



HAL
open science

Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre plurikilométrique, pour des applications temps réel académiques et industrielles

Romain Feron

► **To cite this version:**

Romain Feron. Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre plurikilométrique, pour des applications temps réel académiques et industrielles. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Le Mans Université, 2021. Français. NNT : 2021LEMA1020 . tel-03414356

HAL Id: tel-03414356

<https://theses.hal.science/tel-03414356>

Submitted on 4 Nov 2021

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.

THESE DE DOCTORAT DE

LE MANS UNIVERSITE

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Acoustique

Par

Romain FERON

Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre plurikilométrique, pour des applications temps réel académiques et industrielles.

Thèse présentée et soutenue à Angers, le 30 juin 2021
Unité de recherche : ESEO-Tech - LAUM UMR CNRS 6613
Thèse N° : 2021LEMA1020

Rapporteurs avant soutenance

Matteo Barsuglia Dir. de recherche Univ. de Paris – Laboratoire Astroparticule & Cosmologie, UMR CNRS 7164
Jean Chéry Dir. de recherche Univ. de Montpellier – Géosciences Montpellier UMR CNRS 5243

Composition du Jury

Président :			
Examineurs :	Anne Deschamps	DR émérite	Laboratoire Géoazur – UMR CNRS 7329
	Han Cheng Seat	MCF, HDR	INP Toulouse – LAAS UPR CNRS 8001
	Laurent Simon	Professeur	Université du Mans – LAUM UMR CNRS 6613
Dir. de thèse :	Guy Plantier	Professeur	Groupe ESEO – LAUM UMR CNRS 6613
Co-dir. de thèse :	Pascal Bernard	Physicien CNAP	IPGP – Université de Paris
Encadrant :	Mathieu Feuilloy	Enseignant-chercheur	Groupe ESEO – LAUM UMR CNRS 6613

Titre : Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre plurikilométrique, pour des applications temps réel académiques et industrielles.

Mots clés : instrumentation, traitement du signal, optoélectronique, mécanique, géophone, sismologie.

Résumé : La recherche académique et la surveillance de zones présentant des aléas telluriques élevés nécessitent la mise en œuvre d'une instrumentation sismologique pouvant présenter certains facteurs limitants, tant en termes de coûts que de facilité de déploiement. Ainsi, les fortes contraintes environnementales inhérentes à certaines zones géographiques, comme les édifices volcaniques (température, acidité, foudre), les forages profonds, ou les fonds marins, ne permettent pas toujours l'installation de matériel de mesure et la surveillance en temps réel de zones actives sur le long terme.

Le projet LINES (ANR RiskNat – 2009-2012) a permis le développement d'un capteur de déplacement à fibre optique appliqué à la sismologie. Ce dernier, basé sur un interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque a permis d'envisager l'émergence de nouveaux sismomètres plus robustes et moins coûteux, tout en leur garantissant de bonnes performances métrologiques.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans la continuité de ce premier projet. Intégrés à l'ANR HIPERSIS (2017-2019), ils visent à **(i)** proposer un modèle du système de mesure optoélectronique, afin d'évaluer ses performances en termes de niveaux de bruits, de linéarité, de bande passante notamment, et l'impact des conditions environnementales sur son comportement, à **(ii)** concevoir, modéliser et réaliser un géophone adapté au système de mesure optique, et conforme aux attendus du projet HIPERSIS et à **(iii)** installer et qualifier l'ensemble du système sur un site d'intérêt : la Grande Soufrière de Guadeloupe. Un premier bilan quant à l'apport de ce sismomètre à l'étude de la microsismicité du volcan sera dressé.

Les résultats de cette étude pourraient notamment encourager le déploiement en réseau de ce type de capteur sur d'autres sites d'intérêt – naturels ou industriels (géoindustries ou génie civil), ainsi que la diversification des structures mécaniques associées à l'interrogateur optique (hydrophone, inclinomètre).

Title: Development of multi-channel opto-mechanical seismometers, connected to plurikilometric fiber, for academic and industrial real-time applications.

Keywords: instrumentation, signal processing, optoelectronics, mechanics, geophone, seismology.

Abstract: Academic research and monitoring of areas with high telluric hazards require number of seismic equipment that may present some limitations. Indeed, the cost of these systems can be high, and their deployment is sometimes very challenging. Thus, the harsh environment inherent to some geographical areas, such as volcanic edifices (temperature, acidity and lightning), deep boreholes, or seabed, do not always allow the installation of measurement devices and prevent the real-time monitoring of active areas on the long run.

A fiber optic displacement sensor applied to seismology, based on an extrinsic Fabry-Perot interferometer, was proposed at the end of the LINES project (RiskNat ANR – 2009-2012). This work aimed to enhance the robustness and reduce the cost of new seismometers, while maintaining good metrological performances.

The work presented in this thesis, part of the ANR HIPERSIS project (2017-2019), aims to **(i)** model the opto-electronic measurement system, in order to evaluate its performances (especially noise level, linearity, bandwidth), and the impact of the environmental conditions on its behavior, **(ii)** to design, model and engineer a geophone suitable for the optical measurement system, and compliant with the specifications of the HIPERSIS project, and **(iii)** to install and characterize the whole system on a site of interest : La Grande Soufrière Volcano, Guadeloupe. We will conduct a first assessment of the contribution of this seismometer to the study of the volcano microseismicity.

The results of this study might open promising perspectives for monitoring networks in harsh environments: natural or industrial environment (geoindustries or civil engineering), as well as the diversification of mechanical structures associated with the optical interrogator (hydrophone, inclinometer, etc.).

A Stéphanie, Gabriel, Judith et Léah.

Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier mon directeur de thèse Guy Plantier, professeur et directeur de la recherche du Groupe ESEO. Ces quelques lignes ne seront pas suffisantes pour exprimer toute l'estime et l'affection que je te porte. Si tes qualités scientifiques extraordinaires y sont certainement pour quelque chose, c'est bien l'homme éternellement curieux et passionné que je salue ici. Merci de m'avoir donné goût à la recherche scientifique il y a de cela bien des années, et merci de m'avoir accompagné durant tout ce doctorat. Il est des liens que ni le temps, ni la distance ne sauront jamais défaire, et celui-ci en fait partie.

Ensuite, j'adresse mes plus vifs remerciements à Pascal Bernard, physicien au sein de l'Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP), mon co-directeur de thèse. Te rencontrer, et travailler avec toi durant ces années fût une expérience fondatrice, scientifiquement et humainement parlant. Je mesure la chance que j'ai d'avoir pu échanger avec toi, depuis la cantine du dernier étage de la rue Jussieu, jusqu'à l'autre bout de l'océan Atlantique, à l'ombre des panaches *fumerolliens* de la Grande Soufrière de Guadeloupe, une coupe de champagne dans une main, une pioche dans l'autre, et une lampe électrique sur le front.

Un grand merci à Mathieu Feuillo, mon encadrant. Merci pour ces échanges animés et toujours extrêmement efficaces et profitables dès qu'ils touchent à une problématique scientifique et technique. Agréable compagnon d'expérimentation, tu as su également me garder motivé durant ces années de travaux menés ensemble. Merci pour ton amitié, ton sens de l'humour - d'autant plus lors de quelques petits *recadrages* - et ta prise de recul parfois salvatrice.

Un grand merci également à Philippe Ménard, mon équipier à l'ESEO, mais aussi en rade de Brest et jusqu'au sommet de *notre* volcan. Ta culture et ta maîtrise technique et technologique ne cesse de m'impressionner - sans parler de ta débrouillardise. C'est peu dire que l'ensemble des travaux menés par l'ESEO et l'IPGP n'aurait tout simplement jamais pu aboutir à de tels résultats sans ton précieux concours.

Merci à Han Cheng Seat du Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS) et Jean-Marie Saurel de l'IPGP, d'avoir assuré le suivi régulier de mes travaux avec bienveillance et pertinence, au sein de mon comité de suivi individuel.

Merci à Matteo Barsuglia, directeur de recherche CNRS au Laboratoire AstroParticule et Cosmologie (APC) de Paris, et à Jean Chéry, directeur de recherche CNRS à Géosciences Montpellier, d'avoir accepté d'endosser le rôle de rapporteur de cette thèse. Votre analyse, et l'intérêt que vous portez à mes travaux sont autant d'apports constructifs à ma progression scientifique. J'associe à ces remerciements Anne Deschamps, Professeur

Émérite à l'Université de Côte d'Azur et au laboratoire Géoazur, Laurent Simon, Professeur des Universités à l'Université du Mans et Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM), et Han Cheng Seat, du Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes (LAAS), examinateurs de mes travaux.

Je remercie également Alexandre Nercessian, sismologue à l'IPGP, véritable encyclopédie vivante et couteau suisse quelque peu déroutant mais Ô combien précieux de notre aventure scientifique géophysique. Tu as été un artisan important *de la réussite de notre entreprise*.

Merci à Arnaud Burtin, acteur certes plus *tardif*, mais non-négligeable. Merci pour ton apport à ma compréhension des phénomènes liés à la microsismicité volcanique de la Soufrière de Guadeloupe. J'espère que nous continuerons à travailler ensemble par la suite.

Merci au groupe ESEO, à Olivier Paillet - directeur général au début de mon doctorat, et Alain Le Duff - responsable du département Électronique et Automatique au début de mon doctorat, qui ont permis la mise en œuvre de ces travaux, et au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans (LAUM). Par ailleurs, je souhaite adresser mes remerciements à quelques personnes en particulier au sein de l'école :

- Au personnes de ESEO-Tech SI : Damien Guitton, Thierry Pommeau, Guillaume Savaton, Anne-Flore Jarry et Anne-Blandine Hélias.
- A tous les membres du Groupe Signal Image et Instrumentation, et spécialement à son responsable Roberto Longo, élément essentiel de notre groupe d'irréductibles amoureux du traitement du signal.
- Aux doctorants du GSII avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger : Nathalie Freycenon, Jade Vanbuis, Romain Cormerais et Lucile Riaboff.
- Aux enseignants et enseignants-chercheurs du département *Électronique et Automatique*, et particulièrement mes ex-colocataires de bureau durant cette thèse : Joseph Boissinot et Mohamed Latrach.
- Aux jeunes premiers inspirants, désormais partis vers d'autres défis scientifiques et humains : Nicolas Gutowski, Ladjji Adiaviakoye, Mohamed Amellal et bien sûr, mon frère Sjoerd Op't Land.

Enfin, merci à Alexandra pour son soutien discret mais néanmoins primordial, et aux permanents éternels de mon groupe de recherche : Anthony Sourice et Nathalie Renois.

Table des matières

Acronymes	xiii
Glossaire	xv
1 Introduction	1
1.1 De l'étude et de l'observation des phénomènes sismiques	3
1.2 Mesures, phénomènes et ordres de grandeurs	5
1.3 Instrumentation pour la sismométrie	7
1.3.1 Un bref état de l'art	7
1.3.2 Les mesures optiques ponctuelles	8
1.3.3 Des besoins en constante évolution	9
2 Modèle comportemental du capteur optique de déplacement	11
2.1 Introduction	12
2.1.1 L'interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque à fibre optique : projet LINES	12
2.1.2 Performances du système LINES en sismométrie	16
2.1.3 Problématique	18
2.2 Modélisation comportementale de la diode laser	19
2.2.1 Modèle statique	19
2.2.2 Dépendance à la température et au courant d'injection	20
2.2.2.1 Dépendance de la longueur d'onde	20
2.2.2.2 Dépendance de la puissance optique	21
2.2.2.3 Signal optique en sortie de diode laser	22
2.2.2.4 Quelques ordres de grandeurs	22
2.2.3 Bruit de fréquence ou de phase	24
2.2.3.1 Modèle général	24
2.2.3.2 Bruit blanc seul	27
2.2.3.3 Bruit de scintillement seul	27
2.3 Modèle de la chaîne optique	30
2.3.1 Introduction	30
2.3.2 Modèles élémentaires des composants optiques	31
2.3.2.1 La fibre optique	31
2.3.2.2 La cavité optique	33
2.3.2.3 Matrices de transfert	33
2.3.3 Mise en application dans le cas d'une chaîne complète simplifiée	34
2.4 Modèle de la photodiode	39
2.5 Expression finale en sortie du système optique	40
2.6 Moyens d'essais et conditions environnementales	44

2.6.1	Le système zero-déplacement : ZD	44
2.6.2	Moyens d'essai	46
2.6.2.1	Lieu d'expérimentation	46
2.6.2.2	L'interrogateur opto-électronique GAIA	49
2.6.2.3	Installation	50
2.7	Résultats et validation des modèles	51
2.7.1	Modèles optiques	51
2.7.2	Observations sur le long terme	54
2.7.3	Conclusion	55
2.8	Bilan	57
3	Le sismomètre HIPERSIS	59
3.1	Introduction	60
3.1.1	La problématique HIPERSIS	60
3.1.2	Objectifs	61
3.2	Le géophone GHIP	61
3.2.1	Les géométries	61
3.2.2	Amortissement par courants de Foucault	64
3.2.2.1	Description du phénomène	66
3.2.2.2	Simulation et validation	67
3.2.3	Les moyens de production et d'assemblage	68
3.3	Modélisation du géophone GHIP	70
3.3.1	Modélisation du géophone en régime linéaire	72
3.3.2	Modélisation du géophone en régime non-linéaire	73
3.3.2.1	Les sources de non-linéarité	73
3.3.2.2	Linéarisation du modèle autour d'un déplacement statique	74
3.3.2.3	Expression approchée de la pulsation propre du géophone en fonction de son inclinaison	76
3.4	Caractérisation expérimentale du géophone GHIP	79
3.4.1	Moyens d'essais	79
3.4.2	Routine d'analyse modale	82
3.4.3	Estimation de la fonction de transfert du géophone GHIP	84
3.4.4	Influence de l'inclinaison	87
3.5	Évaluation de la pertinence du modèle linéaire du géophone GHIP en condi- tions réalistes, proches de l'expérimentation HIPERSIS	90
3.5.1	Méthode de discrétisation des systèmes analogiques	92
3.5.1.1	Bref état de l'art	92
3.5.1.2	Méthode de Tustin	92
3.5.2	Confrontation des modèles linéaire et non-linéaire du géophone GHIP	97
3.5.2.1	Taux de distorsion harmonique total	99
3.5.2.2	Distorsion de la fonction de transfert du géophone	100
3.5.3	Déconvolution des signaux de vitesse masse	103
3.5.3.1	Déconvolution offline	103
3.5.3.2	Déconvolution <i>online</i>	104
3.6	Évaluation de la performance du géophone associé à l'interrogateur	105
3.6.1	Valeur efficace du déplacement de la masse mobile du géophone pour une accélération donnée	105
3.6.2	Maximum de rotation de phase	108

3.6.2.1	Variance de $\Delta\Phi$ (ou ΔD_M)	110
3.6.2.2	Probabilité de dépassement d'un seuil fixé	113
3.7	Bilan	116
4	Mise en application à des problématiques géophysiques	117
4.1	Campagne sous-marine de Lanvéoc	118
4.1.1	Objectifs et protocole expérimental	118
4.1.2	Résultats	120
4.2	Campagne HIPERSIS	123
4.2.1	De la surveillance de la Grande Soufrière de Guadeloupe	123
4.2.2	Protocole expérimental et résultats préliminaires	126
4.2.2.1	Protocole expérimental	126
4.2.2.2	Calibration en laboratoire	127
4.2.2.3	Calibration in situ	127
4.2.2.4	Niveau de bruit voies optiques	131
4.2.3	Apport dans l'étude de la microsismicité volcanique de la Soufrière	132
4.2.3.1	Localisation d'événements volcano-tectoniques	133
4.2.3.2	Surveillance de l'activité fumerolienne	140
4.3	Bilan	142
5	Conclusions et perspectives	143
5.1	Synthèse des travaux	144
5.2	Perspectives	145
5.2.1	Modèles optiques et applications	145
5.2.2	Mécanique et instrumentation	148
5.2.3	Hybridation avec des capteurs à fibre optique	148
5.2.3.1	Les capteurs à fibre optique ponctuels : capteurs à réseau de Bragg	148
5.2.3.2	Les capteurs à fibre optique distribués	150
5.2.4	Techniques d'analyse de données	151
5.2.5	Études de phénomènes géophysiques et surveillance sismique	152
5.3	Conclusion générale	153
A	Décompositions modales supplémentaires	155
A.1	Mesures sur la platine de déplacement	155
A.2	Mesures sur le bâti du géophone GHIP	156
A.3	Mesures sur la masse du géophone GHIP	158
B	Détection automatique de séismes volcano-tectoniques de type 1 sur la station CSC.	161
C	Séisme volcano-tectonique (famille 3)	163
D	Variation des amplitudes des voies $I(t)$ et $Q(t)$	165
E	Datasheet EP1310-DM-B	167
	Bibliographie	167
	Publications et communications	183

