amplitude de ces pics varie en fonction de la position dans la FUT. Nous observons aussi que le plancher de bruit augmente avec la position dans la FUT. Cela est dû au fait que nous travaillons sur de la phase accumulée, donc le bruit s'additionne.

Spectre de l'essai

Une représentation sous forme de diagramme fréquence-position est donnée dans la figure 3.16. Les trois parties de la FUT sont bien visibles, notamment le premier câble de 100 m où les amplitudes sont dans le bruit de mesure, puis la bobine où les excitations du pot vibrant apparaissent.

Dans ce diagramme, les fréquences repérées dans la figure 3.16 sont aussi visibles. D'autres fréquences ressortent grâce à cette visualisation. Un pic à 65 Hz qui est présent

sur l'ensemble de la FUT. Il semble donc être créé par le DAS. Entre 2 et 3 kHz, nous observons des fréquences qui ressortent du bruit. Ces dernières sont certainement les résonances de notre pot vibrant (voir figure 2.6).

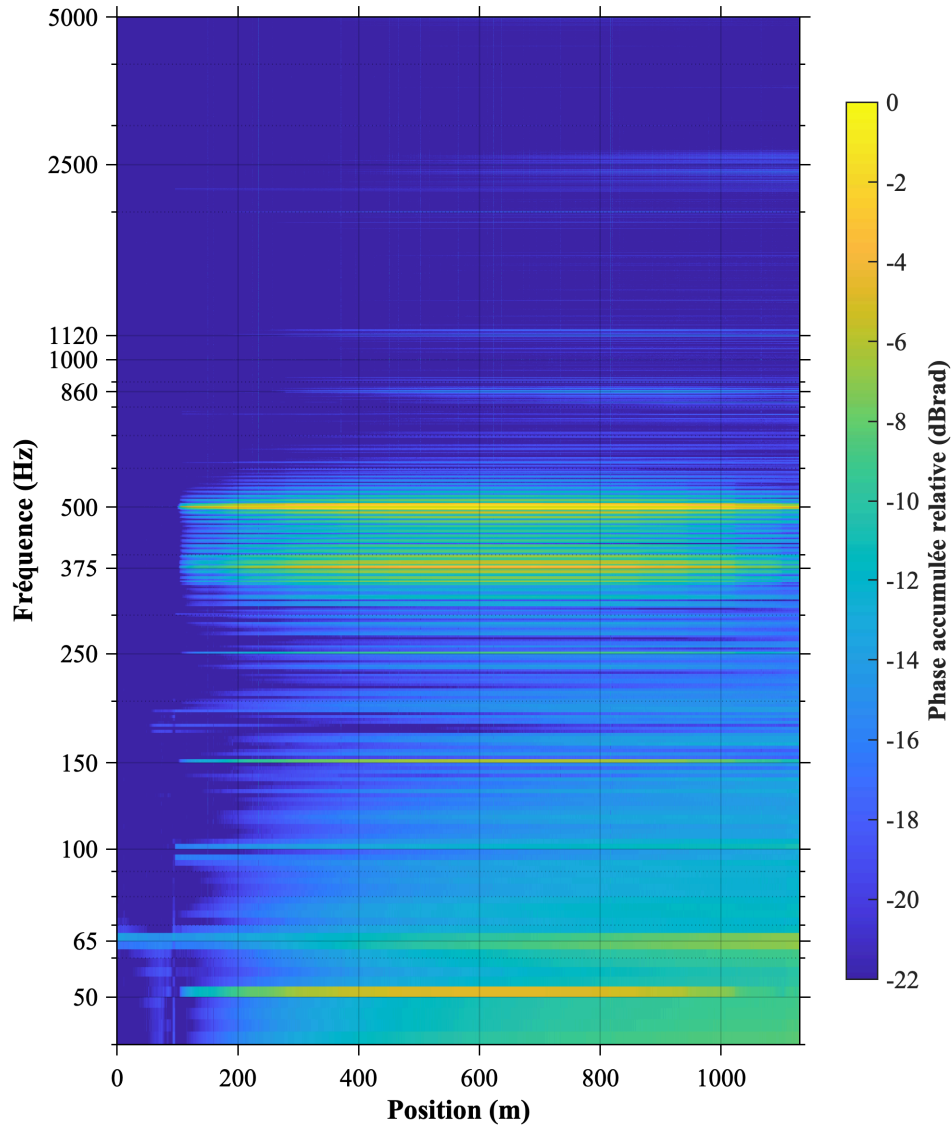


FIGURE 3.16 – Diagramme fréquence-position de la phase accumulée relative lors des tests sur la bobine de 1 km sous vibrations à 500 Hz.

Évolution spatiale à certaines fréquences

À partir de ces résultats, il est possible de suivre l'évolution de l'amplitude de certaines fréquences le long de la FUT. Cette évolution est donnée pour la fréquence d'excitation (500 Hz) et pour la fréquence excitée par la porte (375 Hz) (courbes bleues dans la

figure 3.17). Les deux fréquences présentent la même distribution spatiale d'amplitude de phase accumulée relative.

L'amplitude de phase accumulée vaut zéro avant la bobine sous vibrations. Elle est constante dans les 30 derniers mètres. Ces deux zones, où la phase est constante, correspondent aux zones où il n'y a pas de sollicitation mécanique.

Au contraire, dans la bobine sur le pot vibrant, la phase varie beaucoup selon la position. Dans l'ensemble, la bobine se divise en trois parties : les couches extérieures où la phase accumulée relative augmente, le centre de la bobine où elle est constante, les couches intérieures où elle diminue. De manière plus locale, nous observons des zones où la phase varie beaucoup, avec une forme d'escalier nettement visible dans la seconde moitié de la bobine.

La bobine peut être décomposée en 12 morceaux en se plaçant de façon approximative sur les zones où les variations spatiales sont les plus importantes. Étant donné que cette bobine est composée de 24 couches de bobinage, nous pouvons déjà affirmer que ces zones de fortes variations sont fortement corrélées au motif du bobinage.

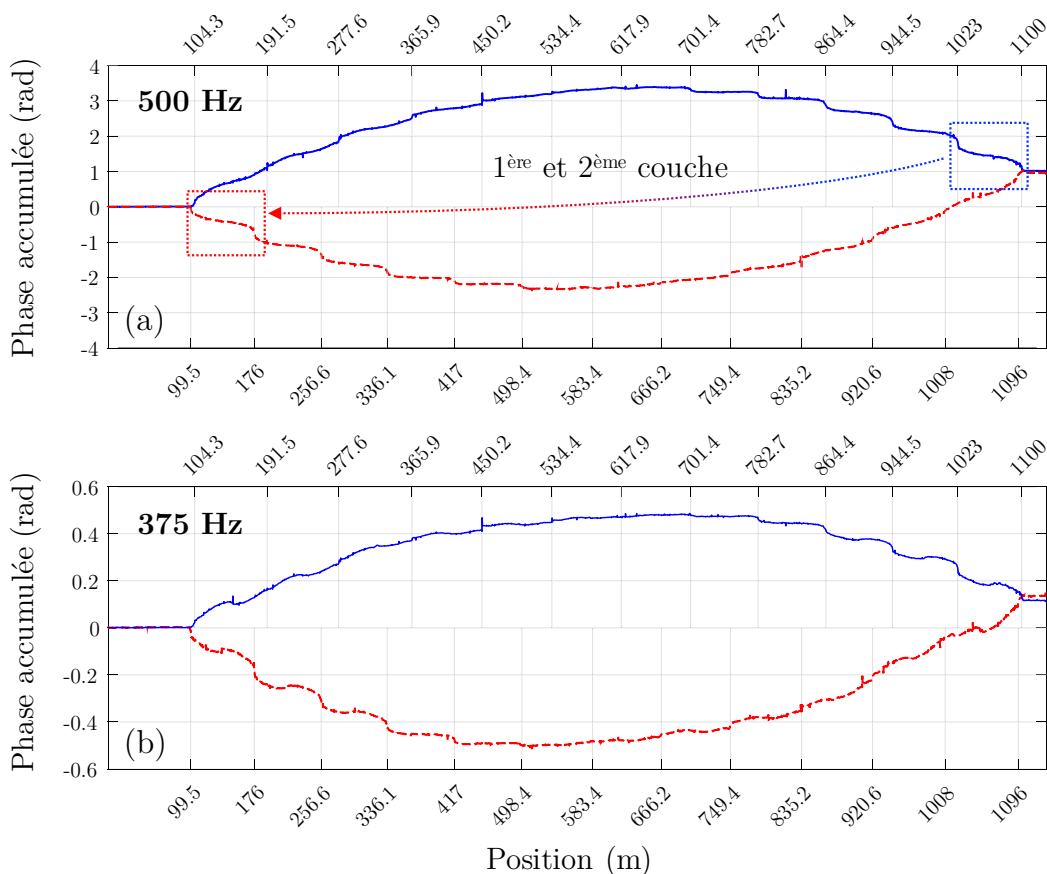


FIGURE 3.17 – (a) Évolution de l'amplitude de la phase accumulée à la fréquence de 500 Hz le long de la fibre capteur pour deux parcours de la lumière dans la bobine de 1 km : des couches extérieures vers l'intérieur (en bleue), des couches intérieures vers extérieures (en pointillé rouge). (b) Idem à 375 Hz.

Avant de poursuivre l'analyse de la distribution de la phase accumulée, nous présentons les résultats d'un second test sur cette bobine (courbes rouges en pointillé dans la figure 3.17). Le montage expérimental, les conditions d'excitation et les paramètres de mesures sont identiques. La seule différence est que la lumière parcourt la bobine dans le sens inverse : depuis la couche numéro 1 (diamètre intérieur) vers la couche numéro 24 (diamètre extérieur) (voir figure 3.8). Ce changement de sens de parcours change la position d'une fibre dans la FUT. Par exemple, dans l'essai 1, la fibre au niveau 1 dans la couche 22 était à la position 191 m dans la FUT, dans l'essai 2, cette même fibre se retrouve à la position 1008 m de la FUT.

Seuls les résultats finaux sont donnés, le cheminement est identique à celui présenté dans ce chapitre. Ces mesures donnent des résultats parfaitement en adéquation avec ceux attendus :

- il y a le même motif spatial périodique.
- les couches où la phase accumulée diminue restent les mêmes (de même pour les zones où la phase accumulée augmente ou stagne).
- la valeur de déphasage totale est identique dans les deux mesures.

La zone constante en fin de fibre permet de moyenniser la phase accumulée et donc d'être confiant sur la valeur d'élongation totale de la bobine. Ici, nous mesurons une phase accumulée $\Delta\psi$ de 1 radian sur la TF (Transformée de Fourier) à 500 Hz (valeur en fin de FUT sur la figure 3.17). Cette variation de phase est égale à une élongation de la fibre ΔL telle que :

$$\Delta L = 4 \times \Delta\psi \times \frac{\lambda}{2\pi n}, \quad (3.21)$$

où le facteur 4 est présent pour passer d'une amplitude de TF en bande de base à une amplitude crête-crête dans un signal temporel. L'élongation de la bobine à 500 Hz est de $0,6 \mu\text{m}$. Elle est à ramener au niveau d'accélération mesuré sur le système, environ 100 mg pour le test présenté. Nous avons donc une élongation de $6 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$. Cette valeur est parfaitement en accord avec l'ordre de grandeur donnée dans la section 2.2.4 du chapitre 2 ($6 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$) où l'élongation de la bobine était évaluée grâce aux mesures de bruit de phase RF de l'OEO. Cette mesure est beaucoup plus précise et mieux répétable.

3.3.4 Distribution des déformations

Maintenant que nous avons parcouru le post-traitement des résultats de notre interrogateur, nous avons la distribution spatiale de la phase accumulée à la fréquence d'excitation (figure 3.17). Pour obtenir la distribution spatiale de la déformation, il faut dériver spatialement cette courbe (voir figure 3.18). La dérivée est moyennée sur deux points afin de diminuer le bruit accentué par la dérivée. Malheureusement, cette opération dégrade la résolution spatiale.

Dans la figure 3.18, nous observons des pics de déformation dont les positions correspondent avec les positions de forte variation de phase. Entre chaque pic, la déformation est presque nulle. Dans le premier essai (courbe bleue), la déformation est positive dans les premiers hectomètres parcourus par la lumière (de 100 à 450 m dans la FUT), soit

dans les couches extérieures de la bobine. Une déformation positive signifie que la fibre s'allonge (traction axiale). Puis, la déformation est quasiment nulle (de 450 m à 700 m). Enfin, dans la dernière partie de la bobine, la déformation est négative, donc la longueur de fibre diminue (compression axiale). Les câbles de 100 m et 30 m présentent une déformation nulle et bien moins bruitée que dans la bobine.

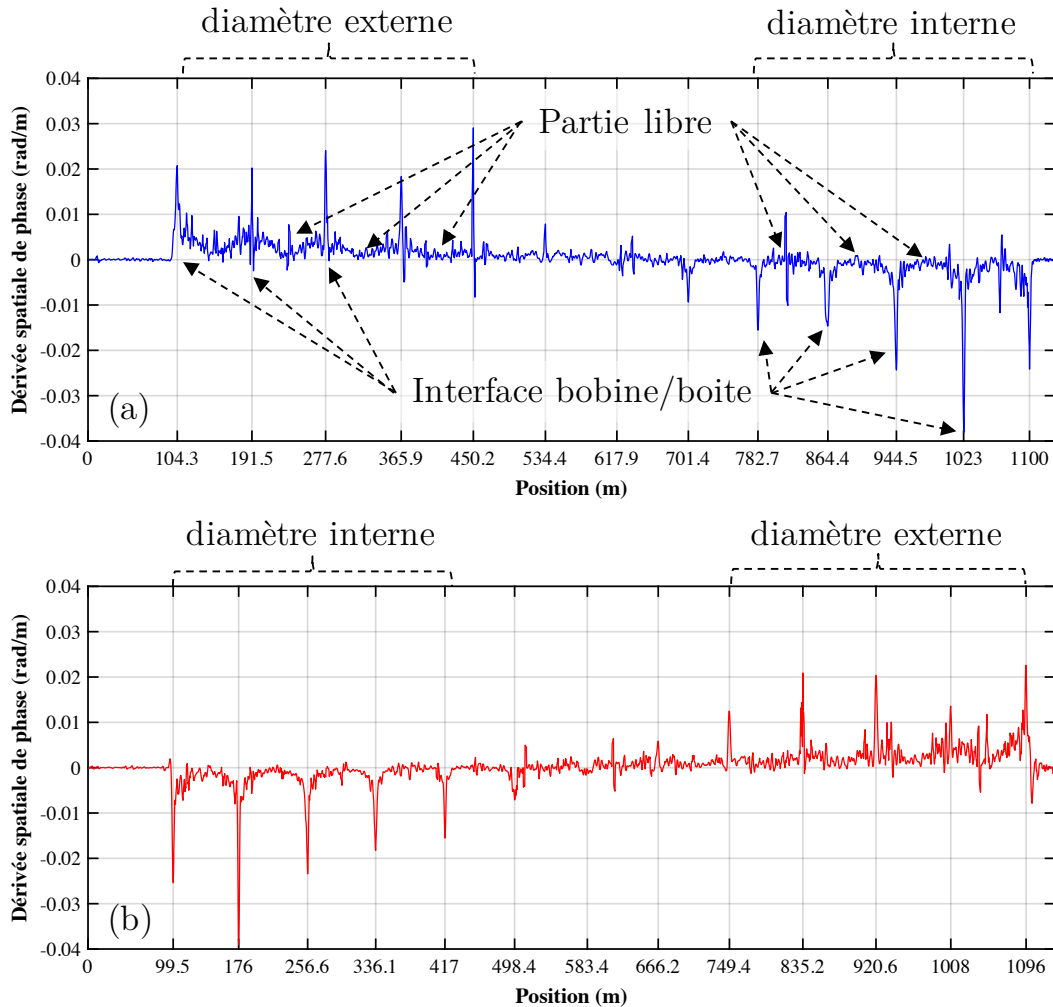


FIGURE 3.18 – Distribution spatiale des déformations dans la FUT à 500 Hz (dérivée spatiale des courbes du graphe (a) de la figure 3.17). **(a)** Essai 1 : la lumière parcourt la bobine des couches extérieures vers l'intérieur. **(b)** Essai 2 : la lumière parcourt la bobine des couches intérieures vers extérieures. Les marqueurs de l'axe des abscisses sont positionnés aux pics.

Intéressons nous maintenant à la localisation des pics dans la bobine pour le premier l'essai. Le premier pic (104,3 m) est au début de la bobine, ce qui correspond à la fibre sur la couche 24 et au niveau 1 (voir figure 3.8). La fibre à cette position est collée au boîtier. Le deuxième pic est 87,2 m plus loin. En prenant en compte les diamètres des couches

24 et 23 (environ 10 cm et 10 cm moins $250 \mu\text{m}$), et son nombre de niveaux (140), nous pouvons affirmer que sur cette distance, la lumière a parcouru un aller et retour dans le bobinage. À la position du deuxième pic (191,5 m), la fibre est donc de nouveau collée au boîtier (couche 23 ou 22, niveau 1). Le troisième pic est espacé de 86,1 m. Encore une fois, cette distance correspond à un aller et retour dans la bobine pour les diamètres correspondants aux couches 22 et 21. Le troisième pic est donc localisé là où la bobine est collée au boîtier. Ce raisonnement est valide pour tous les pics suivants.

Chaque pic s'étale sur seulement quelques points (entre 3 et 5 selon les positions). La finesse du pic nous indique que la déformation est très localisée. La résolution spatiale de la mesure équivaut à peu près à une mesure par niveau. Cela implique que la déformation est élevée sur uniquement les deux à trois premiers niveaux de chaque couche.

Ces mesures permettent donc d'affirmer que les zones de fortes déformations se situent là où la bobine est collée au boîtier. À ces positions, la déformation est positive dans les couches extérieures et négatives dans les couches intérieures. Le reste de la bobine subit des déformations quasi nulles qui sont négligeables.

La figure 3.18 donne aussi la distribution des déformations dans l'essai 2. Les résultats sont parfaitement cohérents. Il y a la même distribution spatiale des pics avec une conservation du signe selon la position dans la bobine et les mêmes zones de faibles déformations.

De petites variations peuvent être notées, notamment sur la position des pics et la distance pic à pic. Par exemple, pour l'aller-retour entre les couches 24 et 23, les distances mesurées dans les deux essais sont quasiment identiques : $191,5 - 104,3 = 87,2$ m et $1096 - 1008 = 88$ m, soit 0,8 m de différence. L'aller-retour entre les couches 22 et 21 présente une différence de presque 3 m. Ces variations peuvent s'expliquer tout d'abord par le processus de moyenne glissante de la dérivée qui dégrade la résolution spatiale et donc la précision sur la localisation des pics. De plus, il faut rappeler que le système possède une légère incertitude sur la position qui est liée à la méthode d'interrogation.

En considérant les paramètres géométriques de la bobine et ces mesures, il est possible d'estimer avec précision le diamètre de la $i^{\text{ème}}$ couche dans la bobine, le nombre de tours dans cette couche, et l'épaisseur moyenne de résine entre chaque couche. Ce qui a permis de valider le schéma de bobinage de la figure 3.8. Cet essai est tout de même moins précis que ce que peut permettre une étude au tomographe [178, 179], mais cette dernière est destructive pour la fibre optique.

3.3.5 Hypothèse sur le comportement de la bobine dans son boîtier

En partant de la distribution des déformations, nous pouvons essayer d'analyser comment la bobine réagit aux vibrations. L'hypothèse que nous proposons est décrite dans la figure 3.19. Cette hypothèse permet d'expliquer la localisation et le signe des déformations. Ce type de comportement a été observé dans des capteurs à fibre optique [180].

Chapitre 3. Mesures de déformations dans des bobines de fibre optique

Lors de l'excitation, la plaque se gondole et la bobine suit ce déplacement. En suivant ce déplacement, les sollicitations mécaniques dans la bobine se trouvent principalement à l'interface entre la bobine et le boîtier. Les fibres sollicitées sont en traction ou en compression selon leur position dans les couches de la bobine. Les couches extérieures sont étirées pour rester en contact avec le métal. Tandis que les couches intérieures sont comprimées et les couches centrales ne subissent pas de déformation.

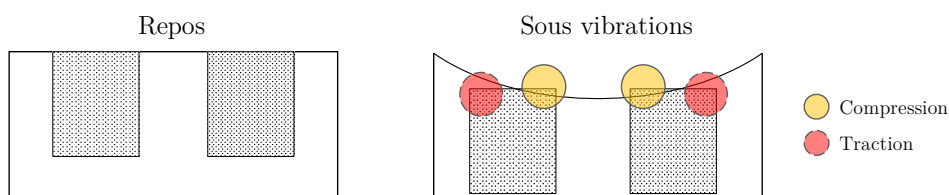


FIGURE 3.19 – Hypothèse du comportement de la bobine collée de 1 km dans son boîtier lors des vibrations.

Toute cette description reste une hypothèse. Aussi, nous souhaitons tenter de la valider grâce à un modèle numérique de la bobine EF. Ce modèle est présenté dans la section 3.4.

3.3.6 Bobine de 900 m

Nous présentons ici les résultats obtenus pour une bobine de 900 m en bobinage libre avec une fibre optique de $200 \mu\text{m}$ de diamètre externe. La fibre a été bobinée à la main sur un mandrin en aluminium, sans essayer de faire un motif de bobinage ni en faisant attention à la tension sur la fibre. Son intégration sur le pot vibrant est décrite dans la figure 3.20. Un capuchon recouvrant le mandrin de la bobine est fixé sur la plaque d'interface. La bobine est donc maintenue en position grâce à une compression entre la plaque d'interface et le capuchon.

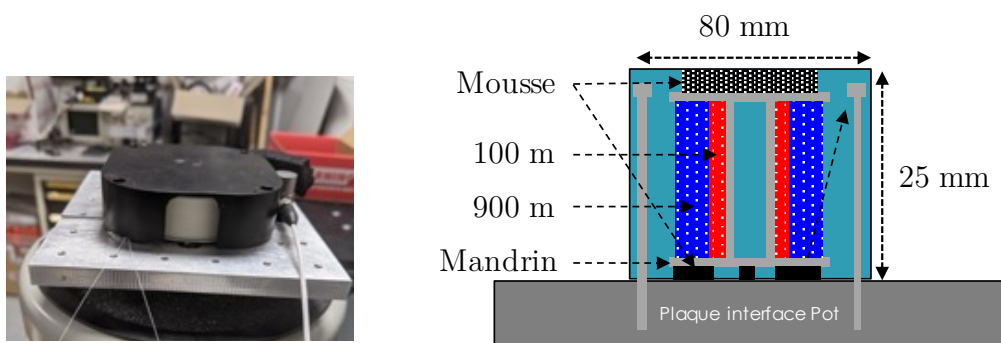


FIGURE 3.20 – Montage expérimental de la bobine libre sur le pot vibrant.

La bobine est soumise à une excitation de 500 Hz sous forme de porte. Le niveau d'excitation mesuré par l'accéléromètre à côté de la bobine est de $0,98 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ (ou 100 mg).

3.3. Mesures dans des bobines sous vibrations

Les paramètres de l'interrogateur durant ce test sont les suivants : fréquence de rafraîchissement à 10 kHz et résolution spatiale de 35 cm. Un câble de 100 m sépare la bobine de l'interrogateur OFDR. La lumière parcourt la bobine de 900 m de l'extérieur vers l'intérieur.

Le post-traitement est le même que dans la section précédente. Des mesures de phase accumulée sont réalisées pour chaque front montant de la modulation du laser. La mesure au premier instant est soustraite à toutes les autres mesures. Des mesures à des instants consécutifs sont données dans la figure 3.21.

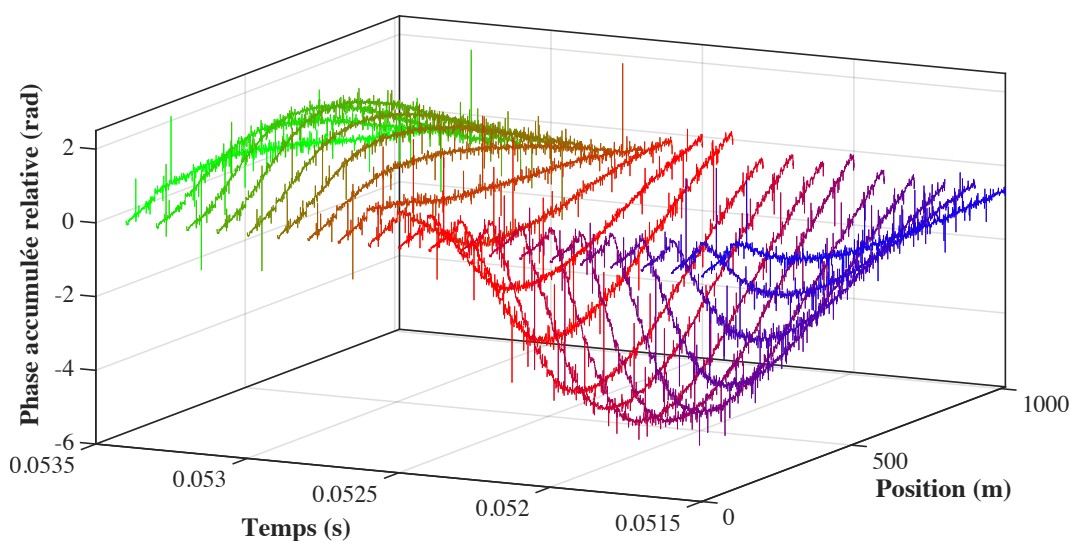


FIGURE 3.21 – Phase optique accumulée relative au premier instant de mesure, pour 20 instants de mesures, soit une période d'excitation, lors des tests sur la bobine de 900 m sous vibrations à 500 Hz.

Un diagramme temps-position de la phase accumulée est donné dans la figure 3.22. Nous observons bien les différentes zones de la FUT et les moments d'excitation et de repos.

Une TF numérique de l'évolution temporelle de la phase accumulée relative à chaque position est réalisée pour obtenir le diagramme fréquence-position de la figure 3.23. Dans ces deux diagrammes, nous observons bien les différentes zones de la FUT. Dans la bobine sur le pot vibrant, nous pouvons voir l'excitation à 500 Hz, ainsi que la modulation plus lente du 50 Hz. La dérive lente de la phase est à incriminer à la dérive de la fréquence centrale du laser. Cette dérive provoque aussi une augmentation globale du niveau de bruit à basse fréquence.

Contrairement à l'essai sur la bobine collée, l'excitation sous forme de porte n'a pas fait ressortir d'autres fréquences. La plaque d'interface et le poids total du système sur le pot vibrant n'étant pas les mêmes, les fréquences qui ressortaient autour de 1 kHz et au-delà dans la figure 3.16 ne sont pas les mêmes ici.

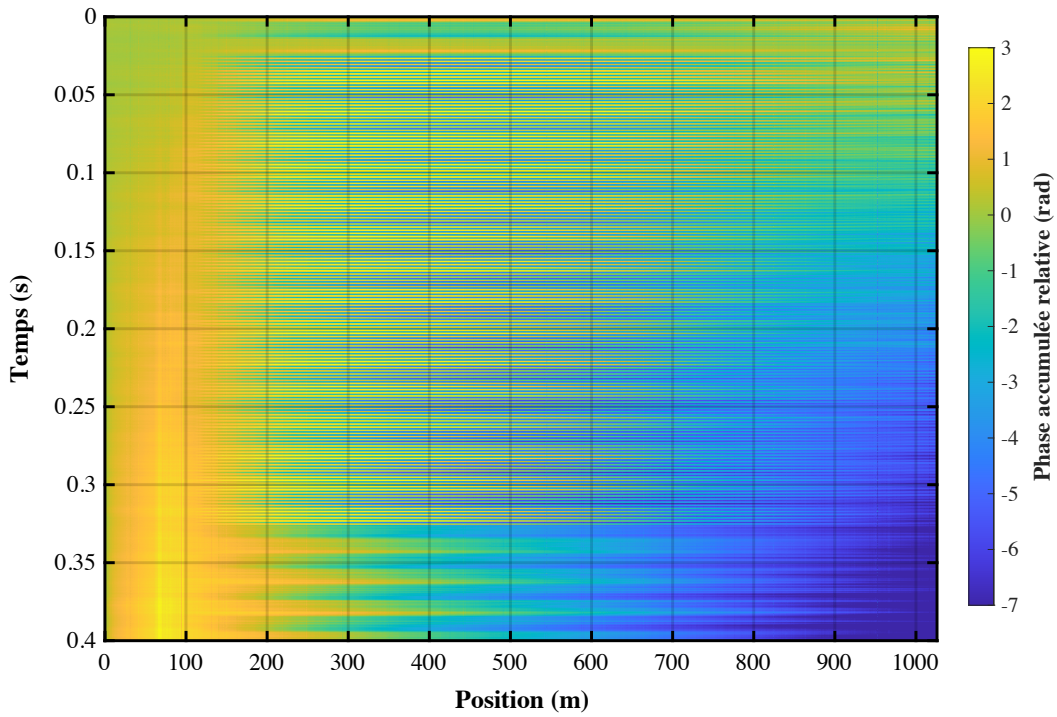


FIGURE 3.22 – Diagramme temps-position de la phase accumulée relative, lors des tests sur la bobine de 900 m sous vibrations à 500 Hz.

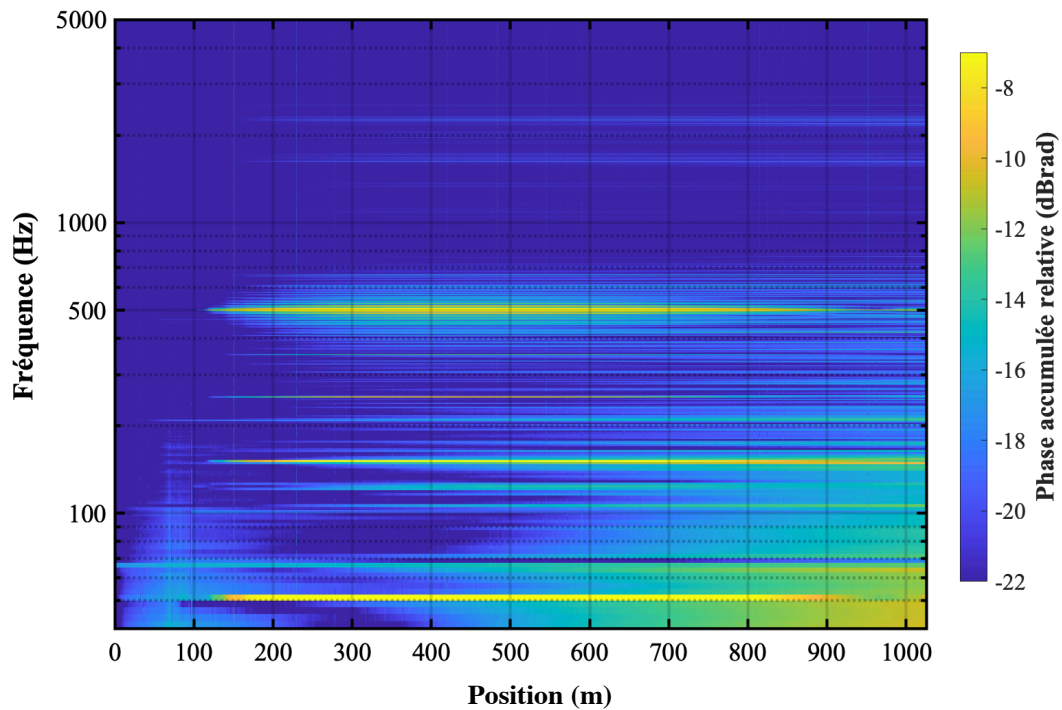


FIGURE 3.23 – Diagramme fréquence-position de la phase accumulée relative, lors des tests sur la bobine de 900 m sous vibrations à 500 Hz.

L'évolution de l'amplitude à la fréquence d'excitation et sa dérivée spatiale nous renseignent sur la distribution de la déformation dans la bobine testée. Ces résultats sont affichés dans la figure 3.24.

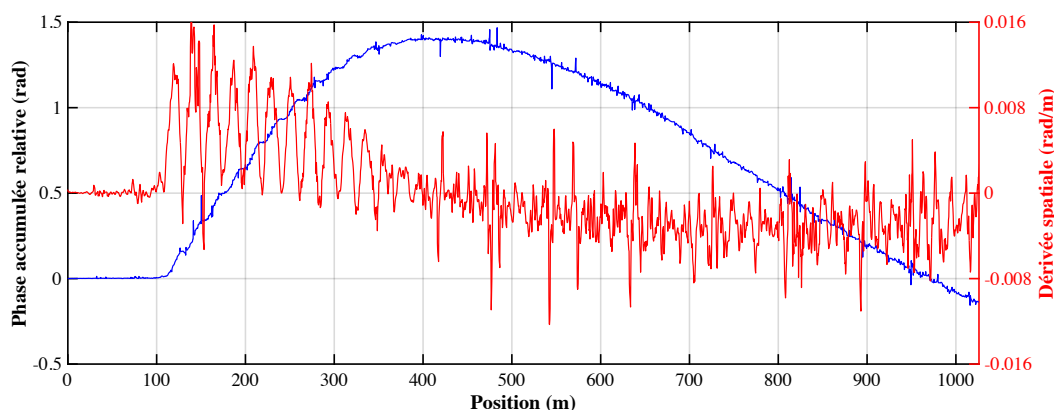


FIGURE 3.24 – Distribution spatiale de la phase accumulée à 500 Hz (en bleue, échelle de gauche) et distribution des déformations via sa dérivée spatiale (en rouge, échelle de droite), lors des tests sur la bobine de 900 m sous vibrations à 500 Hz.

La phase accumulée en fin de fibre est d'environ 0,15 rad pour 100 mg, ce qui correspond à une élongation de $1 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$. Cet ordre de grandeur est en accord avec celui calculé dans les mesures de bruit de phase sous vibrations de la section 2.2.4 ($3 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$).

La distribution spatiale des déformations (courbe rouge) présente un motif périodique, notamment au début de la bobine (dans les couches externes). Ce motif a une période moyenne de 21,7 m. D'après les dimensions géométriques de la bobine et de la fibre, cette longueur correspond à peu près à la longueur de fibre dans une couche de bobine. Après 250 m parcourus dans la bobine, la déformation devient quasiment nulle. Ensuite, elle devient négative. En toute fin de bobine, une modulation spatiale commence à réapparaître, mais reste très faible et très bruitée par rapport à celle du début.

Le bobinage étant désordonné, il est plus difficile d'établir la localisation des zones de fortes déformations. Nous savons seulement que nous mesurons une déformation plus importante dans la partie externe de la bobine que dans les parties centrale et interne.

Pour définir avec précision la distribution spatiale des déformations, il faudrait connaître la localisation dans la bobine d'une position : ce qui peut être réalisé grâce à un essai où l'on excite une ou des positions précises et en comparant les deux essais. Le problème est que le mandrin et le système de fixation de la bobine ne nous permettent pas l'accès à une position précise pour l'instant.

3.3.7 Bobine de 100 m

Nous présentons ici les résultats obtenus lors des tests sur une bobine de 100 m en bobinage libre. La fibre a été bobinée à la main sur un mandrin en aluminium, sans essayer de faire un motif de bobinage ni en faisant attention à la tension sur la fibre. La

bobine est montée sur le pot vibrant comme montré dans la figure 3.20. Le système est soumis à une excitation de 500 Hz de manière continue. Le niveau d'excitation mesuré par l'accéléromètre à côté de la bobine est de 500 mg. Les paramètres de l'interrogateur durant ce test sont les suivants : fréquence de rafraîchissement de 10 kHz et résolution spatiale de 25 cm. Un câble de 100 m sépare la bobine de l'interrogateur OFDR. Durant ce test, nous ne savons pas dans quel sens la lumière parcourt le bobinage.

Le post-traitement est le même que dans la section précédente. Quelques mesures à des instants consécutifs sont donnés dans la figure 3.25.

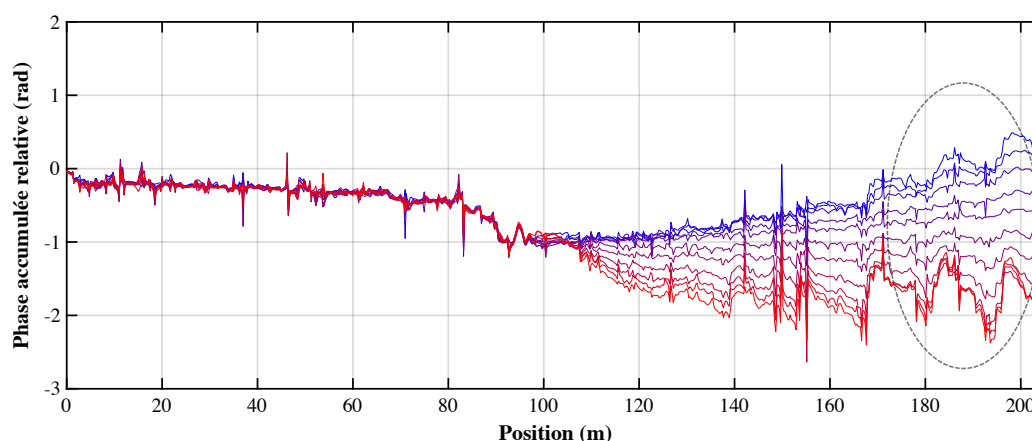


FIGURE 3.25 – Phase optique accumulée relative au premier instant de mesure, pour 10 instants de mesures, soit une demie-période d'excitation, lors des tests sur la bobine de 100 m sous vibrations à 500 Hz.

Nous observons une fois de plus un motif spatial périodique (visible plus nettement sur les courbes rouges). Cette mesure présente une différence notable comparée aux précédentes : la phase accumulée n'a pas une forme de parabole, elle semble plutôt osciller autour d'une position d'équilibre. De plus, il y a une absence de symétrie entre les courbes du haut (excitation au maximum) et les courbes du bas (excitation au minimum). Cette dissymétrie est visible notamment aux niveaux des variations spatiales entourées sur la figure.

Un diagramme temps-position de la phase accumulée relative est donné dans la figure 3.26. Une TF numérique de l'évolution temporelle de la phase accumulée relative à chaque position permet d'obtenir le diagramme fréquence-position de la figure 3.27. Dans ces deux diagrammes, la zone non-excitée est visible avant la position 100 m. Dans la bobine sur le pot vibrant, nous pouvons voir l'excitation à 500 Hz, ainsi que la modulation plus lente du 50 Hz. La dérive lente de la phase est à incriminer à la dérive de la fréquence centrale du laser. Cette dérive est dans le sens inverse de celles vues précédemment, ce qui signifie simplement que la fréquence du laser a dérivé dans l'autre sens.