Acronymes

DAS Distributed Acoustic Sensing. 9

DSP densité spectrale de puissance. 17, 46

EFFPI Interféromètre de Fabry-Pérot à fibre optique extrinsèque. xvii, 12, 13, 20, 44, 57

FBA Force Balance Accelerometer. 7

FWHM Full Width Half Maximum, ou largeur de raie spectrale à mi-hauteur de son maximum de la diode laser. xviii, 25, 26, 29

GAS Galerie anti-souffle. xviii, 16, 17

GHIP Géophone **HIPERSIS**. 56, 61

GNSS Global Navigation Satellite System. 125

GSII Groupe Signal Image et Instrumentation. 9

HIPERSIS High Performance Seismometer. Projet ANR 2017-2020. 9

IFREMER Institut Français de la Recherche pour l'Exploitation de la Mer. 118

IPGP Institut de Physique du Globe de Paris. vii, 9

LAUM Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans - CNRS UMR 6613. 9

LINES Laser Interferometry for Earth Strain. Projet ANR 2009-2012. 8, 16

LSBB Laboratoire Souterrain à Bas Bruit. xvii, xviii, 16–18, 46

NHNM New High Noise Model. xvii, xviii, xxi, xxiii, 5, 17, 18, 108, 122

NLNM New Low Noise Model. xvii, xviii, xxi, xxiii, 5, 6, 17, 18, 108, 122

OBS Ocean Bottom Seismometer. 118

OVSG Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe. xxiii, 123, 134

PID Régulateur Proportionnel Intégral Dérivé. 7

PTFE polytetrafluoroéthylène. 126

RMS Root Mean Square. 18

SATT Société d'Accélération du Transfert de Technologies. 118

SRL Seismological Research Letters. 18

VT séisme volcano-tectonique. 133–135

ZD système zéro-déplacement (ou *zero-displacement*). 44, 119

Glossaire

D	Dimension de la cavité Fabry-Pérot (ou distance fibre-miroir).
F_0	Fréquence propre d'un géophone.
F_R	Force de rappel exercée sur la masse en fonction de l'allongement du ressort.
F_V	Force de rappel exercée sur la masse en fonction de la vitesse de l'allongement du ressort.
I_{th}	Courant de seuil de la diode laser.
$P_{I_0T_0}$	Puissance optique en sortie de diode laser.
P_{opt}	Puissance optique en sortie de diode laser.
Q_0	Facteur de qualité d'un géophone.
R	Coefficient de réflexion optique.
S_{DL}	Signal optique en sortie de diode laser.
S_{P_0}	Seuil de rotation de phase, dont on veut estimer la probabilité de dépassement.
T_{FP}	Température dans la cavité Fabry-Pérot.
T_J	Température de jonction de la diode laser.
Z	Impédance de la fibre optique optique.
Γ	Densité spectrale de puissance.
Ω_0	Chapitre 2 : phase propre de la diode laser. Chapitre 3 : pulsation propre d'un oscillateur.
Ω_P	Pulsation propre du géophone dans son modèle non-linéaire.
Φ	Phase instantanée du signal interférométrique.
α	Chapitre 3 : angle du bâti du géophone par rapport à la normale à \vec{g} .
α_{FI}	Coefficient de sensibilité en courant de la fréquence centrale de la diode laser.
α_{FT}	Coefficient de sensibilité en température de la fréquence centrale de la diode laser.
$\alpha_{I\lambda}$	Coefficient de sensibilité en courant de la longueur d'onde de la diode laser.
$\alpha_{T\lambda}$	Coefficient de sensibilité de la longueur d'onde de la diode laser par rapport à la température.
β -line	Droite de démarcation entre deux régions spectrales dominées chacune par un type de bruit laser différent.
δ	Fonction de Dirac.
ϵ_R	Coefficient de non-linéarité.

η	Pente de la caractéristique courant-puissance de la diode laser.
γ	Constante de propagation du champ électromagnétique dans la fibre optique.
λ	Longueur d'onde instantanée de la diode laser.
λ_0	Longueur d'onde propre de la diode laser.
\mathcal{E}	Pression de vapeur d'eau dans l'air.
\mathcal{F}	Transformée de Fourier.
\mathcal{H}	Fonction de transfert.
\mathcal{P}	Pression de l'air.
ν	Fréquence optique instantanée du signal émis par la diode laser.
ν_0	Fréquence optique centrale du signal émis par la diode laser.
ν_n	Fluctuation aléatoire de la fréquence instantanée du signal émis par la diode laser.
ϕ	Phase d'un signal.
φ	Fonction de corrélation.
f_β	Fréquence démarquant la séparation entre deux régions spectrales dominées chacune par un type de bruit laser différent.
h	Réponse impulsionnelle.
h_0 et h_1	Niveaux de DSP de bruit en fréquence du bruit blanc, et bruit de scintillement.
k_R	Raideur du ressort <i>spider</i> .
k_V	Constante de frottement visqueux.
n	Indice de réfraction d'un milieu considéré.

Table des figures

1.1	Photographie du village d'Amatrice après le séisme du 24 août 2016. <i>Leggi il Firenzepost - Creative Commons Attribution 3.0 Unported</i>	2
1.2	Sismicité dans le monde de 1973 à 2012.	3
1.3	Champ sismologique terrestre représenté en densité spectrale de puissance du niveau d'accélération du sol. Les courbes NLNM et NHNM font référence au New Low Noise Model et New High Noise Model [Peterson, 1993].	5
1.4	Instruments de mesure des mouvements du sol. (a) Reproduction du sismoscope de Zhang Heng - (b) Sismographe Kinematics - (c) CMG3-ESP (Güralp)	7
1.5	Logo de la campagne ANR HIPERSIS sur la Grande Soufrière de Guadeloupe (septembre 2019).	9
2.1	Principe de l'Interféromètre de Fabry-Pérot à fibre optique extrinsèque (EFFPI) et synoptique du traitement du signal mentionnant les principales étapes de traitement des signaux issus de la chaîne optique. Le zoom sur la cavité optique montre le trajet privilégié de l'onde lumineuse en sortie de fibre, et jusqu'à réintroduction dans la fibre [Bernard et al., 2019b].	13
2.2	Courbe de Lissajous simulée, formée par les signaux $I(t)$ et $Q(t)$ en quasi-quadrature au sortir de la démodulation synchrone (équations 2.3 et 2.4). Avec A_I et B_I les demi-axes de l'ellipse, $(B_I$ et $B_Q)$ les coordonnées du centre de l'ellipse, $\alpha_e(t)$ l'orientation de l'ellipse et $\Phi(t)$ la phase instantanée, image du déplacement $D(t)$ de la cible.	14
2.3	Effet du filtre de Kalman.(a) Signaux échantillonnés des voies en quasi-quadrature $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ (rouge). (b) Signaux $I'(k)$ (bleu) et $Q'(k)$ (rouge) corrigés en quadrature. (c) Courbe de Lissajous des voies $I(k)$ et $Q(k)$. La forme spiroïdale résulte de la modulation de la puissance optique de la diode laser. (b) Lissajous circulaire dont les paramètres sont estimés en temps réel par le filtre de Kalman.	15
2.4	Installation au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB). (a) Carte du LSBB. GAS : galerie anti-souffle, STS2 : sismomètre large bande situé à proximité de la partie mécanique du capteur optique LINES ; (b) Installation du géophone optique ; (c) Schéma général de l'implantation du système [Bernard et al., 2019b].	16

2.5	Courbes de bruit (DSP) en accélération dans la Galerie anti-souffle (GAS) du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB). (a) Sur une journée, enregistrée par le géophone LINES au bout d'une fibre optique de 3 kilomètres (Bleu) et le STS2 (Rouge pointillés). (b) Mesure du plancher de bruit du géophone LINES (masse bloquée). Courbes noires pointillées : New Low Noise Model (NLNM) et New High Noise Model (NHNM) [Bernard et al., 2019b].	17
2.6	Séisme de Sumatra, $M_w = 8,7$, le 11 avril 2012. Signaux du sismomètre LINES et du Streckeisen STS au LSBB (a) Vitesse du sol (composante horizontale), (b) 40 minutes de signaux de vitesse mettant en évidence les ondes S, (c) 60 secondes (environ) de signaux de vitesse proches de l'arrivée des ondes P et (d) spectre en accélération (DSP). Courbes noires pointillées, New Low Noise Model (NLNM) et New High Noise Model (NHNM) [Bernard et al., 2019b].	18
2.7	Caractéristique courant-puissance optique d'une diode laser Eblana EP1310-DM-B, pour différentes valeurs de température. Rouge : 25°C - Bleu : 35°C.	19
2.8	Modèle comportemental de la diode laser utilisée.	22
2.9	Exemples de spectres de puissance du champ électrique, normalisés, centrés sur ν_0 . Les raies laser se présentent comme des fonctions de Voigt (convolution de fonctions gaussiennes et de fonctions lorentziennes) présentant toutes la même largeur de raie (FWHM). Courbe bleue : cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction gaussienne. Courbe rouge : cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction lorentzienne.	26
2.10	Densité spectrale de puissance d'un bruit de fréquence d'une diode laser. On observe une composante BF en $1/f$ et une composante de bruit blanc prédominante en HF. La droite en pointillés séparant les deux parties de la DSP est donnée par l'équation 2.33.	28
2.11	DSP du bruit de fréquence théorique des diodes laser EBLANA. Rouge : EBLANA 1310nm - Jaune : EBLANA 1550nm. La droite en pointillés séparant les deux parties de la DSP est donnée par l'équation 2.33.	29
2.12	Modèle comportemental de la diode laser avec ajout du bruit de fréquence de la diode laser $\nu_n(t)$	29
2.13	Vue schématique du montage global type pour la mesure de déplacement d'une cible en mouvement par interférométrie Fabry-Pérot extrinsèque.	30
2.14	Signal à l'entrée de la cavité de longueur L_2 pour une onde incidente impulsionnelle envoyée dans la fibre optique. Indice de la fibre $n_1 = 1,5$, indice de l'air dans la cavité optique $n_2 = 1$, coefficient de réflexion du miroir $R_M = 0,975$	39
2.15	Modèle comportemental de la photodiode.	39
2.16	Modèle complet du système de mesure optique. Le bloc <i>Diode laser</i> renvoie à 2.2, la chaîne optique caractérisée par sa réponse impulsionnelle renvoie à 2.3.3, et la photodiode à 2.4.	40
2.17	Plan du système zéro-déplacement ZD (dimensions exprimées en millimètres). Jaune : la cavité optique en INVAR. Vert : le collimateur et sa lentille (cyan). Bleu : le miroir. Violet : bille de maintien surmontée de son ressort mis en compression.	45

2.18	Plan en coupe du vide sanitaire situé sous le bâtiment du site d'Angers du groupe ESEO. L'entrée s'effectue à droite. Mesures exprimées en centimètres. Jaune : dalle de béton. Marron : sol (terre).	47
2.19	Température en fonction du temps dans le vide sanitaire du 07/03/2020 (00 :00 UTC) au 24/03/2020 (00 :00 UTC). (a) Températures mesurées à l'air libre et dans l'enceinte, échantillonnées à 0,1s et 3600s de période. (b) Évolution des températures mesurées à l'air libre et dans l'enceinte, échantillonnées à 3600s.	48
2.20	Pression en fonction du temps dans le vide sanitaire du 07/03/2020 (00 :00 UTC) au 24/03/2020 (00 :00 UTC).	48
2.21	Face avant de l'interrogateur GAIA développé par ESEO-Tech.	50
2.22	Vue de l'installation dans le vide sanitaire.	51
2.23	Enregistrements du déplacement d'un système ZD (longueur de cavité optique égale à 25 millimètres), le 14 mars 2020 dans le vide sanitaire de l'ESEO. (a) Signaux bruts. (b) Signaux filtrés passe-haut à 500 secondes ($2 \cdot 10^{-3}$ Hz).	53
2.24	Densité spectrale de puissance du déplacement d'un système ZD (longueur de cavité optique égale à 25 millimètres), le 14 mars 2020 dans le vide sanitaire de l'ESEO.	55
2.25	Bruit de fond de la station sismique LKG sur une période de 3 ans exprimé en fonction de densité de probabilité (échelle de probabilité à droite), et plancher de bruit optique obtenu dans le vide sanitaire de l'ESEO, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$) en rouge. (a) Voie Est, similaire à la voie Nord. (b) Voie verticale.	56
3.1	Géométrie monolame - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie (la partie encastree est représentée en bleu) - (b) 1 ^{er} mode : 9,92 Hz - (c) 2 ^{ème} mode : 45,39 Hz - (d) 3 ^{ème} mode : 153,53 Hz.	62
3.2	Géométrie bilame - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie (les parties encastrees sont représentées en bleu) - (b) 1 ^{er} mode : 15,96 Hz - (c) 2 ^{ème} mode : 232,90 Hz - (d) 3 ^{ème} mode : 570,78 Hz.	62
3.3	Ressorts de géophone, exemples. Illustrations issues de différents brevets. (a) [Petty, 1940] (b) [Millington, 1952] (c) [Elskamp and Hagedoorn, 1962] (d) [Elliott and Yantis, 1965] (e) [Elliott and Yantis, 1965] (f) [Johnson, 1967] (g) [Coogler, 1983] (h) [Woo, 1991]	63
3.4	Modèle COMSOL du géophone GHIP. Unités en millimètres. (a) Vue de dessus de l'un des deux ressorts <i>spider</i> . (b) Vue de la structure maillée.	64
3.5	Géométrie GHIP - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie - (b) 1 ^{er} mode : 15,21 Hz - (c) 2 ^{ème} mode : 116,25 Hz - (d) 3 ^{ème} mode : 214,60 Hz	65
3.6	Représentation des lignes de champ magnétique (noires) d'un aimant annulaire comparable à celui utilisé dans le géophone GHIP. L'axe de déplacement quasi-exclusif de la masse du géophone GHIP est représenté par une double flèche rouge.	66