Dans le diagramme fréquence-position, nous observons bien la fréquence d'excitation (500 Hz). Le bruit basse fréquence est plus important que dans les autres mesures. Cela peut être dû à un bruit environnant plus important lors de la mesure. Contrairement aux

3.3. Mesures dans des bobines sous vibrations

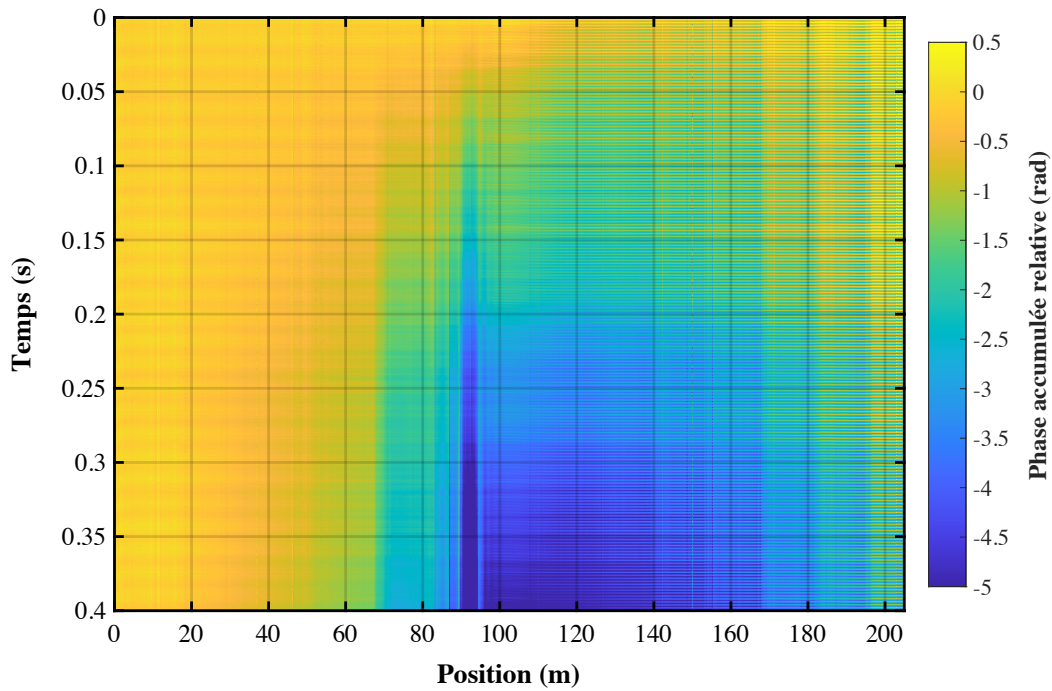


FIGURE 3.26 – Diagramme temps-position de la phase accumulée relative, lors des tests sur la bobine de 100 m sous vibrations à 500 Hz.

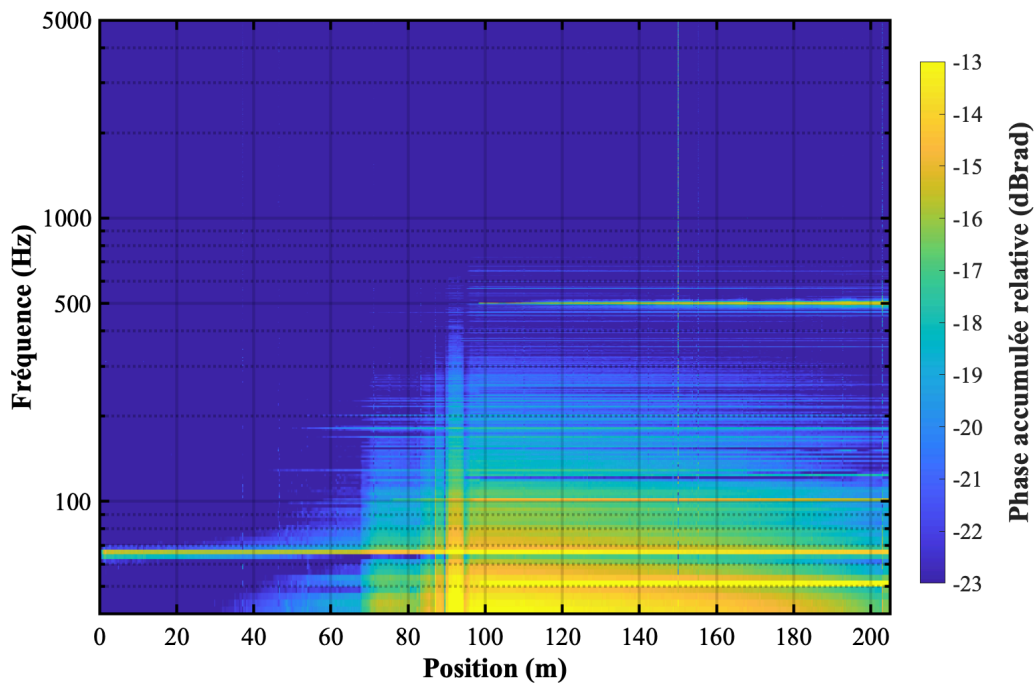


FIGURE 3.27 – Diagramme fréquence-position de la phase accumulée relative, lors des tests sur la bobine de 100 m sous vibrations à 500 Hz.

tests avec une excitation sous forme de porte, il n'a pas de fréquence notable à haute fréquence.

L'évolution de l'amplitude à la fréquence d'excitation et sa dérivée spatiale sont données dans la figure 3.28. La phase accumulée totale est d'environ 0,5 rad pour 500 mg, ce qui correspond à une élongation de $0,6 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$. Cet ordre de grandeur est en accord avec celui calculé dans les mesures de bruit de phase sous vibrations de la section 2.2.4 ($0,3 \mu\text{m}\cdot\text{g}^{-1}$).

Nous observons encore une fois un motif périodique dans la distribution spatiale des déformations avec une période d'environ 14 m (ce motif est repéré par les doubles flèches sur le graphique). Cette période est plus petite que celle observée pour la bobine de 900 m (voir figure 3.24) en cohérence avec le fait que la bobine de 900 m est bobinée par-dessus celle de 100 m. Si ces motifs sont liés à la longueur de fibre dans une couche du bobinage, il est logique que la bobine de 100 m présente une période plus faible car elle est bobinée sur un diamètre plus faible.

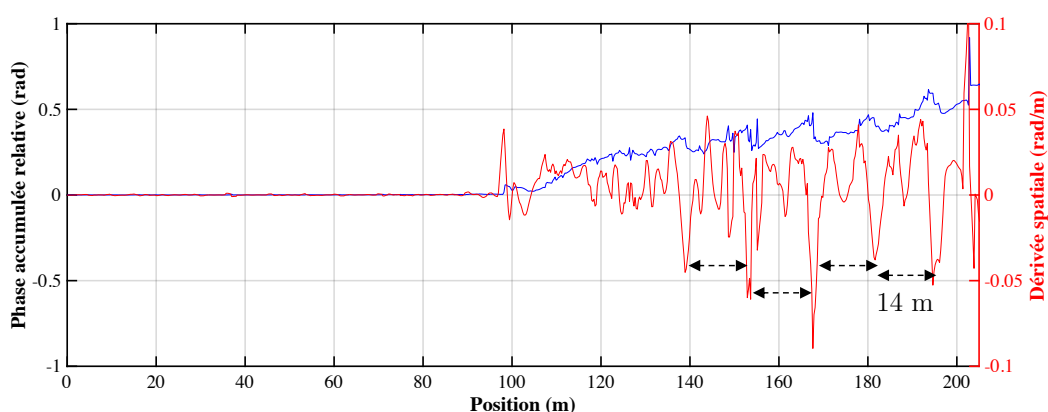


FIGURE 3.28 – Distribution spatiale de la phase accumulée à 500 Hz (en bleue, échelle de gauche) et distribution des déformations via sa dérivée spatiale (en rouge, échelle de droite), lors des tests sur la bobine de 100 m sous vibrations à 500 Hz.

Comme pour la bobine de 900 m, nous manquons d'information sur le bobinage et la localisation d'au moins une position dans la bobine pour superposer cette distribution avec le bobinage. Les informations dont nous disposons sur les dimensions du mandrin permettent de valider l'ordre de grandeur des phénomènes périodiques dans les déformations, mais l'analyse ne peut pas être aussi poussée que pour la bobine collée. En effet, il n'y a pas de motif périodique de bobinage dans la bobine libre.

La bobine libre ne présente pas le même comportement dans le câble de 900 m et dans le câble de 100 m. Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'il s'agit d'une bobine fabriquée artisanalement par des mains non-expertes. Il est fort probable que le fait que la fibre soit libre empêche une propagation des contraintes entre les couches de fibre.

3.4 Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier

Nous avons cherché à réaliser un modèle numérique d'une bobine intégrée en exploitant les connaissances sur la géométrie et sur les grandeurs mécaniques des bobines dont nous disposons aujourd'hui. Cette dernière partie présente les modèles EF de la bobine de 1 km testée dans la section 3.3 . Les objectifs de ces modèles sont de prédire son comportement global (formes et fréquences des modes propres) et son comportement local (distribution des déformations dans la bobine) afin de les comparer aux analyses que nous avons réalisées lors des mesures du DAS.

Dans la figure 3.29, nous rappelons le schéma de la bobine et de son intégration dans un boîtier en aluminium. La boîte est composée de deux parties. La partie contenant la bobine possède un renfort en métal en son centre. L'autre partie est celle qui est fixée sur le pot vibrant. Cette zone sera considérée comme bloquée dans les modèles.

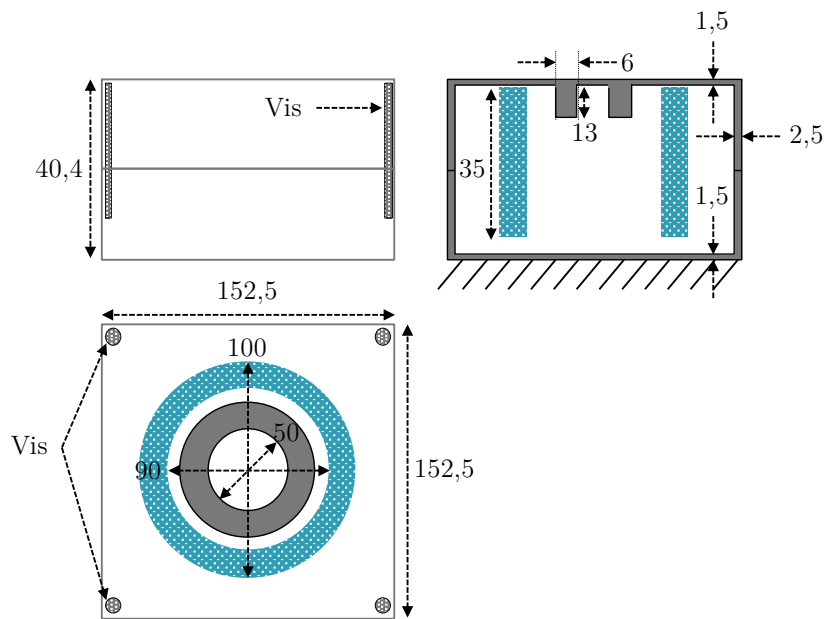


FIGURE 3.29 – Schéma de la bobine de 1 km et de son boîtier. Les dimensions sont en millimètre, sans être à l'échelle. Vue de côté en haut à gauche, vue du dessus en bas à gauche (en transparence pour laisser apparaître la bobine et le renfort) et vue de côté en coupe à droite.

3.4.1 Modèle global de la bobine et de son boîtier

Paramètres du modèle

Dans un premier temps, nous avons réalisé un modèle EF sous CAST3M afin d'analyser le comportement global du système. L'objectif de ce premier modèle est notamment de retrouver le mode propre excité lors des tests en vibrations présentés plus tôt dans ce chapitre (section 3.3.2). Si l'analyse modale fournit un mode dont la fréquence est proche de 375 Hz, alors nous pourrions analyser sa forme dans un premier temps, puis la distribution des déformations dans un second temps afin de la comparer avec les mesures du DAS (section 3.3.4).

Pour réaliser ce modèle, nous avons choisi d'utiliser des éléments de type coque (éléments 2D) car les plaques du boîtier sont fines. De même, la bobine est relativement peu épaisse et nous ne cherchons pas à savoir ce qui se passe dans la bobine. Le maillage de la géométrie est donné dans la figure 3.30. Le maillage du boîtier est composé d'un plancher avec quatre bordures (en noire) et d'un toit avec quatre bordures (en rouge). Les bordures du plancher et du toit sont raccordées entre elles aux quatre coins. La bobine est liée au toit, vers l'intérieur du boîtier.

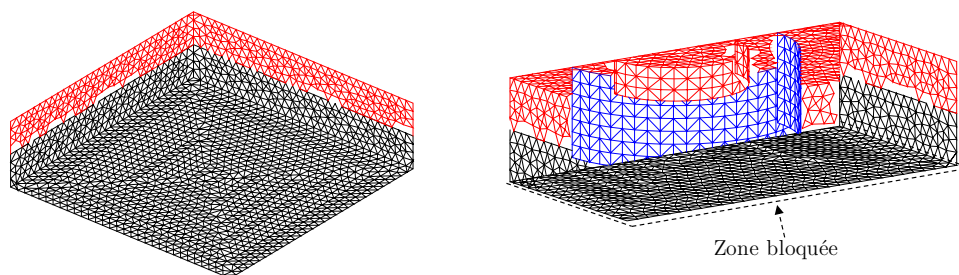


FIGURE 3.30 – Modèle EF de type coque de la bobine de 1 km (en bleue) dans son boîtier en deux parties (rouge et noire).

Dans ce modèle, la bobine est considérée comme un matériau homogène et isotrope. Son module d'Young, sa masse volumique et son coefficient de Poisson sont évalués par une loi des mélanges. Pour effectuer la loi des mélanges, nous avons besoin de savoir les proportions de chaque matériau dans la bobine. Les pourcentages sont établis à partir du schéma donné dans la figure 3.31, en calculant l'aire associée à chaque matériau dans un élément représentatif du motif du bobinage. Nous considérons aussi un espacement entre les fibres (noté e). En faisant varier e entre 0 et $50 \mu\text{m}$ nous obtenons un intervalle sur la répartition des matériaux dans la bobine. La bobine est constituée de 18,9 % à 22,7 % de verre de silice, de 24,4 % à 9,3 % de résine époxy et de 56,7 % à 68 % d'acrylate.

Le module d'Young, la masse volumique et le coefficient de Poisson de chaque matériau sont donnés dans le tableau 3.1 [181]. À partir de ces valeurs et des ratios de chaque matériau, nous pouvons calculer les grandeurs mécaniques de la bobine.

3.4. Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier

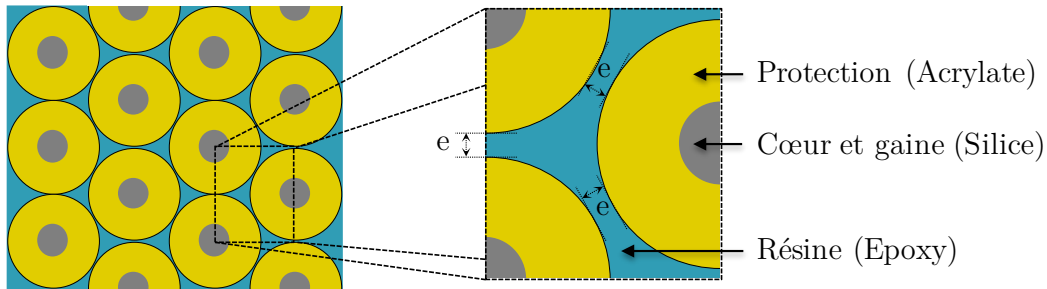


FIGURE 3.31 – Représentation schématique du bobinage et de son motif élémentaire.

	Module d'Young E [GPa]	Masse volumique ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	Coefficient de Poisson ν
Aluminium	70	2700	0,35
Verre de silice	69	2200	0,3
Acrylate	3	1050	0,22
Resine (époxy)	3,5	2200	0,20
Bobine	$15,6 < E < 18$	$1418 < \rho < 1548$	$0,230 < \nu < 0,236$

TABLE 3.1 – Grandeurs mécaniques des matériaux du modèle homogène et isotrope de la bobine.

Pour que le modèle soit le plus fidèle aux tests sous vibrations des sections 2.2.4 et 3.3, des conditions limites sont ajoutées. Tous les degrés de liberté de la partie inférieure du plancher sont bloqués (voir figure 3.30). Cette zone est considérée comme fixe.

Analyse modale numérique

Les résultats de l'analyse modale numérique sont donnés ci-après. Le premier mode propre de l'assemblage est calculé entre 375 Hz et 385 Hz selon le triplet E_{bobine} , ρ_{bobine} et ν_{bobine} en entrée de calcul. La fréquence de ce mode correspond à la fréquence excitée par les vibrations (375 Hz) lors des tests décrits précédemment. Cela signifie que le modèle est cohérent, donc l'hypothèse d'un matériau homogène et isotrope est suffisante pour simuler le comportement global du système.

La forme de ce mode propre est donnée dans la figure 3.32. Il s'agit du premier mode de pompage du capot. Le déplacement de ce mode est principalement dans une direction qui est colinéaire à l'axe de symétrie de rotation de la bobine. L'excitation lors des tests en vibrations est dans cette direction. Il est donc normal que ce mode ait été excité lors des tests.

Nous observons que les zones les plus sollicitées sont situées au niveau de la bobine, avec un fort déplacement du centre du boîtier. Le déplacement sur ce mode est proche d'une symétrie de révolution autour de l'axe de révolution de la bobine.

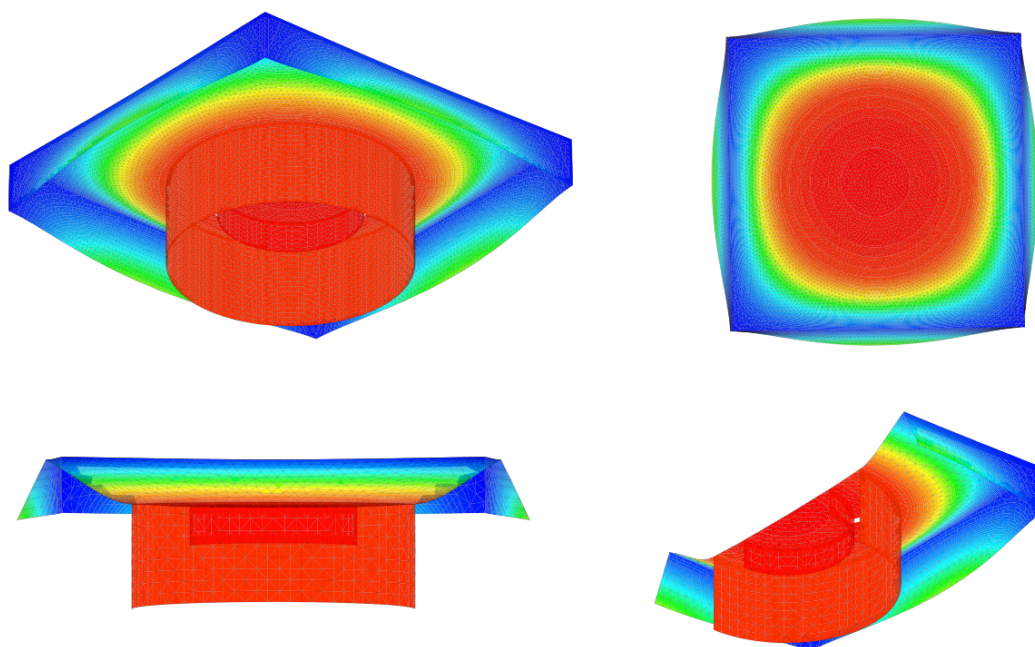


FIGURE 3.32 – Forme du mode propre de l'assemblage. Le dégradé de couleurs montre le déplacement : déplacement nul en bleu jusqu'au déplacement maximal en rouge. La seconde partie du plancher est invisible pour mieux visualiser la forme du mode au niveau de la bobine. En haut à gauche : vue cavalière, en haut à droite : vue du dessus, en bas : vues en coupe.

3.4.2 Modèle fin de la bobine

Paramètres du modèle

Après un premier modèle décrivant le comportement global du système, nous avons réalisé un deuxième modèle pour essayer de décrire des comportements plus locaux. L'objectif est notamment de connaître les champs de déformation à l'intérieur de la bobine au premier mode propre pour les comparer les mesures du DAS. Il faut créer un maillage dans l'épaisseur de la bobine, ce qui n'était pas le cas du premier modèle en éléments coque.

Plutôt que de créer un modèle complet 3D de la bobine, nous allons tirer parti du comportement axisymétrique du premier mode. Ainsi, nous proposons un modèle EF axisymétrique. Ce modèle permet de ne représenter qu'une section du système autour d'un axe de révolution. Le maillage réalisé est donné dans la figure 3.33.

3.4. Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier

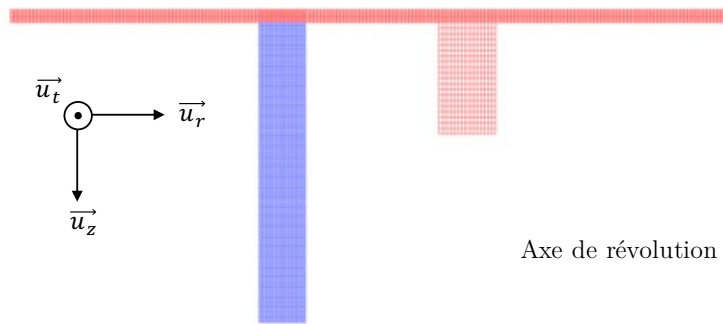


FIGURE 3.33 – Modèle EF en axisymétrie de la bobine de 1 km (en bleu) collée sur le boîtier (en rouge).

Module d'Young (GPa)	$E_t = 19,4$	$E_r = 5,8$	$E_z = 5,8$
Coefficient de Poisson	$\nu_{tr} = 0,104$	$\nu_{tz} = 0,104$	$\nu_{rz} = 0,546$
Module de cisaillement (MPa)	$G_{tr} = 180$	$G_{tz} = 180$	$G_{rz} = 175$

TABLE 3.2 – Propriétés mécaniques d'une bobine isotrope transverse, valeurs issues de [182].

Les conditions limites du maillage sont adaptées à ce modèle. Ainsi, la ligne du maillage sur l'axe de symétrie voit son déplacement en translation bloqué dans les directions \vec{u}_r et \vec{u}_z .

Le maillage est aussi adapté au bobinage. Dans la bobine, le maillage se compose de 24 colonnes et 140 lignes, comme dans le vrai motif de bobinage (voir figure 3.8). Ainsi, chaque nœud du maillage correspond à une fibre optique (voir la figure 3.31), à l'exception que le motif du maillage n'est pas hexagonal compact mais un simple quadrillage.

Les propriétés mécaniques de bobine ont aussi été changées. Comme dans des matériaux composites, les propriétés mécaniques d'une bobine varient selon les directions. Afin de mieux représenter la réalité, nous utilisons un modèle isotrope transverse : le comportement est le même dans les directions \vec{u}_r et \vec{u}_z et différent selon l'axe colinéaire aux fibres \vec{u}_t . Ceci se traduit par des grandeurs mécaniques différentes. Les valeurs des modules d'Young, des coefficients de Poisson et des modules de cisaillement dans chaque direction sont issues de [182]. La valeur de E_t a été mesurée dans [183] et les ordres de grandeurs concordent. D'autres valeurs peuvent être trouvées dans la littérature pour des fibres à double protection [184].

Analyse modale numérique

Comme pour le modèle précédent, nous ne nous intéressons qu'à un mode propre. CAST3M estime la fréquence de ce mode propre à 380 Hz, ce qui est cohérent avec le modèle précédent et nos mesures au DAS. La forme du mode est donnée dans la figure 3.34. Elle est en accord avec celle du modèle précédent (figure 3.32).

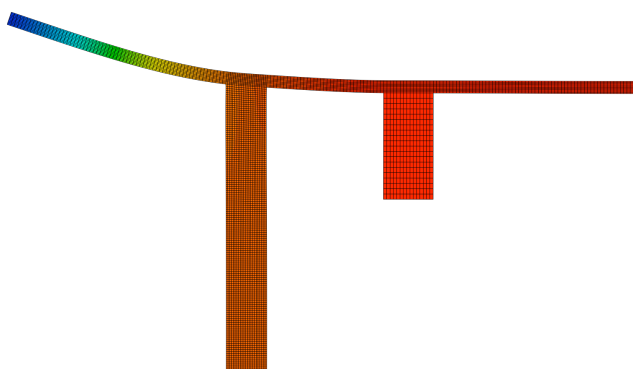


FIGURE 3.34 – Forme du mode propre de l'assemblage. Le dégradé de couleur montre le déplacement : déplacement nul en bleu jusqu'au déplacement maximal en rouge.

Champs de déformation

Les champs de déformation calculés à partir des déplacements modaux dans la fibre et dans le boîtier sont donnés respectivement dans les figures 3.36 et 3.35. La valeur de la déformation n'a pas de sens physique car l'amortissement du mode propre n'a pas été rentré dans le modèle. Nous pouvons donc seulement faire une analyse en relatif d'un champ à l'autre. Le champ de déformation qui nous intéresse le plus dans cette étude est celui dans l'axe de propagation de la fibre optique (noté EPTT), car c'est lui le principal contributeur aux variations de longueur de chemin optique (voir l'équation 3.5). Ce champ est normal au plan, dans la direction selon \vec{u}_t .

Les trois champs de déformations dans le boîtier sont du même ordre de grandeur mais leur répartition spatiale varie. Les déformations à l'intérieur et l'extérieur du boîtier présentent des signes opposés. Pour le champ EPTT, les zones de fortes déformations sont éloignées du centre du boîtier et quasiment nulles au niveau de la bobine. Pour les champs dans le plan (EPRR et EPZZ), les zones de fortes déformations (aussi bien positives que négatives) se trouvent proches de l'endroit où la bobine est collée. Au niveau de cette interface, les déformations tendent vers zéro en allant vers le centre du boîtier.

Dans la bobine, les trois champs de déformation ne sont pas du même ordre de grandeur. Le champ EPTT est dix fois plus petit que EPRR et presque trente fois plus petit que EPZZ. EPRR et EPZZ ont des déformations négatives et positives alors que EPRR est toujours positif.

Les fortes déformations sont concentrées au niveau de la zone d'interface entre la bobine et le boîtier. Pour les trois champs, la déformation tend vers zéro en s'éloignant de cette zone.

Le maillage étant représentatif du motif de bobinage, nous pouvons extraire les champs de déformation nœud après nœud dans l'ordre du bobinage. Cette opération per-

3.4. Modélisation de la bobine collée de 1 km dans son boîtier

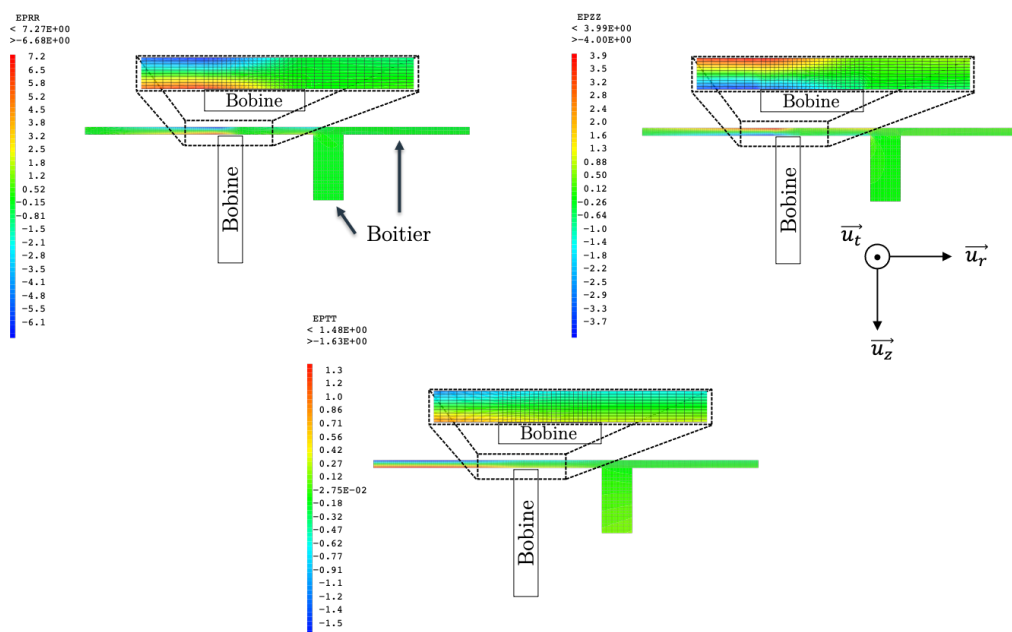


FIGURE 3.35 – Champs de déformations dans le boîtier pour le premier mode propre du système. Les encadrés montrent un zoom sur la partie où la bobine est collée au boîtier. Attention, le dégradé de couleurs est sur une plage de valeur différente pour chaque champ.

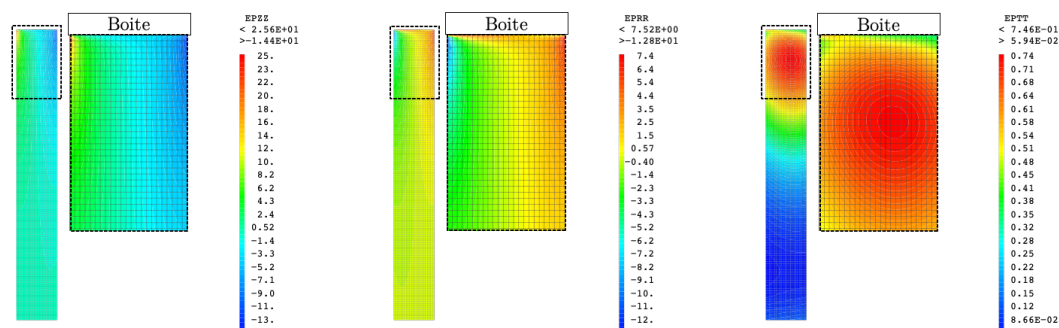


FIGURE 3.36 – Champs de déformations dans la bobine pour le premier mode propre du système. Les encadrés montrent un zoom sur la partie où la bobine est collée au boîtier. Attention, le dégradé de couleurs est sur une plage de valeur différente pour chaque champ.

met d'obtenir les champs de déformation le long du parcours de la fibre dans la bobine. Le modèle étant axisymétrique, il ne fournit qu'une valeur par tour, ce qui correspond aussi aux mesures de la section 3.3.4 car la résolution spatiale de 40 cm représente presque un point de mesure par tour. Pour rester dans le même cadre que les premières mesures aux DAS détaillées dans la section 2.2.4, la bobine est parcourue des couches extérieures vers intérieures.

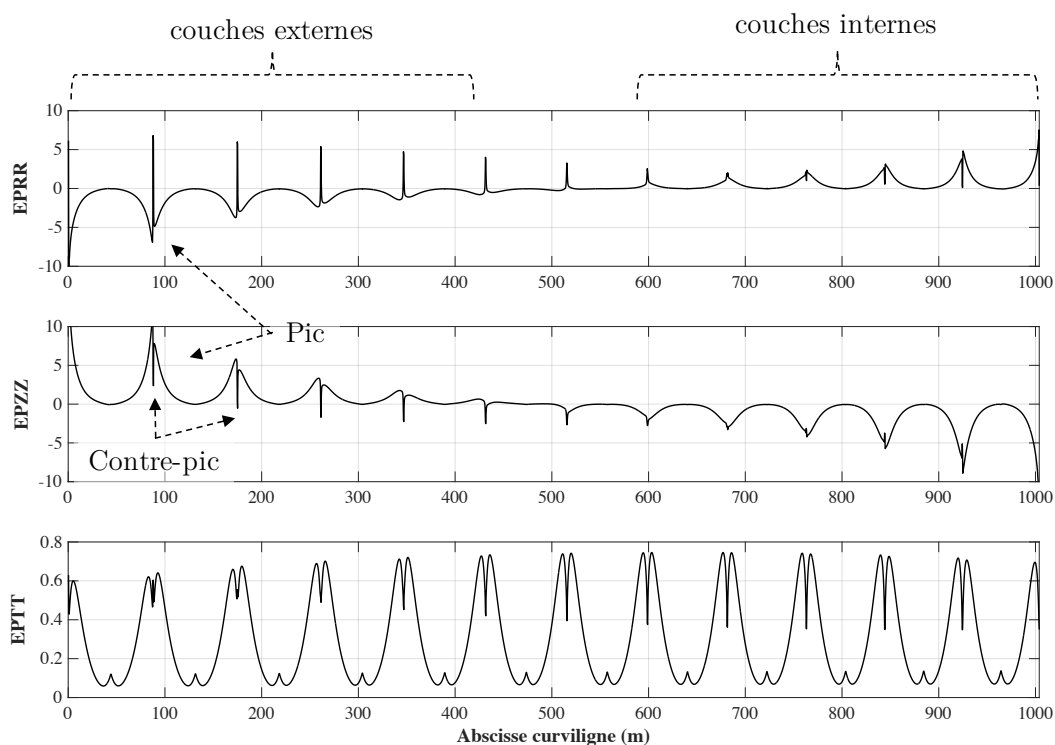


FIGURE 3.37 – Évolution des champs de déformation le long du parcours de la fibre optique.

Les champs de déformation le long de la fibre donnés dans la figure 3.37 montrent que les champs EPRR et EPZZ ont des comportements quasiment identiques : des pics de déformations qui correspondent à des endroits où la bobine est en contact avec le boîtier et les signes des pics au début et à la fin de la bobine qui sont opposés. Ces champs ressemblent beaucoup aux déformations mesurées au DAS (voir figure 3.18). L'évolution des champs EPRR et EPZZ est proche en forme et en ordre de grandeur mais elle est opposée en signe. D'après l'équation (3.5), leur contribution dans la variation de longueur (ou de phase) vont s'annuler.

Il faut aussi noter l'apparition de contre-pics (notifiés sur la figure 3.37). Il s'agit sans doute d'artefacts créés par les simulations car leurs positions correspondent à la ligne de maillage qui fait l'interface entre la bobine et le boîtier.

Le champ EPTT est toujours positif contrairement aux mesures. Il est maximal en se rapprochant de la zone d'interface en accord avec les mesures.

Phase accumulée

À partir des trois champs de déformation de la figure 3.37 et de l'équation 3.5, nous pouvons calculer la variation de phase induite par les sollicitations mécaniques le long du parcours de la fibre dans la bobine. La figure 3.38 donne la phase accumulée simulée au

premier mode du système (en noir). Nous affichons en même temps celle mesurée dans la section 2.2.4 à 375 Hz (la fréquence excitée par la réponse impulsionnelle de l'essai).

Nous comparons uniquement la forme des deux courbes car des incertitudes, des biais et des liens manquants nous empêchent de réaliser une comparaison quantitative précise entre ces tests et ces simulations. En effet, comme nous l'avons évoqué lors de l'extraction des champs de déformation, notre simulation n'intègre pas d'amortissement. Pour l'instant, une mesure de l'amortissement ne semble pas envisageable car le système est trop complexe. Les valeurs des champs au mode propre n'ont donc pas de sens réel, de même pour leur intégrale mais les formes sont bien à considérer. De plus, les niveaux de phase mesurés lors des tests en vibrations sont conditionnés aux niveaux d'excitation. Il faudrait donc intégrer dans les simulations une sollicitation mécanique et calculer une réponse de la structure à cette excitation (définie à une position, une force et une fréquence données).

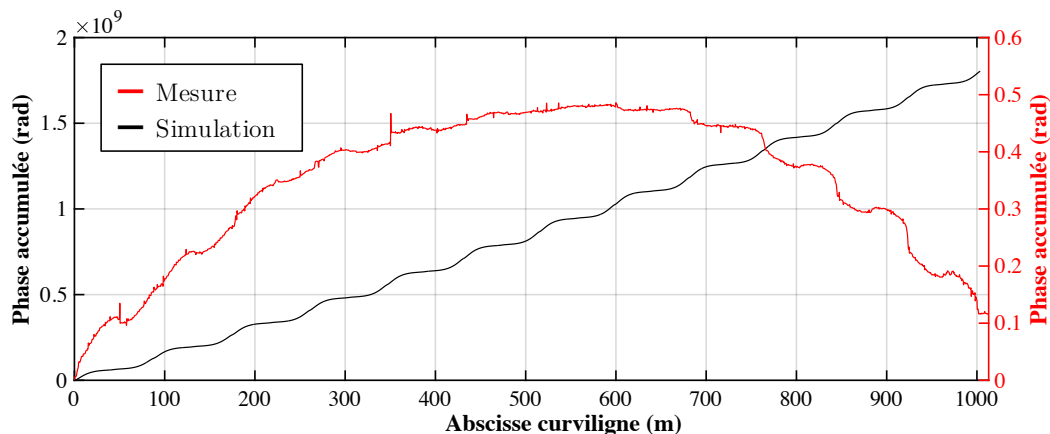


FIGURE 3.38 – Évolution de la phase accumulée le long du parcours de la fibre optique au premier mode du système, selon les mesures (en rouge), selon les simulations (en noir).

Concernant la forme des courbes, les simulations retranscrivent bien la forme de marche de la phase accumulée. En effet, il y a des sollicitations locales plus importantes qui correspondent bien à la zone d'interface entre la bobine et son boîtier. Néanmoins, ces variations sont toujours positives. Nous ne retrouvons pas l'inversion de la courbe comme dans les mesures.

Ces simulations sont donc un premier pas pour comprendre le comportement global de la structure. Si certains comportements locaux sont retrouvés dans la bobine, les simulations ne coïncident pas avec les mesures. La bobine est un objet très complexe et la modélisation que nous avons mise en place est trop lacunaire. Pour comparer des simulations et des mesures avec précision, il faut tester et modéliser un système plus simple ou avoir un modèle plus précis de la bobine ce qui nécessite de meilleures connaissances sur ses composants et son comportement.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le composant le plus critique de l'OEO : la bobine de fibre optique qui sert de délai. L'objectif était de trouver un moyen d'étudier le comportement des bobines lorsqu'elles sont soumises à des vibrations. Pour cela, nous nous sommes tournés vers les technologies de capteurs à fibre, car elles permettent de ne pas altérer le comportement du système en rajoutant des capteurs tout en étant capable de mesurer l'ensemble du système. Nous avons réalisé une preuve de concept avec un interrogateur OTDR à impulsions comprimées sensible à la phase. Les mesures faites avec cet interrogateur sont visibles en annexe 3.4.2.

Après un état de l'art des interrogateurs de fibre optique dynamique et distribué, nous avons décidé d'utiliser un interrogateur OFDR sensible à la phase. Ce système, développé à TRT par KEMLIN et ARPISON, permet de réaliser des mesures de phase optique à 10 kHz avec 40 cm de résolution spatiale sur 1,2 km de fibre optique, ce qui représente un outil unique au monde.