3.7	Modèle COMSOL pour l'étude de l'impact des courant de Foucault sur la vitesse de déplacement de la masse du géophone GHIP. Les diamètres interne et externe du grand anneau creux gris sont fidèles à ceux de la masse du géophone. L'aimant annulaire est représenté en bleu. Unités en mètres. (a) vue en XY, (b) vue en XYZ.	67
3.8	Résultat de la modélisation par éléments finis des courants de Foucault induits dans la structure analogue au géophone GHIP. Ces données sont obtenues pour une vitesse de $0,45 \text{ mm.s}^{-1}$ au centre du tube. (a) Amplitude totale de la densité de courant : 0 A.m^{-2} (bleu) à supérieur à 200 A.m^{-2} (rouge). (b) Les flèches blanches indiquent la distribution des forces de Lorentz.	68
3.9	Valeur absolue en un point « chaud » selon la normale à l'axe de la force de Lorentz (densité) en fonction de la vitesse de la masse mobile du géophone pour différentes tailles d'entrefer : simulations par éléments finis COMSOL (pointillés) et reconstructions polynomiales (trait plein). Bleu : entrefer de 1mm. Rouge : entrefer de 3 mm. Jaune : entrefer de 5 mm.	69
3.10	Plan et vue en trois dimensions du géophone GHIP (dimensions exprimées en millimètres). Jaune : la masse mobile. Vert clair : les ressorts <i>spider</i> . Vert foncé : le collimateur et sa lentille (cyan). Bleu : le miroir. Violet : aimant annulaire.	69
3.11	Représentation schématique du géophone GHIP : système masse-ressort amorti, intégré dans un bâti, lui-même posé sur un plan (le sol) incliné d'un angle α par rapport à la normale au vecteur \vec{g} . $x_s(t)$ le déplacement du sol au niveau du géophone (i.e. du bâti du géophone). F_V et F_R représentent les forces de rappel exercées sur la masse M	71
3.12	Déplacement de la masse du géophone en fonction de la force appliquée dans l'axe de déplacement privilégié. Bleu (croix) : simulation par éléments finis COMSOL. Vert : reconstruction polynomiale d'ordre 3. Rouge : reconstruction polynomiale d'ordre 5. Jaune : reconstruction polynomiale d'ordre 1.	75
3.13	Vue schématique du banc de mesure vibrométrique pour la caractérisation du géophone GHIP.	80
3.14	Vues de l'installation de l'expérimentation pour la caractérisation du géophone GHIP. (a) vue de côté : l'ensemble constitué de la tête vibrométrique (1) du banc de mesure Polytec PSV-500, et du géophone monté sur la platine nanométrique, elle-même montée sur le plateau diviseur, est disposé sur une table optique - (b) le géophone GHIP (1) monté, la platine de déplacement nanométrique (2) et le plateau diviseur (3) - (c) vue du dessus.	81
3.15	Fonctions de réponses en fréquence pour $f_0 = 8,4 \text{ Hz}$ et $Q_0 = 2,6$ (simulations). Bleu : module et argument de la fonction de transfert Masse - Platine \mathcal{H}_{MP} . Rouge : module et argument de la fonction de transfert Mesure vibrométrique - Platine \mathcal{H}_{VP}	81
3.16	Schéma synoptique de l'opération de démodulation synchrone pour l'analyse modale des trois premières composantes harmoniques.	82
3.17	Points de mesures vibrométriques sur le géophone GHIP.	84
3.18	Décomposition harmonique référencée au signal de commande envoyé au driver de la platine de déplacement. (a) Platine de déplacement. (b) Bâti du géophone (point de mesure n°3 sur la figure 3.17).	85

3.19	Décomposition harmonique de la masse au point de mesure 7 (référéncée au signal de commande envoyé au driver de la platine de déplacement).	86
3.20	Module de la fonction de transfert du géophone GHIP (référéncé à son bâti). Bleu : données expérimentales. Rouge : données théoriques avec identification optimale des paramètres intrinsèques du géophone (fréquence propre et facteur de qualité).	87
3.21	Évolution des paramètres modaux du géophone GHIP en fonction de son inclinaison α par rapport à la normale à \vec{g} . Bleu (cercles) : Fréquences propres mesurées. Rouge (cercles) : Fréquences propres estimées en fonction de α pour un coefficient de non-linéarité ϵ_R optimal. Rouge (pointillés) Reconstruction à partir du coefficient de non-linéarité ϵ_R optimal.	89
3.22	Gain de la fonction de transfert du sismomètre Trillium 120s (Nanometrics). Il s'agit de la vitesse mesurée rapportée à la vitesse du sol.	91
3.23	Gain et phase de la fonction de transfert de l'oscillateur analogique et discrétisée par la méthode de Tustin pour deux périodes d'échantillonnage différentes. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz; Jaune (pointillés) : modèle analogique.	94
3.24	Gain et phase de la fonction de transfert de l'oscillateur considéré. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz; Vert : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz et technique de <i>Frequency Prewarping</i>	95
3.25	Réponse impulsionnelle de l'oscillateur considéré. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz; Jaune (pointillés) : modèle analogique Vert : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz et technique de <i>Frequency Prewarping</i>	96
3.26	Taux de distorsion harmonique total du modèle de géophone GHIP en fonction de la fréquence d'excitation et du niveau d'accélération du sol.	100
3.27	Évolution du modèle de la fonction de transfert ³ du géophone GHIP en fonction du niveau d'accélération du sol (réf. m/(m.s ⁻²)). Haut : gain de la fonction de transfert, variant du noir au rouge pour des niveaux d'accélération allant de $1 \cdot 10^{-5}$ à 10 m.s ⁻² (50 niveaux, évolution logarithmique). Bas : phase de la fonction de transfert pour ces mêmes niveaux d'accélération.	101
3.28	Évolution du rapport des gains des fonctions de transfert ³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nonlin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ en fonction de la fréquence et du niveau d'accélération du sol.	102
3.29	Évolution de la différence des phases des fonctions de transfert ³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nonlin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ en fonction de la fréquence et du niveau d'accélération du sol.	103
3.30	Module des fonctions de transfert des filtres pour la déconvolution du déplacement de la masse mobile vers la vitesse du sol. Bleu : système analogique (masse mobile). Rouge : filtre régularisateur. Jaune : filtre inverse régularisé.	104
3.31	DSP de l'accélération sol ($F_e = 100$ kHz). Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Noir hachuré : NLNM; Noir plein : NHNM.	108
3.32	Histogramme du déplacement simulé de la masse de l'oscillateur ($f_0 = 8,62 Hz$ et $Q_0 = 2,63$). Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1} Q$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$	109

3.33	Histogramme du déplacement simulé de la masse de l'oscillateur ($f_0 = 8,62\text{Hz}$ et $Q_0 = 100$) . Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}\text{Q}$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$	109
3.34	Évolution de l'écart-type de la variation du déplacement ΔD_M , et de l'écart-type de la variation de la phase instantanée $\Delta\Phi$ à l'issue de la démodulation synchrone effectuée par l'interrogateur optique en fonction de la période d'échantillonnage T_e et des caractéristiques du géophone utilisé ($F_0 = 8,62\text{ Hz}$ et $Q_0 = 2,63$). Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$; Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$	112
3.35	Évolution de l'écart-type de la variation du déplacement ΔD_M , et de l'écart-type de la variation de la phase instantanée $\Delta\Phi$ à l'issue de la démodulation synchrone effectuée par l'interrogateur optique en fonction de la période d'échantillonnage T_e et des caractéristiques du géophone utilisé ($F_0 = 8,62\text{ Hz}$ et $Q_0 = 100$). Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$; Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$	112
3.36	(a) Fonction d'erreur complémentaire en gris. (b) Bleu pointillé : fonction d'erreur complémentaire - Rouge : développement asymptotique pour des valeurs de $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}) > 1,2$ - Jaune : développement limité pour des valeurs de $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}) < 1,2$	113
3.37	Évolution de la probabilité de dépassement P_0 d'un seuil de variation de rotation de phase fixé $S_{P_0} = 5^\circ$, en fonction du niveau de la DSP de l'accélération sol A_0 et : (a) de la fréquence d'échantillonnage F_e de l'interrogateur au moment de l'estimation de $\Delta\Phi$ (fréquence propre du géophone $F_0 = 10\text{ Hz}$ et facteur de qualité du géophone $Q_0 = 3$); (b) de la fréquence propre F_0 du géophone (facteur de qualité du géophone $Q_0 = 3$ et fréquence d'échantillonnage de l'interrogateur $F_e = 10\text{ kHz}$); (c) du facteur de qualité Q_0 du géophone (fréquence propre du géophone $F_0 = 10\text{ Hz}$ et fréquence d'échantillonnage de l'interrogateur $F_e = 10\text{ kHz}$).	115
4.1	Vue aérienne de l'École navale de Lanvéoc et positions des principaux éléments de l'expérimentation. A : plateforme d'essai en mer, sur laquelle est installé l'interrogateur optique ainsi que son système d'alimentation et de communication. B : sismomètre sous-marin constitué de 3 géophones de type L22 reconditionnés (cf. figure 4.2), et OBS Güralp. C : local de maintenance et sismomètre de référence TRILLIUM compact 120s.	118
4.2	Vue interne du géophone L22 équipé de son miroir et schéma associé. Violet (1) : noyau central fixe. Rouge (2) : un des ressorts. Bleu (3) : miroir collé sur la partie mobile du géophone. Vert (4) : enceinte du géophone.	119
4.3	Structure et photographie du sismomètre marin ESEO-IPGP.	120
4.4	Chronologie des périodes de fonctionnement (vert) et d'arrêt (rouge) de la station CSC.	120
4.5	Analyse longue durée (du 17.07 au 14.08 2018) des signaux en vitesse de la voie NORD du sismomètre ESEO-IPGP dans la rade de Brest. (a) Spectrogramme. (b) Hauteur d'eau (Brest). (c) Transformée de Fourier de la variation temporelle de l'écart-type de la puissance des signaux de vitesse. [Feron et al., 2018]	121

4.6	Explosion d'une mine dans la rade de Brest le 5 avril 2018. Les signaux sont filtrés dans la bande [0,5 15] Hz. (a) Vitesses des voies EST des capteurs ESEO-IPGP (bleu) et OBS Güralp (rouge). (b) Vitesses des voies NORD des capteurs ESEO-IPGP (bleu) et OBS Güralp (rouge). [Bernard et al., 2019b]	122
4.7	Séisme du 25 octobre 2018, Mer Ionienne, $M_w = 6,8$. Signaux filtrés dans la bande [0.02–2] Hz. (a) Vitesse sol sur l'ensemble de la séquence. (b) 30 minutes de vitesse sol présentant les ondes de surfaces dominantes. (c) 60 secondes (env.) de vitesse sol proche de l'arrivée de l'onde P. (d) Spectre de bruit en accélération de la séquence complète. Les courbes noires en pointillées représentent le New Low Noise Model (NLNM) et le New High Noise Model (NHNM) [Bernard et al., 2019b].	122
4.8	La Grande Soufrière, vue depuis l'Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe (OVSG). [Feron et al., 2020]	123
4.9	Arcs volcaniques des Petites Antilles. Ligne rouge en pointillés : arc volcanique interne. Ligne orange en pointillés : arc volcanique externe. Ligne pleine ornée : limite des plaques tectoniques.	124
4.10	Éléments du réseau de surveillance de l'OVSG et positionnement GPS de nos équipements. La ligne rouge représente le câble optique long (1500 mètres). La ligne bleue représente le câble optique court, spécialement conçu pour les conditions environnementales du sommet (150 mètres).	125
4.11	Vue schématique du système. (a) interrogateur optoélectronique GAIA ; (b) câble optique long ; (c) câble optique court ; (d) géophones dans leur enceinte hermétique ; (e) Vue interne du sismomètre : les trois géophones passifs GHIP et le ZD (partie noire au centre de la structure). [Feron et al., 2020]	126
4.12	Résultats des calibrations en laboratoire. (a) Cohérence entre le TRILLIUM et GHIP1. (b) Cohérence entre le TRILLIUM et GHIP2. (c) Estimation de la fonction de Transfert - Vitesse de la Masse Mobile du GHIP1 / Vitesse SOL (bleu : données expérimentales - rouge : modèle). (d) Estimation de la fonction de Transfert - Vitesse de la Masse Mobile du GHIP2 / Vitesse SOL (bleu : données expérimentales - rouge : modèle).	128
4.13	Séisme du 23 juin 2020, Mexique, $M_w = 7,4$. Signaux des stations CSC et LKG, filtrés dans la bande [0,005–2] Hz. (a) Vitesse du sol (vertical), (b) 6 minutes de signaux de vitesse (vertical) mettant en évidence les ondes S, (c) 5 minutes de signaux de vitesse (vertical) proches de l'arrivée des ondes P et (d) spectre en accélération. Courbes noires hachurées, NLNM et NHNM. Les signaux CSC sont manuellement décalés légèrement vers le haut sur (b) et (c) pour en faciliter la lecture.	129
4.14	Estimation des fonctions de transfert CSC-LKG, sur la base des signaux télésismiques du 23 juin 2020, Mexique, $M_w = 7,4$. Courbe pointillée rouge : modèle, courbe bleue : estimation. (a) Voie Nord. (b) Voie Est. (c) Voie Verticale.	130

4.15	Bruit de fond de la station sismique LKG sur une période de 3 ans, plancher de bruit optique obtenu dans le vide sanitaire de l'ESEO, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP et plancher de bruit optique obtenu sur la Soufrière, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$) en rouge. (a) Voie Est, similaire à la voie Nord. (b) Voie verticale.	131
4.16	Chronologie des périodes de fonctionnement (vert) et d'arrêt (rouge) de la station CSC.	132
4.17	(a) Nombre mensuel de séismes de type volcano-tectonique sous la Soufrière de janvier 2017 à novembre 2020. [OVSG-IPGP, 2020] (b) Taux de sismicité journalière sous la Soufrière de septembre 2020 à février 2021. [Beauducel et al., 2020]	133
4.18	Localisations approchées des sources (familles) de séismes volcano-tectoniques sous la Soufrière (étoiles). Les deux familles principales sont situées sous le gouffre du Tarissan proche du sismomètre optique CSC. L'anomalie à forte conductivité (<i>Bulge</i>) modélisée par [Rosas-Carbajal et al., 2016] est représentée en orange.	134
4.19	Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020. Voies Est de la station CSC (a), et des stations LKG (b) et MML (c) du réseau de surveillance de l'OVSG. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.	135
4.20	Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020 : empilement d'évènements VT1 (tableau 4.1) et <i>stack</i> (gras). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c) de la station CSC. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.	137
4.21	Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020 : empilement d'évènements VT1 (gris), <i>stack</i> CSC (bleu) et <i>stack</i> du Node 18 (rouge). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c). Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.	138
4.22	Séquence micro-sismique du 22 novembre 2020 : empilement d'évènements VT2 (tableau 4.2) et <i>stack</i> (bleu). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c) de la station CSC. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.	139
4.23	Spectrogramme de la vitesse du sol du 15 octobre au 15 décembre 2019 et vitesse du vent (rouge) enregistrée sur la même période.	140
4.24	Spectrogrammes de la vitesse du sol du 1 ^{er} au 4 novembre 2019. (a) Station CSC, voie Nord. (b) Station LKG, voie Nord. Certains des modes fondamentaux les plus pertinents sont situés entre les lignes noires en pointillés. Les harmoniques supérieures de ces modes sont également visibles à plus haute fréquence, mélangées à d'autres modes [Feron et al., 2020].	141
5.1	(a) Tracés des modules au carré des deux fonctions de Bessel de première espèce. Bleu : $J_1(z)$. Rouge : $J_2(z)$. (b) Visualisation des amplitudes crête des signaux $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ (rouge) en sortie de photodiode. Paramètres d'entrée $T=25^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=30\text{mA}$	145
5.2	Signaux de la composante Nord du sismomètre HIPERSIS sur la Soufrière du 24.09 au 01.10 2019. (a) Déplacement mesuré sur la voie Nord du sismomètre HIPERSIS. (b) Valeur absolue de la vitesse de la composante Nord filtrée passe-bas à 20000 secondes (5.10^{-5} Hz). (c) Spectrogramme de la composante Nord.	146

5.3	Température enregistrée sur la Soufrière du 24 septembre au 01 octobre 2019. (a) Température extérieure (b) Valeur absolue de la variation de température extérieure.	147
5.4	Signaux de la composante Nord du sismomètre HIPERSIS sur la Soufrière 24 septembre au 01 octobre 2019, filtrés dans la bande [0,001-0,05] Hz . . .	147
5.5	Réseau de Bragg fibré et sa réponse spectrale.	148
5.6	(a) Réseau de Bragg fibré soumis à une déformation longitudinale et sa réponse spectrale (b) Multiplexage en longueur d'onde de réseaux de Bragg fibrés.	149
5.7	Schéma de principe d'un système DAS. Le système envoie une onde lumineuse dans une fibre optique, et capte l'onde rétropropagée, porteuse d'une éventuelle information de déformation de la fibre optique, ou une évolution de la température et/ou de la pression au voisinage de la fibre optique [Bernard et al., 2019a].	150
5.8	Spectre de rétro-diffusion illustrant les phénomènes Rayleigh, Raman et Brillouin dans les fibres en silice, pour une excitation à λ_0 égale à 1 550 nm [Ferdinand, 2014]	151
5.9	Plan d'implantation des équipements de surveillance et d'observation sismique au large de l'archipel des Saintes (Guadeloupe)	152
A.1	Décomposition modale sur la platine de déplacement	155
A.2	Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 3.	156
A.3	Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 4.	156
A.4	Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 8.	157
A.5	Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 9.	157
A.6	Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 1.	158
A.7	Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 5.	158
A.8	Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 6.	159
A.9	Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 7.	159
B.1	Fonction d'intercorrélacion des signaux CSC avec le <i>template</i> Node 18 sur la journée du 21 novembre 2020. Les croix rouge indiquent la détection d'un événement VT1.	161
C.1	Séisme volcano-tectonique de type 3 du 17 novembre 2020. Vitesse du sol filtrée dans l'intervalle [0,5-30] Hz enregistrée par la station CSC. (a) Voie Nord - (b) Voie Est - (c) Voie Verticale.	163
D.1	Visualisation des amplitudes crête des signaux $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ (rouge) en sortie de photodiode.	165

Chapitre 1

Introduction

1.1	De l'étude et de l'observation des phénomènes sismiques . . .	3
1.2	Mesures, phénomènes et ordres de grandeurs	5
1.3	Instrumentation pour la sismométrie	7
1.3.1	Un bref état de l'art	7
1.3.2	Les mesures optiques ponctuelles	8
1.3.3	Des besoins en constante évolution	9

24 août 2016, 1h36 UTC.

Dans 33 secondes, la haute vallée du Tronto va devenir le théâtre d'un drame, provoqué par un tremblement de terre de magnitude 6,1¹. En effet, une faille normale d'une vingtaine de kilomètres va se rompre le long de la chaîne des Apennins, causant la mort de 298 personnes.

Ce type de rupture sismique, et l'ordre de grandeur de la magnitude, sont typiques des évènements qui affectent régulièrement le centre de l'Italie relate Robin Lacassin² dans un communiqué de l'Institut de Physique du Globe de Paris. *La rupture du 24 août se situe entre les zones de failles activées par les séquences sismiques de l'Aquila (2009, M6.3) et de Colfiorito (1997, M6 pour le choc principal). Plusieurs séismes historiques, de magnitude supérieure à 6,5, sont bien documentés dans la région* ajoute-t-il. Au delà des considérations architecturales, pouvant notamment expliquer la destruction de nombre de bâtiments trop vétustes, c'est le caractère « connu » de ce type d'évènement qui interpelle.

Un an plus tard, le 19 septembre 2017 à 18h14 UTC, c'est au tour du Mexique de faire la une. A 100 kilomètres au sud-est de Mexico, un séisme de magnitude 7,1 se déclenche à une cinquantaine de kilomètres de profondeur³. Le Mexique est familier de ce type d'évènement ; un séisme de magnitude 8 étant encore survenu 12 jours auparavant⁴. Le

1. <http://geoscope.ipgp.fr/index.php/fr/catalogue/description-d-un-seisme?seis=us10006g7d>
2. <https://www.ipgp.fr/fr/seisme-centre-italie-24-aout-30-octobre-2016>
3. <http://geoscope.ipgp.fr/index.php/fr/catalogue/description-d-un-seisme?seis=us2000ar20>
4. <http://geoscope.ipgp.fr/index.php/fr/catalogue/description-d-un-seisme?seis=us2000ahv0>

système d'alerte sismique se déclenche suite à la détection du premier train d'onde - les ondes P - précédant les ondes de surfaces (ondes de Love et de Rayleigh), plus lentes mais bien plus destructrices. Reste que la proximité de l'épicentre donne en tout et pour tout une trentaine de secondes aux habitants de Mexico pour se mettre à l'abri. 30 secondes. Bilan : 369 morts et des milliers de blessés.



FIGURE 1.1 – Photographie du village d'Amatrice après le séisme du 24 août 2016.
Leggi il Firenzepost - Creative Commons Attribution 3.0 Unported

Là encore, il s'agit d'une zone connue des géophysiciens, et plus particulièrement des sismologues, et pourtant... Bien entendu, il ne s'agit pas ici de dénoncer tel ou tel organisme de prévention, bien au contraire. Comme nous allons le détailler par la suite, notre connaissance de ces phénomènes naturels, et des risques associés ne cesse de croître, et les spécialistes du domaine sont tout à fait à même d'établir des visions probabilistes tout à fait pertinentes. Ceci étant, deux questions sont régulièrement posées à la communauté scientifique. Peut-on identifier des signes précurseurs à de telles catastrophes ? Le cas échéant, quels moyens peut-on mettre en œuvre pour y parvenir ?

Un axe d'investigation important concerne la création de capteurs suffisamment robustes et autonomes pour pouvoir permettre l'observation en continu d'environnements difficiles. Par « difficiles », nous parlons bien entendu des conditions environnementales inhérentes à certains milieux, mais aussi de l'accessibilité tant en termes d'installation et de maintenance que de couverture énergétique des équipements. Les travaux de thèse présentés ici s'inscrivent complètement dans cette problématique.

Dans cette introduction, nous nous plaçons volontairement dans un contexte lié aux aléas telluriques, et non industriels quand bien même les activités détaillées ci-après peuvent y trouver un vaste champ d'application. Ce *parti pris* provient de la teneur des projets financés dans lesquels s'intègrent les travaux présentés ici, mais également de la sensibilité de l'auteur qui, quoique peu digne d'intérêt, ne manquera de colorer ce manuscrit.

1.1 De l'étude et de l'observation des phénomènes sismiques

L'étude de la composition de notre sous-sol et de ses mouvements a toujours été une préoccupation de l'être humain, du fait notamment du pouvoir destructeur des séismes et autres aléas telluriques. Il existe nombre de bons ouvrages traitant de l'histoire de la géologie, de la sismologie, ou plus largement de la géophysique ([Guidoboni and Poirier, 2004], [Bernard, 2017]). On y retrouve un ensemble de théories anciennes datant de l'Antiquité, se basant tout d'abord sur des croyances divines puis tentant de décrire les causes physiques de phénomènes dévastateurs tels que les séismes et les éruptions volcaniques. On citera à titre d'exemple les éruptions d'eau chaude de Thalès (VI^{ème} siècle avant J.C.), le *pneuma* d'Aristote (IV^{ème} siècle avant J.C.) repris ensuite par Sénèque (I^{er} siècle), ou encore les embrasements et explosions internes provoquant des tempêtes souterraines de Pierre Grassendi (XVII^{ème} siècle). Le XVIII^{ème} verra même apparaître l'idée selon laquelle les tremblements de terre seraient provoqués par des décharges électriques souterraines.

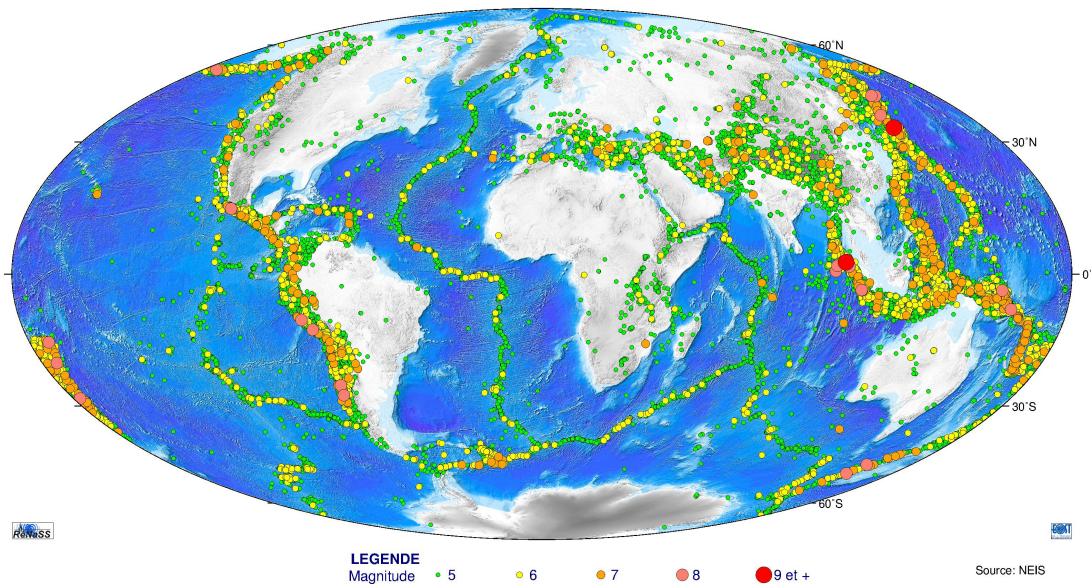


FIGURE 1.2 – Sismicité dans le monde de 1973 à 2012.

Enfin, la notion de tectonique des plaques que nous connaissons aujourd'hui est relativement récente puisqu'elle ne prend vraiment son essor qu'à la toute fin du XIX^{ème} siècle. Ceci est essentiellement dû au fait qu'il devient de plus en plus aisé pour les scientifiques de mesurer et cataloguer les événements, et de partager leurs observations à l'échelle quasi-mondiale. En 1968, Isacks, Oliver et Sykes publient un article intitulé « Seismology and the New Global Tectonic » [Oliver et al., 1969], qui considère les tremblements de terre dans le cadre de la tectonique des plaques. Si cette relation faille/séisme nous paraît aujourd'hui évidente - comme la figure 1.2 nous le montre - elle reste très jeune à l'échelle géologique, et les données (i.e. les signaux) disponibles pour l'étude des interactions géophysiques le sont tout autant.

Les mécanismes de propagation des ondes sismiques et l'identification des différents types d'ondes sont quant à eux, relativement connus, modélisés et caractérisés durant le XIX^{ème} siècle, par D. Poisson, G. Stokes et G. Lamé, R. Mallet puis lord Rayleigh. Les séismes, s'ils sont effectivement en majorité d'origine tectonique, peuvent également être causés par d'autres sources, naturelles (volcanique, polaire) ou humaines (on parle alors de séisme induit). Les séismes volcaniques, dont certains seront présentés plus loin dans ce manuscrit, présentent en général une faible intensité. Ceci étant, ils sont porteurs d'information sur l'évolution de la structure interne du volcan, et sont donc parfois précurseurs d'événements de plus grande ampleur. Nous reviendrons plus en détail sur les moyens de mesures et les indicateurs pertinents à la surveillance d'un édifice volcanique en particulier, à savoir la Grande Soufrière de Guadeloupe. Les séismes polaires sont provoqués par des cassures dans la couche de glace ou les glaciers recouvrant une partie de terrain. Ces ruptures génèrent alors des tremblements de terre dits glaciaires. Enfin, l'Homme génère lui aussi des événements sismiques par ses activités. On pense naturellement à l'exploitation du sous-sol (minière, pétrolière, gazière, géothermique, hydraulique). On peut ajouter à cela les sites d'enfouissement, les essais nucléaires souterrains ou encore le remplissage de grands barrages-réservoirs. Toutes ces sources d'origine anthropique font de plus en plus fréquemment l'objet d'une attention particulière, et les moyens mis en œuvre pour la surveillance de sites à risques augmentent constamment.

Reste la question des phénomènes précurseurs (sismiques ou non), étudiés depuis la fin du XIX^{ème} siècle [Geller, 1997], que l'on peut découper en plusieurs catégories en fonction notamment du type de milieu considéré - et donc des moyens d'observation [Jousset et al., 2009], et de la durée d'anticipation considérée. La prédiction à long terme est principalement basée sur des modèles probabilistes, eux-mêmes alimentés par des données scientifiques collectées par des appareils de mesures pendant des années voire des dizaines d'années. Ainsi, il est possible d'anticiper des événements majeurs dans certaines régions du globe. La prédiction à moyen terme nécessite en général une instrumentation dense des lieux ciblés, permettant par exemple de caractériser des événements précurseurs tels que des essaims sismiques. Ainsi, la localisation précise de ces petits séismes les uns par rapport aux autres semble apporter une information pertinente quant à l'intensité d'un séisme à venir. Nous verrons que les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent largement dans cette problématique. Enfin, les prédictions à court terme sont encore sujet à débat dans la communauté scientifique ([Main, 1999], [Jordan et al., 2011]).

On peut affirmer aujourd'hui que les seules observations de déplacement et déformations du sol (sismique, inclinométrique, géodésique, extensométrique) ne sont pas suffisantes pour caractériser les interactions souterraines menant à l'avènement d'un séisme ou d'une éruption dans le cas d'un volcan. On peut citer à titre d'exemple les travaux de [Bernard, 2001] portant sur le lien entre les écoulements de fluides souterrains (aquifères naturels ou injection volontaire de fluide dans la croûte superficielle), les mouvements de glissement lents dits asismiques ([Ide et al., 2007],[Obara and Kato, 2016]) et les essaims sismiques. C'est bel et bien la combinaison d'un ensemble de disciplines scientifiques qui contribue à l'amélioration de la connaissance des phénomènes géophysiques, et par là-même à l'anticipation, dans une certaine mesure, des aléas potentiels. On peut citer parmi elles l'hydrogéochimie, l'étude des émissions de gaz, la thermométrie, l'électromagnétisme, et l'éthologie (étude des comportements des animaux).

Pour finir, il est important de mentionner les travaux liés à la mesure et l'étude de la variation du champ gravitationnel suite à de grands événements sismiques. De récentes études - [Montagner et al., 2016] et [Vallée et al., 2017] notamment - permettent aujourd'hui de modéliser ces perturbations gravitationnelles se propageant à la vitesse de la lumière et de remonter au déplacement de terrain associé. La rapidité d'obtention d'une telle information supplante largement la détection du train d'onde P et permet d'entrevoir un nouvel élément permettant le déclenchement d'alertes précoces (*earthquake early warning*) dans des lieux où le risque sismique (ou tsunamique) est important.

1.2 Mesures, phénomènes et ordres de grandeurs

La figure 1.3 dresse une vue synthétique des différents phénomènes et les ordres de grandeurs associés constituant ce que l'on appelle le champ sismologique. Cette représentation permet de considérer les amplitudes des densités spectrales de puissance en accélération du sol en fonction des fréquences des vibrations sismiques inhérentes à chaque phénomène. On choisit ici de présenter les abscisses en fréquences, et non en période - ce qui se fait souvent en sismologie - dans un désir de transversalité améliorée des cultures optiques, électroniques et géophysiques. Les amplitudes sont exprimées $ng.Hz^{-1/2}$ ou en dB ($m^2.s^{-4}.Hz^{-1}$). Les courbes intitulées New Low Noise Model (NLNM) et New High Noise Model (NHNM) représentent respectivement le bruit de fond minimal enregistré sur Terre et le bruit de fond maximal enregistré sur Terre par des stations sismologiques [Peterson, 1993]. Le lecteur pourra revenir à cette figure lors de la présentation des différents résultats, si cela s'avère nécessaire au cours de la lecture de ce manuscrit.