Nous avons présenté l'ensemble du post-traitement des mesures du DAS mis en place pour cette étude à travers l'exemple d'une bobine collée de 1 km dans un boîtier sous vibrations. En sortie de post-traitement, nous sommes capables de définir avec une grande précision la distribution des déformations dans la bobine. Dans la bobine auto-porteuse de 1 km, nous pouvons affirmer que les zones de fortes déformations sont situées où la bobine est collée à son boîtier. Le signe de la déformation varie en fonction de la couche de la bobine. À partir de ces mesures, nous avons formulé une hypothèse sur le comportement de la bobine lors de l'excitation afin d'expliquer les champs de déformation mesurés.

Dans le cas de l'OEO, c'est l'intégrale de la déformation qui est le plus important, raison pour laquelle nous avons travaillé sur la phase accumulée. Cette intégrale doit être la plus faible possible afin de minimiser les variations de temps de parcours dans la boucle de l'OEO. Par exemple, l'intégrale de la bobine de 1 km aurait pu être plus faible si la bobine avait possédé plus de couches intérieures afin d'égaliser l'élongation induite dans les couches extérieures. Ces mesures permettent donc aussi une optimisation du design et de l'intégration des bobines.

D'autres mesures ont été réalisées. Nous avons soumis la bobine de 900 m à différents niveaux d'accélération et l'élongation n'a pas un comportement linéaire (voir annexe 3.4.2). Nous avons soumis la bobine à d'autres fréquences d'excitations et le comportement varie peu. D'autres bobines collées ont aussi été testées (de 0,5 et 2 km), la distribution des déformations se rapproche de celle présentée dans ce chapitre.

Nous avons aussi présenté d'autres mesures dans des bobines libres de 900 et 100 m. Le post-traitement est identique. Les résultats sont intéressants bien qu'ils soient moins précis car ce bobinage désordonné ne permet pas de localiser les positions critiques. Nous pouvons tout de même affirmer que les zones de fortes déformations sont corrélées avec le bobinage. Le comportement de la bobine libre de 900 m est légèrement meilleur que celui des bobines auto-porteuses : la phase optique est quasiment nulle en fin de bobine.

Ce résultat est intéressant car ces bobines ont été fabriquées avec beaucoup moins de soin.

Pour essayer de mieux comprendre les mesures dans la bobine collée, voire de les valider, nous avons réalisé un modèle numérique de la bobine de 1 km. Un premier modèle en éléments coque avec une bobine aux caractéristiques mécaniques homogène et isotrope a permis de valider le comportement global du système. Nous avons ainsi retrouvé numériquement le premier mode propre du système qui était excité lors des tests. La forme de ce mode est aussi en accord avec l'hypothèse de comportement du système.

Un second modèle avait pour objectif de décrire le comportement à l'intérieur de la bobine. Pour cela, nous avons utilisé une représentation axisymétrique du système et un modèle isotrope transverse dans la bobine. L'analyse modale numérique est cohérente avec le premier modèle. Le maillage des éléments représentant la bobine a aussi été adapté afin d'être en adéquation avec le bobinage. Nous avons suivi les champs de déformation en chaque nœud du maillage qui correspondent à une fibre dans le bobinage. La variation de phase optique induite a été calculée en intégrant les champs de déformation dans les différentes directions selon un modèle extrait de la littérature. Après une comparaison qualitative avec les mesures du DAS, un point commun ressort : les zones de fortes variations de phase sont bien à l'interface entre la bobine et son boîtier. Néanmoins, le comportement global n'est pas retrouvé : dans les simulations la phase optique ne fait qu'augmenter alors que dans les mesures elle augmente puis diminue.

Cette dernière comparaison soulève beaucoup de questions. Les simulations EF de la bobine sont limitées par nos connaissances et certaines hypothèses sur le modèle qui ne peuvent être validées sans des mesures complémentaires sur la bobine. D'un autre côté, les mesures ont un post-traitement très complexe. Les mesures en changeant le sens de propagation de la lumière et la comparaison de l'ordre de grandeur d'élongation (mesuré dans le chapitre 2) tendent tout de même à valider les valeurs expérimentales.

Afin d'affiner le post-traitement et de consolider les mesures, nous avons besoin de créer un nouvel essai où les sollicitations mécaniques pourront être parfaitement maîtrisées et prévues avant les mesures ainsi bien de façon qualitative que quantitative. Pour cela, nous mettons en place un essai mécanique dynamique sur de la fibre optique. Cet essai est décrit dans le chapitre suivant.

Annexe III

Annexe III

1. Interféromètre de Mach-Zehnder	153
2. Mesure de variation de phase optique avec un système CP-OTDR sensible à la phase	156
3. Bobine libre de 900 m sous différents niveaux d'excitation	160

1. Interféromètre de Mach-Zehnder

Un interféromètre de Mach-Zehnder est illustré dans la figure 3.39. Une source lumineuse produit un champ électromagnétique E_0 . Ce champ est distribué vers deux bras en passant à travers un coupleur 50/50. L'interféromètre est équilibré, c'est-à-dire que la longueur des deux bras est identique. Un bras contient un transducteur qui va induire une différence de phase (ou un retard) notée ϕ . Elle peut être constante ou dépendante du temps.

Dans la suite, nous détaillons le cheminement pour calculer ϕ à partir d'une mesure de l'intensité en sortie d'interféromètre.

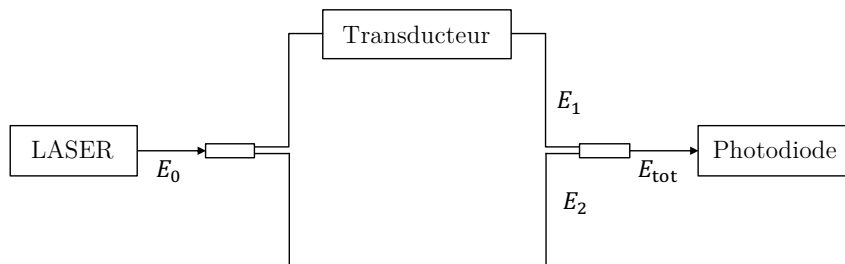


FIGURE 3.39 – Schéma d'un interféromètre de type Mach-Zehnder.

Soit un champ électromagnétique E_0 d'intensité I_0 , une fois passé à travers un coupleur 50/50, le champ dans chaque bras s'écrit tel que :

$$E_1 = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{-i(\omega\tau_1 + \phi)} \quad (3.22)$$

et

$$E_2 = \frac{iE_0}{\sqrt{2}} e^{i(\omega\tau_2)}, \quad (3.23)$$

où ω est la pulsation du champ électromagnétique et τ_1 et τ_2 le délai respectivement dans le bras 1 et 2 de l'interféromètre.

Après le second coupleur, le champ E_{tot} s'écrit :

$$E_{\text{tot}} = \frac{iE_1 + E_2}{\sqrt{2}}, \quad (3.24)$$

soit

$$E_{\text{tot}} = i \frac{E_0}{2} (e^{-i(\omega\tau_1 + \phi)} + e^{-i(\omega\tau_2)}). \quad (3.25)$$

L'intensité du champ en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$I_{\text{out}} = |E_{\text{tot}}|^2 = \frac{|E_0|^2}{4} (e^{-i(\omega\tau_1 + \phi)} + e^{-i\omega\tau_2})(e^{i(\omega\tau_1 + \phi)} + e^{i\omega\tau_2}), \quad (3.26)$$

$$I_{\text{out}} = \frac{|E_0|^2}{4} (1 + e^{-i(\omega\tau_1 + \phi) + i\omega\tau_2} + e^{i(\omega\tau_1 + \phi) - i\omega\tau_2} + 1), \quad (3.27)$$

ainsi

$$I_{\text{out}} = \frac{|E_0|^2}{4} (2 + \cos(\omega(\tau_1 + \tau_2) + \phi)). \quad (3.28)$$

Nous nous intéresserons aux variations de I_{out} dans le temps. On pose $|E_0|^2 = I_0$. En considérant que τ_1 et τ_2 sont égaux ou ne varient pas dans le temps, alors $\omega(\tau_1 + \tau_2) = 0$. On a donc :

$$I_{\text{out}} = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\phi)). \quad (3.29)$$

Dans notre cas, ϕ est une modulation de phase imposée par un transducteur (un déphaseur optique ou un étireur piézoélectrique par exemple). Ce système induit une variation de phase $\phi(t)$ qui est commandée par une tension $V(t)$ telle que :

$$\phi(t) = \pi \frac{V(t)}{V_\pi}, \quad (3.30)$$

avec V_π , la tension nécessaire pour obtenir un déphasage de π radians entre les 2 bras de l'interféromètre.

L'intensité en sortie d'interféromètre en fonction de la tension appliquée au système déphaseur est donc :

$$I_{\text{out}} = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos\left(\pi \frac{V(t)}{V_\pi}\right)\right). \quad (3.31)$$

1. Interféromètre de Mach-Zehnder

$V(t)$ peut se décomposer en un terme constant (le biais, noté V_0) et une partie dépendante du temps ($\delta V(t)$). On ajuste le terme de biais tel que $V_0 = V_\pi/2$ pour placer l'interféromètre à quadrature. On a :

$$I_{\text{out}} = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi}{V_\pi} \left(\frac{V_\pi}{2} + \delta V(t)\right)\right) \right), \quad (3.32)$$

$$I_{\text{out}} = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{V_\pi} \delta V(t)\right) \right), \quad (3.33)$$

soit

$$I_{\text{out}} = \frac{I_0}{2} \left(1 - \sin\left(\frac{\pi}{V_\pi} \delta V(t)\right) \right) \quad (3.34)$$

En considérant que $\delta V(t)$ est très petit devant V_π , alors l'argument dans le sinus est très petit devant π . Cela permet l'approximation suivante :

$$I_{\text{out}} \approx \frac{I_0}{2} \left(1 - \frac{\pi}{V_\pi} \delta V(t) \right). \quad (3.35)$$

En repartant de l'équation précédente, on sait que :

$$\frac{dI}{dV} = -\frac{\pi I_0}{2V_\pi}, \quad (3.36)$$

soit

$$dV = -\frac{2V_\pi}{\pi I_0} dI. \quad (3.37)$$

De plus, d'après l'équation 3.30, nous déduisons que :

$$\frac{d\phi}{dV} = \frac{\pi}{V_\pi}, \quad (3.38)$$

soit

$$dV = \frac{V_\pi}{\pi} d\phi. \quad (3.39)$$

On a donc :

$$dV = -\frac{2V_\pi}{\pi I_0} dI = \frac{V_\pi}{\pi} d\phi, \quad (3.40)$$

ainsi

$$d\phi = -\frac{2dI}{I_0}. \quad (3.41)$$

La valeur I_0 n'est pas toujours accessible, mais nous savons qu'il s'agit d'une constante. Elle s'exprime en fonction de I_{out} telle que :

$$I_{\text{out}}(V) = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi}{V_\pi} V(t)\right) \right). \quad (3.42)$$

Pour $V(t) = 0$, l'argument dans le cosinus est nul, donc

$$I_{\text{out}}(V = 0) = \frac{I_0}{2} (1 + 1) = I_{\text{out max}}, \quad (3.43)$$

ainsi

$$d\phi = -\frac{2dI}{I_{\text{out max}}} \quad (3.44)$$

Lors de nos tests, il suffit donc de mesurer $I_{\text{out max}}$ puis de mesurer les petites variations dI lorsque nous sommes proches de la tension $V_{\pi}/2$ (soit $I_{\text{out max}}/2$).

2. Mesure de variation de phase optique avec un système CP-OTDR sensible à la phase

a) Montage expérimental

Nous avons réalisé des mesures de variation de phase optique distribuée et dynamique grâce à un interrogateur OTDR. Il s'agit ici d'un système utilisant une technique de compression d'impulsion et sensible à la phase. Un schéma de cet interrogateur est donné dans la figure 3.40. Une description complète de son fonctionnement est donnée dans les références suivantes [157, 185].

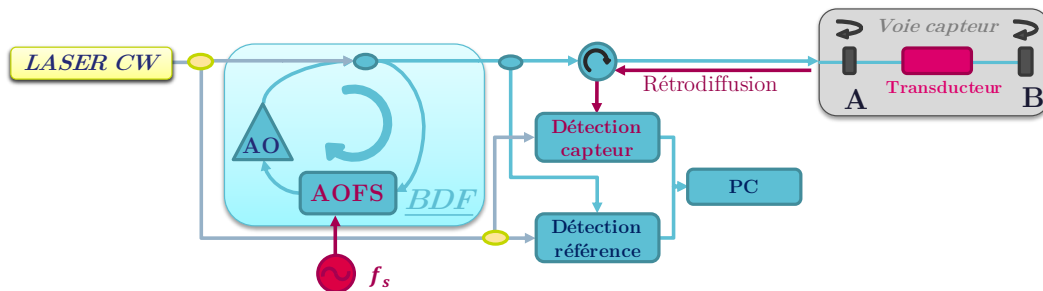


FIGURE 3.40 – Schéma de l'interrogateur CP-OTDR sensible à la phase de [157]. Abréviations : BDF : Boucle à décalage de Fréquence, CW : *Continuous Wave*, AO : Amplificateur Optique, AOFS : *Acousto-Optic Frequency Shifter*.

La boucle à décalage permet de créer des impulsions à dérive de fréquence. Ces dernières sont envoyées à une fréquence f_s (4,33 MHz dans le cas présenté) dans la voie capteur. La voie capteur débute au point A et finit au point B. Entre ces points, la fibre est libre. Il est possible d'ajouter un transducteur pour faire varier la phase optique. Dans les mesures présentées plus bas, la résolution spatiale est d'environ 5 cm.

b) Comparaison des mesures du système φ CP-OTDR et d'un interféromètre de type Mach-Zehnder

Pour valider les mesures intégrées de l'interrogateur, nous avons décidé de comparer ces mesures à celles d'un interféromètre de Mach-Zehnder (selon le protocole présenté dans l'annexe III.1). Nous montrons ici des mesures de déphasage total, obtenues sur

2. Mesure de variation de phase optique avec un système φ CP-OTDR

les deux systèmes de mesures avec deux systèmes de variation de phase optique. Dans un premier temps, nous avons remplacé le transducteur par un modulateur de phase optique (figure 3.41(a)). Puis, dans un second temps, nous avons utilisé un étireur de fibre piézoélectrique (figure 3.41(b)).

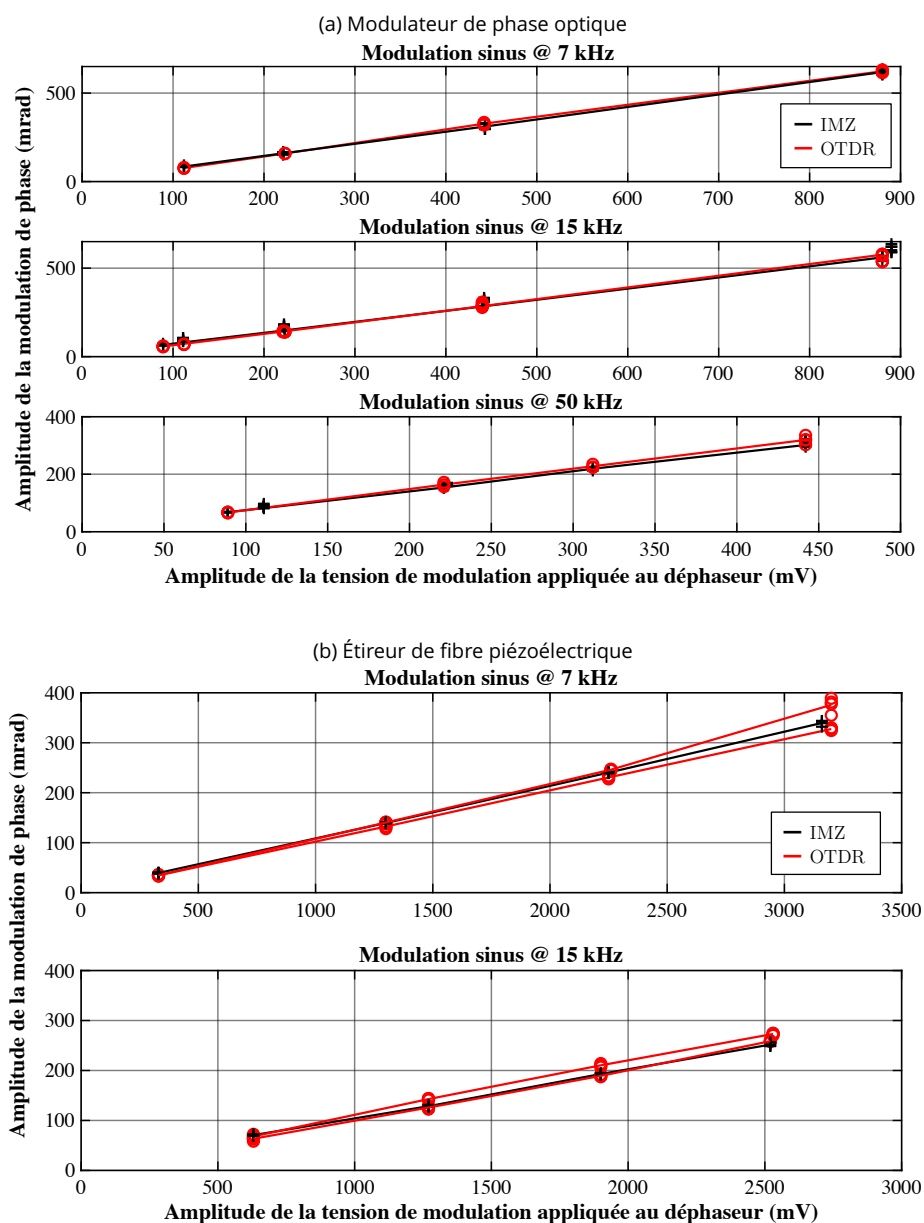


FIGURE 3.41 – Comparaison des mesures de phase optique accumulée entre un interféromètre de type Mach-Zehnder (IMZ) et un interrogateur φ CP-OTDR pour une variation de phase créée par un transducteur. Chaque graphe donne les résultats pour une fréquence de modulation différente sur le transducteur. **(a)** Modulateur de phase optique, **(b)** Étireur de fibre piézoélectrique.

La modulation phase a été testée à différents niveaux d'intensité et à différentes fréquences. L'étireur piézoélectrique n'a pas été testé à 50 kHz car cette fréquence est en dehors de sa zone de linéarité (il possède une résonance à 60 kHz). Nous observons un parfait accord entre les deux systèmes de mesures. Nous retrouvons bien la linéarité de la variation de phase en fonction du niveau en entrée de déphaseur quelle que soit la fréquence de la consigne. Les mesures avec l'étireur piézoélectrique sont légèrement moins en accord. Cela est à imputer à l'étireur lui-même. En effet, le système que nous avons était très sensible à la position de la fibre sur la céramique piézoélectrique et à son maintien dessus (la fibre n'était pas continuellement collée).

Des mesures avec des consignes de plusieurs radians ont aussi été réalisées avec le modulateur de phase optique. La technique de mesure dans l'IMZ que nous avons mis en place ne permettait pas de faire ces mesures, nous les avons réalisées uniquement avec l'interrogateur OTDR. Nous avons retrouvé le même coefficient que pour les mesures de la figure 3.41(a).

c) Mesure distribuée et dynamique sur une petite longueur de fibre

Les mesures en fin de fibre sont les plus simples car la fin de fibre renvoie beaucoup de lumière. La mesure distribuée est réalisée en tirant parti de la rétrodiffusion Rayleigh dans la fibre capteur. Suite à la validation des mesures de phase optique en fin de fibre, nous avons réalisé une mesure sur une fibre optique soumise à une sollicitation mécanique.

Le montage expérimental est donné dans la figure 3.42. Nous avons enroulé une fibre de 16 m autour d'un mandrin en métal sans aucun soin particulier. Nous avons seulement fait en sorte que la fibre ne se chevauche pas. Ce mandrin est fixé sur le pot vibrant. Une excitation à 4,5 kHz est réalisée.

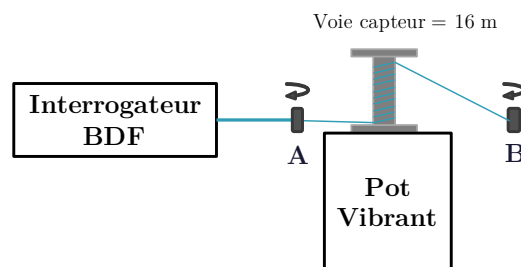


FIGURE 3.42 – Schéma de la voie capteur pour la preuve de concept de mesure distribuée et dynamique de variation de phase optique via l'interrogateur φ CP-OTDR.

L'interrogateur fournit un diagramme temps-position de la phase optique le long de la fibre. La figure 3.43 montre ce diagramme ainsi que l'évolution de la phase optique en fin de fibre capteur. Comme nous pouvons le voir, l'excitation est parfaitement mesurée.

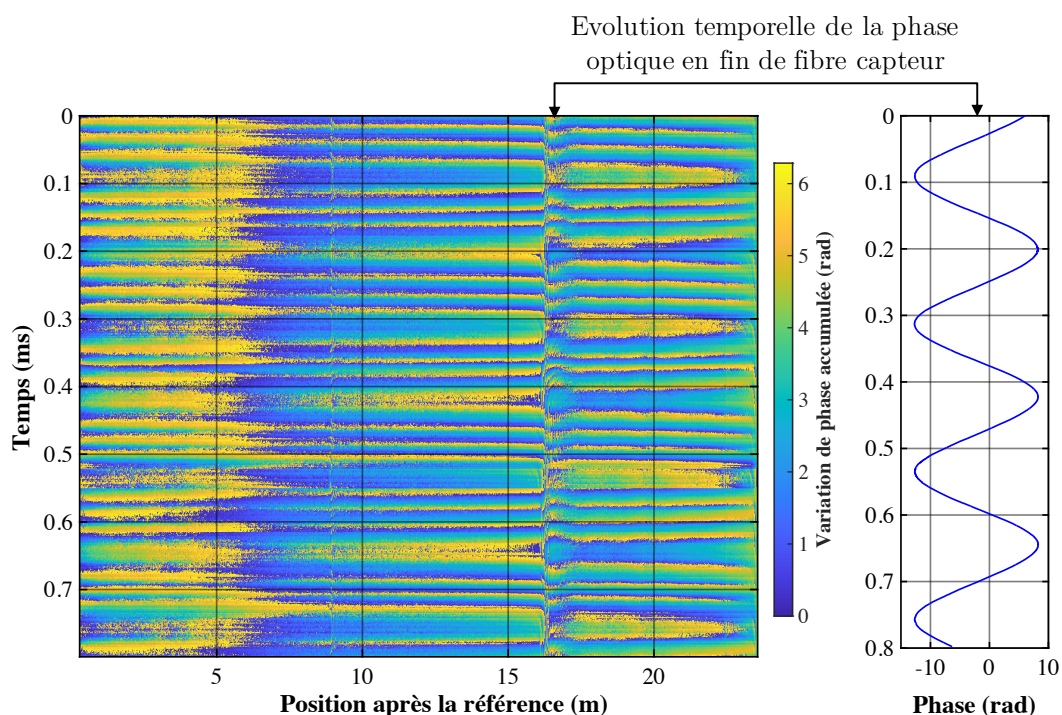


FIGURE 3.43 – Diagramme temps-position de la phase optique et évolution de la phase optique en fin de fibre capteur.

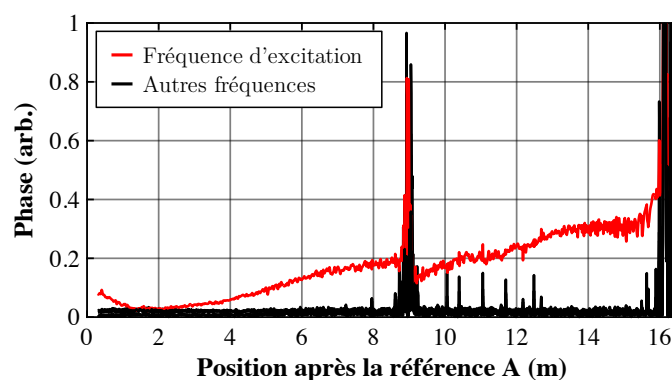


FIGURE 3.44 – Évolution de la variation de phase optique pour différentes fréquences.

Une TF de l'évolution temporelle de la phase à chaque position permet d'obtenir un diagramme fréquence-position de l'essai (non montré ici). La figure 3.44 donne l'évolution spatiale de l'amplitude de certaines fréquences dans ce diagramme. Nous observons une augmentation graduelle de la phase optique à la fréquence d'excitation. Les autres fréquences restent dans le bruit de mesure.

Le pic à 9 m est un artefact de la mesure dû à une suite de réflexions du signal d'interrogation. Sa position dépend de la longueur de fibre interrogée (16 m) et la longueur

maximale d'interrogation (égale à $c/2nf_s$ dans le cas de l'OTDR, soit 23 m dans le cas présenté).

Nous n'avons pas de mesure ou d'approximation des sollicitations mécaniques que subit la fibre, donc toutes ces mesures sont seulement qualitatives. Elles ont tout de même démontré l'intérêt et la faisabilité de l'interrogation distribuée et dynamique de fibre optique soumise à des contraintes mécaniques. Elles ont aussi permis de mettre en avant les limites de l'OTDR construit à partir de boucle à décalage de fréquence, notamment la difficulté à réaliser des mesures sur de grandes longueurs de fibre optique.

3. Bobine libre de 900 m sous différents niveaux d'excitation

Cette annexe présente des mesures réalisées avec l'interrogateur OFDR décrit dans la section 3.2. Le montage expérimental et le post-traitement des données sont les mêmes que dans la section 3.3.6. La bobine libre a été soumise à différents niveaux d'accélération avec une fréquence d'excitation de 500 Hz.

La figure 3.45 donne les résultats de cette étude. Les courbes présentent la phase optique accumulée à 500 Hz pour chaque essai, uniquement dans la bobine (les 100 premiers mètres de fibre capteurs sont une fibre libre non sollicitée). Dans ces courbes, nous observons deux zones. La première (de 100 à 920 m) a une phase qui augmente proportionnellement à l'excitation. La seconde (les 80 derniers mètres de la bobine) a un comportement qui varie en fonction de l'excitation. Les 80 derniers mètres de fibres correspondent à l'intérieur de la bobine (la partie bobinée sur la bobine de 100 m).

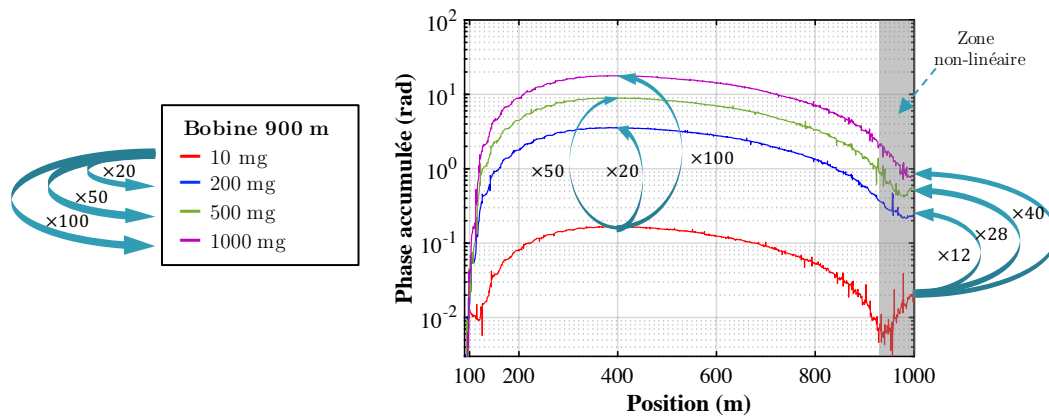


FIGURE 3.45 – Mesure de phase optique accumulée à 500 Hz pour différents niveaux d'excitation.

Cette étude explique en partie le comportement non-linéaire de la bobine de 900 m dans les mesures de bruit de phase (voir figure 2.33).

Chapitre 4

Essai mécanique dynamique sur une fibre optique

Ce chapitre présente la conception d'un essai mécanique dynamique sur une fibre optique standard. Le montage expérimental doit permettre de lever les contraintes et les limites des tests et des modélisations présentés dans les deux précédents chapitres.

Cet essai mécanique repose sur le principe suivant : la fibre devant être sollicitée est solidarisée selon un parcours défini sur une structure porteuse de géométrie simple et soumise à une excitation dynamique connue. La réponse de la structure à cette excitation est, elle aussi, connue. Ainsi, la déformation le long du parcours de la fibre est maîtrisée.

Dans un premier temps, le cahier des charges et les contraintes de ce test sont donnés. Ils permettent notamment de dimensionner la structure porteuse.

Ensuite, nous présentons la structure porteuse et l'intégration de la fibre sur cette structure. Les modèles numériques EF de la structure porteuse sont donnés ainsi que les résultats d'analyse modale numérique. Ces derniers sont comparés avec des tests mécaniques standards (tests au marteau de choc et mesure de fonction de réponse en fréquence au pot vibrant) qui permettent d'enrichir et de valider les simulations numériques.

Une fois la simulation numérique validée, les champs de déformation théoriques sont extraits des simulations. Nous analysons la variation de ces champs face à quelques paramètres (position et fréquence de l'excitation, amortissement de la structure) afin de cerner les incertitudes possibles. Puis, nous calculons la variation de phase optique induite par les champs de déformation pour une excitation donnée. Après une étude des incertitudes sur les simulations et sur les possibles différences avec le montage expérimental, nous donnons un intervalle de la variation de phase optique attendue pour une excitation donnée.

Enfin, nous présentons plusieurs mesures de phase optique accumulée et les comparons aux prédictions ainsi que les changements sur le DAS qui ont été réalisés pour ces mesures.

Sommaire

4.1	Présentation du montage expérimental	164
4.1.1	Objectifs	165
4.1.2	Principe	165
4.1.3	Cahier des charges	166
	Outillage et banc de vibrations	166
	Fibre optique	167
	Interrogateur optique	167
	Modélisation numérique en éléments finis	168
4.1.4	Montage expérimental	168
4.2	Structure porteuse	169
4.2.1	Géométrie	170
4.2.2	Modèles numériques en éléments finis	171
	Modèle de la plaque en libre-libre	171
	Modèle de la plaque dans son environnement de test	172
4.2.3	Tests au marteau de choc	174
	Résultats sans fibre optique	175
	Résultats avec fibre optique collée	176
	Comparaison des tests	177
4.2.4	Excitation au pot vibrant	178
	Principe du test	178
	Montage expérimental	179
	Résultats	181
	Comparaison entre les mesures et les simulations	183
4.2.5	Champs de déformation le long de la fibre aux modes	185
	Influence de l'amortissement	188
	Influence de la fréquence d'excitation	189
4.2.6	Variations de phase optique distribuée	191
	Influence de la déformation radiale	191
	Influence de l'amortissement	193
	Influence de la fréquence d'excitation	194
	Phase optique théorique avec incertitudes	194
4.3	Mesures de phase optique très résolue spatialement	195
4.3.1	Montage expérimental	195
4.3.2	Optimisation de l'interrogateur optique	196
	Amélioration du post-traitement	196

Réduction de la résolution spatiale	197
4.3.3 Mode 1	198
4.3.4 Mode 2	200
4.3.5 Mode 3	201
4.3.6 Mode 4	202
Conclusion	203

4.1 Présentation du montage expérimental

Cet essai est mis en place pour palier les principaux problèmes des tests ou simulations développés dans les deux chapitres précédents. Durant les tests sur les composants et notamment sur la bobine de fibre optique, les sollicitations mécaniques étaient globalement maîtrisées sur le système, mais pas finement sur le parcours de la fibre optique. Pour les simulations, nous disposons de peu d'informations sur la géométrie, les grandeurs mécaniques et le comportement de la bobine. La bobine est donc un objet très complexe à simuler ou à tester, avec trop d'inconnues et d'incertitudes à notre niveau.

SIRKIS a proposé une première comparaison entre les mesures de déphasage et son modèle [135]. Si l'accord entre les mesures et les prédictions de la phase est meilleur avec son modèle plutôt qu'avec le modèle de BUTTER [129], il est loin d'être parfait. De plus, il s'agit de mesures interférométriques. Elles sont seulement intégrées et non distribuées.

Les capteurs à fibre optique ponctuels (à base de réseaux de Bragg) existent depuis plusieurs décennies. Aussi, la littérature est plus fournie en comparaisons entre des mesures optiques et d'autres capteurs de références ou des simulations. Nous retrouvons des exemples de comparaison entre mesures et simulations pour des cas de chargements statiques : par exemple pour des tests où une conduite de fluide subit un chargement mécanique stable [186]. Des comparaisons entre différents systèmes de mesures ont été réalisées sur des cas dynamiques : par exemple, pour réaliser des analyses modales avec des FBGs sur des pales d'hélicoptère [164, 187]. Elles sont comparées avec des systèmes de mesure de référence (accéléromètre ou mesure laser) avec succès. Néanmoins, il s'agit de capteurs via une fibre instrumentée, ce qui n'est pas la même chose que de travailler sur une fibre standard.

Dans la littérature, la référence [188] propose de monter un essai mécanique pour valider des systèmes de mesure quasi-distribués par voie optique. L'objectif étant de valider les extensomètres à fibre optique continuellement attachés. Cette référence étudie notamment la déformation de poutres pour des cas statiques et dynamiques avec des simulations, des mesures optiques et des mesures par capteurs traditionnels (accéléromètres et jauges de déformation). Il ressort que ce type de mesure est très prometteur. Néanmoins, il s'agit encore d'une fibre instrumentée (avec des miroirs semi-réfléchissants).

Pour les technologies OFDR, la référence [189] compare des simulations numériques et des mesures de déformation faites grâce à un interrogateur LUNA et des jauges de déformations sur des poutres. L'accord est globalement bon.

Les technologies de capteurs à fibre distribués et dynamiques sensibles à la phase pour la mesure sont relativement récentes et essentiellement utilisées pour la détection d'événements (variations de température ou de pression, bruit acoustique ou encore déformations). À notre connaissance, il n'existe pas de comparaison entre les mesures d'OFDR sensible à la phase et d'autres types de capteurs ou des simulations. Nous souhaitons orienter cette technologie vers une quantification précise de ces événements. C'est pourquoi nous avons besoin d'un essai qui permet de comparer quantitativement les mesures, notamment grâce à une prédiction de la phase accumulée le long de la fibre capteur.

4.1.1 Objectifs

Les objectifs de cet essai sont donc d'avoir un système calibré qui permet de perturber les signaux transmis dans la fibre optique en appliquant des sollicitations mécaniques définies. Ce système permettra de valider les mesures de notre interrogateur optique (aussi bien qualitativement que quantitativement) et de valider les modèles liant la déformation et la phase optique. Il sera aussi un outil qui permettra d'explorer les capacités de l'interrogateur optique (résolution spatiale, bande passante, sensibilité et dynamique). Enfin, ce système pourra être inclus dans des liaisons optiques fibrées afin de quantifier les dégradations de performances par rapport à des niveaux de sollicitations mécaniques précisément définis.

4.1.2 Principe

Pour répondre aux objectifs, le chemin de la fibre dans la structure doit être connu et maîtrisé. Cet essai doit posséder une modélisation complète de la structure testée incluant la fibre optique ou au moins son chemin. Les sollicitations mécaniques sur la structure doivent aussi être modélisées de même que leur impact sur le comportement de la structure afin de connaître à l'avance les déformations le long du parcours de la fibre optique. Pour cela, nous proposons une solution où :

1. La structure porteuse est peu complexe (une plaque ou une poutre).
2. La structure porteuse est excitée sur un mode propre car les champs de déformations associés sont uniques et dynamiques.
3. Les répartitions spatiales des champs de déformation sont connues avec précision sur l'ensemble de la structure grâce à une simulation numérique de la structure.
4. Les simulations numériques sont validées et enrichies par des caractérisations mécaniques éprouvées.
5. La fibre optique est collée selon un chemin défini.
6. La phase optique est calculée à partir des champs de déformation le long de la fibre (pour une excitation donnée) grâce aux modèles disponibles dans la littérature.
7. La phase optique est mesurée expérimentalement grâce à l'interrogateur OFDR.
8. L'excitation est quantifiée, ce qui permet d'avoir un niveau de déformation (ou de phase optique) par rapport à un niveau d'excitation.

Cet essai propose de maîtriser parfaitement et de prédire les champs de déformation que va subir la fibre : en forme grâce à la définition du chemin de la fibre, en amplitude grâce à une excitation localisée et quantifiée et en fréquence grâce à une excitation modale. En comparant la phase optique prédite et celle mesurée, nous pourrions valider les mesures de l'interrogateur et valider les modèles liant déformation et phase optique.

Le principe de l'essai et les différentes grandeurs qui entrent en jeu sont donnés dans la figure 4.1.

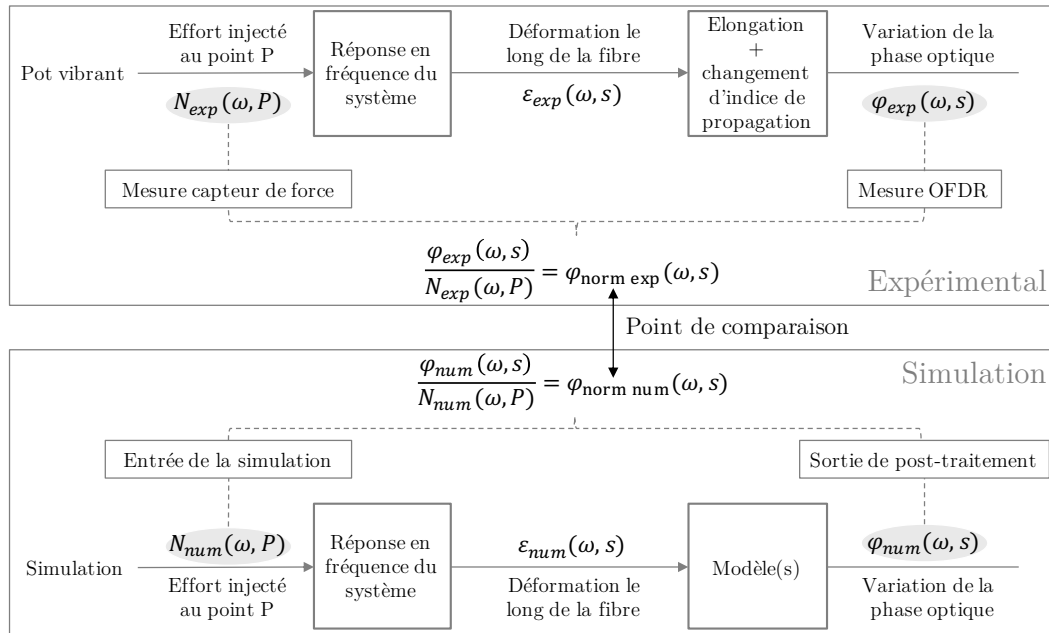


FIGURE 4.1 – Schéma de principe du concept de l'essai : ω est une fréquence d'excitation, φ est la variation de phase optique (en radian), N est l'effort injecté (en Newton) et ε est la déformation le long de la fibre optique.