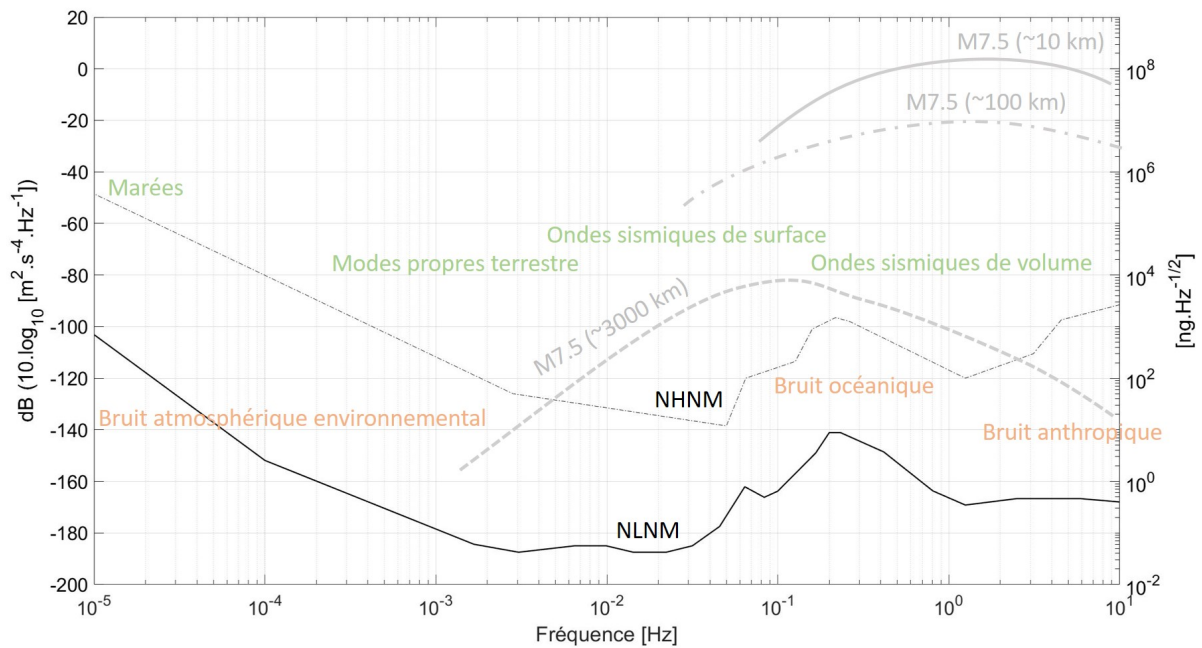


FIGURE 1.3 – Champ sismologique terrestre représenté en densité spectrale de puissance du niveau d'accélération du sol. Les courbes NLNM et NHNM font référence au New Low Noise Model et New High Noise Model [Peterson, 1993].

La lecture de cette figure nous renseigne sur les différents types d'onde se propageant dans et à la surface du globe terrestre :

- Ondes sismiques de volume de quelques dizaines (voire centaines) de secondes de période à plus de 10 Hz ;
- Ondes sismiques de surface (ondes de Love, ondes de Rayleigh) de 2mHz à 0,2 Hz ;
- Modes propres de la Terre de 0,3 mHz à 20 mHz ;

Cette figure présente également les sources de bruit communément identifiées. Ces sources constituent le bruit de fond sismique :

- Le bruit anthropique, en d'autres termes le bruit généré par l'activité humaine. Il se situe classiquement dans une gamme de fréquences plutôt élevée (à partir de quelques Hertz). On retrouve également le bruit généré par des phénomènes météorologiques comme le vent par exemple ;
- Le bruit océanique, généré principalement par la houle, identifiable par ses deux pics microsismiques (primaire à 12 secondes et secondaire à 6 secondes de période) ;
- Le bruit atmosphérique environnemental, principalement entretenu par les variations de pression atmosphérique, se situe à plus longue période (à partir de quelques centaines de secondes).

Au cours de cette étude, nous allons régulièrement faire état de résultats de mesures, de caractérisation *in situ* de capteurs et de comparaisons en performances. La courbe du NLNM de Peterson nous donne le plancher de bruit terrestre observable. Par ailleurs, il est intéressant de donner quelques ordres de grandeurs des amplitudes des vibrations observées lors d'évènements sismiques afin d'appréhender les maxima potentiels. Bien entendu, ces amplitudes dépendent essentiellement de la magnitude de moment du séisme en question, et de la distance du capteur à l'épicentre du séisme. On distingue en général trois classes de distance :

- Source proche : la source se situe à moins de 10 km du capteur. Dans ce cas, les accélérations du sol peuvent dépasser 1g (environ 10 m.s⁻²).
- Séisme régional : la source se situe à environ 100 km du capteur ;
- Téléséisme : la source se situe de quelques centaines à plusieurs milliers de kilomètres du capteur.

A titre d'exemple, sont reportées sur la figure 1.3 les enveloppes hautes des DSP en accélération de séismes de magnitude 7,5 enregistrés à différentes distances [Clinton and Heaton, 2002].

Au final, le champ sismologique s'étend sur 6 à 7 décades en fréquence (10⁻⁵ à 50 Hz), et sur 11 décades en amplitude (1.10⁻¹⁰ à 1g), ce qui est colossal. On peut même, dans certaines installations souterraines proches de la source (10 à 100 mètres), capter de l'énergie sismique jusqu'à quelques kilohertz. Ceci étant, la zone fréquentielle associée au risque sismique en tant que tel est plus restreinte, puisqu'elle s'étend sur 3-4 décades (2 mHz à 20 Hz environ). Comme nous l'évoquerons plus tard, il existe une grande variété de capteurs sismiques du fait justement qu'il est quasiment impossible de scruter l'ensemble du champ sismologique à l'aide d'un seul capteur. Le choix de tel ou tel capteur dépend donc de l'utilisation visée (environnement de déploiement, phénomène observé), et du coût associé (achat, maintenance).

1.3 Instrumentation pour la sismométrie

1.3.1 Un bref état de l'art

Il convient à ce stade de différencier les causes des conséquences. Si les événements conduisant à des aléas telluriques et la modélisation des sources ont longtemps été mal compris, la mesure des effets en surface et les moyens associés existent depuis plus longtemps. Ainsi, le premier sismoscope⁵, joliment baptisé *Houfeng Didong Yi*⁶, fut inventé par Zhang Heng en 132 après J.C. (figure 1.4 (a)). De nombreux systèmes, parfois relativement singuliers, ont ensuite été créés pour observer le passage d'ondes sismiques et dans certains cas approximer l'azimut d'arrivée de ces ondes. C'est au cours du XIX^{ème} siècle que naissent les premiers véritables sismographes⁷ (figure 1.4 (b)), grâce notamment aux inventions de [Cecchi, 1877] et aux travaux importants de [Milne, 1886]. Ce dernier sera également un artisan important dans la construction d'un réseau sismographique mondial.

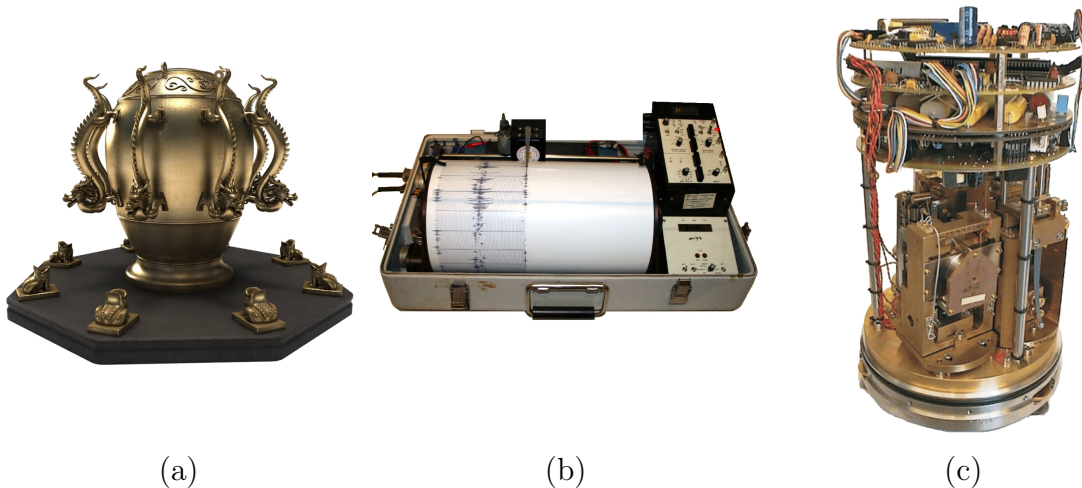


FIGURE 1.4 – Instruments de mesure des mouvements du sol. (a) Reproduction du sismoscope de Zhang Heng - (b) Sismographe Kinematics - (c) CMG3-ESP (Güralp)

Aujourd'hui, les différents types d'instruments pour la mesure de vibrations sismiques sont principalement basés sur un capteur dit inertiel, c'est à dire un système masse-ressort. Néanmoins, ils sont dans la plupart des cas environnés par un système d'asservissement électromagnétique plus ou moins complexe, en fonction de l'utilisation visée. On peut citer ici par complexité croissante, le géophone (que nous détaillerons plus loin dans ce manuscrit), l'accéléromètre de type *Force Balance Accelerometer* (FBA) et le sismomètre large bande intégrant un asservissement conséquent - Régulateur Proportionnel Intégral Dérivé (PID) généralement (figure 1.4 (c)). Dans ce dernier cas, la force extérieure (i.e. du sol) s'exerçant sur la masse est compensée par une force générée électroniquement dans la direction opposée. En d'autres termes, la partie mobile du sismomètre est constamment maintenue quasi-immobile par rapport à son bâti. Une électronique d'intégration combinée au dispositif permet de remonter à la vitesse du sol.

5. Sismoscope : appareil permettant d'observer les secousses sismiques

6. trad. Girouette des mouvements de la Terre

7. Système de mesure pouvant retranscrire le mouvement de l'élément mobile sur du papier

D'une part, ce système d'asservissement augmente la durée de vie des équipements mécaniques du capteurs, mais il permet surtout d'augmenter drastiquement la linéarité du système et de capter des mouvements de terrain bien plus forts. Cette approche, couplée à l'essor de l'électronique durant le XX^{ème} siècle trouve son aboutissement au début des années 80, au travers des travaux de [Wielandt and Streckeisen, 1982] notamment. Ainsi, on dispose aujourd'hui dans le commerce de capteurs large bande offrant d'excellentes performances en termes de sensibilité c'est à dire capables de résoudre le bruit de fond minimum terrestre, de bande passante allant de plusieurs centaines de secondes jusqu'à plusieurs dizaines voire centaines de Hertz, etc. [Havskov and Alguacil, 2016].

1.3.2 Les mesures optiques ponctuelles

Il est intéressant, avant d'entrer dans le vif du sujet, de faire un point rapide sur les dispositifs de mesures optiques ponctuelles⁸ déjà étudiés et réalisés par la communauté scientifique. En effet, les systèmes issus des travaux de l'ANR LINES que nous détaillerons davantage dans le chapitre suivant ne sont pas les seuls à mettre en œuvre des mesures optiques sur des géométries mécaniques pures.

[Araya et al., 1993] développent un premier sismomètre optique, basé sur l'intégration d'un interféromètre de Michelson, l'asservissement de la masse mobile du sismomètre résultant de la mesure optique. Cette approche est également employée par [Zumberge et al., 2003], qui propose en 2010 un sismomètre vertical novateur, en ce sens qu'il ne contient cette fois pas d'éléments électroniques de contre-réaction, tout en proposant des performances similaires à celle d'un instrument conventionnel ([Zumberge et al., 2010]). Ainsi, il propose une approche basée également sur l'intégration d'un système d'interférométrie optique de Michelson à un sismomètre vertical STS1 - ce dernier ayant donc été dépouillé de son électronique de conditionnement. Ces premiers résultats semblent prometteurs, et seront confirmés quelques années plus tard par [Berger et al., 2014]. Il dépeint les performances large bande du STS1 instrumenté de manière optique (iSTS1), et les met en regard de celles de sismomètres standards (STS1 et STS2) lors d'une campagne de mesure menée à l'Observatoire de la Forêt Noire. Enfin, [Zumberge et al., 2018] dépeint la première installation en forage d'un capteur optique 3 composantes.

Une autre typologie de sismomètres dits optiques s'appuie initialement sur un enroulement de fibre optique sur le support d'un corps d'épreuve. Le mouvement de l'élément central entraîne la déformation du support, induisant par là-même une déformation de la fibre enroulée. Les prémices de cette approche proposés par [Davis et al., 1987] et [Gardner et al., 1987] ont ensuite été développés et perfectionnés par [Kamenev et al., 2016] notamment et encore plus récemment par [Amorebieta et al., 2020].

On retiendra ici que ces différentes propositions instrumentales de mesure des vibrations du sol présentent des niveaux d'aboutissement permettant d'envisager leur mise en production et leur utilisation dans des contextes qui leur sont propres. Certes, elles partagent cet objectif commun qui peut se résumer un peu grossièrement à l'ablation de toute électronique au voisinage de la partie mécanique du capteur. Reste que leur mise en œuvre diffère à bien des égards ; on pense par exemple au niveau de technicité important

8. Le terme *ponctuelles* désigne ici un instrument permettant l'estimation du mouvement du sol à un seul et unique endroit, quand bien même l'élément sensible peut présenter une forme de distribution.

nécessaire à la fabrication d'éléments sensibles ou tout simplement au coût induit par la réalisation d'un réseau de capteurs.

1.3.3 Des besoins en constante évolution

Les dernières innovations industrielles en matière de sismomètres conventionnels portent sur la robustesse, la polyvalence, la portabilité, la consommation en énergie, les moyens de déploiement et de suivi en temps réel des vibrations sismiques. Pendant ce temps, nous avons vu que d'autres moyens de mesures ponctuelles, basés sur des capteurs optiques, sont en cours d'études. Par ailleurs, les capteurs à fibre optique répartis - Distributed Acoustic Sensing (DAS) - sont également en plein essor [Jousset et al., 2018] et laissent entrevoir des perspectives d'instrumentalisation de sites d'intérêt à grande échelle. Ce volet concernant les mesures optiques distribuées sera évoqué dans les perspectives à la fin de ce manuscrit.

Dans ce vaste champ d'études et d'applications, les travaux menés par le Groupe Signal Image et Instrumentation (GSII) du Groupe ESEO et du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Mans - CNRS UMR 6613 (LAUM), conjointement avec l'Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP), cherchent à répondre à la nécessité de disposer de réseaux de capteurs denses, facilement déployables, peu chers et utilisables dans des conditions difficiles. Ainsi, cette thèse a été menée dans le cadre de l'ANR HIPERSIS, et vise à contribuer au développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre longue, de grande résolution et de faible coût, pour des applications temps réels académiques et industrielles. Nos contributions à ces différents axes d'étude vont être déclinées au travers des chapitres présentés ci-après.



FIGURE 1.5 – Logo de la campagne ANR HIPERSIS sur la Grande Soufrière de Guadeloupe (septembre 2019).

Nous allons tout d'abord chercher à caractériser et évaluer le niveau de bruit attendu sur notre système optoélectronique, et plus particulièrement sur la partie optique. Ainsi, le premier chapitre vise à proposer un premier modèle comportemental du capteur optique de déplacement utilisé actuellement dans le cadre des campagnes de mesures géophysiques. Pour ce faire, nous décomposerons la chaîne optique et utiliserons différents formalismes pour aboutir à une première formulation du signal en sortie de cette chaîne, en y intégrant les termes relatifs aux bruits impactant la qualité de la mesure. La pertinence de ces modèles sera discutée ensuite au travers de travaux expérimentaux de validation.

Le second chapitre porte sur la conception, la modélisation, la réalisation et la validation expérimentale d'un géophone adapté au cahier des charges du projet HIPERSIS. Nous commencerons par discuter des différentes géométries candidates, et validerons les choix posés à ce sujet, à l'aide de simulations par éléments finis notamment. S'en suivra une modélisation analytique linéaire et non-linéaire complète de la mécanique choisie. Le géophone ainsi créé fera ensuite l'objet d'une validation expérimentale en laboratoire. Pour finir, nous tâcherons d'évaluer analytiquement la performance de ce géophone associé à l'interrogateur optoélectronique.

Le troisième chapitre propose une mise en application de l'ensemble des dispositifs présentés dans les deux chapitres précédents, et l'évaluation de la pertinence de la mise à disposition de ces systèmes novateurs pour l'étude de phénomènes géophysiques. Nous détaillerons notamment la campagne ANR HIPERSIS, menée sur la Grande Soufrière de Guadeloupe. Plus particulièrement, nous présenterons plus en détail la problématique liée à cette installation, les routines de calibration des géophones en laboratoire et *in situ* et les premiers résultats quant à l'apport de notre sismomètre à l'étude de la microsismicité volcanique. Notons que ces travaux ont notamment fait l'objet de deux publications scientifiques⁹.

Enfin, les conclusions et perspectives offertes par ces travaux sont dressées dans le chapitre final de ce manuscrit.

9. Bernard, P., Feron R., Plantier G., Nercessian A., Couteau J., Sourice A., Feuilloy M., Cattoen M., Seat H.C., Chawah P., Chéry J., Brunet C., Boudin F., Boyer D., Gaffet S., Geli L., and Pelleau P. (2019). **Onland and Offshore Extrinsic Fabry–Pérot Optical Seismometer at the End of a Long Fiber.** *Seismological Research Letters*, 90(6) :2205–2216

Feron R., Bernard P., Feuilloy M., Ménard P., Nercessian A., Deroussi S., Kitou T., and Plantier G. (2020). **First Optical Seismometer at the Top of La Soufrière Volcano, Guadeloupe.** *Seismological Research Letters*, 91(5) :2448–2457

Chapitre 2

Modèle comportemental du capteur optique de déplacement

2.1	Introduction	12
2.1.1	L'interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque à fibre optique : projet LINES	12
2.1.2	Performances du système LINES en sismométrie	16
2.1.3	Problématique	18
2.2	Modélisation comportementale de la diode laser	19
2.2.1	Modèle statique	19
2.2.2	Dépendance à la température et au courant d'injection	20
2.2.3	Bruit de fréquence ou de phase	24
2.3	Modèle de la chaîne optique	30
2.3.1	Introduction	30
2.3.2	Modèles élémentaires des composants optiques	31
2.3.3	Mise en application dans le cas d'une chaîne complète simplifiée	34
2.4	Modèle de la photodiode	39
2.5	Expression finale en sortie du système optique	40
2.6	Moyens d'essais et conditions environnementales	44
2.6.1	Le système zero-déplacement : ZD	44
2.6.2	Moyens d'essai	46
2.7	Résultats et validation des modèles	51
2.7.1	Modèles optiques	51
2.7.2	Observations sur le long terme	54
2.7.3	Conclusion	55
2.8	Bilan	57

2.1 Introduction

Nous allons dans ce chapitre développer et proposer un premier modèle comportemental du capteur optique de déplacement, ainsi qu'un protocole expérimental nous permettant de valider une partie de ce modèle. Les résultats issus de cette validation nous permettront d'estimer le niveau de performance du système optoélectronique.

Avant d'entrer dans la modélisation à proprement parler, il nous faut d'abord décrire ledit système, basé sur un interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque à fibre optique. Nous terminerons cette section par poser la problématique inhérente à ce chapitre.

2.1.1 L'interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque à fibre optique : projet LINES

Ce paragraphe présente les principes régissant le système dit LINES, puisqu'il a été développé dans le cadre de l'ANR RiskNat - LINES (2009-2012). Le principe de l'Interféromètre de Fabry-Pérot à fibre optique extrinsèque (EFFPI) est présenté figure 2.1. Une diode laser émet une onde électromagnétique, qui se propage le long d'une fibre optique jusqu'à rencontrer l'interface fibre-air. Une partie de l'onde lumineuse est propagée dans l'air, tandis qu'une autre partie est réfléchiée à cette interface. L'onde sortant de la fibre, passe par un collimateur, et vient se réfléchir sur une cible en mouvement puis est réintroduite dans la fibre optique, interférant alors avec la partie de l'onde réfléchiée à l'interface fibre-air.

L'expérience montre que dans la plupart des cas, l'onde se propageant dans l'air effectue deux allers-retours entre le bout de la fibre et la cible en mouvement. En effet, le diamètre du cœur de la fibre mesurant $9\ \mu\text{m}$ de diamètre, il est extrêmement difficile de faire revenir dans la fibre le faisceau issu de la première réflexion. Ce dernier est majoritairement renvoyé dans la cavité Fabry-Pérot par une partie des surfaces entourant le cœur de la fibre, puis finit par revenir dans la fibre [Addy et al., 1996]. Ainsi, on peut décrire la différence de phase $\Phi(t)$ entre les deux ondes en fonction de la variation de la distance de la cible en mouvement $D(t)$ et la longueur d'onde du faisceau lumineux $\lambda(t)$ [Dandridge et al., 1982] :

$$\Phi(t) = 8\pi n \cdot \frac{D(t)}{\lambda(t)} \quad , \quad (2.1)$$

où n désigne l'indice du milieu de la cavité de Fabry-Pérot. Finalement, le signal d'interférence est capté par une photodiode. De part la nature de ce système interférométrique, le signal $s(t)$ reçu par la photodiode est proportionnel au cosinus du déplacement $D(t)$ de la cible, ce qui peut dans un premier temps s'écrire simplement :

$$s(t) = A \cdot \cos[\Phi(t)] \quad . \quad (2.2)$$

Les travaux menés lors du projet LINES par les différentes équipes impliquées¹, notamment [Chawah et al., 2012] et les travaux qui ont suivi, principalement portés par le

1. Partenaires : Géosciences Montpellier, LAAS-CNRS, IPGP CNRS UMR7154, Groupe ESEO et Observatoire Côte d'Azur

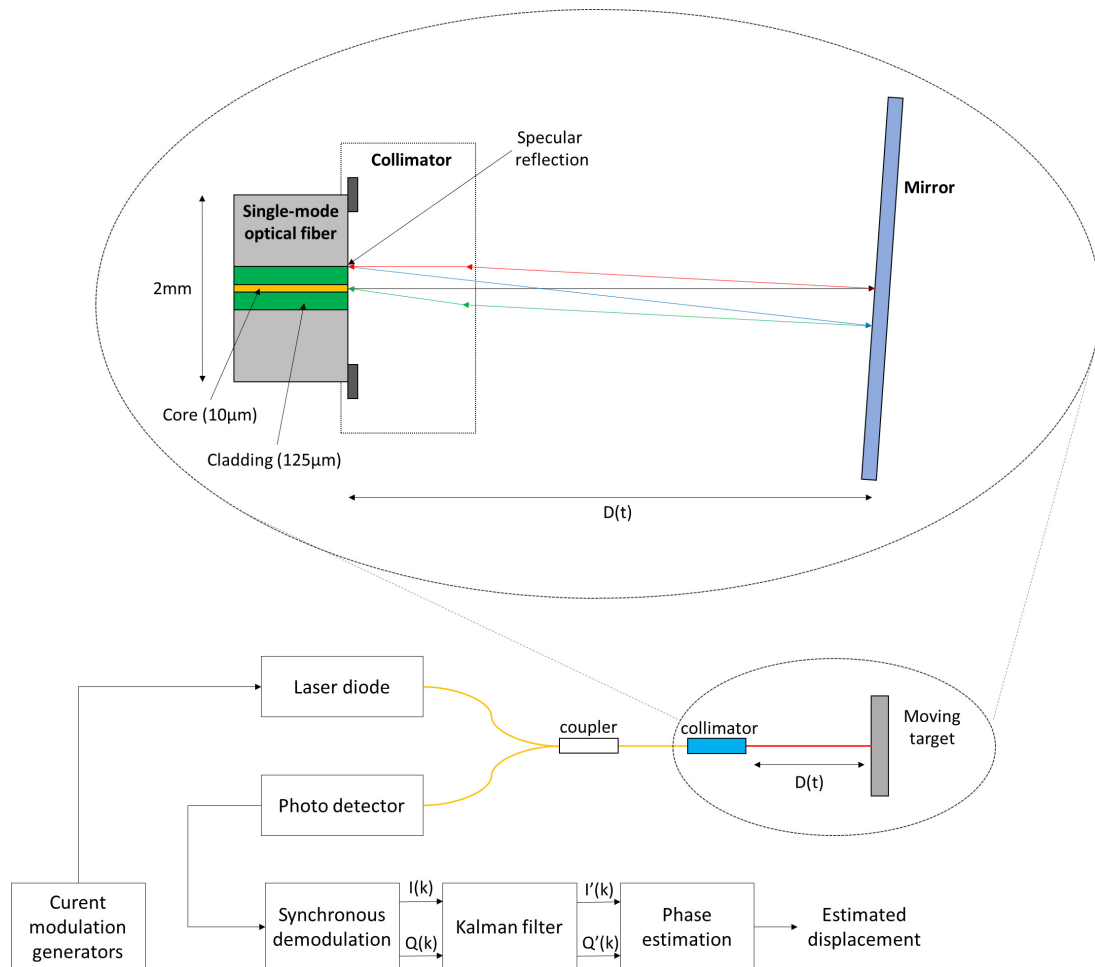


FIGURE 2.1 – Principe de l’Interféromètre de Fabry-Pérot à fibre optique extrinsèque (EFFPI) et synoptique du traitement du signal mentionnant les principales étapes de traitement des signaux issus de la chaîne optique. Le zoom sur la cavité optique montre le trajet privilégié de l’onde lumineuse en sortie de fibre, et jusqu’à réintroduction dans la fibre [Bernard et al., 2019b].

Groupe ESEO et le LAUM se sont basés sur une modulation sinusoïdale de fréquence F_m du courant de polarisation de la diode laser. Cette opération engendre une modulation de la longueur d’onde de la diode laser à la fréquence F_m , mais également une modulation de sa puissance optique.

Le signal en sortie de photodiode est une superposition de composantes résultantes de ces modulations notamment. Ces composantes font apparaître, dans le domaine fréquentiel, des motifs autour des multiples de F_m , motifs qui contiennent l’information de déplacement, au travers de la modulation de phase, mais aussi des motifs liés à la modulation d’amplitude de la puissance de la diode laser. Les travaux de [Chawah et al., 2012] ont montré qu’elles sont en fait décomposables en produits de fonctions de Bessel par des sinus et cosinus des multiples de F_m . Plus précisément, les motifs à F_m et $2F_m$ sont en quadrature de phase : le cosinus du déplacement réel $D(t)$ est localisé autour de F_m , tandis que le sinus du déplacement réel $D(t)$ se situe autour de 2 fois F_m . On récupère ces deux bandes spectrales à l’aide de filtres passe-bande.

Ensuite, on utilise une double démodulation synchrone à F_m et $2F_m$ pour récupérer ces signaux contenant l'information de déplacement. Nous nommerons les signaux résultant de cette opération $I(t)$ et $Q(t)$. On peut les décrire ainsi [Chawah et al., 2011] :

$$I(t) = A_I(t) \cdot \cos \left[8\pi n \cdot \frac{D(t)}{\lambda(t)} \right] + B_I(t) \quad , \quad (2.3)$$

$$Q(t) = A_Q(t) \cdot \sin \left[8\pi n \cdot \frac{D(t)}{\lambda(t)} + \alpha_e(t) \right] + B_Q(t) \quad , \quad (2.4)$$

avec,

- $A_I(t)$ et $A_Q(t)$ les amplitudes des deux voies ;
- $B_I(t)$ et $B_Q(t)$ les composantes continues des deux voies ;
- $\alpha_e(t)$ le déphasage entre les deux voies.

Dans les faits, les signaux (ou voies) $I(t)$ et $Q(t)$ ne sont pas en parfaite quadrature (cf. figure 2.3(a)) . De plus, il subsiste un léger déphasage en entre eux. Ce déphasage est modélisé par $\alpha_e(t)$. Lorsque la cible est en mouvement (i.e. $D(t)$ varie), la visualisation de $Q(t)$ en fonction de $I(t)$ (courbe de Lissajous) décrit une trajectoire elliptique (figure 2.2). Les éléments des équations 2.3 et 2.4 deviennent alors :

- $A_I(t)$ et $A_Q(t)$ les demi-amplitudes (grand axe et petit axe) ;
- $B_I(t)$ et $B_Q(t)$ les coordonnées du centre de l'ellipse ;
- $\alpha_e(t)$ l'orientation de l'ellipse du fait du déphasage entre les voies $I(t)$ et $Q(t)$.

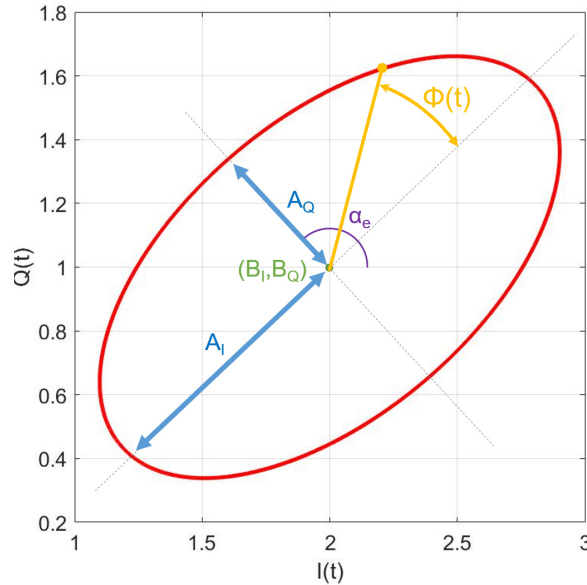


FIGURE 2.2 – Courbe de Lissajous simulée, formée par les signaux $I(t)$ et $Q(t)$ en quasi-quadrature au sortir de la démodulation synchrone (équations 2.3 et 2.4). Avec A_I et B_I les demi-axes de l'ellipse, $(B_I$ et $B_Q)$ les coordonnées du centre de l'ellipse, $\alpha_e(t)$ l'orientation de l'ellipse et $\Phi(t)$ la phase instantanée, image du déplacement $D(t)$ de la cible.

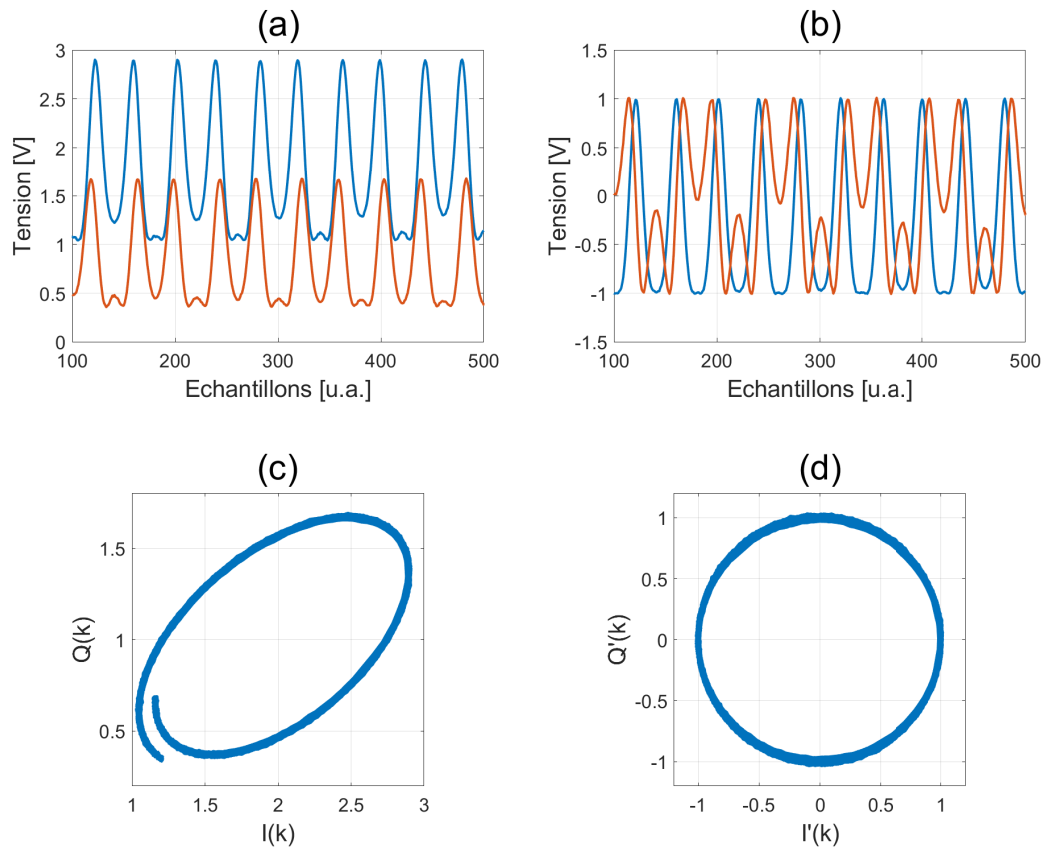


FIGURE 2.3 – Effet du filtre de Kalman. (a) Signaux échantillonnés des voies en quasi-quadrature $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ (rouge). (b) Signaux $I'(k)$ (bleu) et $Q'(k)$ (rouge) corrigés en quadrature. (c) Courbe de Lissajous des voies $I(k)$ et $Q(k)$. La forme spiroïdale résulte de la modulation de la puissance optique de la diode laser. (d) Lissajous circulaire dont les paramètres sont estimés en temps réel par le filtre de Kalman.