4.1.3 Cahier des charges

Le cahier des charges du dispositif expérimental que nous mettons en place est défini par les différentes composantes de l'essai. Nous présentons ci-dessous les contraintes liées à chacune.

Outillage et banc de vibrations

La structure porteuse doit pouvoir être intégrée sur le banc de vibrations à Thales et sur des bancs de tests mécaniques au LMPS. Elle doit être transportable, facile à instrumenter et à tester avec des moyens standards. Nous prévoyons aussi de la suspendre pour avoir des conditions limites dites « libre-libre ». L'objectif est de s'affranchir des conditions aux limites car elle sont souvent difficiles à modéliser avec précision. Cela implique que la structure ne doit pas être trop grande, ni trop massive pour être manipulable dans un environnement de laboratoire.

Nous souhaitons intégrer la fibre optique sur la structure porteuse. Pour cela, nous avons décidé de tracer un sillon sur la structure. Ce sillon permettra de placer la fibre optique avec précision et son parcours pourra être extrait des modèles afin que les parcours de la fibre dans l'essai et dans la simulation soient identiques. Le sillon peut être réalisé grâce une découpe jet d'eau avec un balayage à haute vitesse. Ce balayage permet de réaliser un sillon très peu profond. La machine que nous utilisons ne permet pas d'usiner des structures plus grandes que 350 par 350 mm.

Fibre optique

Nous souhaitons utiliser le même type de fibre que dans les bobines collées, soit de la fibre optique standard (fibre monomode à 1550 nm, type SMF-28).

Nous n'avons pas besoin d'interroger plusieurs centaines de mètres de fibre optique pour cet essai. En effet, quelques mètres sont suffisants pour atteindre nos objectifs dès lors que les sollicitations mécaniques sur cette longueur sont parfaitement maîtrisées. Il faut tout de même une longueur non négligeable pour avoir au moins une centaine de points de mesure. Une fibre capteur entre 5 et 10 m de longueur nous semble adéquate. En prenant une résolution spatiale de l'ordre de 3 cm, cette longueur représente entre 150 et 300 points de mesure.

La mise en place de plusieurs mètres de fibre optique étant assez complexe, une structure plane et de taille raisonnable est privilégiée. Si la structure est très grande, une modélisation fine le long du parcours de la fibre peut s'avérer coûteuse en ressource et si la structure est trop petite nous ne pourrions pas intégrer à la main la longueur de fibre nécessaire.

Une dernière contrainte est à prendre en compte vis à vis de la fibre optique. Pour la fibre optique que nous utilisons, le fabricant conseille d'éviter des rayons de courbures inférieurs à 13 mm¹. Un rayon de courbure plus petit entraîne des pertes de propagation du mode optique dans la fibre. Ces pertes sont généralement quantifiées pour un certain nombre de tours avec un rayon de courbure donné. Par exemple l'atténuation est de l'ordre de 0,5 dB pour un tour avec un rayon de 10 mm². Il faut donc limiter le nombre de courbures importantes dans le parcours de la fibre.

Nous fixons la limite de rayon de courbure à 10 mm. Ce rayon de courbure est plus petit que celui conseillé mais il permet aussi d'analyser l'impact que peut avoir ce montage sur la qualité des mesures de l'interrogeur. Nous limitons à 2 le nombre de tour avec ce rayon de courbure et privilégions une solution où il y a peu de zone avec de faibles rayons de courbure.

Interrogeur optique

Pour comparer les déformations prédites et les mesures, il faut que l'interrogeur soit capable de les mesurer. Il faut donc respecter ses gammes de fonctionnement. Si cet essai doit aussi servir à évaluer les limites de l'interrogeur, nous devons nous positionner aux limites de ses gammes.

Pour rappel, les paramètres de l'interrogeur (résolution spatiale, fréquence de rafraîchissement, longueur de fibre capteur et fréquence d'échantillonnage) forment un compromis (voir équation 3.20). Dans le chapitre 3, nous avons présenté des mesures à 10 kHz avec une résolution spatiale de 40 cm sur 1 130 m de fibre. Durant ces tests, la

1. www.thorlabs.com/drawingsb578f8941a0a8009845DE15549C6B8DD/1550BHP-SpecSheet.pdf.

2. www.corning.com/media/worldwide/coc/documents/Fiber/product-information-sheets/PI1424-AEN.pdf.

longueur de fibre étant fixée, nous étions limités par la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition.

Pour une plus petite longueur de fibre, l'interrogateur est capable de réaliser des mesures à 10 kHz avec 6 cm de résolution spatiale. À ce jour, les meilleures performances en terme de résolution spatiale que nous ayons obtenues sont de 3 cm avec une fréquence de rafraîchissement de 3 kHz. Nous nous basons donc sur ces dernières comme limites dans l'essai.

Pour ces deux limites, nous devons respecter le critère de Shannon. La limite de 3 kHz signifie que la bande passante de la mesure est de 1,5 kHz. Il faut que la structure porteuse présente un mode propre de fréquence inférieure à 1,5 kHz. La limite de 3 cm signifie que les variations spatiales des déformations doivent être d'au moins 6 cm. Si la période des oscillations spatiales de la déformation le long de la fibre est inférieure à 6 cm alors le système de capteur optique ne sera pas capable de la mesurer. Au contraire, si elle fait plus ou largement plus de 6 cm alors il y a plus de points de mesure par période spatiale, ce qui améliore la précision de la mesure et la qualité des comparaisons. Si l'on veut échantillonner les variations spatiales avec une plus grande finesse, il faudra améliorer les performances de la source laser de l'interrogateur.

Modélisation numérique en éléments finis

Nous souhaitons simuler la structure porteuse sous le logiciel *CAST3M*. Afin de sélectionner et de converger vers une structure porteuse et une intégration de la fibre qui remplissent l'ensemble des critères, nous allons devoir calculer les modes propres de la structure porteuse en itérant sur la géométrie de structure ou le chemin de la fibre. Il faut donc que les simulations ne prennent pas beaucoup de temps ni de ressources, au moins dans un premier temps. Des formes simples (poutre ou plaque) avec le moins de liaisons possibles sont privilégiées.

Les simulations seront affinées au cours de l'essai, avec un enrichissement grâce à des mesures expérimentales (de l'amortissement par exemple).

Pour éviter les problèmes liés aux incertitudes sur les grandeurs mécaniques et sur le comportement de la fibre optique dans les simulations, nous souhaitons ne pas la modéliser. Pour cela, nous privilégions une structure suffisamment massive pour que son comportement ne soit pas affecté par la fibre.

4.1.4 Montage expérimental

Le montage expérimental de l'essai est présenté dans la figure 4.2. La structure porteuse est une plaque de métal sur laquelle nous avons collé de la fibre optique d'après un chemin rigoureusement sélectionné (section 4.2.1).

Cette structure est suspendue grâce à des élastiques attachés à un portique. Elle est excitée sur un mode propre (à une fréquence) en un point grâce à une tige d'excitation modale reliée à un pot vibrant. Une mesure de l'effort injecté est réalisée au point d'excitation.

Ce montage a été réalisé en laboratoire à TRT et est associé à une version numérique sous CAST3M (section 4.2.2). Cette dernière a permis le dimensionnement des structures, du parcours de la fibre, du placement et du niveau d'excitation. Elle a ensuite été affinée grâce à des tests au marteau de choc (section 4.2.3) et de réponse en fréquence (section 4.2.4).

La déformation le long du parcours de la fibre est prédite par la simulation (section 4.2.5). La phase optique accumulée associée à ces champs de déformation est calculée (section 4.2.6) grâce au modèle développé dans [110]. Lors de l'excitation, la phase accumulée est mesurée par l'interrogateur OFDR le long du parcours de la fibre. La phase prédite et la phase mesurée sont divisées par l'effort injecté au point d'excitation. Elle sont ensuite comparées (section 4.3).

4.2 Structure porteuse

À partir des objectifs et du cahier des charges que nous venons de dresser, nous avons convergé vers une structure porteuse que nous décrivons dans la partie suivante. Nous présentons aussi les modèles numériques de la plaque et les tests réalisés dessus. Puis, les champs de déformation théoriques le long de la fibre pour certaines fréquences d'excitations sont donnés. Enfin, la variation de phase optique accumulée le long de la fibre pour chaque fréquence d'excitation est donnée avec son incertitude.

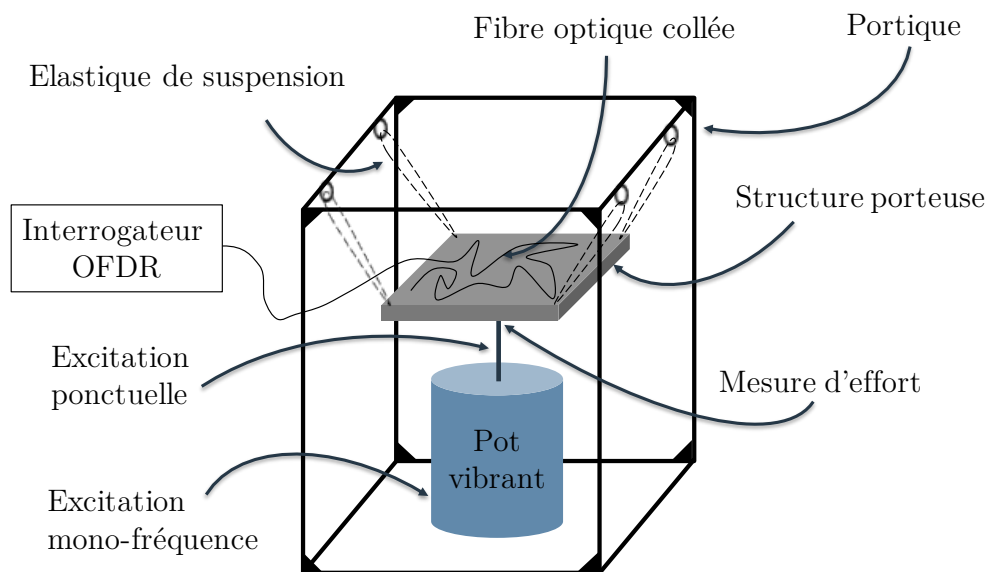


FIGURE 4.2 – Montage expérimental de l'essai mécanique sur fibre optique.

4.2.1 Géométrie

La structure porteuse est une plaque en acier, de dimensions 311,4 par 299,6 mm sur 14,2 mm d'épaisseur. Une photo de la plaque est donnée dans la figure 4.4. Les dimensions de la plaque une fois usinée ont été mesurées au pied à coulisse. La plaque est légèrement rectangulaire afin d'éviter les modes doubles [190]. Le module d'Young, la masse volumique et le coefficient de Poisson typiques de l'acier sont rappelés dans le tableau 4.1 [181]. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées dans le modèle EF de la plaque.

Dimensions (L_x, L_y, L_z)	311,4 × 299,6 × 14,2 mm
Module de Young (E)	210 GPa
Masse volumique (ρ)	7860 kg/m ³
Coefficient de Poisson (ν)	0,28

TABLE 4.1 – Propriétés mécaniques et géométriques de la structure porteuse.

Concernant le chemin de la fibre sur la plaque, deux solutions ont été envisagées. Elles sont représentées dans la figure 4.3.

La première consiste à réaliser un quadrillage de la fibre dans la longueur (ou la largeur) de la plaque. La fibre est orientée dans une direction sur 300 mm puis fait demi-tour jusqu'à l'autre extrémité et ainsi de suite jusqu'à remplir la plaque. En tenant compte du nombre de rayons de courbure, il faut privilégier un rayon supérieur à 13 mm. Cette solution permet de positionner au plus 4 m de fibre optique sur la plaque.

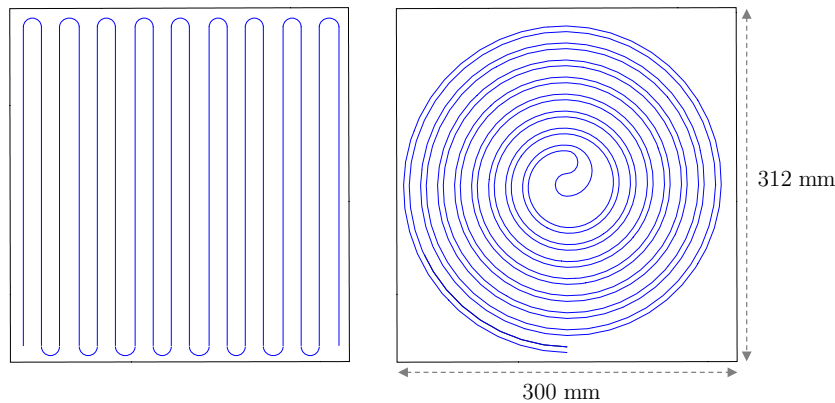


FIGURE 4.3 – Solutions envisagées pour le chemin de fibre (en bleue) sur la plaque.

Dans la seconde solution, la fibre suit un chemin en spirale partant des bords de la plaque vers son centre suivie d'une seconde spirale attenante partant du centre vers les bords de la plaque. Trois demi-cercles joignent les deux spirales au centre de la plaque. La formule décrivant une spirale en coordonnées polaires est donnée ci dessous :

$$r(\theta) = r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta, \tag{4.1}$$

avec $r(\theta)$ le rayon courant de la spirale, θ l'angle polaire, r_0 le rayon initial de la spirale et P le pas de la spirale (différence de rayon sur un tour). Le fait de disposer d'une formule décrivant les coordonnées de chaque point de la spirale est un atout majeur comme nous le verrons dans la section 4.2.5.

Dans ce cas, le rayon de courbure est largement supérieur au rayon minimum sur une très large partie de la longueur de fibre (plus de 96 %). En jouant sur le pas de la spirale et l'écart entre les deux spirales, il est possible de positionner entre 7 et 9 m de fibre optique. Nous avons donc préféré cette seconde solution à la première.

La solution retenue comprend deux spirales de rayons initiaux 30 et 35 mm avec un pas de 15 mm. Elles sont reliées par deux demi-cercles de rayon 10 mm et un demi-cercle de 45 mm de diamètre. La longueur de fibre dans une spirale est d'environ 4,2 m. La longueur totale du sillon est de 8,5 m.

Le sillon a été gravé grâce à une découpe au jet d'eau. Il fait environ 1 mm de largeur pour un peu moins de 1 mm de profondeur de telle sorte que l'on peut considérer que la fibre fait partie de la peau supérieure de la plaque (voir figure 4.4). La fibre a été positionnée dans ce sillon grâce à du ruban adhésif dans un premier temps, puis elle a été collée dans le sillon avec une résine de type époxy.

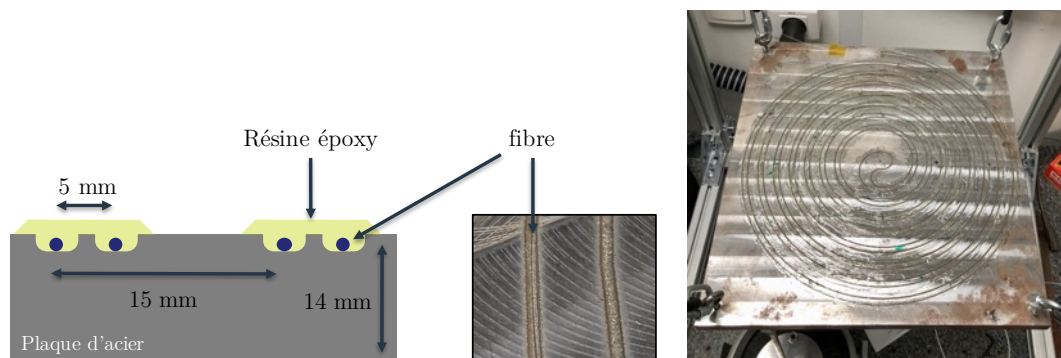


FIGURE 4.4 – À gauche, vue en coupe de la plaque. Au centre, zoom sur le sillon. À droite, photo de la plaque d'acier avec la fibre optique collée.

4.2.2 Modèles numériques en éléments finis

Modèle de la plaque en libre-libre

La plaque a été modélisée sous le logiciel CAST3M. Le maillage EF de la plaque est réalisé avec des éléments de type coque épaisse. Ces éléments prennent en compte les effets de cisaillement. Les grandeurs des caractéristiques mécaniques sont données dans le tableau 4.1.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une analyse modale numérique sur cette structure en libre-libre (aucune condition limite). Les résultats sont donnés dans la figure 4.5. Les fréquences des six premiers modes propres de la plaque (hors modes de

corps rigide) sont 502 Hz, 729 Hz, 907 Hz, 1269 Hz, 1304 Hz et 2163 Hz. Seuls les cinq premiers modes propres sont dans notre bande passante (1,5 kHz). Les modes 4 et 5 sont à la limite de notre bande passante et sont très similaires comme nous pouvons le voir sur la figure 4.5. C'est pourquoi, dans la suite de l'étude, nous ne nous intéressons qu'aux modes 1, 2, 3 et 4.

La figure 4.5 affiche le déplacement de la structure pour chaque mode. Les formes des quatre premiers modes propres sont toutes différentes, ce qui signifie que les champs de déformation le long de la fibre sont aussi tous très différents.

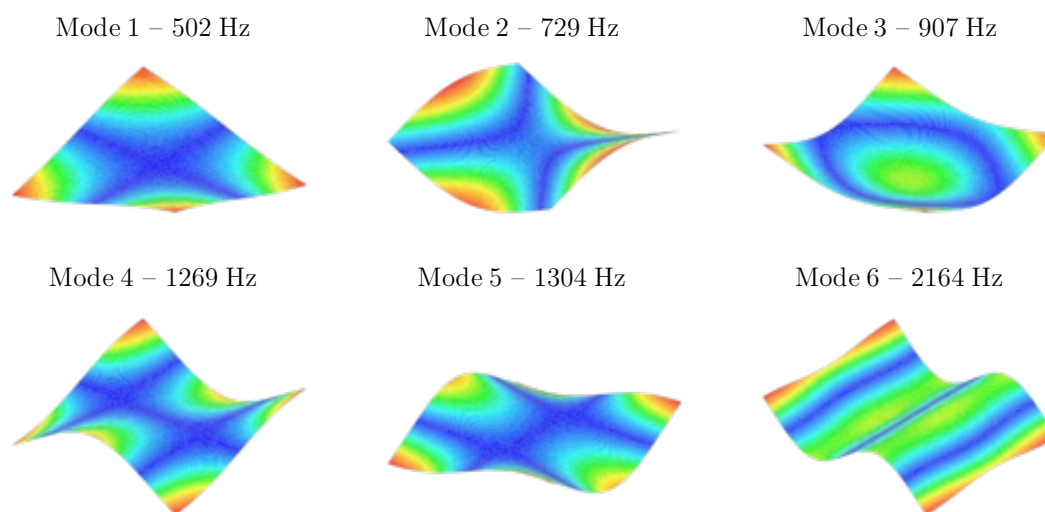


FIGURE 4.5 – Résultats de la première analyse modale numérique de la plaque.

Modèle de la plaque dans son environnement de test

Le modèle présenté ci-dessus a permis de valider des points du cahier des charges de l'essai mais il n'est pas assez précis pour l'étude car il ne prend pas en compte de petits détails liés au montage expérimental.

Lors des tests, nous allons suspendre la plaque grâce à des élastiques qui seront accrochés à des anneaux vissés dans la plaque. De plus, une tige d'excitation est utilisée pour exciter le mode propre souhaité. Nous verrons dans la section 4.2.4 comment la position d'excitation a été choisie. Dans un premier temps, nous souhaitons seulement montrer l'impact du montage expérimental sur le comportement de la structure afin que lecteur prenne conscience des incertitudes.

Nous présentons les résultats d'analyse modale numérique pour différentes configurations. Les simulations sont réalisées sur la même géométrie et le même maillage, seules des conditions limites ou des masses sont ajoutées pour se rapprocher au plus de la réalité des tests. Les caractéristiques des simulations sont les suivantes :

1. Plaque d'acier aux dimensions et caractéristiques mécaniques du tableau 4.1 en libre-libre ;

2. Simulation 1 avec quatre appuis ponctuels élastiques (de raideur $1 \text{ kN}\cdot\text{m}^{-1}$ chacun) représentant les élastiques de suspension ;
3. Simulation 2 avec quatre masses supplémentaires représentant les anneaux vissés dans la plaque pour la suspension (masse de 37 g chacun) ;
4. Simulation 3 avec un appui ponctuel élastique (de raideur $15,7 \text{ kN}\cdot\text{m}^{-1}$) représentant la liaison du pot vibrant [191] ;
5. Simulation 4 avec une masse supplémentaire représentant le capteur de force collé à la plaque (masse de 26 g).

Les masses ont été mesurées grâce à une balance électronique. La raideur des élastiques a été évaluée expérimentalement. Elle reste soumise à une grosse incertitude donc nous avons choisi de la sur-évaluer dans les simulations. Comme nous pouvons le voir dans le tableau 4.2, son influence est totalement négligeable. La raideur du pot vibrant est fournie par le constructeur.

	Simulation numéro				
	1	2	3	4	5
Mode 1	502	502	485	485	484
Mode 2	729	729	728	728	729
Mode 3	907	907	880	880	879
Mode 4	1267	1267	1232	1232	1227
Mode 5	1304	1304	1269	1269	1269
Mode 6	2164	2164	2135	2135	2128

TABLE 4.2 – Comparaison des fréquences (en Hz) des modes propres pour les différentes simulations (voir texte pour détails).

Nous observons que l'ajout des appuis ponctuels élastiques aux points de suspension ou au point d'excitation n'entraîne pas de variations des fréquences propres (comparaison entre les simulations 1 et 2 et entre les simulations 3 et 4). De même, la forme des modes propres n'est pas modifiée. Cela n'a donc pas d'effet significatif sur le comportement de la structure.

L'ajout des masses aux quatre coins a un impact important sur l'ensemble des modes sauf sur le mode 2. Ce phénomène s'explique par le fait que ces positions ont des déplacements importants sur tous les modes, sauf pour le mode 2 (voir figure 4.5). Cette sensibilité est très étonnante compte tenu de la masse ajoutée par rapport à la masse totale de la plaque (environ 150 g additionnelle pour 10,4 kg de structure soit à peine 1,5 %).

La Simulation 3 est utilisée pour la comparaison des tests au marteau de choc (section 4.2.3) et la Simulation 5 pour les tests de réponse en fréquence de la structure (sections 4.2.4, 4.2.5, 4.2.6 et 4.3).

Nous avons réalisé une étude de convergence afin d'établir la sensibilité du calcul des fréquences des modes propres en fonction du nombre de noeuds dans le maillage de

la plaque. Etant donné que des éléments coques sont utilisés, un maillage régulier de taille 5 mm conduit à une convergence des résultats sur les modes observés. On utilisera néanmoins un maillage plus fin pour obtenir au post-traitement une information fine de la déformation sur le parcours de la fibre.

4.2.3 Tests au marteau de choc

Le test au marteau de choc est un test de mécanique standard [192]. Il permet de réaliser une analyse modale de la structure, c'est-à-dire qu'il mesure la fréquence, la forme et l'amortissement de chaque mode propre dans une bande de fréquence. Nous avons utilisé un banc de test avec le logiciel LMS Test.Lab disponible au LMPS.

Durant ce test, le système testé est suspendu de telle façon que l'on considère que les conditions limites sont libre-libre. La structure est excitée à une position par un impact réalisé avec un marteau de choc. Le marteau mesure la force de l'impact. La réponse de la structure en une position suite à un impact de position et force données est mesurée grâce à un accéléromètre. Le contenu spectral de cette réponse contient les fréquences des modes propres excités. Un mode peut être plus ou moins excité (voire pas excité du tout) selon la position de l'excitation. De la même manière, la réponse liée à ce mode peut être plus ou moins mesurée (voire pas du tout) selon la position de l'accéléromètre. Un exemple d'un test au marteau de choc sur une poutre encastree est donnée dans la figure 4.6.

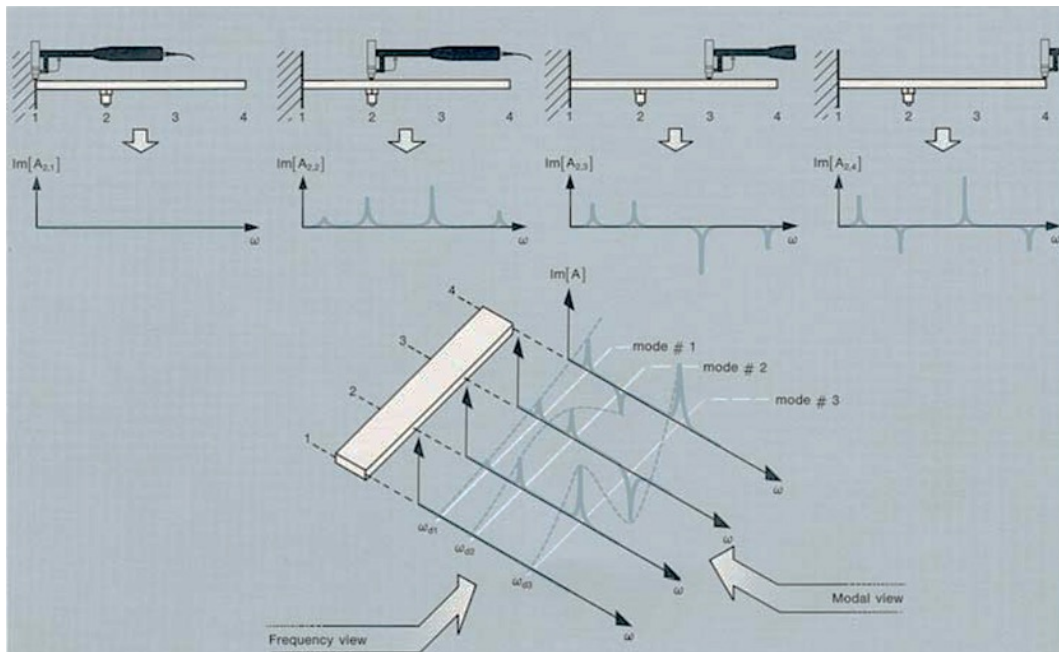


FIGURE 4.6 – Principe de l'analyse modale expérimentale au marteau de choc (image issue de [190]).

L'opération est répétée, soit en réalisant des impacts à différentes positions avec une mesure d'accélération fixe, soit en déplaçant l'accéléromètre et en tapant toujours au même endroit. Les deux solutions sont équivalentes. La forme des modes propres est reconstruite (voir figure 4.6) en analysant spatialement la réponse de la structure.

Nous avons réalisé un quadrillage sur la plaque (voir figure 4.7). Les impacts sont faits aux 25 points entourés en rouge. La mesure d'accélération est réalisée à la position où il y a une croix bleue. Cette position est sélectionnée car elle n'est sur aucun noeud des modes propres à mesurer expérimentalement. L'impact est fait sur la face supérieure de la plaque tandis que la mesure via l'accéléromètre est faite sur la face inférieure. Nous avons réalisé deux à trois impacts au même point pour améliorer la qualité des mesures.

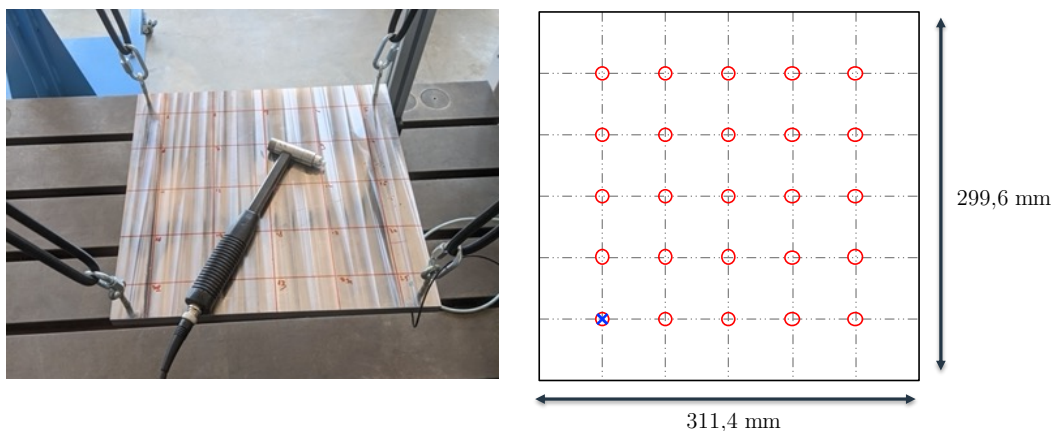


FIGURE 4.7 – Photo de la plaque sur le banc de test au marteau de choc. Quadrillage de la plaque lors des tests au marteau de choc, avec les points d'impact entourés en rouge et le point de mesure d'accélération à la croix bleue.

Résultats sans fibre optique

Un premier test au marteau de choc a été réalisé lorsque la plaque était gravée mais avant que la fibre optique ne soit intégrée. Nous appellerons cet essai « essai A » dans la suite du manuscrit.

Après avoir réalisé les impacts et les mesures, LMS Test.Lab fournit la fréquence, la forme et l'amortissement des modes dans la bande de mesure. Le calcul des modes est réalisé deux fois, une fois avec l'option « PolyMAX » et une seconde fois avec l'option « Time MDOF ». Les fréquences propres mesurées sont comparées avec la Simulation 3 dans le tableau 4.3. Cette simulation correspond au même montage expérimental.

L'incertitude des résultats numériques est de plus ou moins 1 Hz (selon la taille du maillage, les masses ajoutées et leurs emplacements). L'incertitude des résultats expérimentaux est de plus ou moins 1 Hz (selon la méthode de sélection du mode). Il y a un très bon accord entre les mesures des fréquences propres et la Simulation 3, avec moins de 1 % d'erreur relative.

	MESURES ESSAI A				SIM. 3
	PolyMAX		Time MDOF		Fréq.
	Fréq.	Amort. Mod.	Fréq.	Amort. Mod	
Mode 1	483 Hz	0,44 %	483 Hz	0,24 %	485 Hz
Mode 2	733 Hz	0,17 %	732 Hz	0,26 %	728 Hz
Mode 3	881 Hz	0,48 %	882 Hz	0,58 %	880 Hz
Mode 4	1221 Hz	0,34 %	1220 Hz	0,26 %	1232 Hz

TABLE 4.3 – Résultats du premier essai au marteau de choc sur la plaque (sans fibre) : fréquence et amortissement des modes propres mesurés avec les outils PolyMAX et Time MDOF. Les résultats de la Simulation 3 sont donnés à titre comparatif.

L'amortissement modal est assez faible (moins de 1 %), ce qui est en accord avec notre dispositif : la plaque d'acier est une structure très peu amortie. La mesure fournit un ordre de grandeur mais il y a une forte incertitude sur ces valeurs. Ces variations peuvent simplement provenir d'une dispersion des mesures. Comme nous pouvons le voir, le simple fait de changer la méthode de calcul des modes influe sur la valeur d'amortissement modal (l'amortissement peut varier du simple au double). N'ayant pas eu l'occasion de faire plus de mesures, nous ne pouvons pas affiner les niveaux d'incertitudes sur ces valeurs mais elles fournissent déjà un ordre de grandeur. Cet ordre de grandeur peut être validé grâce à des tests de réponse en fréquence qui peuvent aussi servir à définir une valeur plus précise (voir section suivante).

La forme de chaque mode propre est donnée dans la figure 4.8. Visuellement, ils sont très proches des modes calculés dans les simulations (figure 4.5).

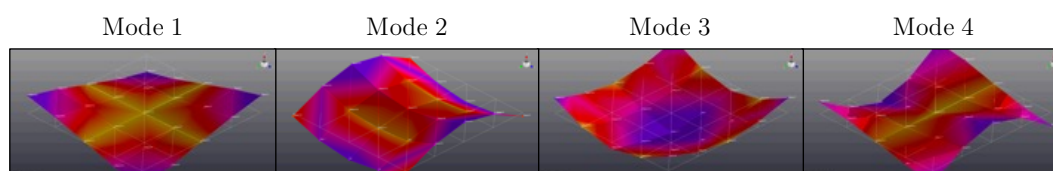


FIGURE 4.8 – Forme des quatre premiers modes propres. Images extraites du logiciel LMS Test.Lab lors des tests au marteau de choc sur la structure porteuse sans la fibre optique.

Résultats avec fibre optique collée

Nous présentons ci-dessous les résultats des tests au marteau de choc sur la plaque après avoir collé la fibre dans le sillon. Nous appellerons cet essai « essai B » dans la suite du manuscrit. Le protocole et le montage expérimental sont les mêmes que pour l'essai précédent (essai A).

Les résultats de cet essai sont donnés dans le tableau 4.4. La fréquence des modes propres est très peu influencée par la présence de la fibre (une légère augmentation pour

les modes 1, 3 et 4 mais qui reste dans les niveaux d'incertitude de la mesure). Comparés à la simulation 3, l'erreur relative sur la fréquence des modes est inférieure à 1 % pour les 4 premiers modes de la plaque.

Nous aurions pu attendre que l'amortissement soit un peu plus élevé que dans l'essai A du fait de la présence de résine et de la fibre. Au final, la faible quantité ajoutée par rapport à l'essai A conduit à un amortissement qui évolue très peu. L'amortissement ne change pas pour les modes 1 et 4 et diminue pour les modes 2 et 3.

Il faut tout de même rappeler que ces niveaux d'amortissements sont très faibles et donc qu'ils sont soumis à une forte incertitude. Une fois de plus, ces valeurs varient du simple au double selon la méthode de calcul.

	MESURES ESSAI B				SIM. 3
	PolyMAX		Time MDOF		Fréq.
	Fréq.	Amort. Mod.	Fréq.	Amort. Mod.	
Mode 1	484 Hz	0,48 %	484 Hz	0,50 %	485 Hz
Mode 2	733 Hz	0,11 %	733 Hz	0,05 %	728 Hz
Mode 3	886 Hz	0,29 %	883 Hz	0,40 %	880 Hz
Mode 4	1223 Hz	0,36 %	1222 Hz	0,32 %	1232 Hz

TABLE 4.4 – Résultats du second essai au marteau de choc sur la plaque (avec fibre) : fréquence et amortissement des modes propres mesurés avec les outils PolyMAX et Time MDOF. Les résultats de la Simulation 3 sont donnés à titre comparatif.

Comparaison des tests

Les valeurs d'amortissement modal issues de PolyMAX présentent une dispersion légèrement plus faible. De plus, ces valeurs sont plus en accord avec les mesures réalisées dans la section 4.2.4. Nous nous baserons donc sur ces valeurs pour les futures comparaisons.

Afin de comparer plus finement la forme des modes propres entre les deux essais, nous avons calculé une matrice de MAC (pour *Modal Analysis Criterion* en anglais) [94]. La matrice de MAC est un outil permettant de comparer la ressemblance des modes entre eux. La matrice de MAC entre les essais A et B est donnée dans la figure 4.9. Elle est calculée de la manière suivante :

$$MAC_{ij} = \frac{|\{z_{i,A}\}^T \{z_{j,B}\}|^2}{\{z_{i,A}\}^T \{z_{i,A}\} \{z_{j,B}\}^T \{z_{j,B}\}}. \quad (4.2)$$

où $\{z_{i,A}\}$ est le déplacement selon z à chaque position pour le mode i dans l'essai A et $\{z_{j,B}\}$ est le déplacement selon z à chaque position pour le mode j dans l'essai B.

Ici, nous nous intéressons uniquement à la diagonale de cette matrice : comparaison entre le même mode propre lors des 2 deux tests. La ressemblance entre les modes des

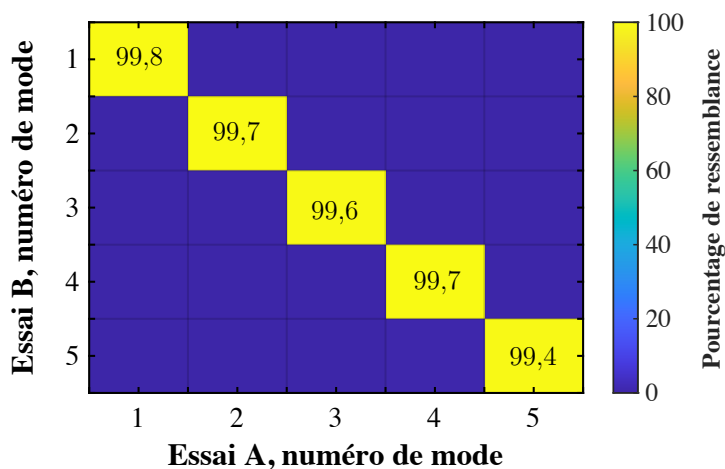


FIGURE 4.9 – Matrice de MAC entre les deux essais au marteau de choc sur la structure porteuse avec et sans fibre collée.

deux essais est très bonne : les valeurs de la diagonales sont très proches de 100 %. Nous pouvons aussi affirmer que le quadrillage de capteur mis en place permet de définir finement les modes : la ressemblance entre deux modes différents est nulle.

Nous pouvons en conclure que la fibre optique collée n'influe pas sur le comportement de la structure porteuse. Il n'est donc pas nécessaire de l'inclure dans les simulations numériques. Ce fait était déjà observé sur les fréquences propres.

4.2.4 Excitation au pot vibrant

Dans l'essai dynamique sur la fibre, nous souhaitons exciter la structure sur un mode propre, c'est-à-dire à une fréquence particulière. Il est donc intéressant de mesurer la fonction de réponse en fréquence (FRF) de la structure grâce à une excitation au pot vibrant.

Nous utilisons un montage spécifique incluant le pot vibrant à TRT. Dans un premier temps, nous mesurons les FRFs au pot vibrant pour vérifier que le comportement dynamique est similaire à celui observé au marteau de choc. Puis, nous comparons des simulations de la FRF réalisées grâce au modèle numérique EF de la structure porteuse et avec des mesures réalisées sur le banc de tests en vibrations à TRT.

Principe du test

Le principe du test de FRF est le suivant : la structure est excitée en un point P à une fréquence ω avec une force N donnée. La réponse en un point M de la structure à la fréquence d'excitation est mesurée par un accéléromètre. Cette réponse est divisée par l'effort N injecté au point P à la fréquence de l'excitation. La mesure est répétée fréquence par fréquence dans une bande définie par l'expérimentateur (entre 40 et 1400 Hz

ici). Nous avons choisi d'utiliser un pas variable avec un pas plus fin (0,2 Hz) à des fréquences proches des modes propres et un pas plus large (4 Hz) entre les modes. Ceci permet de bien échantillonner les modes propres, qui sont les zones d'intérêt pour l'essai.

Montage expérimental

Le montage expérimental est donné dans la figure 4.10. Il est mécaniquement identique au montage de l'essai maîtrisé présenté en figure 4.2. Il se compose d'un pot vibrant, de la structure porteuse de l'essai et d'un portique pour suspendre cette dernière. Une tige d'excitation modale est fixée sur le pot vibrant et collée à une position sous la plaque. La position de l'excitation est fixe. Au niveau de la plaque, la tige d'excitation comprend un capteur de force. L'excitation n'est pas parfaitement ponctuelle. En effet, le capteur de force a une zone de contact d'environ 1 cm.

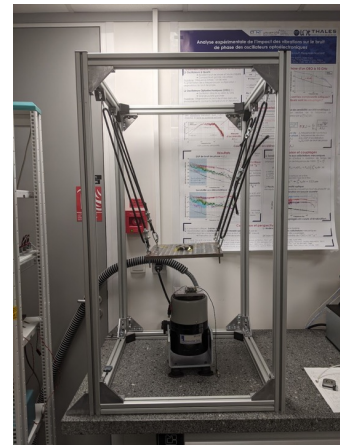
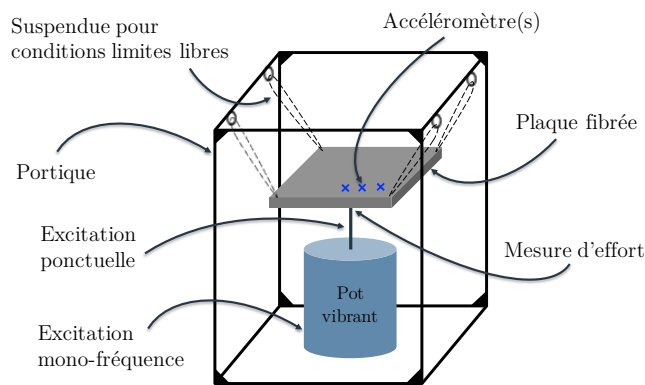


FIGURE 4.10 – Schéma du montage expérimental des tests de réponse en fréquence réalisés au pot vibrant sur la structure porteuse.

Nous souhaitons garder le même montage expérimental quel que soit le mode propre que nous excitons. Pour cela, il faut que la position d'excitation (fixe) soit choisie de telle sorte que tous les modes testés aient un déplacement non nul à cette position. La figure 4.11(a) montre les positions avec le plus grand déplacement (en valeur absolue) pour les quatre premiers modes propres. L'intersection de ces zones fournit le point d'excitation qui répond au critère. La zone d'excitation sélectionnée est entourée en rouge sur la figure 4.11(b).

Nous avons réalisé un nouveau quadrillage de 25 points sur la plaque du côté où la fibre est collée (voir figure 4.12). Des mesures d'accélération à chaque point ont été réalisées. La structure porteuse est suspendue grâce à quatre élastiques, fixés par deux jeux d'anneaux. Le premier est vissé aux quatre coins de la plaque et le second est accroché au portique. Le portique est une structure qui permet donc de suspendre le système testé au dessus du pot vibrant. Il est fixé sur le marbre où le pot vibrant est posé, comme nous pouvons le voir sur la photo dans la figure 4.10.

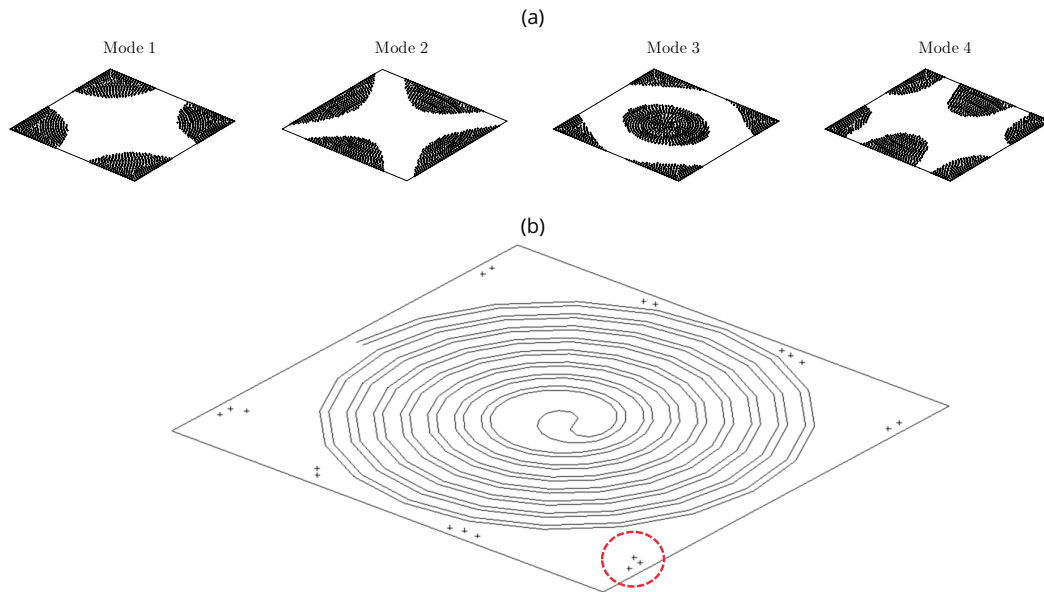


FIGURE 4.11 – Sélection du point d'excitation. **(a)** Zones où le déplacement est le plus important pour chaque mode étudié (en noir). **(b)** Intersection de ces zones (points) et zone d'excitation sélectionnée (entourée en rouge).

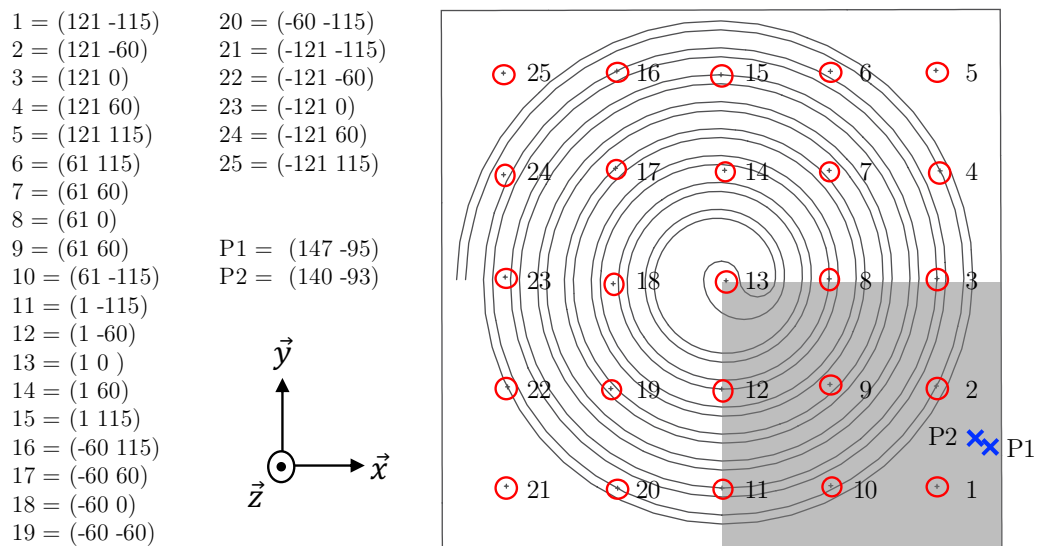


FIGURE 4.12 – Quadrillage de la plaque lors des tests de réponse en fréquence, avec les points d'excitation aux croix bleues et les points de mesure entourés en rouge. Les points P1 et P2 correspondent aux points d'excitation utilisés dans les simulations, dans les mesures. L'excitation est réalisée au point P1 sur une zone d'environ 1 cm de diamètre. La zone grisée encadre les positions dont les FRF sont données dans les figures 4.13 et 4.15.

Résultats

Les résultats des FRFs sont présentés dans les figures ci-dessous. Durant ces tests, la fibre optique est collée dans le sillon.

La figure 4.13 présente les FRFs pour 9 points de mesure situés sur un quart de la plaque (zone encadrée dans la figure 4.12). Les numéros de point dans la figure 4.13 correspondent aux points dans la figure 4.13. Sur ces graphes, nous pouvons observer des pics, qui correspondent aux modes propres de la structure (les fréquences de ces pics sont données dans le tableau 4.5). Selon les positions, certains pics n'apparaissent pas car le déplacement modal est nul à ces positions. Par exemple, le mode 1 n'est pas visible pour les points 11, 12 et 13, ce qui est cohérent car ces points sont placés dans une zone à très faible amplitude de vibration (nœud) pour ce mode (voir figure 4.5).

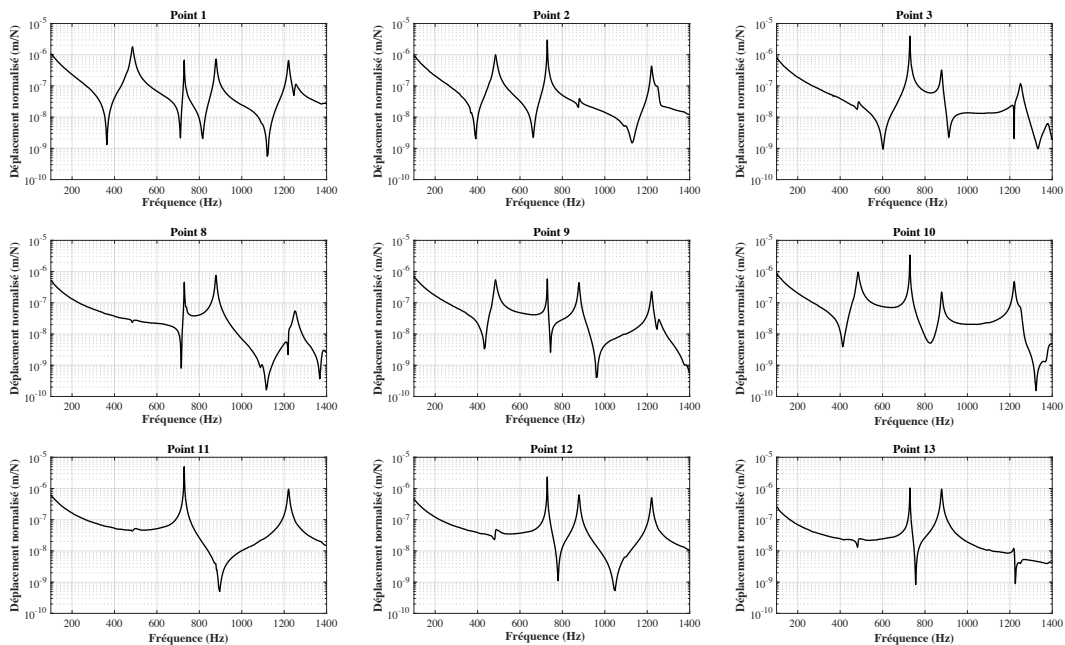


FIGURE 4.13 – Fonction de réponse en fréquence pour 9 points de mesure sur la plaque.

Comme nous l'avons vu lors des tests au marteau de choc, l'amortissement modal est très faible. Dans ces conditions, la valeur de l'amortissement pour chaque mode propre ζ_m peut être extraite de ces mesures, telle que [192] :

$$\zeta_m = \frac{\omega_{m_2} - \omega_{m_1}}{2\omega_m}, \quad (4.3)$$

avec ω_{m_1} et ω_{m_2} , les pulsations à -3 dB en aval et en amont de la fréquence propre ω_m .

Dans la figure 4.14, nous présentons la méthode de mesure de l'amortissement modal pour le premier mode avec deux mesures FRFs au même point. Nous observons que les FRFs ont une légère différence, le pic de fréquence est décalé d'environ 1 Hz. Les deux valeurs de ζ sont proches mais elles présentent tout de même un écart de 11 %. Il en est de même pour les autres modes propres.

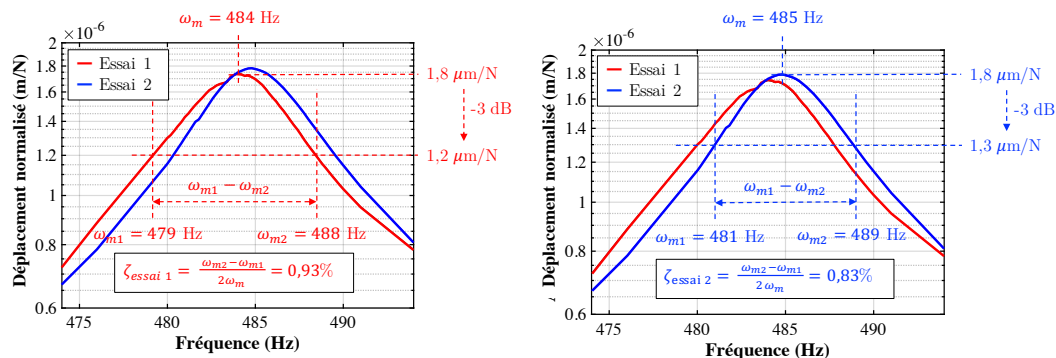


FIGURE 4.14 – Méthode d'extraction de la valeur d'amortissement modal via une mesure de FRF au pot vibrant. Exemple pour deux mesures au même mode.

Les mesures de fréquence propre et d'amortissement modal sont résumés dans le tableau 4.5. Les fréquences mesurées au marteau de choc (essai B) et issues de la Simulation 5 sont données à titre comparatif. Cette simulation est celle qui représente le mieux cet essai (appuis ponctuels élastiques et masses supplémentaires). Les amortissements mesurés dans ces tests sont comparés à ceux mesurés lors des tests au marteau de choc (essai B, valeur de PolyMAX).

	Fréquence propre			Amortissement modal (en %)	
	FRF	Marteau	Sim. 5	FRF	Marteau
Mode 1	484 Hz	484 Hz	484 Hz	$0,83 < \zeta < 0,93$	$0,24 < \zeta < 0,50$
Mode 2	729 Hz	733 Hz	729 Hz	$0,11 < \zeta < 0,13$	$0,05 < \zeta < 0,26$
Mode 3	879 Hz	886 Hz	879 Hz	$0,28 < \zeta < 0,34$	$0,29 < \zeta < 0,58$
Mode 4	1221 Hz	1223 Hz	1227 Hz	$0,24 < \zeta < 0,28$	$0,26 < \zeta < 0,36$

TABLE 4.5 – Tableau des mesures de fréquence propre et d'amortissement modal réalisés lors des tests de FRF au pot vibrant et des tests au marteau de choc.

Les fréquences propres sont les mêmes que dans les simulations, l'erreur relative sur l'analyse modale numérique est quasiment nulle. Cette erreur est largement incluse dans les incertitudes des mesures et des simulations.

L'ordre de grandeur de l'amortissement modal est cohérent par rapport aux tests au marteau de choc. Néanmoins, des différences sont notables. Pour le mode 1, la valeur est quasiment deux fois plus grande. Pour le mode 2, la dispersion est bien plus faible lors de ces tests. Ce mode étant le plus fin, il est normal qu'il soit soumis à la plus forte incertitude car de petites variations ont un impact important (sur les mesures de la hauteur et de la largeur du pic par exemple). Pour le mode 3, la valeur haute de l'amortissement mesurée lors des tests au marteau est sur-évaluée. La valeur pour le mode 4 est légèrement en dessous de celle mesurée au marteau. Ces mesures confirment que l'amortissement est mesuré avec une certaine dispersion et qu'il est difficile de le définir précisément.

Pour affiner l'essai et prédire les champs de déformation, nous allons intégrer les valeurs d'amortissement modal dans les simulations. Nous verrons plus tard à quel point l'incertitude autour de cette grandeur peut être problématique pour la précision des simulations et les comparaisons avec les mesures.

Comparaison entre les mesures et les simulations

Dans les figures ci-dessous, nous comparons les FRFs expérimentales et simulées via CAST3M. La figure 4.15 montre un très bon accord entre les simulations et les tests sur l'ensemble de la bande. L'accord est ponctuellement moins bon : sur certaines positions (point 3, 8 et 11) à des fréquences assez critiques. Il s'agit généralement des fréquences des modes propres mais ces points sont situés sur un nœud de ce mode propre donc une petite variation sur la position (virtuelle ou réelle) peut entraîner une grande différence. Dans cette simulation, nous avons utilisé les valeurs d'amortissement modal issues du second essai au marteau de choc (valeurs dans le tableau 4.4). Il faut maintenant affiner l'accord aux fréquences propres car c'est à ces fréquences que nous allons faire les mesures optiques.

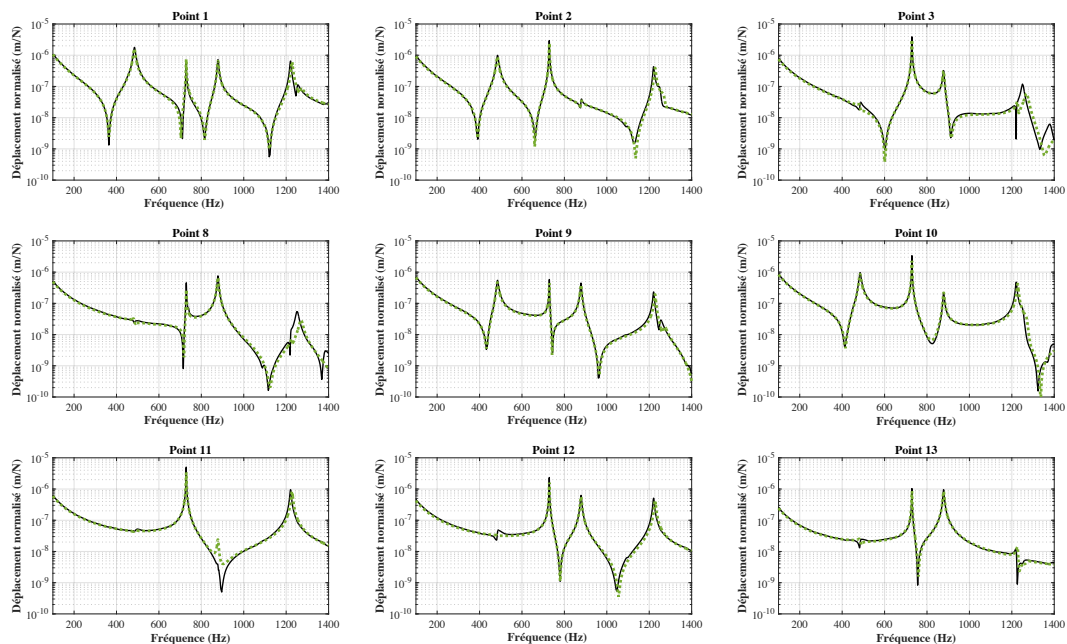


FIGURE 4.15 – Fonctions de réponse en fréquence pour 9 points sur la plaque, mesures (en noir) et simulations (en pointillé vert).

Les figures 4.16 et 4.17 montrent des zooms sur les modes. La figure 4.16 présente deux mesures de FRF afin de montrer l'incertitude sur la mesure ainsi que deux FRFs simulées où la différence se situe dans le point d'excitation. La figure 4.17 compare les

mesures et les simulations de FRFs sur les points 1 et 2 : différents amortissements modaux sont renseignés dans les simulations.

Dans la figure 4.16, les FRFs sont calculées avec les deux points d'excitation P1 et P2 donnés dans la figure 4.12 et les amortissements modaux sont ceux mesurés dans l'essai au marteau de choc avec la fibre intégrée (valeurs de PolyMAX du tableau 4.4). La différence entre les deux simulations (courbe bleue et courbe rouge en pointillé) est donc d'à peine quelques millimètres sur la position d'excitation.

En regardant la FRF sur l'ensemble de la bande : nous observons que les contre-résonances sont légèrement déplacées en fréquence. En zoomant sur les modes, nous remarquons que l'amplitude du déplacement est sensible à la position d'excitation. Cela s'explique par le fait que le point d'excitation peut être plus ou moins proche d'un nœud des modes. Comme pour les tests au marteau, si la position d'excitation est sur un des nœuds du mode alors il ne sera pas excité et plus elle sera proche d'un ventre plus le mode sera excité donc le niveau du pic élevé. De plus, nous avons ajouté une masse sur le point d'excitation, ce qui peut légèrement faire varier le comportement de la plaque (léger changement des fréquences propres).

Nous avons pris en compte cette sensibilité dans la suite des simulations. Pour cela, l'excitation n'est pas réalisée sur un point du maillage mais sur un ensemble de point formant une zone d'un centimètre de diamètre autour du point P1.

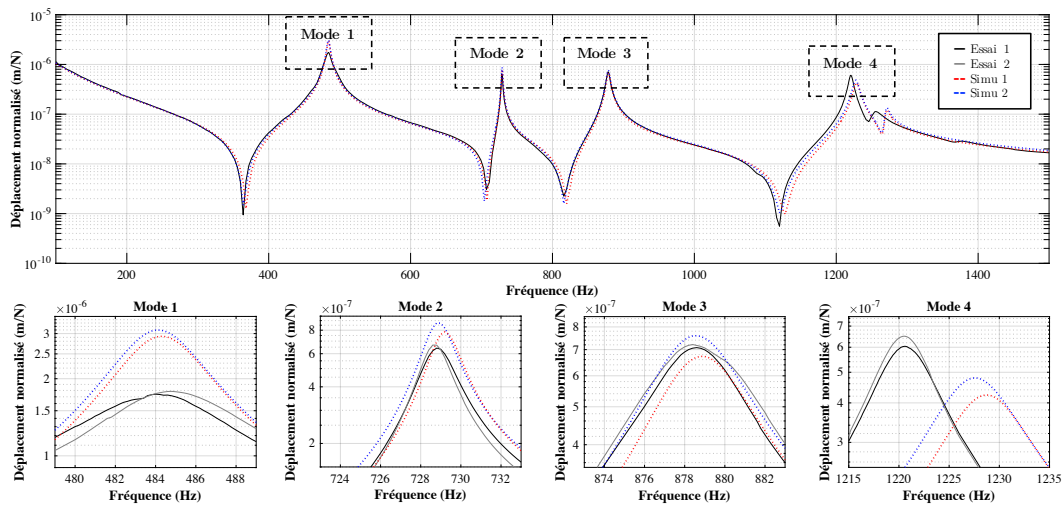


FIGURE 4.16 – FRF au point 1, mesures (en trait continu noir et gris) et simulations (en trait pointillé rouge et bleu) pour les points d'excitation P1 et P2 (voir figure 4.12).

Dans la figure 4.17, les simulations sont données pour différents amortissements modaux. Chaque valeur d'amortissement est issue des tests au marteau de choc (valeur de PolyMAX) et des FRFs (minimum et maximum). Comme nous pouvons le voir grâce aux simulations, le niveau du pic aux fréquences de résonance varie de façon inversement proportionnelle avec l'amortissement modal.

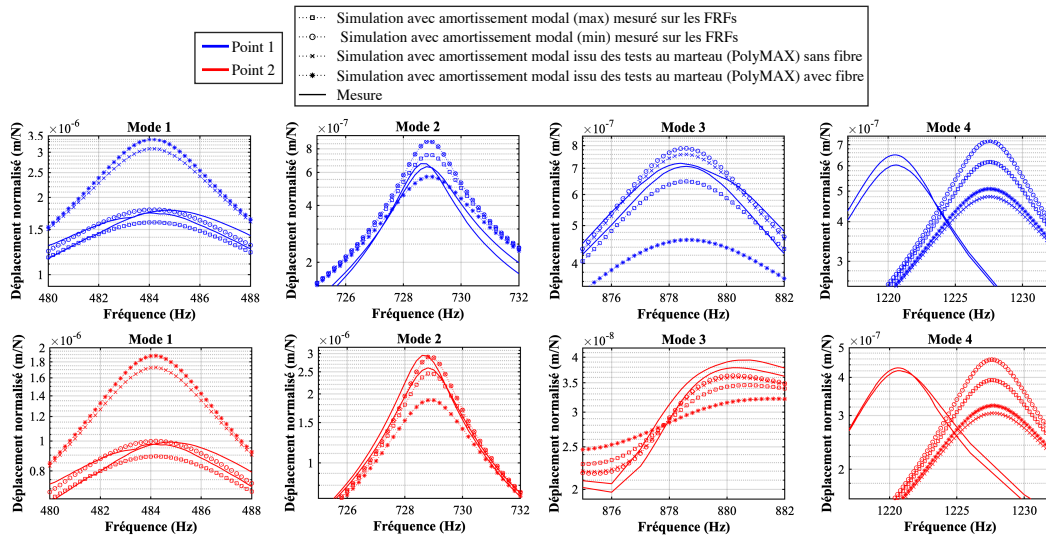


FIGURE 4.17 – Comparaison des FRF mesurées (trait continu) et simulées (trait pointillé et marqueurs). En bleu, les FRFs au point 1 et en rouge celles au point 2 (voir figure 4.12 et tableaux 4.3, 4.4 et 4.5 pour les valeurs d'amortissement modal).

Pour le mode 1, l'accord entre simulations (avec les valeurs d'amortissement des tests au marteau de choc) et essais est moins bon car l'amortissement mesuré lors de ces tests semble sous-évalué. Assez logiquement, l'accord entre les tests et les simulations est bien meilleur lorsque les niveaux d'amortissement sont issus des tests de FRFs (tiré directement des courbes expérimentales du même graphique). Il reste tout de même de petites variations qui sont comprises dans les incertitudes de mesures des FRFs, d'extraction des amortissements modaux et des simulations.

Ces différentes études montrent l'importance de bien identifier l'amortissement modal et de positionner avec précision l'excitation.

4.2.5 Champs de déformation le long de la fibre aux modes

Nous allons maintenant évaluer les déplacements sur l'ensemble de l'abscisse curviligne de la spirale (notée s) afin de calculer le tenseur des déformations sur la peau supérieure de la plaque là où la fibre est collée. Ce tenseur, noté $\bar{\epsilon}(\omega, s)$, est donné dans le repère cartésien et nous voulons projeter ses composantes afin d'obtenir les déformations axiales (dans l'axe de la propagation du signal dans la fibre optique) et radiale (orthogonal à l'axe de la propagation du signal dans la fibre optique et incluse dans le plan de la plaque). Ces deux déformations sont notées $\epsilon_T(\omega, s)$ et $\epsilon_N(\omega, s)$ dans la suite du manuscrit. Elles sont illustrées dans la figure 4.18. De ces déformations, nous pouvons déduire la variation de phase optique induite et enfin parvenir à une comparaison avec des mesures optiques. Nous détaillons ci-après ce processus tout en continuant d'évaluer l'impact du niveau d'amortissement.

Grâce aux analyses modales numériques, nous connaissons les champs de déplacement pour l'ensemble des points du maillage de la plaque à une fréquence d'excitation donnée et pour une excitation ponctuelle de 1 N. Nous pouvons ensuite calculer, pour chaque mode propre de pulsation ω , les composantes de $\bar{\varepsilon}(\omega, s)$ (le tenseur des déformations sur la peau supérieure de la plaque où la fibre est collée) telles que :

$$\bar{\varepsilon}(\omega, s) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega, s) & \varepsilon_{xy}(\omega, s) & \varepsilon_{xz}(\omega, s) \\ \varepsilon_{yx}(\omega, s) & \varepsilon_{yy}(\omega, s) & \varepsilon_{yz}(\omega, s) \\ \varepsilon_{zx}(\omega, s) & \varepsilon_{zy}(\omega, s) & \varepsilon_{zz}(\omega, s) \end{pmatrix}$$

Ces champs sont donnés dans le repère cartésien lié à la plaque (illustré dans la figure 4.12). Or, d'après l'équation (3.5), les champs de déformation qui nous intéressent sont ceux qui suivent l'axe de propagation de la lumière dans la fibre optique. Le parcours de la fibre étant défini dans la simulation numérique, nous pouvons extraire les valeurs des champs de déformation à l'ensemble des positions de la fibre puis les projeter dans un repère tournant lié à la spirale.

Le champ de déformation tangent à la spirale le long de l'abscisse curviligne pour un mode propre, noté $\varepsilon_T(\omega, s)$, est obtenu tel que :

$$\varepsilon_T(\omega, s) = \bar{T}(s) \cdot \bar{\varepsilon}(\omega, s) \cdot \bar{T}(s), \quad (4.4)$$

où $\bar{T}(s)$ est le vecteur tangent le long de l'abscisse curviligne de la spirale.

De même, pour la déformation radiale, $\varepsilon_N(\omega)$, on a :

$$\varepsilon_N(\omega, s) = \bar{N}(s) \cdot \bar{\varepsilon}(\omega, s) \cdot \bar{N}(s), \quad (4.5)$$

où $\bar{N}(s)$ est le vecteur normal le long de l'abscisse curviligne de la spirale compris dans le plan de la plaque.

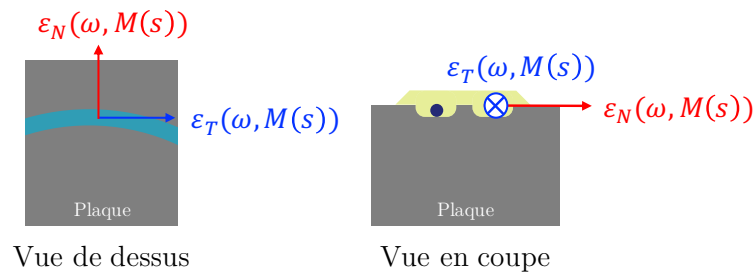


FIGURE 4.18 – Représentation des déformations axiale et radiale sur une fibre optique collée sur une structure.

Une spirale est décrite par l'équation (4.1) en coordonnées polaire. Dans le repère cartésien, chaque point M de coordonnées x_M et y_M appartenant l'abscisse curviligne s de la spirale est décrit tel que :

$$x_M = \left(r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta\right) \cos(\theta + \theta_0), \quad (4.6)$$

$$y_M = \left(r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta\right) \sin(\theta + \theta_0), \quad (4.7)$$

où r_0 est le rayon initial de la spirale, θ_0 son angle initial, θ son angle polaire depuis le début de la spirale et P le pas sur le rayon entre deux tours de la spirale.

Le vecteur tangent à la spirale en un point $M(s)$ est donnée par :

$$\bar{T}_{M(s)} = \frac{d\overrightarrow{OM}}{d\theta}, \quad (4.8)$$

soit :

$$\bar{T}_{M(s)} = \begin{cases} \frac{dx_M}{d\theta} & = -(r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta) \sin(\theta + \theta_0) + \frac{P}{2\pi} \cos(\theta + \theta_0) \\ \frac{dy_M}{d\theta} & = (r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta) \cos(\theta + \theta_0) + \frac{P}{2\pi} \sin(\theta + \theta_0). \end{cases} \quad (4.9)$$

Pour obtenir le vecteur unitaire tangent à la spirale, il faut ensuite diviser $\bar{T}_{M(s)}$ par sa norme.

De même le vecteur normal $\bar{N}_{M(s)}$ est la dérivée de \overrightarrow{OM} selon r :

$$\bar{N}_{M(s)} = \frac{d\overrightarrow{OM}}{dr}. \quad (4.10)$$

Les composantes de ce vecteur s'écrivent :

$$\bar{N}_{M(s)} = \begin{cases} -\frac{dx_M}{d\theta} & = -(r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta) \cos(\theta + \theta_0) - \frac{P}{2\pi} \sin(\theta + \theta_0) \\ \frac{dy_M}{d\theta} & = -(r_0 + \frac{P}{2\pi}\theta) \sin(\theta + \theta_0) + \frac{P}{2\pi} \cos(\theta + \theta_0). \end{cases} \quad (4.11)$$

Elles sont aussi à diviser par la norme de $\bar{N}_{M(s)}$ pour obtenir un vecteur unitaire.

Les résultats des simulations de $\varepsilon_T(\omega, s)$ et $\varepsilon_N(\omega, s)$ sont donnés dans la figure 4.19 pour des ω correspondants aux fréquences propres de la plaque. Ces champs sont normalisés par l'effort injecté au point d'excitation (1 Newton).

Pour chaque mode propre, la déformation le long de la spirale est différente. Nous observons une quasi-symétrie du profil de déformation relativement au point milieu de la fibre. Ceci est du au fait que la partie aller et la partie retour de la double spirale sont géométriquement proches sur la plaque et voient donc des déformations très semblables.

Nous observons que pour tous les modes, $\varepsilon_T(\omega, s)$ et $\varepsilon_N(\omega, s)$ ont une périodicité spatiale (avec même une double modulation spatiale pour les modes 3 et 4). Cette modulation est liée à la forme des modes couplés avec la disposition de la fibre optique sur la structure. La période spatiale des champs de déformation est de 40 cm pour les modes 1 et 2 à l'extérieur des spirales (début et fin d'abscisse curviligne). Elle diminue jusqu'à 20 cm à l'intérieur des spirales. Pour les modes 3 et 4, la période spatiale est doublée. Pour une résolution spatiale de 3 cm, l'interrogateur fournit entre 10 et 6 points de mesure par période spatiale, ce qui devrait donc permettre de les mesurer correctement.

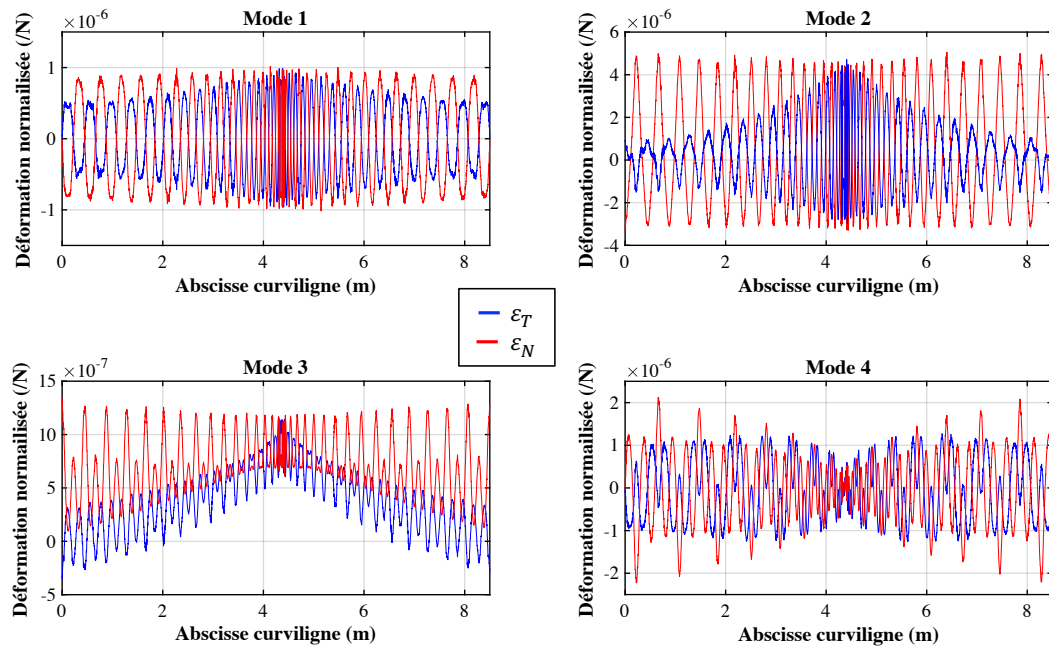


FIGURE 4.19 – Champs de déformation tangentiel ($\varepsilon_T(s)$) et normal ($\varepsilon_N(s)$) (respectivement en bleu et en rouge) pour les quatre premiers modes propres de la plaque de fond de l'abscisse curviligne de la fibre collée.

Influence de l'amortissement

Dans la figure 4.20, deux simulations des champs de déformation sont données, avec deux niveaux d'amortissement différents. L'objectif étant de mieux appréhender l'impact de cette valeur sur les champs de déformation. Les amortissements modaux correspondent aux valeurs issues des tests au marteau de choc (valeurs de PolyMAX du tableau 4.4) et issues de FRF (maximum de l'amortissement dans le tableau 4.5). Nous affichons la déformation sur la moitié de l'abscisse curviligne car la seconde moitié présente un comportement quasi identique.

Comme nous pouvons le voir, l'amortissement modal influe sur le niveau des champs de déformation. Le niveau de déformation est inversement proportionnel par rapport au niveau d'amortissement : pour un amortissement modal deux fois plus grand, la déformation est deux fois plus petite. Notre objectif étant de prédire des champs de déformation de manière précise, il faut prendre en compte la sensibilité liée à l'amortissement car ces valeurs sont entourées d'une certaine incertitude comme nous avons pu le voir lors des tests au marteau de choc ou de réponse en fréquence au pot vibrant.

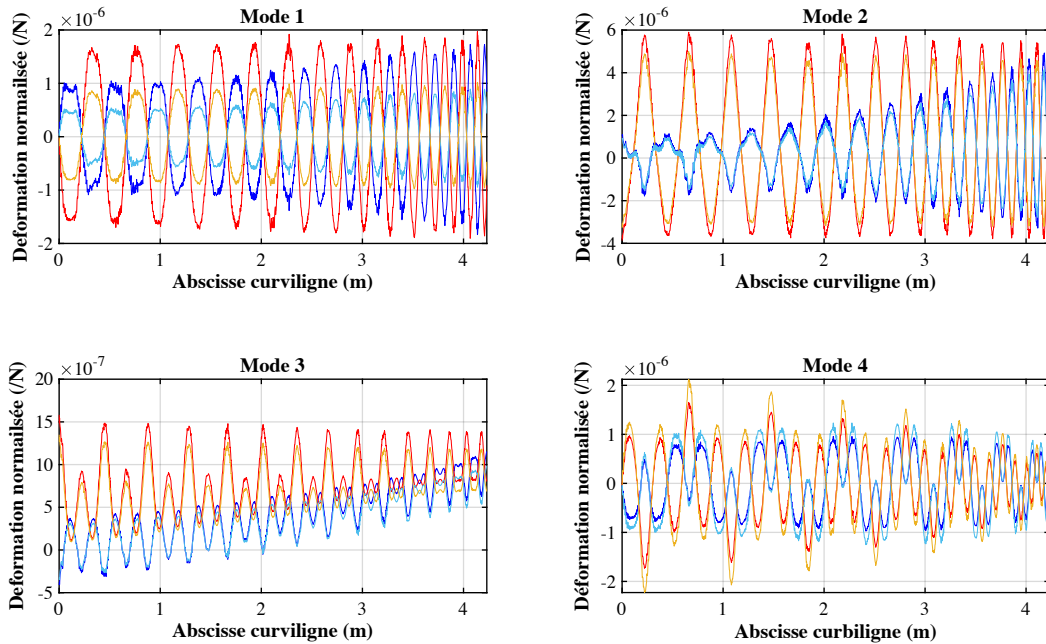


FIGURE 4.20 – Influence de l’amortissement modal sur les champs de déformation axial $\varepsilon_T(s)$ et radial $\varepsilon_N(s)$ (respectivement en bleu ou cyan et en rouge ou orange) pour les quatre premiers modes propres de la plaque sur la première moitié de la fibre collée. Les amortissements modaux 1 et 2 correspondent respectivement aux valeurs issues des tests au marteau de choc (tableau 4.4) et issues de FRF (max du tableau 4.5).