Afin de corriger les deux voies en quadrature, on va chercher à estimer en temps réel les 5 paramètres de l'ellipse. Cette opération est assurée par un filtre de Kalman. Un déroulement de la phase entre les deux voies corrigées (figure 2.3(b) et 2.3(d)) permet alors de remonter jusqu'à l'information de déplacement.

Une limitation d'une telle méthode réside dans le fait qu'un déplacement réel extrêmement faible engendre un déphasage trop faible pour permettre la formation d'un arc elliptique suffisamment important. En d'autres termes, s'il n'y a pas - ou trop peu - de déplacement, la différence de phase entre les voies $I(t)$ et $Q(t)$ reste constante, ce qui empêche la bonne estimation des paramètres de l'ellipse par le filtre de Kalman. Pour pallier ce problème, nous introduisons une information redondante dans le signal d'émission, information que l'on peut considérer comme un déplacement virtuel (ou fictif). Ce déplacement virtuel s'incorpore au signal d'émission comme une deuxième modulation sinusoïdale. Cette information de déplacement virtuel permet donc seulement d'entretenir la formation de l'ellipse résultante. Cependant, cette modulation provoque une déformation de la courbe de Lissajous, qui prend un caractère spiroïdal (figure 2.3(c)). Une fois l'estimation de phase effectuée, ce déplacement virtuel est filtré pour ne garder que le déplacement réel.

2.1.2 Performances du système LINES en sismométrie

Le système LINES s'est vu associé à plusieurs systèmes mécaniques de mesures de déformation du sol : inclinomètre longue base [Boudin et al., 2013], inclinomètre de forage [Chéry et al., 2012], [Chawah et al., 2015] et sismomètre [Bernard et al., 2019b], [Bernard et al., 2019a], [Bernard et al., 2017]. Une première campagne de caractérisation du système LINES dans sa version « sismomètre » s'est déroulée au sein de la Galerie anti-souffle (GAS) du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de 2012 à 2016. Ce laboratoire propose un environnement mécanique et thermique stable et dispose d'un certain nombre de capteurs de référence, indispensables à la caractérisation de notre équipement. En l'occurrence le sismomètre le plus proche du nôtre, un Streckeisen STS2 120s large bande était situé à environ 7 mètres de la partie mécanique du sismomètre optique.

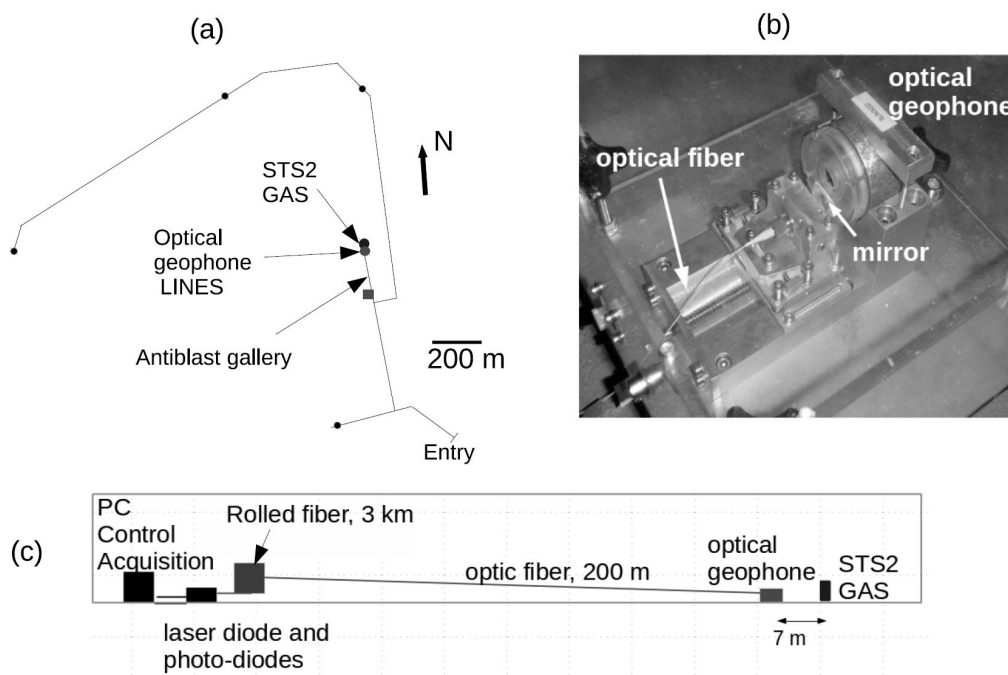


FIGURE 2.4 – Installation au Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB). (a) Carte du LSBB. GAS : galerie anti-souffle, STS2 : sismomètre large bande situé à proximité de la partie mécanique du capteur optique LINES ; (b) Installation du géophone optique ; (c) Schéma général de l'implantation du système [Bernard et al., 2019b].

La partie mécanique du sismomètre est basée sur un géophone passif - un Sercel L22 horizontal, reconditionné pour permettre la propagation du faisceau laser jusqu'à un miroir collé sur sa partie mobile. Bien entendu, une telle manipulation a pour incidence une légère modification de la fréquence propre du géophone, et de son facteur de qualité.

La partie opto-électronique utilisée durant du projet LINES s'appuie essentiellement sur du matériel commercial, que ce soit pour le conditionnement des signaux optiques (THORLABS), la génération et l'acquisition des signaux (National Instruments) et le traitement du signal associé. Nous verrons plus tard dans ce manuscrit que la solution utilisée aujourd'hui est devenue quasi-proprétaire, ce qui facilite notamment la modélisation et la maîtrise de nombreux phénomènes.

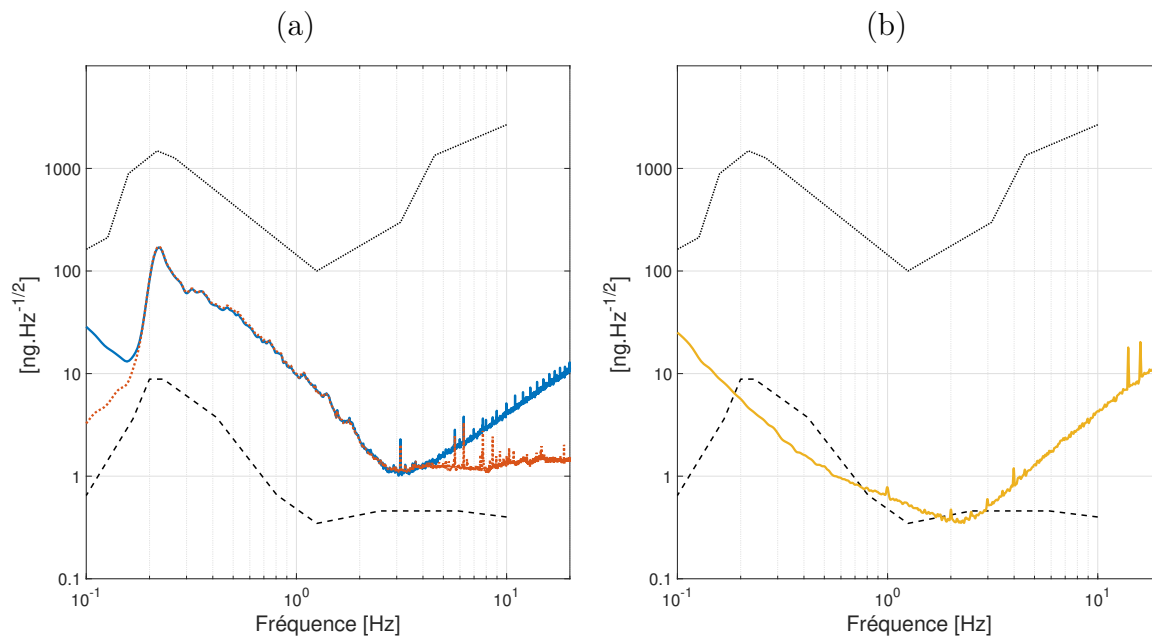


FIGURE 2.5 – Courbes de bruit (DSP) en accélération dans la Galerie anti-souffle (GAS) du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB). (a) Sur une journée, enregistrée par le géophone LINES au bout d’une fibre optique de 3 kilomètres (Bleu) et le STS2 (Rouge pointillés). (b) Mesure du plancher de bruit du géophone LINES (masse bloquée). Courbes noires pointillées : New Low Noise Model (NLNM) et New High Noise Model (NHNM) [Bernard et al., 2019b].

La figure 2.5 nous montre les résultats obtenus lors d’une campagne de mesure au LSBB. Tout d’abord, nous comparons la densité spectrale de puissance (DSP) en accélération de notre capteur avec celle du STS2, sur une journée (figure 2.5 (a)). En l’absence de séismes significatifs, le spectre de notre géophone est identique à celui du STS2 entre 0,15 et 5 Hz. Nous avons également cherché à faire une première analyse du bruit instrumental de notre système en positionnant le géophone sur un plan incliné, ce qui a pour conséquence de bloquer la masse interne et donc de figer la distance fibre-miroir. Ces mesures, réalisées sur une dizaine d’heures nous montrent que le niveau de bruit du système reste très proche du New Low Noise Model (NLNM) [Peterson, 1993] entre 0,2 et 3 Hz. En outre, il reste en dessous de $1 \text{ ng.Hz}^{-1/2}$ entre 0,3 et 5 Hz, et en dessous de $10 \text{ ng.Hz}^{-1/2}$ globalement. A noter que la forme en V des DSP du capteur provient de la correction instrumentale (ou déconvolution) appliquée aux signaux du géophone passif. Nous aborderons les aspects liés à la déconvolution des signaux de déplacement de la masse plus loin dans le manuscrit.

Le système LINES est resté en fonctionnement pendant plus de 2 ans, ce qui nous a permis d’enregistrer et analyser nombre de grands séismes lointains (téléséismes) et de petits séismes régionaux. La figure 2.6 présente les enregistrements du sismomètre LINES et du LSBB-STS2 lors du séisme de Sumatra en 2012 (M8,7). Un tel événement permet en effet de mettre en évidence les capacités large bande de notre système. On peut tout d’abord constater une très bonne correspondance entre les deux capteurs, que ce soit lors de l’arrivée des ondes P (0,2-10 Hz) et même dans le bruit de fond microsismique qui précède figure 2.6 (c). Les deux voies restent cohérentes jusqu’à 30 secondes de période lors de l’arrivée des ondes de surface figure 2.6 (b).

Au global, lors de cet évènement, nous avons pu mesurer une différence RMS inférieure à 1,5% dans la bande 0,01-1 Hz. Pour finir, le spectre sur les deux heures d'enregistrement de ce séisme figure 2.6 (d) nous permet d'estimer la bonne sensibilité du géophone 2Hz couplé au système LINES jusqu'à 250 secondes environ. Bien entendu, il s'agit d'une source sismique particulièrement énergétique. Les résultats présentés ici ont fait l'objet d'une publication en novembre 2019 dans *Seismological Research Letters* (SRL) [Bernard et al., 2019b].

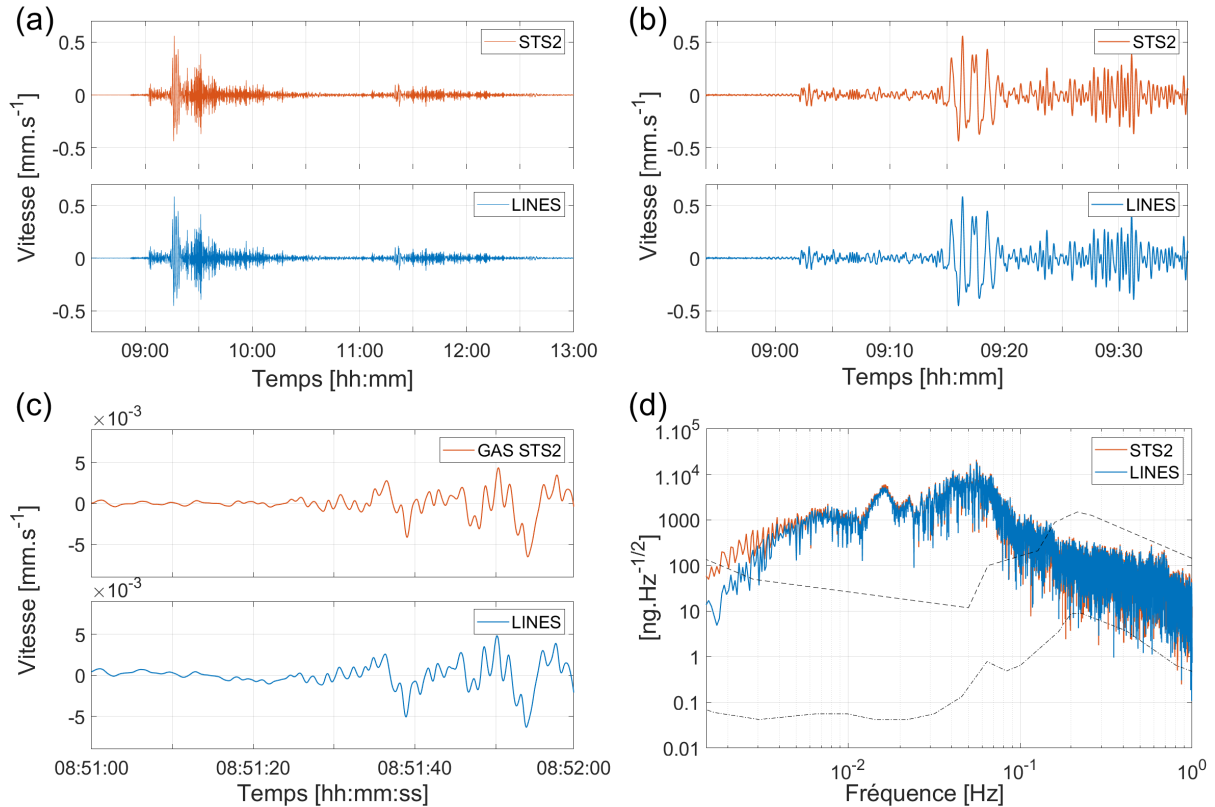


FIGURE 2.6 – Séisme de Sumatra, $M_w = 8,7$, le 11 avril 2012. Signaux du sismomètre LINES et du Streckeisen STS au LSBB (a) Vitesse du sol (composante horizontale), (b) 40 minutes de signaux de vitesse mettant en évidence les ondes S, (c) 60 secondes (environ) de signaux de vitesse proches de l'arrivée des ondes P et (d) spectre en accélération (DSP). Courbes noires pointillées, New Low Noise Model (NLNM) et New High Noise Model (NHNM) [Bernard et al., 2019b].

2.1.3 Problématique

Les campagnes de caractérisation et validation du capteur optique de déplacement associé à un géophone passif ont permis de valider le comportement sain du système LINES. Ceci étant, ces expérimentations ont été menées dans des environnements quasi-idéaux en termes de conditions environnementales (thermiques, mécaniques, anthropiques, etc.).

Ainsi, les effets de la variation de ces conditions sur la mesure n'ont que peu ou pas été étudiés. L'existence même d'un tel dispositif se justifie pourtant par son utilisation dans des environnements contraints. Ainsi, une modélisation la plus complète du système

permettra non seulement de comprendre et quantifier les effets environnementaux, mais également d'estimer au mieux les performances envisageables du capteur de déplacement dans un contexte particulier. En d'autres termes, nous allons chercher à dresser le bilan de bruit de la partie optique du système.

2.2 Modélisation comportementale de la diode laser

Nous présentons ici le fonctionnement général d'une diode laser analogue à celle utilisée dans le cadre de la thèse. On se basera principalement sur la diode laser Eblana 1310nm EP1310-DM-B, et également la diode laser EBLANA EP1550-NLW-B-100.