Influence de la fréquence d’excitation

Un autre facteur pouvant affecter les champs de déformation est la fréquence d’excitation. Nous souhaitons exciter la structure à un mode, donc une fréquence précise, mais comme nous l’avons vu dans la figure 4.14, la fréquence propre est entourée d’une légère incertitude. Avec les montages expérimentaux que nous avons exploités, il est difficile de la définir avec une précision inférieure à 0,5 Hz. Nous pouvons donc considérer que l’excitation ne sera jamais précisément au mode mais dans une zone autour du mode. Il est donc important de connaître l’influence de la fréquence d’excitation sur les champs de déformations. La figure 4.21 montre le champ de déformation $\varepsilon_T(s)$ simulé pour la fréquence propre et pour deux fréquences entourant cette dernière (± 1 Hz).

Nous observons que les champs de déformation varient peu avec la fréquence d’excitation. Le mode le plus sensible à cette variation est le mode 2. Comme nous pouvons le voir sur les FRFs (figures 4.13 et 4.16), le pic à 733 Hz est très fin (l’amortissement modal de ce mode est très faible). En s’éloignant un peu de la fréquence propre, la résonance n’est plus excitée et donc la réponse du système est beaucoup plus faible.

Ces sensibilités peuvent être résumées en calculant l’intégrale des champs de déformations, notamment de $\varepsilon_T(\omega, s)$. Cette intégrale donne l’allongement total de l’abscisse curviligne Δs (en mètre) pour un niveau d’excitation unitaire (en Newton). Elle est liée

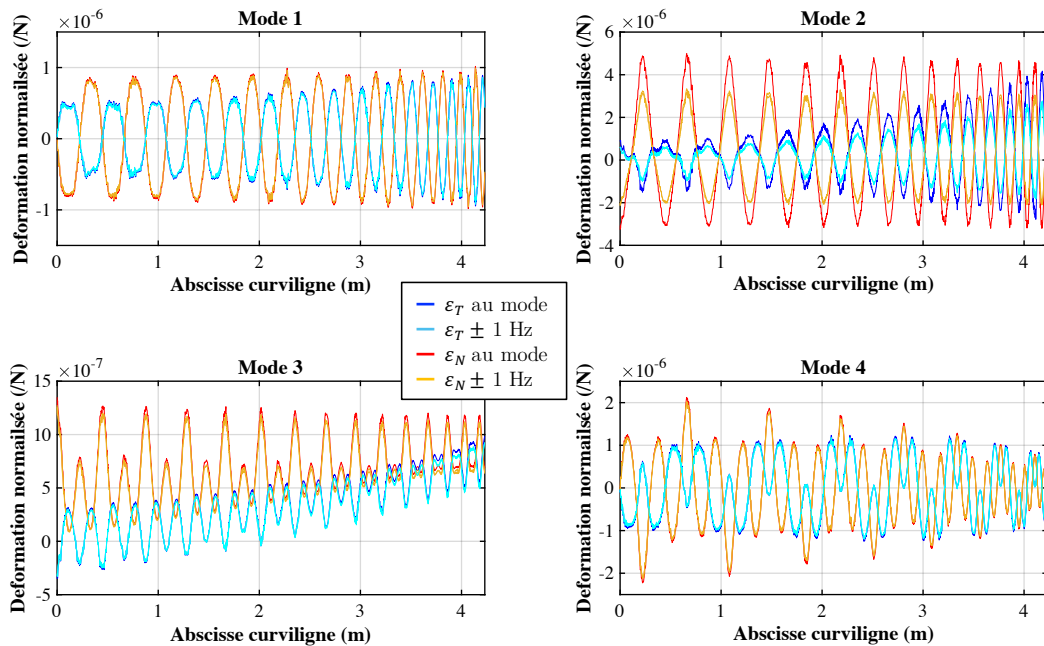


FIGURE 4.21 – Champs de déformation tangentiel ($\varepsilon_T(s)$) et radial ($\varepsilon_N(s)$) (respectivement en bleu ou cyan et en rouge ou orange) pour les quatre premiers modes propres de la plaque et pour des fréquences entourant les fréquences propres de ± 1 Hz.

à la fréquence d'excitation et est inversement proportionnelle au niveau d'amortissement modal.

Dans le tableau 4.6, nous observons que l'intégrale est maximale à la fréquence propre. Ceci est normal car il s'agit du maximum des résonances. Les variations selon la fréquence d'excitation sont parfois minimes (quelques pourcents pour le mode 4) et parfois très importantes (du simple au double pour le mode 2 par exemple). De même, selon l'amortissement modal, les valeurs de Δs sont très différentes. Comme nous pouvons le voir pour le mode 1, deux fois plus d'amortissement équivaut à presque deux fois moins d'élongation.

Enfin, ces intégrales nous renseignent sur le niveau d'excitation à injecter durant la campagne d'essai. En effet, l'interrogateur peut avoir des difficultés à mesurer plusieurs centaines de micromètres (qui correspondent à plusieurs fois la longueur d'onde optique et donc demande une dynamique de mesure importante). L'objectif étant de mesurer plusieurs micromètres voire plusieurs dizaines de micromètres de variation de longueur du chemin optique (pour être en accord avec l'ordre de grandeur des mesures du chapitre 2 et 3), il faudra que l'excitation soit de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de millinewtons.

Mode	Amortissement	Fréquence		
		$f_{mode} - 1$ Hz	f_{mode}	$f_{mode} + 1$ Hz
1 484 Hz	$\zeta = 0,48$	$47 \mu\text{m}/\text{N}$	$51 \mu\text{m}/\text{N}$	$34 \mu\text{m}/\text{N}$
	$\zeta = 0,93$	$24 \mu\text{m}/\text{N}$	$29 \mu\text{m}/\text{N}$	$19 \mu\text{m}/\text{N}$
2 729 Hz	$\zeta = 0,11$	$925 \mu\text{m}/\text{N}$	$1501 \mu\text{m}/\text{N}$	$843 \mu\text{m}/\text{N}$
	$\zeta = 0,13$	$866 \mu\text{m}/\text{N}$	$1270 \mu\text{m}/\text{N}$	$792 \mu\text{m}/\text{N}$
3 879 Hz	$\zeta = 0,28$	$1493 \mu\text{m}/\text{N}$	$1625 \mu\text{m}/\text{N}$	$1490 \mu\text{m}/\text{N}$
	$\zeta = 0,34$	$1301 \mu\text{m}/\text{N}$	$1386 \mu\text{m}/\text{N}$	$1300 \mu\text{m}/\text{N}$
4 1227 Hz	$\zeta = 0,36$	$91 \mu\text{m}/\text{N}$	$91 \mu\text{m}/\text{N}$	$86 \mu\text{m}/\text{N}$
	$\zeta = 0,28$	$115 \mu\text{m}/\text{N}$	$118 \mu\text{m}/\text{N}$	$109 \mu\text{m}/\text{N}$

TABLE 4.6 – Intégrales de $\varepsilon_{TT}(s)$ pour chaque mode propre de la plaque, selon l'amortissement modal et la fréquence d'excitation.

4.2.6 Variations de phase optique distribuée

Maintenant que nous avons établi les champs de déformation le long du parcours de la fibre, nous pouvons calculer la phase optique accumulée. Nous présentons ci-dessous les niveaux de phase théoriques que nous prévoyons de mesurer grâce à l'interrogateur OFDR. Cette phase étant liée aux champs de déformation, elle est soumise aux mêmes sensibilités (valeur d'amortissement modal, point et fréquence d'excitation). Afin d'avoir un regard critique sur les niveaux de phase théoriques, nous présentons des résultats théoriques en faisant varier ces grandeurs.

Influence de la déformation radiale

Avant d'étudier la sensibilité de la phase aux paramètres de la simulation numérique, nous proposons de comparer les résultats si nous utilisons le modèle de BUTTER [129] ou celui de SIRKIS [110]. Le premier modèle ne prend en compte que la déformation axiale, $\varepsilon_T(s)$. Les déformations radiales proviennent uniquement des effets de Poisson engendrés. Le second modèle inclut les déformations radiales, $\varepsilon_N(s)$.

Après application numérique, la variation de phase optique $\Delta\varphi$ le long du parcours d'une fibre de longueur L s'écrit, selon le modèle de BUTTER :

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi n}{\lambda} \int_0^L 0,81\varepsilon_T(s)ds, \quad (4.12)$$

et selon le modèle de SIRKIS :

$$\Delta\varphi \approx \frac{2\pi n}{\lambda} \int_0^L [0,875\varepsilon_T(s) - 0,198\varepsilon_N(s)]ds. \quad (4.13)$$

La comparaison des phases optiques accumulées théoriques selon le modèle est donnée dans la figure 4.22. La phase optique est donnée en rad/N car nous présentons des niveaux de phase qui sont normalisés par l'excitation imposée. Comme nous pouvons le voir sur les graphes, et comme attendu en calculant l'intégrale de $\varepsilon_T(s)$ (tableau 4.6), les modes propres ne provoquent pas la même variation de phase optique. Il y a plus d'un ordre de grandeur entre le mode 1 et les modes 2 et 3. Cette situation est très intéressante pour l'interrogateur, notamment pour explorer la dynamique de sa mesure.

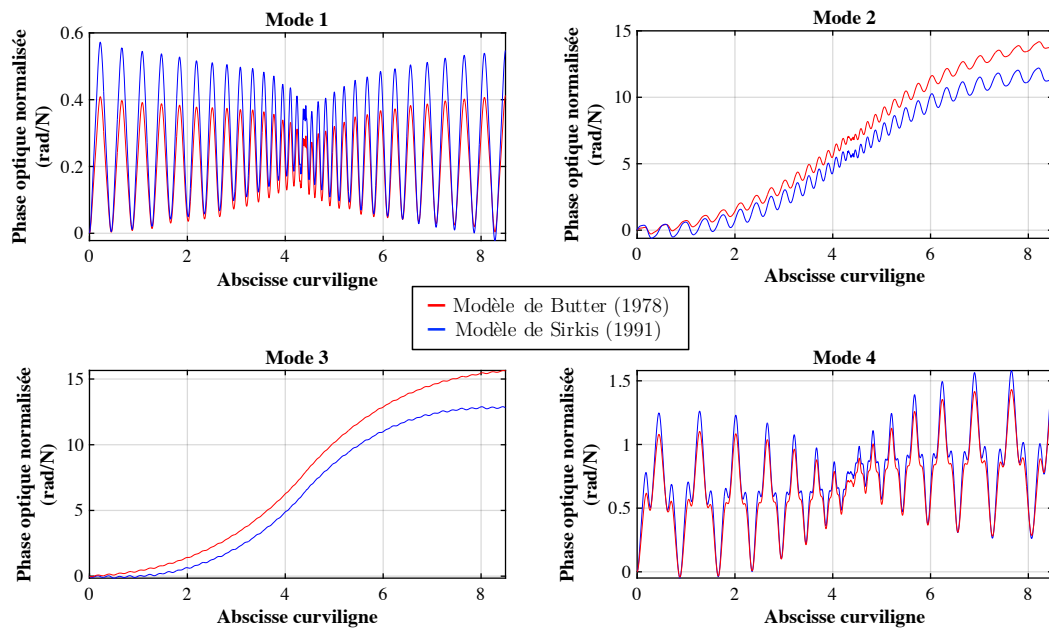


FIGURE 4.22 – Phase optique accumulée théorique pour les quatre premiers modes propres de la plaque en fonction du modèle utilisé.

Dans la figure 4.22, nous observons que l'impact de $\varepsilon_N(s)$ est négligeable dans le mode 4. Pour les modes 1, 2 et 3, son impact ne peut pas être négligé. La variation de phase optique est donc aussi issue d'une sollicitation radiale. Ce fait est à prendre en compte si l'on souhaite faire des mesures d'un seul champ de déformation. Nous nous intéressons à l'élongation totale du chemin optique donc nous n'avons pas besoin pour l'instant de mettre en place des solutions qui permettent de discriminer les déformations axiale et radiale. Une solution a été proposée dans les capteurs utilisant des FBG [193] en incluant deux réseaux différents.

De même, les variations de la température induisent une variation de phase optique. Différentes techniques permettent de lever l'ambiguïté [193–195]. Nous ne sommes pas affectés par cette dernière car la variation de température est beaucoup plus lente que les phénomènes dynamiques que nous mesurons.

Enfin, la prise en compte de la gaine de protection peut aussi être un élément important pour améliorer la qualité des prédictions [196], de même que le type d'adhésif

liant la fibre à la structure porteuse [197]. Nous n'avons pas mis en place ces points car la fibre n'est pas simulée dans le modèle EF.

Au vu de la différence entre les résultats selon le modèle utilisé, il est important d'utiliser un modèle qui prenne en compte l'ensemble des champs de déformation. Les déformations radiales ne peuvent être réduites au seul effet de Poisson. Les simulations présentées dans la suite de ce manuscrit sont réalisées uniquement avec le modèle de SIRKIS [110].

Influence de l'amortissement

La phase optique étant directement liée aux champs de déformation, elle est aussi sensible à l'amortissement modal renseignée dans le modèle. La figure 4.23 montre les phases optiques aux quatre premiers modes propres pour deux niveaux d'amortissement : le premier étant celui mesuré lors des tests au marteau de choc avec la fibre installée (valeurs de polyMAX du tableau 4.4) et le second celui de l'amortissement maximal issus des FRFs (voir tableau 4.5).

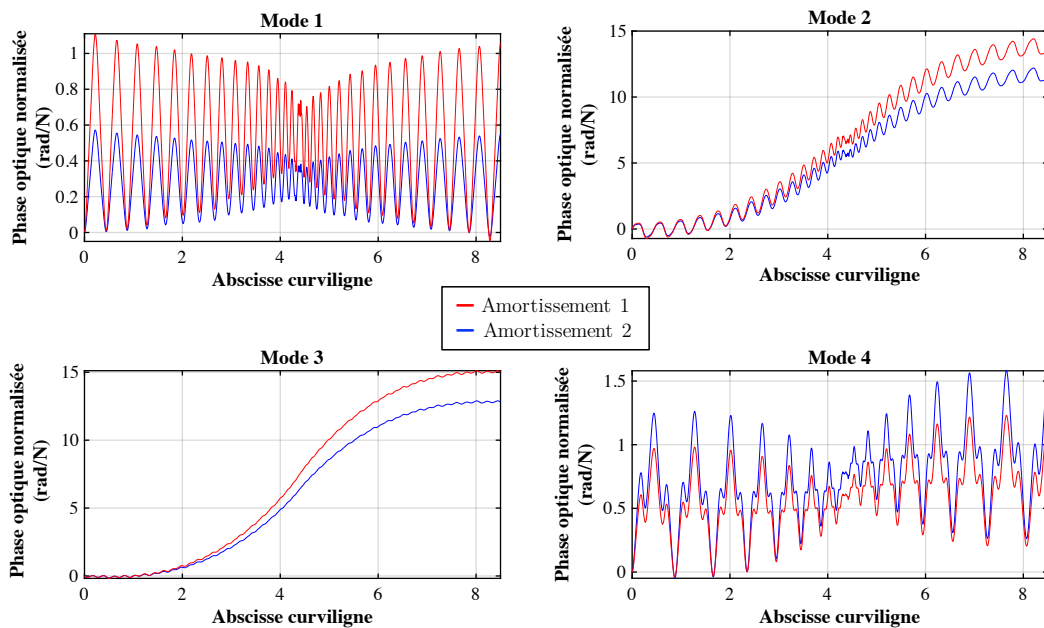


FIGURE 4.23 – Phase optique accumulée théorique pour les quatre premiers modes propres de la plaque en fonction de l'amortissement modal. Les amortissements modaux 1 et 2 correspondent respectivement aux valeurs issues des tests au marteau de choc (valeurs de polyMAX du tableau 4.4) et issues de FRF (max du tableau 4.5).

De la même manière que pour les champs de déformation, plus le mode est amorti et plus la variation de phase optique est faible. L'incertitude que nous avons sur l'amortissement modal affecte donc directement notre capacité à prévoir avec une grande précision la phase que le DAS devrait mesurer ou simplement l'élongation totale du chemin optique.

Influence de la fréquence d'excitation

Enfin, de même que pour les champs de déformation, la phase optique est sensible à la fréquence d'excitation. Les simulations présentées dans la figure 4.24 montrent la phase optique théorique pour une fréquence d'excitation aux quatre modes propres et pour des excitations à ± 1 Hz.

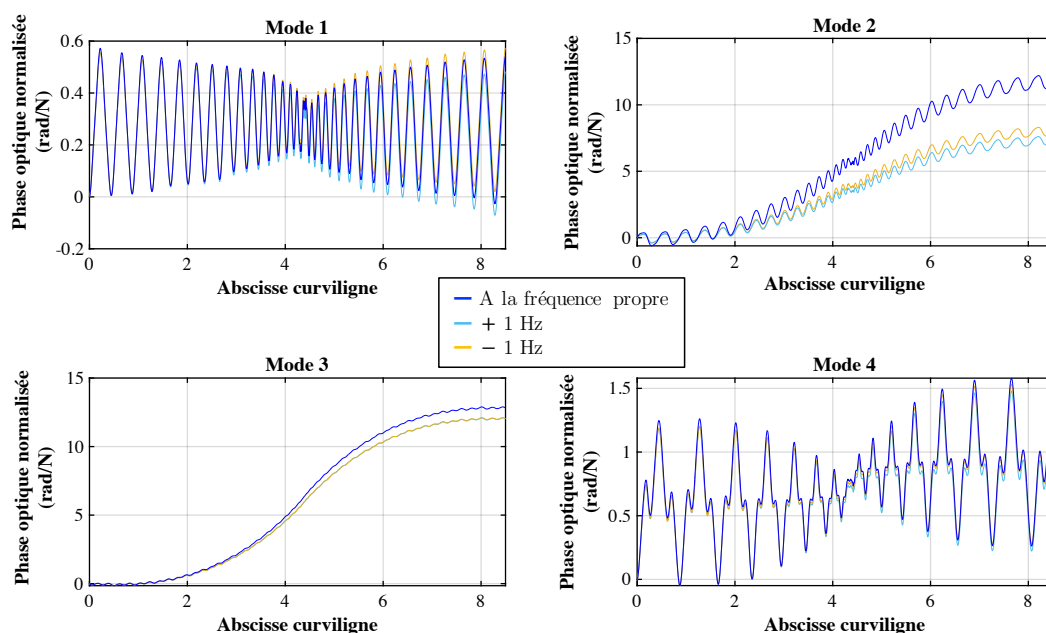


FIGURE 4.24 – Phase optique accumulée théorique pour les quatre premiers modes propres de la plaque en fonction de la fréquence propre (en bleu), à la fréquence propre +1 Hz (en bleu clair) et à la fréquence propre -1 Hz (en orange).

Nous pouvons remarquer une fois de plus que le mode 2 est très sensible à la fréquence d'excitation (comme évoqué dans la section 4.2.5). Pour ce mode, cette sensibilité est plus importante que les incertitudes liées à l'amortissement. Les autres modes sont moins sensibles. Les variations de la phase théorique sont du même ordre ou plus faibles que celles apportées par l'incertitude sur l'amortissement.

Phase optique théorique avec incertitudes

Face à tous ces paramètres qui peuvent modifier la quantité de phase optique prédite par les simulations numériques, nous avons décidé de présenter non pas une courbe de phase théorique mais un intervalle. Cet intervalle est donné dans la figure 4.25 pour chaque mode. Dans cette figure, la phase optique prédite pour chaque mode est comprise dans la zone grisée.

Pour créer cette zone, nous avons utilisé les simulations dont le niveau d'amortissement est le plus cohérent avec les mesures de FRF au pot vibrant et les simulations à ± 1 Hz. Nous avons gardé les cas extrêmes dans ces simulations pour créer l'intervalle.

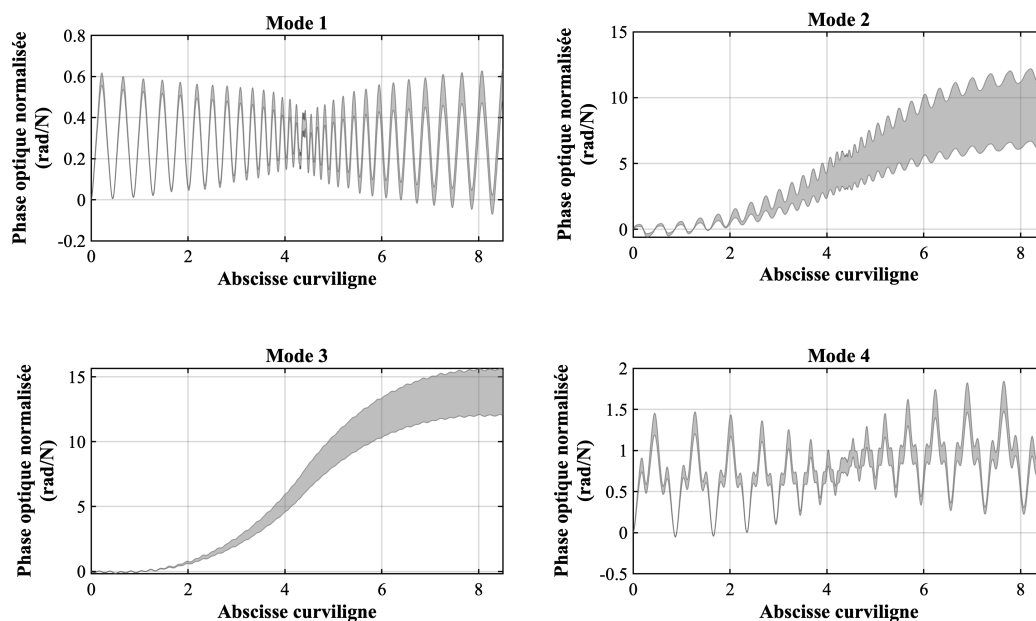


FIGURE 4.25 – Intervalle de la phase optique accumulé prédite pour les quatre premiers modes propres de la plaque.

Nous observons que l'incertitude augmente avec l'abscisse curviligne, ce qui est normal car la phase est calculée à partir de l'intégrale des champs de déformation. Au final, l'incertitude sur les modes 1 et 4 reste relativement faible. Pour les modes 2 et 3, elle est beaucoup plus importante. Dans le mode 2, la valeur de phase optique en fin de fibre varie du simple au double.

4.3 Mesures de phase optique très résolue spatialement

Maintenant que nous avons une prédiction de la phase optique et que nous connaissons les incertitudes sur nos simulations numériques, nous pouvons réaliser des mesures et voir si les phases optiques mesurées sont dans les intervalles prédits. Dans cette dernière partie, nous présentons les mesures de phase optique réalisées par l'interrogateur OFDR.

4.3.1 Montage expérimental

Le montage expérimental de ces tests est le même que celui représenté dans les figures 4.2 et 4.10.

Durant les mesures que nous présentons, le DAS est réglé de telle sorte que la fréquence du laser est modulée sur 3 GHz avec une forme d'onde de 3 kHz, ce qui correspond à une résolution spatiale de 3 cm et une bande passante d'analyse de 1,5 kHz. Nous avons

Chapitre 4. Essai mécanique dynamique sur une fibre optique

aussi réalisé des mesures à 5 kHz de bande passante et 6 cm de résolution. Dans les figures donnant les résultats, la légende indique les paramètres de la mesure.

La fibre capteur (FUT) se compose de la fibre collée et de deux câbles supplémentaire en amont et en aval (voir figure 4.26). Le premier sert de déport pour relier le laboratoire où le DAS est entreposé au laboratoire où se fait l'essai mécanique. Dans le premier laboratoire, l'environnement est très calme. La fibre parcourt le chemin jusqu'au laboratoire d'essais mécaniques par le plafond. Dans le plafond, de nombreuses perturbations environnementales peuvent affecter la fibre, tels que des bruits provoqués par des conduites de fluides ou encore des changements de température provoqués par les systèmes de ventilation.

Lorsque la fibre arrive dans le second laboratoire, elle est libre sur plusieurs mètres. Puis elle est connectée à la fibre collée sur la plaque. Le signal passe à travers la spirale extérieure puis par la spirale intérieure et va ensuite dans un dernier câble d'environ 24,5 m. La fibre capteur fait un total de 87 m de long. Nous présentons les mesures uniquement sur la zone de la FUT qui correspond à la fibre collée sur la plaque.

La plaque est excitée à une fréquence grâce à un pot vibrant avec une tige d'excitation modale. Cette tige est vissée sur le pot vibrant et collée à la plaque à la position P1 (voir figure 4.12). Un capteur de force (PCBPiezotronic 208C02) est placé entre la tige et la plaque.

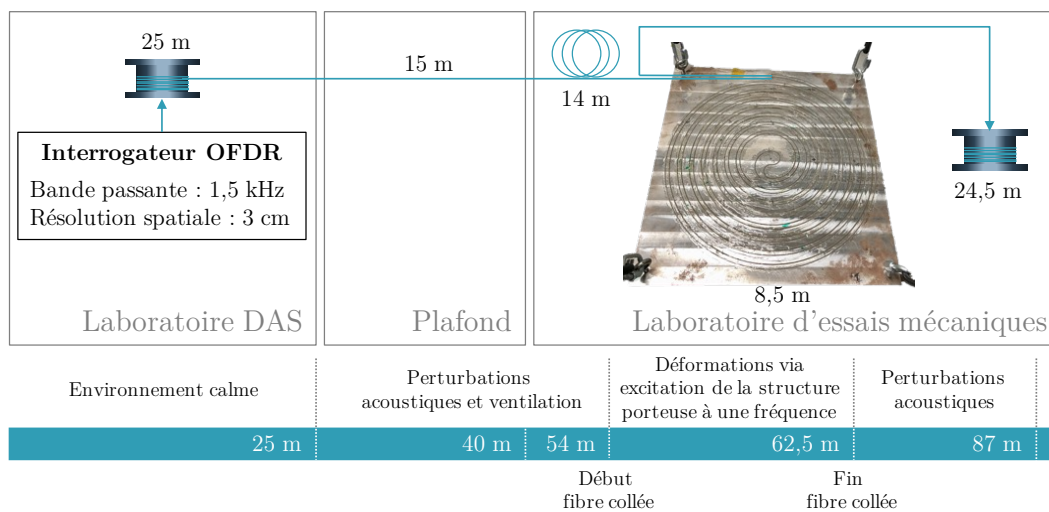


FIGURE 4.26 – Montage expérimental des mesures de la phase optique sur la plaque.

4.3.2 Optimisation de l'interrogateur optique

Amélioration du post-traitement

Le post-traitement des données a été amélioré afin de supprimer plus efficacement les sauts de phase. Pour cela, nous avons mis en place la méthode suivante : nous localisons

les fréquences de battement (i.e positions) dans le spectre de rétro-diffusion dont l'amplitude est inférieure au bruit moyen de la détection. Puis, lors du post-traitement, les valeurs de phase de ces positions sont supprimées. Le défaut majeur de cette méthode est qu'elle supprime environ 10 % des points, ce qui dégrade la résolution spatiale. Cela peut être problématique lorsque l'on cherche à détecter des phénomènes avec des longueurs d'onde spatiales faibles. L'avantage est qu'elle n'ajoute que très peu de complexité et de temps de calcul au post-traitement contrairement à d'autres solutions [177].

Réduction de la résolution spatiale

Durant les mesures que nous avons présentées au chapitre 3, la résolution spatiale était de 40 cm à 10 kHz (section 3.3). Lors de ces mesures, le paramètre limitant était la longueur de la fibre à interroger (plus de 1 km).

Dans cet essai, la longueur de fibre n'est pas un paramètre limitant. Sans cette contrainte et en laissant la forme d'onde du DAS à 10 kHz, la meilleure résolution spatiale que nous ayons obtenue est de 6 cm (soit un taux de *chirp* de 32.10^{12} Hz/s). Pour obtenir la résolution spatiale recherchée (3 cm), nous avons dégradé la fréquence de rafraîchissement jusqu'à 3 kHz (soit un taux de *chirp* de 18.10^{12} Hz/s). Les taux de *chirp* sont du même ordre de grandeur mais nous avons observé que ces réglages étaient à la limite de la dynamique du laser (en terme d'excursion en fréquence et de taux de *chirp*). Pour encore améliorer la résolution spatiale, il faudrait drastiquement réduire la fréquence de rafraîchissement. Cela n'est pas envisageable dans cet essai pour des raisons de bande passante de mesures des modes de la plaque (environ 1,3 kHz).

L'augmentation de la résolution spatiale de la mesure ne peut se faire que par l'augmentation de l'excursion en fréquence du laser, ce qui amène deux problèmes :

1. L'augmentation de la résolution spatiale diminue la puissance rétro-diffusée par case capteur.
2. L'augmentation de l'excursion en fréquence du laser augmente les variations de puissance de laser au cours de la modulation.

Pour rappel, le système d'interrogation optique que nous utilisons sub-divise la fibre en une série de capteurs. La taille de ces capteurs équivaut à la résolution spatiale donnée par l'équation (3.9).

Si la puissance optique injectée dans la fibre est stable alors la puissance transmise et la puissance rétro-diffusée totale restent la même quelle que soit la longueur des cases capteurs. En revanche, la puissance rétro-diffusée par capteur dépend de la taille des capteurs donc de la résolution spatiale. Ce phénomène est illustré dans la figure 4.27. En diminuant l'amplitude liée à un capteur, la capacité à détecter la lumière liée à une position diminue.

Chaque position étant codée par une fréquence de battement, c'est au final la densité de puissance de la fréquence de battement qui tend à diminuer avec la résolution spatiale. Ceci peut être problématique car si la fréquence de battement est trop proche du bruit

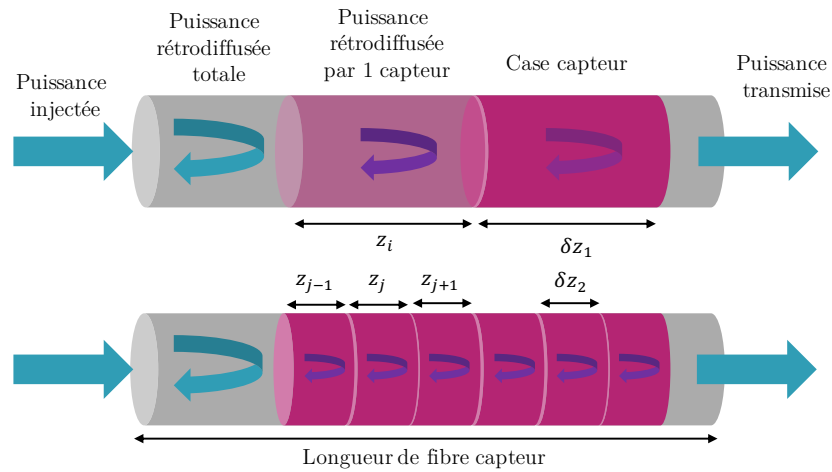


FIGURE 4.27 – Impact de la réduction de la résolution spatiale d'un capteur à fibre optique sur l'amplitude de rétrodiffusion.

de mesure alors la quantification de la phase est moins précise (comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2).

Afin de palier aux deux problèmes, nous avons cherché à optimiser l'interrogateur en mettant en place un système de gain optique. Cette solution résout directement le premier problème : envoyer plus de puissance optique dans la fibre et donc collecter plus d'amplitude de rétro-diffusion. Un gain optique peut être réalisé avec un EDFA (pour *Erbium Doped Fiber Amplifier* en anglais) ou un SOA (pour *Semiconductor Optical Amplifier* en anglais). Nous avons choisi d'utiliser un SOA (BOA1004p de chez Thorlabs) car le gain de ce système d'amplification sature très rapidement. Cela permet de filtrer les variations lentes de l'amplitude du laser lorsqu'il parcourt une modulation [198, 199]. Il en résulte que la puissance optique lors d'une modulation est lissée.

Dans le montage du DAS de la figure 3.4(a), le SOA est ajouté juste après la TLS, avant les coupleurs qui distribuent la lumière vers les interféromètres. La puissance en entrée du SOA est de 10 mW et son courant de polarisation est de 500 mA. Le SOA permet d'envoyer environ 60 mW de puissance optique vers les interféromètres. Cette puissance est ensuite distribuée grâce un ensemble de coupleurs optiques.

4.3.3 Mode 1

La figure 4.28 présente une comparaison entre la mesure et la simulation de la phase optique accumulée pour le mode 1. L'excitation est réalisée à la fréquence propre mesurée lors des tests de FRF. La phase optique prédite est donnée sous forme d'intervalle afin de prendre en compte les incertitudes liées aux simulations numériques et aux petites différences entre simulations et essais (zone grisée du graphe). La mesure est donnée en noir, avec les points de mesures pour que le lecteur se rende compte de la résolution spatiale de la mesure du DAS. La mesure est normalisée par l'effort injecté mesuré au point

4.3. Mesures de phase optique très résolue spatialement

d'excitation par la tête d'impédance à la fréquence d'excitation. Pour ne pas saturer les mesures de l'interrogateur, nous avons dû exciter la plaque très faiblement. L'amplitude de l'effort injecté durant ce test est de 0,42 N.

Nous ne présentons les mesures que dans la partie de la FUT qui subit les déformations sur la plaque. Le post-traitement des acquisitions du DAS pour arriver jusqu'à ces mesures est le même que celui détaillé dans la section 3.3.

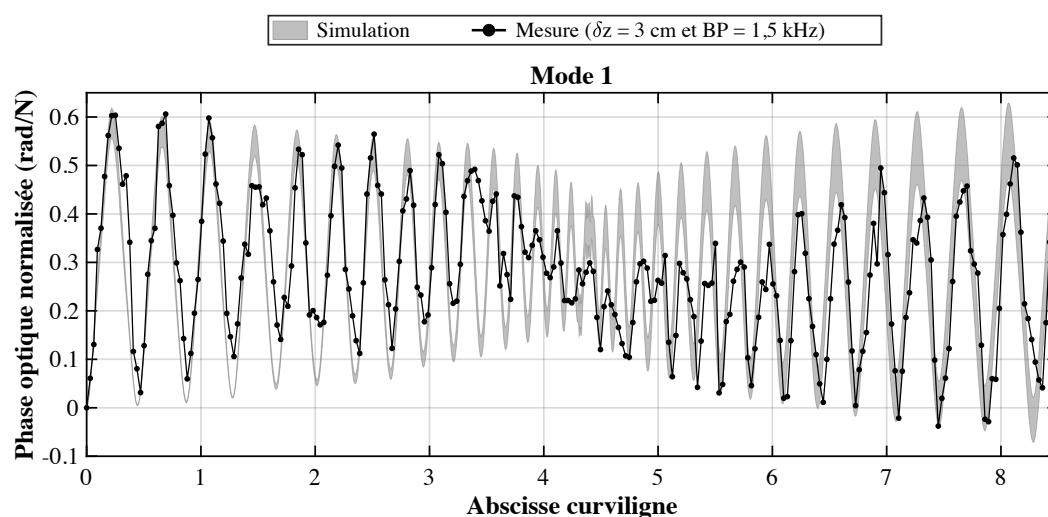


FIGURE 4.28 – Comparaison des phases optiques accumulées mesurées et prédites pour le mode 1 (à 484 Hz).

Dans la figure 4.28, nous observons un excellent accord entre les phases théoriques et mesurées, avec :

- une période spatiale parfaitement en accord tout au long de la fibre avec notamment une réduction de la période spatiale vers le milieu de l'abscisse curviligne (centre de la plaque) ;
- une amplitude de la période spatiale plus faible vers le centre de la plaque que sur les extrémités ;
- une valeur de phase optique parfaitement cohérente sur le début et la fin de la fibre.

Vers le centre de l'abscisse curviligne, la mesure n'est pas assez échantillonnée pour bien définir les variations spatiales. C'est pourquoi, nous observons un moins bon accord dans cette zone.

La seconde spirale présente un accord légèrement moins bon que la première spirale. Ceci peut être dû aux faibles rayons de courbures au niveau de la jonction entre les deux spirales. Dans cette zone, la transmission du signal est dégradée (perte de puissance optique), ce qui détériore le SNR de la mesure du DAS sur les positions suivantes (à cause de la perturbation de la transmission et de la rétro-diffusion) et donc la qualité de la mesure de phase. Ceci peut aussi expliquer le principal point de divergence entre la prédiction et la mesure : la phase prédite est plus symétrique que celle mesurée. La

dissymétrie peut être apportée par la perte d'information dans la zone de raccord entre les deux spirales qui présente notamment un rayon de courbure plus petit qu'ailleurs.

4.3.4 Mode 2

La figure 4.29 présente une comparaison entre des mesures et les simulations de phase optique accumulée pour le mode 2. La courbe noire avec les points noirs est obtenue dans la même configuration que celle des tests sur le mode 1. L'amplitude de l'effort injecté durant ce test est de 0,12 N.

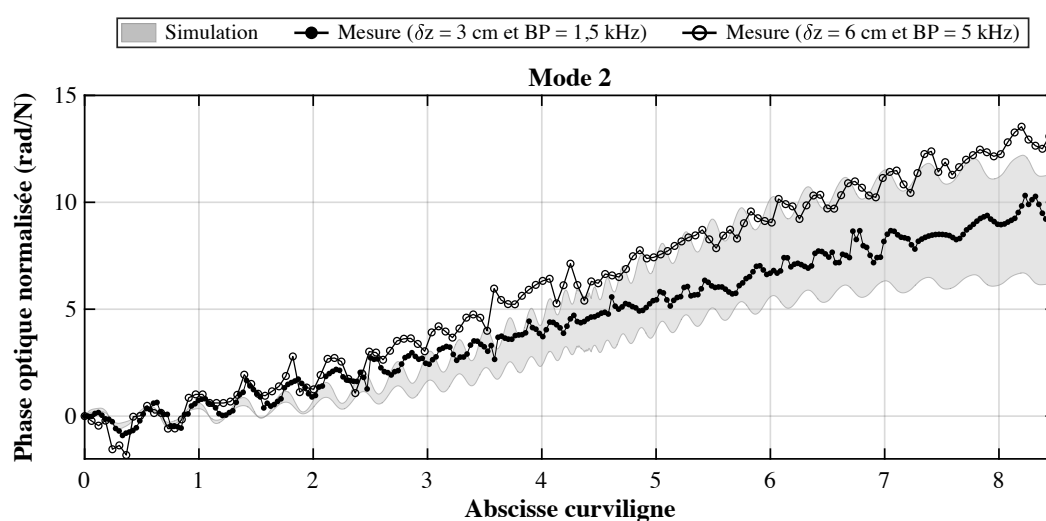


FIGURE 4.29 – Comparaison des phases optiques accumulées mesurées et prédites pour le mode 2 (à 729 Hz) pour deux configurations de DAS

L'accord entre phase mesurée et prédite est aussi très bon. Tout d'abord, l'ordre de grandeur de la phase accumulée est parfaitement en accord avec celui attendu (une dizaine de radians en fin de fibre par Newton d'excitation). La modulation spatiale est aussi bien visible et l'accord est excellent sur les premières et dernières modulations spatiales (en début et en fin de fibre).

Nous constatons néanmoins un glissement de la phase des oscillations spatiales. Passé 3 m d'abscisse curviligne, les périodes spatiales mesurée et prédite sont en opposition de phase : les positions où la phase est à son maximum correspond à une position où la phase est à son minimum. Des études plus poussées sur le DAS et sur les simulations sont à mettre en place pour analyser plus en profondeur cette différence.

Pour la courbe noire avec les cercles blancs, les paramètres du DAS sont légèrement différents : la bande passante est de 5 kHz et la résolution spatiale de 6 cm. L'amplitude de l'effort injecté durant ce test est de 0,03 N. Ce deuxième test n'a pas été réalisé en même temps que le premier. Dans cette mesure, nous retrouvons la périodicité spatiale, la tendance globale prédite et un ordre de grandeur de phase accumulé cohérent (aussi bien

4.3. Mesures de phase optique très résolue spatialement

avec les simulations qu'avec la mesure précédente). Au centre de l'abscisse curviligne, la résolution spatiale de la mesure n'est pas assez fine pour échantillonner les variations.

Ce second test montre que la mesure est aussi soumise à des incertitudes. Tout d'abord, par la complexité et la sensibilité du montage expérimental : les deux tests ayant été réalisés dans des conditions mécaniques normalement identiques. Puis, par les changements de conditions de mesure de la phase et notamment du compromis entre résolution spatiale et résolution temporelle dont le point optimal peut être discuté.

4.3.5 Mode 3

La figure 4.30 présente une comparaison entre des mesures et les simulations de la phase optique accumulée pour le troisième mode. Ce mode est très intéressant pour les mesures car la périodicité spatiale n'est pas présente, nous pouvons donc faire des mesures avec une résolution spatiale dégradée et augmenter la bande passante de la mesure. L'amplitude de l'effort injecté durant ces tests est de 0,07 N (trace avec points noirs) et 0,04 N (trace avec points blancs).

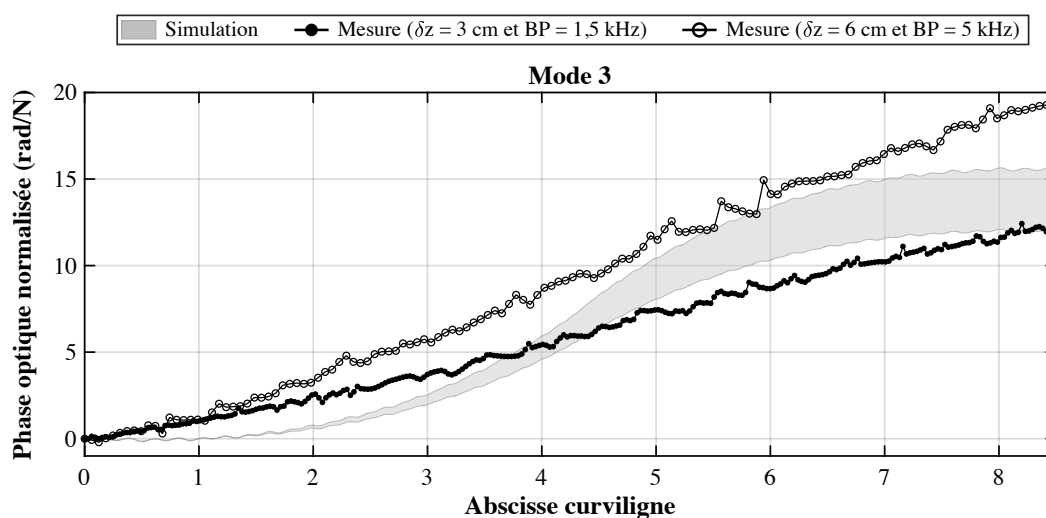


FIGURE 4.30 - Comparaison des phases optiques accumulées mesurées et prédites pour le mode 3 (à 879 Hz) pour deux configurations de DAS.

Là encore, les deux mesures n'ont pas été réalisées le même jour. Elle donnent des niveaux de phases optique cohérents et montrent une fois de plus la sensibilité de l'essai aux conditions expérimentales (aussi bien mécanique que du système de mesure).

L'accord entre les phases prédite et mesurée est moins bon que dans les mesures précédentes mais est globalement satisfaisant. L'ordre de grandeur est cohérent sur les deux mesures que nous avons effectuées par rapport à celui prédit.

Le principal point de désaccord entre les mesures et les simulations est l'absence de sigmoïde dans les mesures. Aucune des mesures que nous avons réalisées ne présente

cette forme malgré un balayage de l'excitation sur plus d'un ordre de grandeur (entre 0,5 N et 0,02 N).

4.3.6 Mode 4

Enfin, la figure 4.31 présente une comparaison entre des mesures et les simulations de la phase optique accumulée pour le dernier mode testé, à savoir le mode 4. L'effort injecté durant ces tests est de 0,07 N (trace avec points noirs) et 0,44 N (trace avec points blancs).

L'accord entre la mesure et la prédiction est moins bon que pour les 3 premiers modes. Globalement, l'ordre de grandeur de la phase accumulée mesurée est plus faible que celui prédit. La phase présente une modulation spatiale mais qui ne reproduit pas celle prédite. Dans la mesure moins résolue spatialement, l'information est totalement perdue entre 3 et 6 m, tandis que dans la mesure plus résolue spatialement l'information est perdue entre 4,2 et 5,2 m.

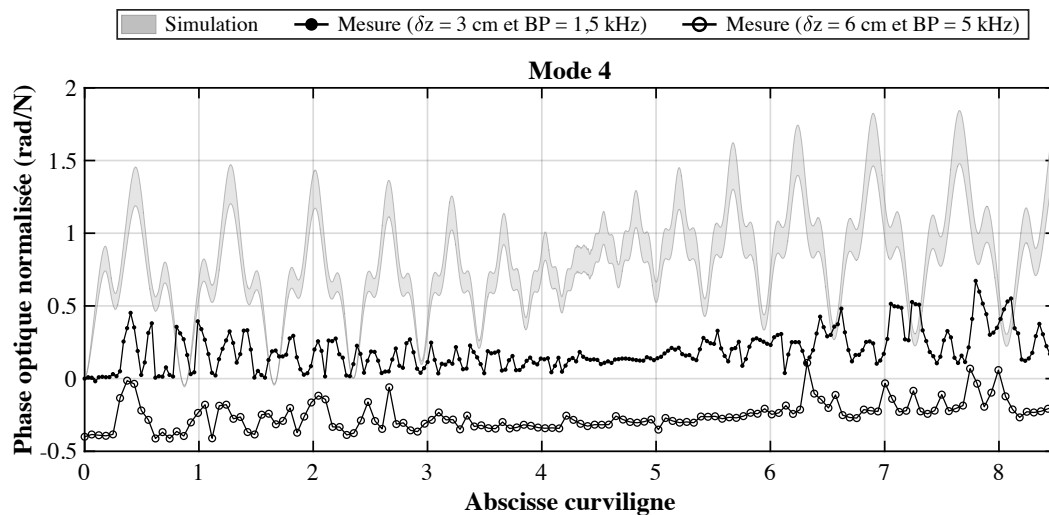


FIGURE 4.31 – Comparaison des phases optiques accumulées mesurées et prédites pour le mode 4 (à 1220 Hz) pour deux configurations de DAS. La mesure à 5 kHz de bande passante a été soustraite de 0,4 rad pour gagner en visibilité.

Les caractéristiques de la phase pour ce mode sont à la limite des paramètres de mesures du DAS, notamment pour la fréquence propre (1,2 kHz) qui est aux bornes de la bande passante (1,5 kHz). Cela signifie qu'il y a moins de trois mesures lors d'une période d'excitation et donc que l'amplitude des variations à la fréquence d'excitation est mesurée avec une faible précision. De même, la résolution spatiale est très proche de la périodicité spatiale de la phase optique, ce qui implique qu'elle est faiblement échantillonnée. Ces deux points peuvent expliquer le mauvais accord entre la mesure et la prédiction.

Conclusion

Ce chapitre a présenté la conception et l'exploitation d'un essai mécanique dynamique sur une fibre optique standard. L'idée de base de cet essai est d'appliquer une sollicitation maîtrisée sur une longueur de fibre optique et de prévoir les perturbations engendrées pour les comparer à des mesures. Cet essai a plusieurs objectifs :

- valider les mesures de l'interrogateur OFDR et explorer ses limites ;
- valider les modèles liant la déformation et la phase optique ;
- avoir un système calibré afin de perturber les signaux transmis dans la fibre optique en appliquant des sollicitations mécaniques définies.

Pour cela, nous avons proposé une solution où une fibre optique standard est collée dans un sillon sur une plaque d'acier dont les caractéristiques mécaniques sont parfaitement connues. Le sillon est une double spirale de 8,5 m de long. La structure porteuse a été simulée numériquement et des analyses modales numériques ont été réalisées. Des tests au marteau de choc et des mesures de fonction de réponse en fréquence ont été faites afin de valider et d'enrichir les simulations. Le principe de l'essai est d'exciter un seul mode propre de la structure pour que la fibre subisse un champ de déformation dynamique qui est connu à l'avance grâce aux simulations.

L'essai a été entièrement dimensionné via les simulations numériques en cherchant à valider un cahier des charges prenant en compte les différents composants :

- le système de mesure optique qui fournit une bande passante et un échantillonnage spatial des déformations à mesurer ;
- la fibre optique qui contraint l'agencement et la longueur de câble à installer sur la structure porteuse ;
- l'outillage qui contraint en dimensions et en poids la structure porteuse ;
- la modélisation qui encourage à avoir des structures au comportement simple à modéliser et dont les caractéristiques peuvent être enrichies grâce des mesures robustes.

Après avoir dimensionné l'essai et validé les analyses modales numériques, nous avons extrait des simulations les champs de déformation le long du parcours de la fibre pour les quatre premiers modes propres de la plaque. Grâce aux modèles liant déformation et phase optique, nous avons calculé les phases optiques accumulées pour ces quatre modes propres. En utilisant deux modèles différents, nous avons montré l'importance de prendre en compte la déformation radiale pour que le calcul des variations de phase optique soit le plus représentatif de la réalité.

Nous avons montré l'influence de trois paramètres sur les prédictions de champs de déformation et donc de phase optique :

- la position d'excitation ;
- la fréquence d'excitation ;
- le niveau d'amortissement modal.

Au vu des incertitudes dans le montage expérimental sur ces trois paramètres, nous avons décidé de montrer les prédictions de phase optique selon le mode excité avec un intervalle d'incertitude.

Dans la dernière partie, nous avons réalisé des mesures de phase optique en excitant les quatre premiers modes l'un après l'autre. Pour réaliser ces mesures, nous avons optimisé l'interrogateur OFDR en ajoutant un gain optique en sortie de laser afin d'augmenter l'amplitude des signaux rétro-diffusés. Cette amélioration permet de réaliser des mesures avec une faible résolution spatiale (3 cm, à 3 kHz) tout en conservant la même qualité de mesure qu'auparavant.

Une comparaison entre la phase optique accumulée mesurée et celle prédite est réalisée pour chaque mode. Nous avons montré les mesures sur les 8,5 m de fibre intégrée sur la plaque mais la mesure du DAS est continue sur presque 100 m.

L'accord est quasiment parfait pour le mode 1. Nous retrouvons la modulation spatiale et les mêmes niveaux de phase optique presque tout le long de la fibre, sans ajustement des données expérimentales obtenues par le DAS. Pour le deuxième mode, l'accord est aussi très bon, même si de petites divergences apparaissent. Ces deux mesures tendent à valider l'interrogateur et les modèles. Elles démontrent qu'il est possible de prédire la phase optique à partir de simulations et cela avec une bonne précision. À notre connaissance, il s'agit de première étude sur des capteurs à fibre optiques dynamiques et distribuées qui prédit la phase obtenues par un interrogateur φ -OFDR. Elle permettent la validation du modèle de SIRKIS. Elle démontre aussi le potentiel du DAS pour les mesures de vibrations et de déformation dynamique à haute résolution sur de longues distances.

Pour le mode 3, l'accord est satisfaisant en ordre de grandeur mais la forme mesurée ne correspond pas à celle attendue. Pour le dernier mode, les simulations et les mesures ne concordent que très peu. Les mesures sont ici plus complexes à commenter. Tout d'abord le mode 3 est un mode avec une sollicitation particulièrement intense ce qui peut très vite saturer la mesure. Ensuite, le mode 4 est à la limite des gammes de fonctionnement de l'interrogateur, que ce soit au niveau de la bande passante ou bien de la résolution spatiale. Tout cela montre que l'incertitude sur ces mesures est plus forte que pour les mesures sur les deux premiers modes. Il faut donc approfondir ces tests pour mieux comprendre les résultats.

Pour cela, nous pouvons améliorer le modèle en intégrant des phénomènes que nous n'avons pas inclus pour l'instant, tels que la dispersion du mode optique lors des sollicitations mécaniques. Nous pouvons aussi ajouter un coefficient de transfert des déformations de la plaque vers la fibre [196] qui est lié à la gaine de protection et à la colle. Enfin, nous pourrions envisager de confronter les champs de déformations prédits à d'autres mesures, telles que des mesures obtenues avec des vibromètres laser [200].

Conclusion générale et perspectives

Les oscillateurs optoélectroniques (OEO) sont des candidats intéressants pour supplanter les oscillateurs à quartz dans les applications nécessitant des références de fréquences supérieures au gigahertz avec une grande pureté spectrale. Si leurs performances en bruit de phase dans un laboratoire sont meilleures que celles de XO dont la fréquence a été multipliée, la dégradation du bruit lorsqu'ils sont soumis à des vibrations est un verrou majeur à leur développement et à leur montée en maturité. L'objectif de ce travail était d'étudier la dégradation du bruit de phase d'un OEO lorsqu'il était soumis à des vibrations.

Nous avons commencé par travailler sur un OEO double boucle à 10 GHz. Le choix des composants a été réalisé par LELIÈVRE. Il était complètement intégré dans un boîtier de $230 \times 160 \times 30$ mm. Cet oscillateur présente d'excellentes performances en bruit de phase. Néanmoins, son bruit de phase est fortement dégradé lorsqu'il est soumis à des vibrations (+60 dB pour un gabarit VITA de $0,04 \text{ g}^2/\text{Hz}$ sur 100 et 1000 Hz). Pour commencer, nous avons étudié la mise en boîtier de ce système grâce à un modèle numérique en élément finis. Une analyse modale numérique réalisée avec le logiciel CAST3M a permis de montrer que la mise en boîtier était loin d'être optimale. En effet, de nombreux modes propres (environ 40) se trouvent dans la bande du gabarit de vibrations VITA. De plus, le déplacement d'une dizaine de modes est très important à des positions critiques. Cette analyse explique en partie la mauvaise performance de l'OEO sous vibrations. Au vu de la complexité du système et de la difficulté de l'instrumenter pour réaliser des analyses expérimentales plus fines, nous avons décidé de tester les composants individuellement à l'extérieur du boîtier.

Nous avons réalisé une campagne expérimentale de mesure de bruit de phase de l'OEO lorsque chaque composant est soumis à des vibrations. L'environnement vibratoire que nous avons choisi d'imposer est représentatif d'un système aéroporté (gabarit VITA). La mesure de bruit de phase sous vibrations couplée à une mesure de l'accélération a permis de calculer la sensibilité accélérométrique de l'OEO liée à chaque composant.

Conclusion générale et perspectives

Durant ces tests, nous avons pris soin d'expliciter les biais expérimentaux qui pouvaient induire des erreurs d'analyse, comme la position de la mesure d'accélération par exemple. Ces tests ont permis de confirmer que la bobine de fibre optique est l'élément critique de l'OEO avec une sensibilité accélérométrique (entre $3.10^{-9} g^{-1}$ et $8.10^{-9} g^{-1}$ selon le type de bobine). Ces valeurs correspondent à une élongation du délai de 0,3 à 24 $\mu m/g$ selon la longueur de fibre. Les composants les plus sensibles sont ensuite les composants RFs : photodiode, amplificateur et filtre comprise entre 6.10^{-10} et $1.10^{-10} g^{-1}$. Les composants optiques sont les moins sensibles. Ils ont une sensibilité accélérométrique de $9.10^{-11} g^{-1}$ pour le MZM et $3.10^{-11} g^{-1}$ pour la DFB. Des mesures sur d'autres axes pourront venir compléter cette étude. À ce jour, il s'agit à notre connaissance de l'étude la plus complète de la dégradation du bruit de phase d'un OEO sous vibrations.

Enfin, nous avons étudié la dégradation de certaines sources de bruit dans l'OEO sous vibrations. Pour cela, nous avons réalisé des mesures de bruit d'intensité optique en fin de liaison optique en faisant vibrer un à un les composants optiques. Nous avons aussi réalisé une mesure du bruit de fréquence du laser en le soumettant à des vibrations. En intégrant ces mesures à un modèle de bruit de phase, nous avons pu calculer la dégradation du bruit de phase engendrée par la dégradation de ces sources de bruit. Il en ressort que la dégradation du bruit de phase lorsque le modulateur d'intensité est sous vibrations provient d'une dégradation du bruit d'intensité optique en sortie de composant. Pour le laser, la dégradation du bruit de phase RF de l'OEO provient d'une augmentation du bruit de fréquence, la dégradation du bruit d'intensité optique étant largement minoritaire. Il s'agit de la première étude décrivant précisément un mécanisme de dégradation du bruit de phase dans un OEO et pouvant s'appuyer sur un modèle. Ces derniers résultats pourraient permettre d'améliorer d'autres systèmes que les OEOs, telles que les liaisons optiques pour lesquelles la qualité de la transmission est directement liée aux niveaux de bruit de la liaison.

La dégradation des performances de l'OEO vient principalement de la bobine de fibre optique. Cette sensibilité venant sûrement d'une variation de longueur du délai optique, nous avons cherché un moyen de mieux comprendre le comportement mécanique de la bobine lorsqu'elle était soumise à des vibrations. Pour cela, nous avons décidé d'utiliser une technique de capteur à fibre optique développé à TRT par KEMLIN et ARPISON : un interrogateur optique basé sur une technologie OFDR sensible à la phase. Il nous a permis de réaliser des mesures dynamiques et distribuées de la phase optique le long du parcours de la fibre optique. Cette mesure permet d'évaluer les variations locales de chemin optique (déformations) et la variation totale (élongation).

Dans un premier temps, nous avons décrit le fonctionnement de l'interrogateur et le post-traitement mis en place durant la thèse pour analyser les données. Plusieurs mesures ont été réalisées sur plusieurs bobines : des bobines en *freestanding* (0,5, 1, 2 et 4 km) collées dans un boîtier et une bobine avec deux câbles bobinés l'un sur l'autre de manière libre (100 et 900 m). L'élongation du chemin optique de la bobine est en bon accord avec les résultats obtenus lors des mesures de bruit de phase (de l'ordre du micromètre par g). Grâce à ces mesures, nous avons pu déterminer les zones de fortes déformations

(aussi bien positives que négatives) sur la fibre. Pour les bobines collées, ces zones sont localisées aux endroits où la fibre est collée à son boîtier. La déformation est positive puis négative en fonction de la position dans le rayon de la bobine. Cette étude montre les capacités de l'interrogateur à réaliser des mesures sur une grande distance (plus de 1 km) avec une grande bande passante (5 kHz) et une forte résolution spatiale (40 cm). Ces mesures donnent dès à présent des voies d'améliorations des architectures des bobines et un moyen de contrôler si ces optimisations sont efficaces. Elles démontrent l'intérêt d'un tel système dans la compréhension du comportement de bobines de fibre utilisées dans les OEOs mais aussi dans les gyroscopes à fibre optique et dans les liaisons fibres de manière général.

Dans un second temps, nous avons construit une modélisation numérique de la bobine en *freestanding* de 1 km. Une analyse modale numérique sur un premier modèle simple a permis de confirmer que nous pouvions modéliser le système dans son ensemble. Un second modèle prenant en compte le comportement orthotrope de la bobine a été réalisé afin de calculer les champs de déformation le long de la fibre. Grâce à un modèle issu de la littérature, l'objectif était de déduire la phase optique accumulée induite par ces sollicitations pour finalement la comparer aux mesures réalisées par l'interrogateur OFDR. De cette comparaison, il ressort que certains comportements sont similaires : les zones de fortes déformations sont localisées à l'interface entre la bobine et son boîtier mais le changement de signe de la déformation n'est pas retrouvé. Le manque d'information sur le comportement de la bobine, l'impossibilité de modéliser les liaisons et le manque d'informations sur l'excitation de la structure ne nous ont pas permis de réaliser un modèle de l'essai dans lequel nous pouvions avoir totalement confiance. C'est pourquoi, nous avons décidé de poursuivre l'étude de la déformation de fibre optique soumis à des sollicitations dynamiques au travers d'un nouvel essai mécanique mieux maîtrisé.

Dans le dernier chapitre de cette thèse, nous avons présenté un essai mécanique dynamique sur une fibre optique. Cet essai a été proposé pour palier les défauts des montages expérimentaux précédents : méconnaissance des sollicitations sur la partie sensible du composant, impossibilité de modéliser l'excitation ou le comportement de la bobine. L'objectif était de valider quantitativement l'interrogateur OFDR. Pour cela, nous souhaitons comparer une prédiction de la phase optique accumulée le long d'une fibre à des mesures de l'interrogateur OFDR. Pour que cette prédiction soit fiable, nous avons besoin de travailler sur un montage expérimental simple et parfaitement maîtrisé. Le principe est le suivant : une fibre optique est collée sur une plaque de métal selon un chemin connu. La structure porteuse est excitée en un point donné avec une force donnée afin d'obtenir une déformation le long de la fibre parfaitement connue aussi bien en forme qu'en amplitude.

Le montage expérimental a été entièrement construit à partir d'une simulation numérique en éléments finis afin de dimensionner la structure porteuse et pouvoir valider l'ensemble des points de notre cahier des charges. La structure est une plaque d'acier de $311,4 \times 299,6 \times 14,2$ mm. Une fibre optique est collée dans un sillon de 8,5 m de long selon un chemin en double spirale. Le modèle numérique du montage a ensuite été

validé puis enrichi grâce à des tests au marteau de choc et des mesures de fonction de réponse en fréquence au pot vibrant. Ils ont permis de mesurer les fréquences propres et l'amortissement modal ainsi que de poser une incertitude sur ces valeurs.

Les champs de déformations axiale et radiale à la fibre ont été calculés numériquement pour les quatre premiers modes propres de la plaque. À partir de ces champs et d'un modèle issu de la littérature, nous avons calculé la phase optique accumulée le long de la fibre optique. Nous avons fait varier des paramètres du modèle afin de donner les incertitudes sur la prédiction de la phase optique.

Dans un dernier temps, nous avons réalisé des mesures de phase optique accumulée avec l'interrogateur OFDR en excitant la structure selon les mêmes caractéristiques que dans nos simulations. Ces mesures ont ensuite été comparées à la phase prédite par les simulations. Pour les modes 1 et 2, l'accord est excellent et cela sans aucun ajustement des données expérimentales. Ces mesures valident complètement l'interrogateur. À notre connaissance, il s'agit de la première étude démontrant le caractère quantitatif de la mesure de déformations mécaniques par un interrogateur OFDR sensible à la phase. L'accord pour les modes 3 et 4 est moins bon, ce que nous expliquons entre autres par le fait que ces modes sont aux limites de la résolution spatiale et de la bande passante de l'interrogateur. Cet essai ouvre un grand nombre de perspectives pour comprendre le rôle de certaines sollicitations mécaniques (traction, compression, cisaillement, torsion..) dans l'élongation du chemin optique. Nous pouvons déjà imaginer d'autres configurations de fibre sur des structures où la déformation radiale est nulle par exemple.

Ces résultats montrent que la sensibilité des OEOs est principalement due à une variation de longueur du chemin optique. Cette variation provient de sollicitations mécaniques non maîtrisées. Pour améliorer les performances des OEOs sous vibrations, il faut donc travailler sur des bobines mieux construites avec :

- une meilleure isolation pour atténuer les contraintes ;
- une zone d'interaction entre la bobine et son packaging la plus petite possible ;
- des sollicitations mécaniques dont l'intégrale est nulle.

Pour cela, de nouvelles formes de mandrins, de bobines et de nouveaux types de bobinages peuvent être imaginés. D'un autre côté, les performances des bobines libres sont intéressantes mais la question de la reproductibilité se pose car le processus de fabrication est difficilement maîtrisable. L'utilisation de fibres moins sensibles peut aussi être envisagée si les dimensions restent assez compactes. L'interrogateur OFDR est un outil parfait pour accompagner ces développements afin de mieux comprendre les comportements des bobines de fibre optique tant que les simulations de la fibre optique et des bobines seront incertaines.

La prochaine mise en boîtier de l'OEO pourra prendre en compte cette étude pour parfaire la sensibilité accélérométrique de l'oscillateur. La partie RF de l'oscillateur pourra être placée sur un circuit intégré afin de gagner en compacité et de s'affranchir des sensibilités liées aux câbles RF. De même pour la partie optique qui pourrait être en photonique intégrée si les développements dans ce domaine permettent d'avoir des composants actifs (laser et MZM ici) avec moins de pertes qu'actuellement. Pour l'instant, il semble

impossible d'intégrer la ligne à retard sur circuit donc le problème de couplage guide-fibre resterait présent (entre le MZM et une bobine notamment). Néanmoins, des processus de fabrication plus résilients pourraient permettre de minimiser cette source de bruit.

La variation de longueur du délai optique a été évaluée grâce aux mesures de bruit de phase et aux mesures OFDR. Si l'ordre de grandeur entre ces mesures concorde, il faudrait réaliser une mesure de la variation de phase du signal RF (porté optiquement). Cette mesure peut être réalisée par un interféromètre RF. Afin de valider totalement ces mesures, nous pourrions envisager une mesure de l'élongation de la boucle via les trois systèmes en même temps. Ce processus expérimental n'a malheureusement pas pu être mis en place durant la thèse par manque de temps mais les outils présentés dans ce manuscrit permettent de le réaliser de manière sereine, notamment grâce à l'essai du chapitre 4 où l'élongation est parfaitement maîtrisée à une fréquence.

Enfin, l'OFDR a montré des capacités intéressantes de mesures dans des conditions très différentes. Grâce aux travaux de cette thèse nous avons validé ses mesures de manières qualitatives et quantitatives. Sa sensibilité, sa bande passante, son nombre de points de mesure et la versatilité de ses points de fonctionnement en font un système à haute valeur ajoutée qui peut facilement satisfaire un large panel d'applications (mesures dynamiques de déformation, contrôle santé de structure, mesure acoustique, détection d'évènements de faible intensité...). Une thèse à TRT débutera en 2023 avec des applications en mécanique des fluides. L'objectif est de mesurer des variations de pression sur des profils d'ailes d'avion afin d'étudier la dynamique de décrochage des couches limites.

Publications

Articles

Revue à comité de lecture

TRAVERS Pierre, ARPISON Guillaume, GHORBEL Inès, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, KEMLIN Vincent and CROZATIER Vincent. « Distributed strain sensing inside a fiber coil under vibration », *Journal of Lightwave Technology*, 2022, vol. 40, no 18, p. 6280-6287.

Actes de conférence

TRAVERS, Pierre, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, LÉGUILLON Yohann, ARPISON Guillaume, GHORBEL Inès, CROZATIER Vincent and KEMLIN Vincent. « Mesure de champ de déformation par capteur à fibre optique », *Congrès Français de Mécanique (CFM)*, Nantes, 2022, p. 1-8.

TRAVERS, Pierre, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, and CROZATIER Vincent. « Parametric study on the phase noise of an optoelectronic oscillator submitted to vibrations », *2022 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*. IEEE, Paris, 2022, p. 1-4.

Présentations orales

Conférences nationales

TRAVERS Pierre, GHORBEL Inès, KEMLIN Vincent, CROZATIER Vincent, LÉGUILLON Yohann, LOUF François and BOUCARD Pierre-Alain. « Mesure de déformations dans une bobine de fibre optique sous vibrations », *Congrès de la Société Française d'Optique - Optique Nice - Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Nice, 2022.

TRAVERS Pierre, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, LÉGUILLON Yohann, ARPISON Guillaume, GHORBEL Inès, CROZATIER Vincent and KEMLIN Vincent. « Mesure de champ de déformation par capteur à fibre optique », *Congrès de Mécanique Française (CFM)*, Nantes, 2022.

Conférences internationales

BILLAULT Vincent, TRAVERS Pierre, ARPISON Guillaume, CROZATIER Vincent, KEMLIN Vincent, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, GUILLET DE CHATELLUS Hugues, « Coherent optical fiber sensing based on a frequency shifting loop », *Optical Sensors and Sensing Congress (OSSC)*, 2021.

TRAVERS Pierre, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, and CROZATIER Vincent. « Parametric study on the phase noise of an optoelectronic oscillator submitted to vibrations », *Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*. IEEE, Paris, 2022.

TRAVERS Pierre, ARPISON Guillaume, GHORBEL Inès, CROZATIER Vincent, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain and KEMLIN Vincent. « Dynamic monitoring of strain distribution in optical fiber coils », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, IEEE, San Jose, CA, USA, 2022.

ARPISON Guillaume, TRAVERS Pierre, CHARLIAC Clément, CROZATIER Vincent, GHORBEL Inès, PEIGNÉ Arnaud, LACOT Eric, KEMLIN Vincent, « High resolution distributed dynamic vibrational optical fiber sensing », *International Symposium on optronics in defense & security (OPTRO)*, Versailles, 2022

TRAVERS Pierre, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, and CROZATIER Vincent. « Analysis on the phase noise degradation of an optoelectronic oscillator submitted to vibrations », *International Topical Meeting on MicroWave Photonics (MWP)*, 2022.

Posters

Conférences nationales

TRAVERS Pierre, BILLAULT Vincent, LÉGUILLON Yohann, CROZATIER Vincent, GUILLET DE CHATELLUS Hugues, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain. « Mesure de variation de phase optique dans une fibre optique par une boucle à décalage de fréquence », *Congrès de la Société Française d'Optique - Optique Dijon - Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Dijon, 2021.

TRAVERS Pierre, CROZATIER Vincent, LÉGUILLON Yohann, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain. « Analyse expérimentale de l'impact des vibrations sur le bruit de phase des oscillateurs optoélectroniques », *Journée du Club Optique Micro-Ondes (JCOM)*, Paris, 2021.

Conférences internationales

TRAVERS Pierre, LÉGUILLON Yohann, LOUF François, BOUCARD Pierre-Alain, MORVAN Loïc, DOLFI Daniel, and CROZATIER Vincent. « Parametric study on the phase noise of an optoelectronic oscillator submitted to vibrations », *Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*. IEEE, Paris, 2022.

Note : les conférences sont classées dans l'ordre chronologique, le nom de la personne ayant présentée est souligné.

Bibliographie

- [1] E. RUBIOLA, *Phase noise and frequency stability in oscillators*. Cambridge University Press, 2009. Cité pages 17, 18, 39 et 78.
- [2] J. RUTMAN, « Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources : Fifteen years of progress », *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 9, p. 1048–1075, 1978. Cité page 18.
- [3] W. A. MARRISON, « The evolution of the quartz crystal clock », *The Bell System Technical Journal*, vol. 27, no. 3, p. 510–588, 1948. Cité page 18.
- [4] J. R. VIG, « Introduction to quartz frequency standards », rap. tech., Army Lab Command Fort Monmouth NJ Electronics Technology and Devices Lab, 1992. Cité pages 19, 28, 31, 34 et 36.
- [5] E. S. FERRE-PIKAL, J. VIG, J. CAMPARO, L. CUTLER, L. MALEKI, W. RILEY, S. STEIN, C. THOMAS, F. WALLS et J. WHITE, « IEEE standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology - random instabilities », *IEEE Std 1139-2008*, p. c1–35, 2009. Cité page 20.
- [6] J. DARRICAU, « Radars : principes de base-éléments constitutifs radars : principes de base éléments constitutifs », *Techniques de l'ingénieur*, 2012. Cité page 21.
- [7] J. R. VIG, « Quartz crystal resonators and oscillators : A tutorial », *US Army Communications*, p. 2–12, 2016. Cité pages 22, 28, 32, 33 et 34.
- [8] R. L. FILLER, « The acceleration sensitivity of quartz crystal oscillators : a review », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 35, p. 297–305, May 1988. Cité pages 24, 36, 63, 70 et 91.
- [9] M. H. WATTS, E. P. EERNISSE, R. W. WARD et R. B. WIGGINS, « Technique for measuring the acceleration sensitivity of SC-cut quartz resonators », in *Proceedings of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, 1988*, p. 442–446, June 1988. Cité pages 25 et 36.
- [10] W. G. CADY, « The piezo-electric resonator », *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 10, p. 83–114, April 1922. Cité page 26.
- [11] G. W. PIERCE, « Electrical system », oct. 18 1938. US Patent 2,133,642. Cité page 26.
- [12] A. CLAIRET, *Modélisation et analyse numérique de résonateurs à quartz à ondes de volume*. These de doctorat, Université de Franche-Comté, 2014. Cité pages 27, 29, 30, 31 et 36.
- [13] D. BELL et R. LI, « Surface-acoustic-wave resonators », *Proceedings of the IEEE*, vol. 64, no. 5, p. 711–721, 1976. Cité page 27.
- [14] J. GREER, T. PARKER et G. MONTRESS, « Properties of saw resonators fabricated on quartz substrates of various qualities », in *1994 Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 1, p. 31–36, 1994. Cité page 27.
- [15] G. MONTRESS, T. PARKER et D. ANDRES, « Review of saw oscillator performance », in *1994 Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium*, vol. 1, p. 43–54, 1994. Cité page 28.
- [16] J. AUBRY, « Matériaux et composants piézoélectriques », *Techniques de l'ingénieur*, vol. 1, p. 890, 1998. Cité page 28.
- [17] E. BIGLER, D. HAUDEN et G. THEOBALD, « Stress-sensitivity mapping for surface acoustic waves on quartz », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 36, p. 57–62, Jan 1989. Cité page 29.

- [18] J. A. KUSTERS, « The SC cut crystal - an overview », in *1981 Ultrasonics Symposium*, p. 402–409, Oct 1981. Cité page 29.
- [19] E. EERNISSE, « Quartz resonator frequency shifts arising from electrode stress », in *29th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 1–4, IEEE, 1975. Cité page 29.
- [20] L. BRADSHAW, « Understanding piezoelectric quartz crystals », *RF time and frequency*, vol. 8, p. 50–58, 2000. Cité page 30.
- [21] R. L. FILLER, « The amplitude-frequency effect in SC-Cut resonators », in *39th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 311–316, May 1985. Cité page 32.
- [22] R. BECHMANN, A. D. BALLATO et T. J. LUKASZEK, « Higher-order temperature coefficients of the elastic stiffnesses and compliances of alpha-quartz », *Proceedings of the IRE*, vol. 50, p. 1812–1822, Aug 1962. Cité page 32.
- [23] A. BALLATO et J. R. VIG, « Static and dynamic frequency-temperature behavior of singly and doubly rotated, oven-controlled quartz resonators », in *32nd Annual Symposium on Frequency Control*, p. 180–188, May 1978. Cité page 33.
- [24] V. E. BOTTOM, « Note on the anomalous thermal effect in quartz oscillator plates », 1947. Cité page 34.
- [25] C. MINGINS, L. BARCUS et R. PERRY, « Effects of external forces on the frequency of vibrating crystal plates », in *16th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 46–76, IEEE, 1962. Cité page 35.
- [26] C. MINGINS, L. BARCUS et R. PERRY, « Reactions of a vibrating piezoelectric crystal plate to externally applied forces », in *17th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 51–87, IEEE, 1963. Cité page 35.
- [27] R. THURSTON, H. MCSKIMIN et P. ANDREATCH JR, « Third-order elastic coefficients of quartz », *Journal of Applied Physics*, vol. 37, no. 1, p. 267–275, 1966. Cité page 35.
- [28] J. M. RATAJSKI, « The force sensitivity of AT-cut quartz crystals », in *20th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 33–49, IEEE, 1966. Cité page 35.
- [29] A. BALLATO, E. EERNISSE et T. LUKASZEK, « Force-frequency effect in doubly rotated quartz resonators », rap. tech., Sandia Labs., Albuquerque, NM (USA), 1977. Cité page 35.
- [30] P. C. Y. LEE, Y. S. WANG et X. MARKENSCOFF, « Elastic waves and vibrations in deformed crystal plates », in *27th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 1–6, 1973. Cité page 35.
- [31] P. LEE et K. WU, « Nonlinear effect of initial stresses in doubly-rotated crystal resonator plates », in *34th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 403–411, IEEE, 1980. Cité page 35.
- [32] M. VALDOIS, « Influence of the environmental conditions on a quartz resonator ». Influence of the environmental conditions on a quartz resonator Transl. into ENGLISH of "Influence des Conditions d'Environnement sur un Resonateur a Quartz" Rept. ONERA-TN-225 ONERA, Paris, 1974, mai 1978. Cité page 35.
- [33] E. EERNISSE, T. LUKASZEK et A. BALLATO, « Variational calculation of force-frequency constants of doubly rotated quartz resonators », *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, vol. 25, no. 3, p. 132–137, 1978. Cité page 35.
- [34] D. JANIAUD, L. NISSIM et J.-J. GAGNEPAIN, « Analytical calculation of initial stress effects on anisotropic crystals : application to quartz resonators », in *32nd Annual Symposium on Frequency Control*, p. 169–179, IEEE, 1978. Cité page 35.
- [35] B. LWO et H. TIERSTEN, « Calculation of the optimal clip dimensioning to minimize the influence of fabrication imperfections on the acceleration sensitivity of sc-cut quartz resonators with stiffened rectangular support systems », in *Proceedings of IEEE 48th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 165–171, IEEE, 1994. Cité page 36.
- [36] L. D. CLAYTON et E. EERNISSE, « The effects of metal depositions upon acceleration induced frequency shifts for quartz crystal units », in *1993 IEEE International Frequency Control Symposium*, p. 560–573, IEEE, 1993. Cité page 36.
- [37] P. RENOULT, E. GIRARDET et L. BIDART, « Mechanical and acoustic effects in low phase noise piezoelectric oscillators », in *Proceedings of the 43rd Annual Symposium on Frequency Control*, p. 439–446, May 1989. Cité page 36.
- [38] A. HATI, C. NELSON et D. HOWE, « Vibration-induced PM noise in oscillators and its suppression », in *Aerial Vehicles*, p. 259–286, InTech, 2009. Cité pages 36, 37, 42, 43 et 60.

- [39] P. C. Y. LEE et M. S. H. TANG, « Initial stress field and resonance frequencies of incremental vibrations in crystal resonators by finite element method », in *40th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 152–160, May 1986. Cité page 36.
- [40] B. K. SINHA et S. LOCKE, « Acceleration and vibration sensitivity of SAW devices », *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 34, p. 29–38, 1987. Cité page 36.
- [41] D. SHICK et H. TIERSTEN, « An analysis of the acceleration sensitivity of ST-cut quartz surface wave resonators supported along the edges », in *40th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 262–268, IEEE, 1986. Cité page 36.
- [42] H. F. TIERSTEN, « Electroelastic interactions and the piezoelectric equations », *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 70, no. 6, p. 1567–1576, 1981. Cité page 36.
- [43] R. FILLER, J. KOSINSKI et J. VIG, « Further studies on the acceleration sensitivity of quartz resonators », rap. tech., Army Electronics Technology and Devices Lab Fort Monmouth NJ, 1983. Cité page 36.
- [44] M. M. DRISCOLL et J. B. DONOVAN, « Vibration-induced phase noise : It isn't just about the oscillator », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, p. 535–540, IEEE, 2007. Cité page 36.
- [45] A. HATI, C. W. NELSON, D. A. HOWE, N. ASHBY, J. TAYLOR, K. HUDEK, C. HAY, D. SEIDEL et D. ELIYAHU, « Vibration sensitivity of microwave components », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, p. 541–546, IEEE, 2007. Cité pages 36, 42, 60 et 71.
- [46] M. DRISCOLL, « Reduction of quartz crystal oscillator flicker-of-frequency and white phase noise (floor) levels and acceleration sensitivity via use of multiple resonators », *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 40, no. 4, p. 427–430, 1993. Cité pages 36, 37 et 43.
- [47] B. T. MILLIREN, D. W. MARTIN et D. A. EMMONS, « An acceleration compensated precision quartz oscillator », in *Proceedings of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, 1988.*, p. 334–341, June 1988. Cité pages 36 et 43.
- [48] S. JIANG et X. WANG, « The design of a novel low phase noise anti-vibration OCXO », in *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium*, p. 227–230, IEEE, 2017. Cité page 36.
- [49] J. R. VIG et F. WALLS, « Fundamental limits on the frequency instabilities of quartz crystal oscillators », in *Proceedings of IEEE 48th Annual Symposium on Frequency Control*, p. 506–523, IEEE, 1994. Cité page 36.
- [50] J. M. PRZYJEMSKI, « Improvement in system performance using a crystal oscillator compensated for acceleration sensitivity », in *32nd Annual Frequency Control Symposium*, p. 426–431, 1978. Cité page 37.
- [51] M. BLOCH, O. MANCINI et C. STONE, « Method for achieving highly reproducible acceleration insensitive quartz crystal oscillators », sept. 12 2006. US Patent 7,106,143. Cité page 37.
- [52] V. R. ROSATI et R. L. FILLER, « Reduction of the effects of vibration on SC-Cut quartz crystal oscillators », in *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium*, p. 117–121, May 1981. Cité page 37.
- [53] X. S. YAO et L. MALEKI, « Converting light into spectrally pure microwave oscillation », *Optics Letters*, vol. 21, no. 7, p. 483–485, 1996. Cité page 39.
- [54] X. YAO, L. MALEKI, Y. JI, G. LUTES et M. TU, « Dual-loop opto-electronic oscillator », in *Proceedings of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium (Cat. No.98CH36165)*, p. 545–549, 1998. Cité page 41.
- [55] R. M. NGUIMDO, Y. K. CHEMBO, P. COLET et L. LARGER, « On the phase noise performance of nonlinear double-loop optoelectronic microwave oscillators », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 48, no. 11, p. 1415–1423, 2012. Cité page 41.
- [56] K. MIKITCHUK, A. CHIZH et S. MALYSHEV, « Noise and gain of an erbium-doped fiber amplifier for delay-line optoelectronic oscillator », in *2017 International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF)*, p. 1–4, 2017. Cité page 41.
- [57] P. S. DEVGAN, V. J. URICK, J. F. DIEHL et K. J. WILLIAMS, « Improvement in the phase noise of a 10 GHz optoelectronic oscillator using all-photonic gain », *J. Lightwave Technol.*, vol. 27, p. 3189–3193, Aug 2009. Cité page 41.
- [58] K. MIKITCHUK, A. CHIZH et S. MALYSHEV, « Theoretical investigation of external influences on delay-line optoelectronic oscillator », in *2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, p. 1–4, IEEE, 2015. Cité page 41.

- [59] M. KABA, H.-W. LI, A. DARYOUSH, J.-P. VILCOT, D. DECOSTER, J. CHAZELAS, G. BOUWMANS, Y. QUIQUEMPOIS et F. DEBORGIÉS, « Improving thermal stability of opto-electronic oscillators », *IEEE microwave magazine*, vol. 7, no. 4, p. 38–47, 2006. Cité page 41.
- [60] G. GHOSH, « Temperature dispersion of refractive indexes in some silicate fiber glasses », *IEEE photonics technology letters*, vol. 6, no. 3, p. 431–433, 1994. Cité page 42.
- [61] M. J. HAMP, J. WRIGHT, M. HUBBARD et B. BRIMACOMBE, « Investigation into the temperature dependence of chromatic dispersion in optical fiber », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 11, p. 1524–1526, 2002. Cité page 42.
- [62] G. HOCKER, « Fiber-optic sensing of pressure and temperature », *Applied optics*, vol. 18, no. 9, p. 1445–1448, 1979. Cité page 42.
- [63] M. TATEDA, S. TANAKA et Y. SUGAWARA, « Thermal characteristics of phase shift in jacketed optical fibers », *Applied Optics*, vol. 19, no. 5, p. 770–773, 1980. Cité page 42.
- [64] D. ELIYAHU, K. SARIRI, J. TAYLOR et L. MALEKI, « Optoelectronic oscillator with improved phase noise and frequency stability », in *Photonic Integrated Systems* (A. R. PIRICH, P. L. REPAK, R. T. CHEN, J. C. CHON, L. A. ELDADA, A. R. PIRICH, P. L. REPAK, R. T. CHEN, J. C. CHON et L. A. ELDADA, édés), vol. 4998, p. 139 – 147, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003. Cité page 42.
- [65] J. TAYLOR, C. NELSON, A. HATI, N. ASHBY et D. A. HOWE, « Vibration-induced PM noise measurements of a rigid optical fiber spool », in *2008 IEEE International Frequency Control Symposium*, p. 807–810, IEEE, 2008. Cité pages 42, 57 et 67.
- [66] J. TAYLOR, C. NELSON, A. HATI, N. ASHBY et D. HOWE, « Residual vibration-induced pm noise of a rigid optical fiber spool », rap. tech., National Institute of Standards and Technology Boulder CO, 2008. Cité pages 42, 67 et 68.
- [67] N. ASHBY, D. A. HOWE, J. TAYLOR, A. HATI et C. NELSON, « Optical fiber vibration and acceleration model », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, p. 547–551, IEEE, 2007. Cité pages 42 et 43.
- [68] A. HATI, C. W. NELSON et D. A. HOWE, « Vibration sensitivity of optical components : A survey », in *2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS) Proceedings*, p. 1–4, IEEE, 2011. Cité pages 42, 60, 74 et 75.
- [69] S. HUANG, M. TU, S. YAO et L. MALEKI, « A "turnkey" optoelectronic oscillator with low acceleration sensitivity », in *Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition (Cat. No. 00CH37052)*, p. 269–279, IEEE, 2000. Cité page 42.
- [70] S. HUANG, M. TU et X. S. YAO, « Acceleration-insensitive opto-electronic oscillators », juil. 15 2003. US Patent 6,594,061. Cité page 42.
- [71] H. YONG-QI, D. JING, H. JUN-CHAO, L. TANG et L. LIANG, « An optical fiber spool for laser stabilization with reduced acceleration sensitivity to $10^{-12}/g$ », *Chinese Physics B*, vol. 24, no. 10, p. 104213, 2015. Cité pages 42 et 106.
- [72] J. HUANG, L. WANG, Y. DUAN, Y. HUANG, M. YE, L. LIU et T. LI, « Optical fiber spool with ultralow acceleration sensitivity », in *2019 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (EFTF/IFC)*, p. 1–3, IEEE, 2019. Cité pages 42, 43 et 106.
- [73] T. LI, B. ARGENCE, A. HABOUCCHA, H. JIANG, J. DORNAUX, D. KONÉ, A. CLAIRON, P. LEMONDE, G. SANTARELLI, C. NELSON et al., « Low vibration sensitivity fiber spools for laser stabilization », in *2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum (FCS) Proceedings*, p. 1–3, IEEE, 2011. Cité pages 43 et 106.
- [74] D. A. HOWE, A. HATI, C. NELSON, J. TAYLOR et N. ASHBY, « Active vibration-induced PM noise control in optical fibers : preliminary studies », in *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, p. 552–556, IEEE, 2007. Cité page 43.
- [75] A. HATI, C. W. NELSON, J. TAYLOR, N. ASHBY et D. HOWE, « Cancellation of vibration-induced phase noise in optical fibers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 22, p. 1842–1844, 2008. Cité page 43.
- [76] O. LELIEVRE, *Oscillateurs optoélectroniques pour la génération de signaux microondes à grande pureté spectrale*. These de doctorat, Université Paris Saclay, 2018. Cité pages 44, 72, 78, 79 et 80.
- [77] J. EVERARD et K. THEODOROPOULOS, « Ultra-low phase noise ceramic based dielectric resonator oscillators », in *2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, p. 869–874, 2006. Cité page 45.

- [78] E. N. IVANOV et M. E. TOBAR, « Low phase-noise sapphire crystal microwave oscillators : current status », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 56, no. 2, p. 263–269, 2009. Cité page 45.
- [79] C. R. LOCKE, E. N. IVANOV, J. G. HARTNETT, P. L. STANWIX et M. E. TOBAR, « Invited article : Design techniques and noise properties of ultrastable cryogenically cooled sapphire-dielectric resonator oscillators », *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 5, p. 051301, 2008. Cité page 45.
- [80] S. GROU, P.-Y. BOURGEOIS, R. BOUDOT, Y. KERSALÉ, E. RUBIOLA et V. GIORDANO, « 10 GHz cryocooled sapphire oscillator with extremely low phase noise », *Electronics Letters*, vol. 46, no. 6, p. 420–422, 2010. Cité page 45.
- [81] D. CHAUDY, O. LLOPIS, B. MARCILHAC, Y. LEMAITRE, O. A. KELLY, J.-M. HODE et J.-M. LESAGE, « A low phase noise all cryogenic microwave oscillator based on a superconductor resonator », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 67, no. 12, p. 2750–2756, 2020. Cité page 45.
- [82] A. A. SAVCHENKOV, A. B. MATSKO, V. S. ILCHENKO et L. MALEKI, « Optical resonators with ten million finesse », *Opt. Express*, vol. 15, p. 6768–6773, May 2007. Cité page 45.
- [83] L. MALEKI, V. S. ILCHENKO, A. A. SAVCHENKOV, W. LIANG, D. SEIDEL et A. B. MATSKO, « High performance, miniature hyper-parametric microwave photonic oscillator », in *2010 IEEE International Frequency Control Symposium*, p. 558–563, 2010. Cité page 45.
- [84] T. M. FORTIER, M. S. KIRCHNER, F. QUINLAN, J. TAYLOR, J. BERGQUIST, T. ROSEN BAND, N. LEMKE, A. LUDLOW, Y. JIANG, C. OATES *et al.*, « Generation of ultrastable microwaves via optical frequency division », *Nature Photonics*, vol. 5, no. 7, p. 425–429, 2011. Cité page 46.
- [85] X. XIE, R. BOUCHAND, D. NICOLODI, M. GIUNTA, W. HÄNSEL, M. LEZIUS, A. JOSHI, S. DATTA, C. ALEXANDRE, M. LOURS, P.-A. TREMBLIN, G. SANTARELLI, R. HOLZWARTH et Y. LE COQ, « Photonic microwave signals with zeptosecond-level absolute timing noise », *Nature Photonics*, vol. 11, p. 44–47, jan. 2017. Cité page 46.
- [86] J. LI, X. YI, H. LEE, S. A. DIDDAMS et K. J. VAHALA, « Electro-optical frequency division and stable microwave synthesis », *Science*, vol. 345, no. 6194, p. 309–313, 2014. Cité page 46.
- [87] F. WALLS et E. FERRE-PIKAL, « Measurement of frequency, phase noise and amplitude noise », 1999-01-01 1999. Cité pages 49 et 50.
- [88] U. L. ROHDE, A. K. PODDAR, E. RUBIOLA et M. A. SILAGHI, « Frequency signal source's pn (phase noise) measurements : Challenges and uncertainty », in *2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum*, p. 62–67, 2015. Cité pages 49 et 50.
- [89] A. K. PODDAR, U. L. ROHDE, E. RUBIOLA et K.-H. HOFFMANN, « Validity of cross-spectrum pn measurement », in *2016 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*, p. 1–6, 2016. Cité pages 49 et 50.
- [90] O. LELIÈVRE, V. CROZATIER, P. BERGER, G. BAILI, O. LLOPIS, D. DOLFI, P. NOUCHI, F. GOLDFARB, F. BRETENAKER, L. MORVAN *et al.*, « A model for designing ultralow noise single-and dual-loop 10 GHz optoelectronic oscillators », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 20, p. 4366–4374, 2017. Cité pages 53, 78 et 89.
- [91] K. PETERMANN, *Laser diode modulation and noise*, vol. 3. Springer Science & Business Media, 1991. Cité pages 53 et 87.
- [92] « ANSI/VITA 47-2005 (R2007) american national standard for environments, design and construction, safety, and quality for plug-in units standard », 2007. Cité pages 53 et 61.
- [93] M. CAZENAVE, *Méthode des éléments finis - 2e éd. : Approche pratique en mécanique des structures*. Dunod, 2013. Cité page 54.
- [94] R. J. ALLEMANG, « The modal assurance criterion—twenty years of use and abuse », *Sound and vibration*, vol. 37, no. 8, p. 14–23, 2003. Cité pages 58 et 177.
- [95] C. STEPHAN, « Sensor placement for modal identification », *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 27, p. 461–470, 2012. Cité page 58.
- [96] P. C. SHAH et F. E. UDWADIA, « A Methodology for Optimal Sensor Locations for Identification of Dynamic Systems », *Journal of Applied Mechanics*, vol. 45, p. 188–196, 03 1978. Cité page 58.
- [97] C. NELSON, A. HATI et D. HOWE, « Common-arm counterpropagating interferometer for measurement of vibration-induced noise in fibers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 21, p. 1633–1635, 2011. Cité page 59.

- [98] J. P. CAHILL, G. M. CARTER, C. R. MENYUK, J. PRITCHETT, R. SORENSON, M. BERMAN, O. OKUSAGA et W. ZHOU, « Inverse relationship between the OEO Q-factor and vibration sensitivity », in *2013 Joint European Frequency and Time Forum and International Frequency Control Symposium*, p. 43–45, 2013. Cité page 67.
- [99] J.-M. LESAGE et M. LE PIPEC, « Low phase noise microwave analog optical link performance study for high dynamic environment platform », in *2013 Joint European Frequency and Time Forum and International Frequency Control Symposium*, p. 153–156, 2013. Cité page 67.
- [100] D. LEESON, « A simple model of feedback oscillator noise spectrum », *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, p. 329–330, 1966. Cité page 78.
- [101] K. VOLYANSKIY, Y. K. CHEMBO, L. LARGER et E. RUBIOLA, « Contribution of laser frequency and power fluctuations to the microwave phase noise of optoelectronic oscillators », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 18, p. 2730–2735, 2010. Cité page 79.
- [102] D. ELIYAHU, D. SEIDEL et L. MALEKI, « RF amplitude and phase-noise reduction of an optical link and an opto-electronic oscillator », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 2, p. 449–456, 2008. Cité pages 79 et 86.
- [103] Z. ABDALLAH, A. RUMEAU, A. FERNANDEZ, O. LLOPIS, J. MAXIN, G. PILLET, L. MORVAN et G. CIBIEL, « Photodiode nonlinear modeling and its impact on optical links phase noise », in *2014 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, p. 48–51, 2014. Cité page 79.
- [104] A. MAHARRY, « Creating automation to couple laser light from an optical fiber to a photonic integrated circuit », Mém. D.E.A., The Ohio State University, 2017. Cité page 85.
- [105] T. ALDER, A. STOHR, R. HEINZELMANN et D. JAGER, « High-efficiency fiber-to-chip coupling using low-loss tapered single-mode fiber », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 8, p. 1016–1018, 2000. Cité page 85.
- [106] R. MARCHETTI, C. LACAVA, L. CARROLL, K. GRADKOWSKI et P. MINZIONI, « Coupling strategies for silicon photonics integrated chips », *Photon. Res.*, vol. 7, p. 201–239, Feb 2019. Cité page 85.
- [107] F. WASSMANN, « Modal field analysis of circularly bent single-mode fibers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 5, p. 957–968, 1999. Cité page 86.
- [108] J.-P. POCHOLLE, « Caractéristiques de la propagation guidée dans les fibres optiques monomodes », *Revue technique - Thomson-CSF*, 1983. Cité page 86.
- [109] T. OKOSHI, *Optical fibers*. Academic Press, 1982. Cité page 86.
- [110] J. S. SIRKIS et H. W. HASLACH JR, « Complete phase-strain model for structurally embedded interferometric optical fiber sensors », *Journal of intelligent material systems and structures*, vol. 2, no. 1, p. 3–24, 1991. Cité pages 86, 107, 169, 191 et 193.
- [111] O. LLOPIS, P. H. MERRER, H. BRAHIMI, K. SALEH et P. LACROIX, « Phase noise measurement of a narrow linewidth cw laser using delay line approaches », *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 2713–2715, Jul 2011. Cité page 87.
- [112] J. LAFERRIÈRE, G. LIETAERT, R. TAWS et S. WOLSZCZOK, *Reference guide to fiber optic testing*, vol. 1. JDS Uniphase Corporation San Jose, CA, USA, 2007. Cité page 105.
- [113] H. C. LEFEVRE, *The fiber-optic gyroscope*. Artech house, 2022. Cité page 105.
- [114] K. L. BELSLEY, R. H. SMITH et T. L. DE FAZIO, « Exploratory studies of optical fiber gyro coil winding automation », in *Fiber Optic Materials and Components*, vol. 2290, p. 388–395, International Society for Optics and Photonics, 1994. Cité page 106.
- [115] T. DE FAZIO, K. BELSLEY, R. SMITH, G. SHANK et W. CULVER, « Development issues for automating quadrupole-pattern optical-fiber coil-winding for fiber-optic gyro manufacture », in *Proceedings of the 1994 IEEE International Conference on Robotics and Automation*, p. 202–207 vol.1, 1994. Cité page 106.
- [116] J. DELIS, « Design considerations, machinery and control options in coil winding », *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 9, no. 4, p. 16–22, 1993. Cité page 106.
- [117] N. J. FRIGO, « Compensation Of Linear Sources Of Non-Reciprocity In Sagnac Interferometers », in *Fiber Optic and Laser Sensors I* (E. L. MOORE et O. G. RAMER, édés), vol. 0412, p. 268 – 271, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1983. Cité page 106.
- [118] F. MOHR, « Thermo-optically induced bias drift in fiber optical sagnac interferometers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 1, p. 27–41, 1996. Cité page 106.

- [119] M. CHOMÁT, « Efficient suppression of thermally induced nonreciprocity in fiber-optic sagnac interferometers with novel double-layer winding », *Appl. Opt.*, vol. 32, p. 2289–2291, May 1993. Cité page 106.
- [120] J. Y. HUNG et H. VAN WHITE, « Precision winding of fiber optic filament i : Winding characteristics », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 39, no. 3, p. 258–267, 1992. Cité page 106.
- [121] J. Y. HUNG et H. V. WHITE, « Precision winding of fiber optic filament ii : Winding control », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 39, p. 313–322, Aug 1992. Cité page 106.
- [122] K. WICKERSHEIM et R. ALVES, « A new optical technique for the measurement of temperature in RF and microwave fields », in *1981 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, p. 468–469, 1981. Cité page 106.
- [123] A. M. SMITH, « Polarization and magneto-optic properties of single-mode optical fiber », *Appl. Opt.*, vol. 17, p. 52–56, Jan 1978. Cité page 106.
- [124] B. BUDIANSKY, D. C. DRUCKER, G. S. KINO et J. R. RICE, « Pressure sensitivity of a clad optical fiber », *Appl. Opt.*, vol. 18, p. 4085–4088, Dec 1979. Cité page 106.
- [125] M. JOHNSON et R. ULRICH, « Fibre-optical strain gauge », *Electronics Letters*, vol. 14, no. 14, p. 432–433, 1978. Cité page 107.
- [126] W. H. QUICK, K. A. JAMES et V. H. STRAHAN, « Means for sensing and color multiplexing optical data over a compact fiber optic transmission system », sept. 16 1980. US Patent 4,223,216. Cité page 107.
- [127] T. . BOSSELMANN et R. ULRICH, « High-Accuracy Position-Sensing With Fiber-Coupled White-Light Interferometers », in *2nd Intl Conf on Optical Fiber Sensors : OFS'84* (R. T. KERSTEN et R. KIST, éd.), vol. 0514, p. 361 – 364, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1984. Cité page 107.
- [128] T. G. GIALLORENZI, J. A. BUCARO, A. DANDRIDGE, G. H. SIGEL, J. H. COLE, S. C. RASHLEIGH et R. G. PRIEST, « Optical fiber sensor technology », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, p. 472–511, Apr 1982. Cité page 107.
- [129] C. D. BUTTER et G. B. HOCKER, « Fiber optics strain gauge », *Appl. Opt.*, vol. 17, p. 2867–2869, Sep 1978. Cité pages 107, 164 et 191.
- [130] A. BERTHOLDS et R. DANDLIKER, « Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibres », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, p. 17–20, Jan 1988. Cité pages 107 et 108.
- [131] C. LIGUORI et M. MARTINELLI, « Integral phase modulation properties of a single-mode optical fiber subjected to controlled vibration », *Appl. Opt.*, vol. 20, p. 4319–4323, Dec 1981. Cité pages 107 et 108.
- [132] Y. LÉGUILLON, P. BESNARD, L. PROVINO, A. MONTEVILLE, D. MÉCHIN, D. TREGOAT, M. DOISY et F.-X. LAUNAY, « Phase sensitivity to axial strain of microstructured optical silica fibers », in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, vol. 7753, p. 77533S, International Society for Optics and Photonics, 2011. Cité page 107.
- [133] J. S. SIRKIS et H. W. HASLACH, « Interferometric strain measurement by arbitrarily configured surface-mounted, optical fibers », *Journal of lightwave technology*, vol. 8, no. 10, p. 1497–1503, 1990. Cité page 107.
- [134] X. ROSELLÓ-MECHÓ, M. DELGADO-PINAR, A. DÍEZ et M. V. ANDRÉS, « Measurement of Pockels' coefficients and demonstration of the anisotropy of the elasto-optic effect in optical fibers under axial strain », *Opt. Lett.*, vol. 41, p. 2934–2937, Jul 2016. Cité page 108.
- [135] J. SIRKIS et C. MATHEWS, « Experimental investigation of phase-strain-temperature models for structurally embedded interferometric fiber-optic sensors », *Experimental mechanics*, vol. 33, no. 1, p. 26–31, 1993. Cité pages 108 et 164.
- [136] L.-H. KANG, D.-K. KIM et J.-H. HAN, « Estimation of dynamic structural displacements using fiber Bragg grating strain sensors », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 305, no. 3, p. 534–542, 2007. Cité page 108.
- [137] P. LU, N. LALAM, M. BADAR, B. LIU, B. T. CHORPENING, M. P. BURIC et P. R. OHODNICKI, « Distributed optical fiber sensing : Review and perspective », *Applied Physics Reviews*, vol. 6, 9 2019. Cité pages 109 et 111.
- [138] M. NAKAZAWA, « Rayleigh backscattering theory for single-mode optical fibers », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 73, p. 1175–1180, Sep 1983. Cité page 109.
- [139] L. BRILLOUIN, « Diffusion de la lumière et des rayons x par un corps transparent homogène », in *Annales de physique*, vol. 9, p. 88–122, 1922. Cité page 109.

- [140] C. V. RAMAN et K. S. KRISHNAN, « A new type of secondary radiation », *Nature*, vol. 121, no. 3048, p. 501–502, 1928. Cité page 110.
- [141] G. WATSON JR, W. DANIELS et C. WANG, « Measurements of raman intensities and pressure dependence of phonon frequencies in sapphire », *Journal of Applied Physics*, vol. 52, no. 2, p. 956–958, 1981. Cité page 110.
- [142] J. THAPA, B. LIU, S. D. WOODRUFF, B. T. CHORPENING et M. P. BURIC, « Raman scattering in single-crystal sapphire at elevated temperatures », *Appl. Opt.*, vol. 56, p. 8598–8606, Nov 2017. Cité page 110.
- [143] B. LIU, Z. YU, Z. TIAN, D. HOMA, C. HILL, A. WANG et G. PICKRELL, « Temperature dependence of sapphire fiber raman scattering », *Opt. Lett.*, vol. 40, p. 2041–2044, May 2015. Cité page 110.
- [144] S. P. S. PORTO et D. L. WOOD, « Ruby optical maser as a raman source », *Appl. Opt.*, vol. 1, p. 139–141, Jan 1962. Cité page 110.
- [145] L. PALMIERI, « Distributed Optical Fiber Sensing Based on Rayleigh Scattering », *The Open Optics Journal*, vol. 7, p. 104–127, déc. 2013. Cité page 110.
- [146] S.-C. HER et C.-M. YANG, « Dynamic strain measured by mach-zehnder interferometric optical fiber sensors », *Sensors*, vol. 12, no. 3, p. 3314–3326, 2012. Cité page 110.
- [147] M. BARNOSKI et S. JENSEN, « Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics », *Applied optics*, vol. 15, no. 9, p. 2112–2115, 1976. Cité page 111.
- [148] S. SINGH et N. SINGH, « Nonlinear effects in optical fibers : origin, management and applications », *progress in Electromagnetics Research*, vol. 73, p. 249–275, 2007. Cité page 111.
- [149] J. PARK, W. LEE et H. F. TAYLOR, « Fiber optic intrusion sensor with the configuration of an optical time-domain reflectometer using coherent interference of Rayleigh backscattering », in *Optical and Fiber Optic Sensor Systems* (S. HUANG, K. D. BENNETT et D. A. JACKSON, eds), vol. 3555, p. 49 – 56, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 1998. Cité page 111.
- [150] S. GUERRIER, *High bandwidth detection of mechanical stress in optical fibre using coherent detection of Rayleigh scattering*. These de doctorat, Institut Polytechnique de Paris, fév. 2022. Cité page 111.
- [151] A. MASOUDI, M. BELAL et T. NEWSON, « A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR », *Measurement Science and Technology*, vol. 24, no. 8, p. 085204, 2013. Cité page 112.
- [152] H. F. MARTINS, S. MARTIN-LOPEZ, P. CORREDERA, M. L. FILOGRANO, O. F. AO et M. GONZÁLEZ-HERRÁEZ, « Coherent noise reduction in high visibility phase-sensitive optical time domain reflectometer for distributed sensing of ultrasonic waves », *J. Lightwave Technol.*, vol. 31, p. 3631–3637, Dec 2013. Cité page 112.
- [153] Z. QIN, L. CHEN et X. BAO, « Wavelet denoising method for improving detection performance of distributed vibration sensor », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 7, p. 542–544, 2012. Cité page 112.
- [154] C. ZHANG, M. KISHI et K. HOTATE, « 5,000 points/s high-speed random accessibility for dynamic strain measurement at arbitrary multiple points along a fiber by brillouin optical correlation domain analysis », *Applied Physics Express*, vol. 8, no. 4, p. 042501, 2015. Cité page 112.
- [155] V. BILLAULT, G. ARPISON, V. CROZATIER, V. KEMLIN, L. MORVAN, D. DOLFI et H. G. de CHATELLUS, « Coherent optical fiber sensing based on a frequency shifting loop », *J. Lightwave Technol.*, vol. 39, p. 4118–4123, Jun 2021. Cité page 112.
- [156] M. R. FERNÁNDEZ-RUIZ, L. COSTA et H. F. MARTINS, « Distributed acoustic sensing using chirped-pulse phase-sensitive otdr technology », *Sensors*, vol. 19, no. 20, 2019. Cité page 112.
- [157] V. BILLAULT, *Dynamique et applications des boucles optiques à décalage de fréquence pour l'optique hyperfréquence et la métrologie*. These de doctorat, Université Grenoble Alpes, oct. 2020. Cité pages 112 et 156.
- [158] P. TRAVERS, V. BILLAULT, Y. LEGUILLON, V. CROZATIER, H. Guillet de CHATELLUS, F. LOUF et P.-A. BOUCARD, « Mesure de variation de phase optique dans une fibre optique par une boucle à décalage de fréquence », in *Optique Dijon 2021 - Journées Nationales d'Optique Guidée*, (Dijon, France), juil. 2021. Cité page 112.
- [159] D. K. GIFFORD, M. E. FROGGATT, A. K. SANG et S. T. KREGER, « Multiple fiber loop strain rosettes in a single fiber using high resolution distributed sensing », *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 1, p. 55–63, 2011. Cité page 113.
- [160] S. ZHAO, J. CUI, Z. WU, Z. WANG et J. TAN, « Distributed fiber deformation measurement by high-accuracy phase detection in OFDR scheme », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 12, p. 4101–4108, 2021. Cité pages 113, 122 et 127.

- [161] Z. DING, X. S. YAO, T. LIU, Y. DU, K. LIU, Q. HAN, Z. MENG et H. CHEN, « Long-range vibration sensor based on correlation analysis of optical frequency-domain reflectometry signals », *Optics express*, vol. 20, no. 27, p. 28319–28329, 2012. Cité page 113.
- [162] A. SANG, M. FROGGATT, S. KREGER et D. GIFFORD, « Millimeter resolution distributed dynamic strain measurements using optical frequency domain reflectometry », in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, vol. 7753, p. 77532S, International Society for Optics and Photonics, 2011. Cité page 113.
- [163] S. WANG, X. FAN, Q. LIU et Z. HE, « Distributed fiber-optic vibration sensing based on phase extraction from time-gated digital OFDR », *Optics express*, vol. 23, no. 26, p. 33301–33309, 2015. Cité page 113.
- [164] D. WADA, H. IGAWA et T. KASAI, « Vibration monitoring of a helicopter blade model using the optical fiber distributed strain sensing technique », *Applied optics*, vol. 55, no. 25, p. 6953–6959, 2016. Cité pages 113 et 164.
- [165] G. ARPISON, *Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué*. These de doctorat, Université Grenoble Alpes, nov. 2021. Cité pages 113, 114 et 118.
- [166] G. ARPISON, V. KEMLIN, A. PEIGNE et E. LACOT, « New interest for deskew filter post-processing algorithm in long range dynamic & coherent ofdr measurements », in *Optical Sensors*, p. STu2B–5, Optical Society of America, 2021. Cité pages 113 et 118.
- [167] J. MAXIN, G. PILLET, B. STEINHAUSSER, L. MORVAN, O. LLOPIS et D. DOLFI, « Widely tunable optoelectronic oscillator based on a dual-frequency laser », *Journal of lightwave technology*, vol. 31, no. 17, p. 2919–2925, 2013. Cité pages 114 et 116.
- [168] G. GORJU, V. CROZATIER, V. LAVIELLE, I. LORGERÉ, J.-L. LE GOUËT et F. BRETENAKER, « Experimental investigation of deterministic and stochastic frequency noises of a rapidly frequency chirped laser », *The European Physical Journal-Applied Physics*, vol. 30, no. 3, p. 175–183, 2005. Cité page 114.
- [169] D. W. STOWE, D. R. MOORE et R. G. PRIEST, « Polarization fading in fiber interferometric sensors », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 10, p. 1632–1635, 1982. Cité page 118.
- [170] H. IZUMITA, Y. KOYAMADA, S.-u. FURUKAWA et I. SANKAWA, « Stochastic amplitude fluctuation in coherent OTDR and a new technique for its reduction by stimulating synchronous optical frequency hopping », *Journal of lightwave technology*, vol. 15, no. 2, p. 267–278, 1997. Cité page 118.
- [171] K. PEEK, « Estimation and compensation of frequency sweep nonlinearity in FMCW RADAR », September 2011. Cité page 118.
- [172] Z. DING, X. S. YAO, T. LIU, Y. DU, K. LIU, J. JIANG, Z. MENG et H. CHEN, « Compensation of laser frequency tuning nonlinearity of a long range OFDR using deskew filter », *Opt. Express*, vol. 21, p. 3826–3834, Feb 2013. Cité page 118.
- [173] Y. DU, T. LIU, Z. DING, B. FENG, X. LI, K. LIU et J. JIANG, « Method for improving spatial resolution and amplitude by optimized deskew filter in long-range OFDR », *IEEE Photonics Journal*, vol. 6, no. 5, p. 1–11, 2014. Cité page 118.
- [174] J. JUAREZ, E. MAIER, K. N. CHOI et H. TAYLOR, « Distributed fiber-optic intrusion sensor system », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 6, p. 2081–2087, 2005. Cité pages 119 et 124.
- [175] C. K. KIRKENDALL et A. DANDRIDGE, « Overview of high performance fibre-optic sensing », *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 37, p. R197–R216, sep 2004. Cité page 119.
- [176] W. FENG, M. WANG, H. JIA, K. XIE et G. TU, « High precision phase-OFDR scheme based on fading noise suppression », *Journal of Lightwave Technology*, 2022. Cité page 122.
- [177] G. E. SPOORTHI, R. K. SAI SUBRAHMANYAM GORTHI et S. GORTHI, « Phasenet 2.0 : Phase unwrapping of noisy data based on deep learning approach », *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 29, p. 4862–4872, 2020. Cité pages 122, 124 et 197.
- [178] Z. LI, Z. MENG, L. WANG, T. LIU et S. X. YAO, « Tomographic inspection of fiber coils using optical coherence tomography », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 5, p. 549–552, 2015. Cité page 133.
- [179] J. PILLON, M. COLLIGNON, M. RATTIER, F. LOUF, E. PETER, P.-A. BOUCARD et H. C. LEFEVRE, « Three-dimensional topological reconstruction of the sensing coil of a fiber-optic gyroscope using X-Ray computed tomography », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 14, p. 4861–4872, 2021. Cité page 133.
- [180] J. E. OLCOTT, « Fiber-optic flexural disk accelerometer », rap. tech., Naval Postgraduate School, Monterey CA, 1991. Cité page 133.
- [181] F. CARDARELLI, *Materials handbook*. Springer, 2018. Cité pages 142 et 170.

- [182] Ö. KAHVECI, C. GENÇOĞLU et T. YALÇINKAYA, « Experimental analysis and multiscale modeling of the dynamics of a fiber-optic coil », *Sensors*, vol. 22, no. 2, p. 582, 2022. Cité page 145.
- [183] P. ANTUNES, F. DOMINGUES, M. GRANADA et P. ANDRÉ, *Mechanical properties of optical fibers*. INTECH Open Access Publisher, 2012. Cité page 145.
- [184] I. A. ESIPENKO, D. A. LYKOV et O. Y. SMETANNIKOV, « Using the transversely isotropic characteristics of the coil to calculate the thermal-drift parameters of a fiber-optic gyroscope », *J. Opt. Technol.*, vol. 86, p. 289–295, May 2019. Cité page 145.
- [185] V. BILLAULT, G. ARPISON, V. CROZATIER, V. KEMLIN, L. MORVAN, D. DOLFI et H. G. de CHATELLUS, « Coherent optical fiber sensing based on a frequency shifting loop », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 39, no. 12, p. 4118–4123, 2021. Cité page 156.
- [186] L. CHENG, H. MAO, P. PAN, Y. ZHANG, J. YANG et Y. LI, « Experimental verification research of pipeline deflection deformation monitoring method based on distributed optical fiber measured strain », *Measurement*, vol. 199, p. 111483, 2022. Cité page 164.
- [187] F. DOS SANTOS, B. PEETERS, J. LAU, W. DESMET et L. GÓES, « An overview of experimental strain-based modal analysis methods », 2014. Cité page 164.
- [188] G. CUMUNEL, *Long-gage fiber optic extensometers for dynamic structural monitoring*. These de doctorat, Ecole des Ponts ParisTech, fév. 2008. Cité page 164.
- [189] M. F. BADO, J. R. CASAS et A. BARRIAS, « Performance of rayleigh-based distributed optical fiber sensors bonded to reinforcing bars in bending », *Sensors*, vol. 18, no. 9, 2018. Cité page 164.
- [190] O. DØSSING, *Structural Testing : Modal Analysis and Simulation*, 1988. Cité pages 170 et 174.
- [191] L. GROS, *Modélisation, conception et caractérisation de pots vibrants magnétostrictifs. Application au contrôle actif des vibrations*. These de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 1999. Cité page 173.
- [192] D. J. EWINS, *Modal testing : theory, practice and application*. John Wiley & Sons, 2009. Cité pages 174 et 181.
- [193] D. LEDUC, Y. LECIEUX, P.-A. MORVAN et C. LUPI, « Architecture of optical fiber sensor for the simultaneous measurement of axial and radial strains », *Smart Materials and Structures*, vol. 22, p. 075002, may 2013. Cité page 192.
- [194] S. MAGNE, S. ROUGEAULT, M. VILELA et P. FERDINAND, « State-of-strain evaluation with fiber bragg grating rosettes : application to discrimination between strain and temperature effects in fiber sensors », *Appl. Opt.*, vol. 36, p. 9437–9447, Dec 1997. Cité page 192.
- [195] Y. SIKALI MAMDEM, *Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à température et à la déformation*. These de doctorat, Télécom ParisTech, oct. 2012. Cité page 192.
- [196] S.-C. HER et C.-Y. HUANG, « Effect of coating on the strain transfer of optical fiber sensors », *Sensors*, vol. 11, no. 7, p. 6926–6941, 2011. Cité pages 192 et 204.
- [197] I. ALJ, M. QUIERTANT, A. KHADOUR, Q. GRANDO, B. TERRADE, J.-C. RENAUD et K. BENZARTI, « Experimental and numerical investigation on the strain response of distributed optical fiber sensors bonded to concrete : Influence of the adhesive stiffness on crack monitoring performance », *Sensors*, vol. 20, no. 18, 2020. Cité page 193.
- [198] R. BOULA-PICARD, M. ALOUINI, J. LOPEZ, N. VODJDANI et J.-C. SIMON, « Impact of the gain saturation dynamics in semiconductor optical amplifiers on the characteristics of an analog optical link », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 8, p. 2420–2426, 2005. Cité page 198.
- [199] G. DANION, F. BONDU, G. LOAS et M. ALOUINI, « GHz bandwidth noise eater hybrid optical amplifier : design guidelines », *Opt. Lett.*, vol. 39, p. 4239–4242, Jul 2014. Cité page 198.
- [200] W. N. MACPHERSON, M. REEVES, D. P. TOWERS, A. J. MOORE, J. D. JONES, M. DALE et C. EDWARDS, « Multipoint laser vibrometer for modal analysis », *Applied optics*, vol. 46, no. 16, p. 3126–3132, 2007. Cité page 204.