2.2.1 Modèle statique

La figure 2.7, extraite de la fiche technique de la diode laser Eblana (consultable en annexe E) utilisée dans le cadre de nos travaux, présente la caractéristique courant-puissance d'une diode laser. Le courant de seuil I_{th} (équation 2.5) et la pente de la caractéristique η (équation 2.6) varient tous les deux avec la température de jonction T_J . On peut décrire ces relations comme suit :

$$I_{th} = I_{th_ref} \cdot e^{\frac{\Delta T_J}{T_0}} \quad , \quad (2.5)$$

$$\eta = \eta_{ref} \cdot e^{\frac{-\Delta T_J}{T_1}} \quad . \quad (2.6)$$

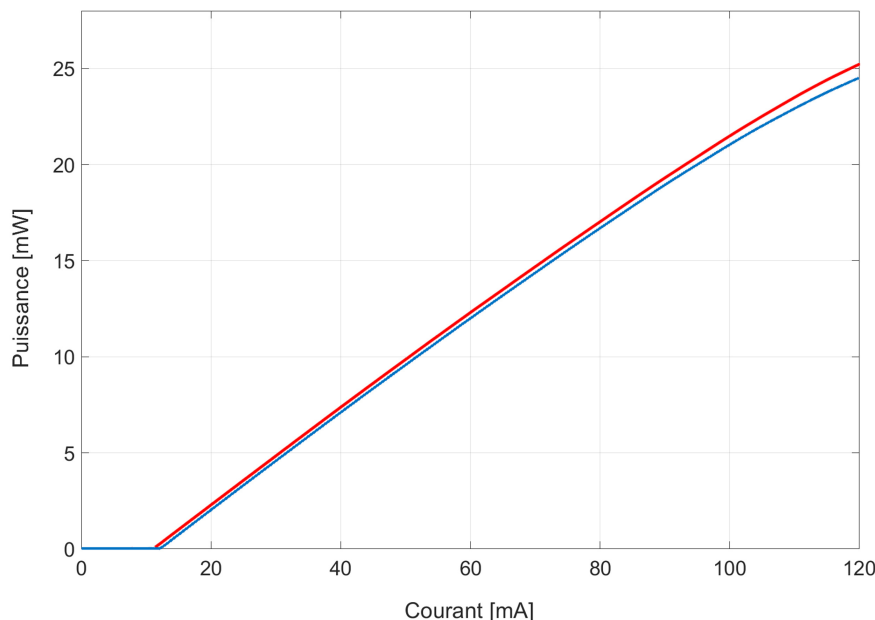


FIGURE 2.7 – Caractéristique courant-puissance optique d'une diode laser Eblana EP1310-DM-B, pour différentes valeurs de température. Rouge : 25°C - Bleu : 35°C.

Ainsi, lorsque la température augmente, le courant de seuil augmente, et la pente de la caractéristique diminue. Les paramètres T_0 la température de seuil caractéristique et T_1 la température caractéristique de pente, sont des paramètres empiriques permettant de

décrire quantitativement la sensibilité d'une diode laser à un changement de la température de jonction $\Delta T_J = T_J - T_{J_ref}$. On peut les estimer grâce aux données constructeur, principalement la caractéristique courant puissance déterminée à une température donnée.

2.2.2 Dépendance à la température et au courant d'injection

2.2.2.1 Dépendance de la longueur d'onde

Nous avons précédemment présenté le fonctionnement de l'EFFPI. Ce dernier introduit notamment la notion de modulation de la longueur d'onde de la diode laser. La longueur d'onde d'un laser à semi-conducteur est déterminée par construction ; ici la répartition des bandes d'énergie dans le matériau. Cette longueur d'onde peut changer en fonction de la température de jonction de la diode laser et du courant électrique.

Dans des conditions standards de conditionnement, la fréquence du laser évolue en fonction de la température, non seulement par son action sur la structure même de la cavité optique (i.e. sa longueur), mais également de par la dépendance de la longueur d'onde à la température (comme dit précédemment). Ainsi, l'évolution de la longueur d'onde résultante dépend de deux caractéristiques distinctes, qui ne sont pas de même nature. Elle varie linéairement avec la modification de la structure de la cavité, mais présente également des sauts de modes longitudinaux ([Ogasawara et al., 1983]). Heureusement les technologies actuelles de fabrication de laser à semi-conducteurs permettent, dans une certaine mesure, d'éviter les sauts de modes lors d'une utilisation dite normale. Dans la suite, on considérera $\alpha_{T\lambda}$, ce coefficient de sensibilité de la longueur d'onde par rapport à la température.

Par ailleurs, la longueur d'onde d'une diode laser varie en fonction du courant électrique d'injection, ce qui modifie la densité des porteurs de charge dans le matériau semi-conducteur - et donc l'indice de réfraction de la cavité, mais aussi la température par effet Joule. Tout cela concourt également à la modification de la longueur d'onde du laser. Dans la suite, on considérera $\alpha_{I\lambda}$, ce coefficient de sensibilité en courant de la longueur d'onde. La relation liant la variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ au courant d'injection et à la température de jonction T_J s'écrit au premier ordre :

$$\Delta\lambda(I, T_J) = \alpha_{I\lambda} \cdot [I(t) - I_0] + \alpha_{T\lambda} \cdot [T_J(t) - T_{J0}] \quad . \quad (2.7)$$

Plus largement, on peut introduire un terme de longueur d'onde de référence λ_0 , dépendant de I_0 et T_{J0} . La relation 2.7 s'écrit maintenant comme suit :

$$\lambda(I, T_J) = \lambda_0(I_0, T_{J0}) + \alpha_{I\lambda} \cdot [I(t) - I_0] + \alpha_{T\lambda} \cdot [T_J(t) - T_{J0}] \quad . \quad (2.8)$$

Nous souhaitons disposer d'un modèle incluant la phase optique instantanée résultante de cette variation de longueur d'onde de la diode laser (cf. équation 2.2), et par extension la fréquence optique instantanée $\nu(t)$ du signal optique émis. Cette fréquence instantanée peut s'écrire :

$$\nu(t) = \frac{c_0}{\lambda(I, T_J)} = \frac{c_0}{\lambda_0(I_0, T_{J0}) + \alpha_{I\lambda} \cdot [I(t) - I_0] + \alpha_{T\lambda} \cdot [T_J(t) - T_{J0}]} \quad , \quad (2.9)$$

soit

$$\nu(t) = \frac{c_0}{\lambda_0(I_0, T_{J0}) \left[1 + \frac{\alpha_{I\lambda} \cdot [I(t) - I_0]}{\lambda_0(I_0, T_{J0})} + \frac{\alpha_{T\lambda} \cdot [T_J(t) - T_{J0}]}{\lambda_0(I_0, T_{J0})} \right]} \quad . \quad (2.10)$$

Les deux termes au dénominateur incluant $\alpha_{I\lambda}$ et $\alpha_{T\lambda}$ sont négligeables devant 1. On effectue ici un développement limité au premier ordre, qui nous mène à la relation suivante :

$$\nu(t) \simeq \frac{c_0}{\lambda_0(I_0, T_{J0})} - \frac{c_0 \alpha_{I\lambda}}{\lambda_0^2(I_0, T_{J0})} [I(t) - I_0] - \frac{c_0 \alpha_{T\lambda}}{\lambda_0^2(I_0, T_{J0})} [T_J(t) - T_{J0}] \quad , \quad (2.11)$$

donc

$$\nu(t) \simeq \nu_0 - \alpha_{FI}(I(t) - I_0) - \alpha_{FT}(T_J(t) - T_{J0}) \quad , \quad (2.12)$$

avec :

- ν_0 la fréquence optique de référence de la diode laser ;
- c_0 la vitesse de la lumière dans le vide ;
- $\nu_0 = c_0/\lambda_0(I_0, T_{J0})$ la fréquence centrale de la diode laser ;
- $\alpha_{FI} = c_0 \cdot \alpha_{I\lambda}/\lambda_0^2(I_0, T_{J0})$ le coefficient de sensibilité en courant de la fréquence centrale de la diode laser ;
- $\alpha_{FT} = c_0 \cdot \alpha_{T\lambda}/\lambda_0^2(I_0, T_{J0})$ le coefficient de sensibilité en température de la fréquence centrale de la diode laser.

2.2.2.2 Dépendance de la puissance optique

La puissance optique en sortie de la diode laser dépend également du courant injecté. On peut observer la caractéristique courant-puissance optique figure 2.7. Ce sont donc deux modulations - l'une en amplitude et l'autre en fréquence, qui cohabitent dans ce système optique, avec des caractéristiques différentes en termes de sensibilité et de phase.

La caractéristique courant - puissance optique (P_{opt}) vue précédemment nous permet d'écrire la relation liant la variation de puissance optique au courant d'injection I et à la température T_J :

$$\Delta P_{opt}(I, T_J) = \eta \cdot (I - I_{th}(T_J)) \quad . \quad (2.13)$$

En reprenant les équations 2.5 et 2.6, l'expression précédente devient :

$$P_{opt}(I, T_J) = \eta_{ref} \cdot e^{-\frac{T_J - T_{J_{ref}}}{T_1}} \cdot \left(I - I_{th_{ref}} \cdot e^{\frac{T_J - T_{J_{ref}}}{T_0}} \right) + P_{I_0 T_0} \quad , \quad (2.14)$$

avec $P_{I_0 T_0}$ la puissance optique dans des conditions initiales connues (I_0, T_0). A ce stade, on peut également introduire le fait que la température de jonction dépend également du courant d'injection I .

2.2.2.3 Signal optique en sortie de diode laser

On peut désormais écrire un modèle du signal optique $S_{DL}(t)$ (notons qu'il s'agit de l'amplitude du champ électrique, qui est un signal à puissance moyenne finie) en sortie de diode laser en fonction des modèles décrits précédemment comme suit :

$$S_{DL}(t) = \sqrt{2.P_{opt}(I, T_J)} \cos[\phi(t) + \phi_0] \quad , \quad (2.15)$$

$$= \sqrt{2.P_{opt}(I, T_J)} \cos\left[2\pi \int_0^t \nu(\rho)d\rho + \phi_0\right] \quad . \quad (2.16)$$

On peut désormais décrire le modèle de la diode laser sous la forme schématique présentée figure 2.8. On a volontairement simplifié un certain nombre de choses, notamment en termes de variation de puissance optique, du fait de la faible excursion *a priori* de la pente η de la caractéristique courant-puissance. Ce modèle peut simuler un signal de sortie de diode laser, signal qui viendra ensuite alimenter la chaîne optique, et *in fine* la photodiode.

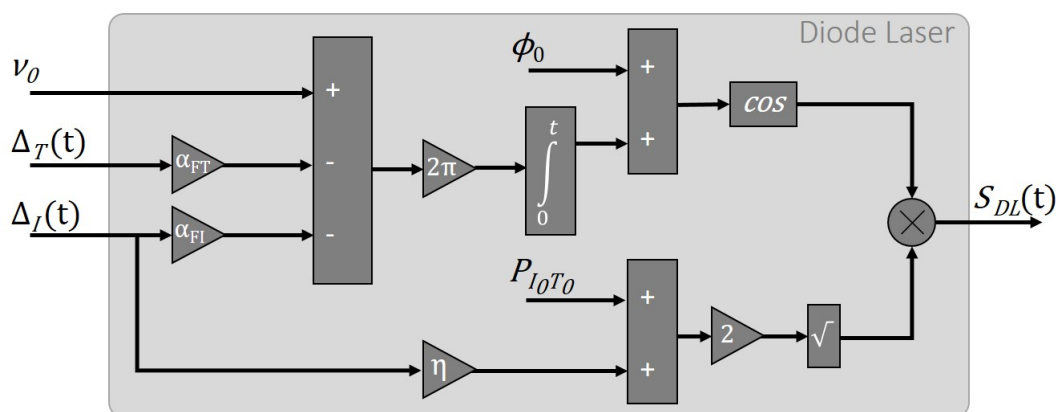


FIGURE 2.8 – Modèle comportemental de la diode laser utilisée.

2.2.2.4 Quelques ordres de grandeurs

En nous basant sur les données constructeur, nous pouvons dresser les tableaux 2.1 et 2.2 synthétisant les valeurs des différentes variables énoncées précédemment. Ces tables nous renseignent sur les plages de fonctionnement de nos équipements et sur l'importance des variations environnementales sur le comportement des sources laser, d'autant plus lorsque nous cherchons à introduire une modulation du courant de polarisation de ces dernières. Ainsi, cette façon de conditionner la diode laser nous amène à considérer la modulation de sa longueur d'onde mais également la modulation de sa puissance optique.

On propose ici un modèle simple de la longueur d'onde en fonction du courant et de la température, et de la puissance optique en fonction du courant et de la température. Les sections suivantes vont nous amener à considérer différentes sources de bruit à prendre en compte dans le modèle. Nous nous proposons d'introduire à présent la notion de bruit de phase du laser, ce qui nous conduira à des observations autour de la largeur spectrale de notre diode laser et de sa longueur de cohérence.

EBLANA EP1310-ADF-B		
Nom variable	Valeur	Unité
$\alpha_{I\lambda}$	8-20	pm/mA
$\alpha_{T\lambda}$	70-140	pm/°C
$\lambda_0(I_0, T_{J0})^*$	1310	nm
$F_{I_0T_0}$	229 x10 ¹²	Hz
α_{FI}	1,4-3,5 x10 ⁹	Hz/mA
α_{FT}	12,2-24,5 x10 ⁹	Hz/°C
η	0,14-0,2	mW/mA
$P_{I_0T_0}^{**}$	15	mW

TABLE 2.1 – Valeurs nominales des paramètres de la diode laser EBLANA 1310nm. * pour $I_0 = 50$ mA et $T_0 = 25^\circ\text{C}$. ** pour $I_0 = 60$ mA et $T_0 = 25^\circ\text{C}$.

EP1550-NLW-B-100		
Nom variable	Valeur (typ.)	Unité
$\alpha_{I\lambda}$	3	pm/mA
$\alpha_{T\lambda}$	90	pm/°C
$\lambda_0(I_0, T_{J0})^*$	1550	nm
$F_{I_0T_0}$	193 x10 ¹²	Hz
α_{FI}	0,37 x10 ⁹	Hz/mA
α_{FT}	12,2 x10 ⁹	Hz/°C
η	0,04	mW/mA
$P_{I_0T_0}^{**}$	6	mW

TABLE 2.2 – Valeurs nominales des paramètres de la diode laser EBLANA 1550nm. * pour $I_0 = 155$ mA et $T_0 = 25^\circ\text{C}$. ** pour $I_0 = 155$ mA et $T_0 = 25^\circ\text{C}$.

2.2.3 Bruit de fréquence ou de phase

A l'instar de tout système physique, les diodes laser sont sujettes à un certains nombre de phénomènes perturbateurs, en général aléatoires, que nous regroupons sous le terme générique de *bruits*. Ces phénomènes largement décrits dans la littérature ont un impact important sur la qualité des mesures effectuées notamment dans le cadre d'une utilisation en interférométrie. La qualification et l'estimation des contributions de différentes sources de bruit à l'échelle de notre système, nous amènent rapidement à considérer la diode laser comme le lieu le plus déterminant à la qualité de la mesure. Nous présenterons plus loin un certain nombre d'éléments quantitatifs de l'impact des bruits laser sur l'estimation de la distance fibre-miroir de notre système. Ceci étant, il convient tout d'abord d'identifier les sources de bruit, de les modéliser, et d'intégrer ces modèles au sein de la chaîne opto-électronique de notre interrogateur optique.

2.2.3.1 Modèle général

Reprenant l'expression du signal en sortie de diode laser (équation 2.15), on peut décrire la fréquence instantanée d'une onde lumineuse monochromatique non modulée ν comme :

$$\nu(t) = \nu_0 + \nu_n(t) \quad , \quad (2.17)$$

avec ν_0 la fréquence centrale du laser, et $\nu_n(t)$ la fluctuation de fréquence aléatoire de la fréquence instantanée dont nous allons détailler les composantes par la suite. Pour des raisons de commodité de lecture, nous remplacerons $\nu(t)$ par ν dans la suite de cette section. La représentation complexe du champ électrique $E(t)$ associé à cette onde lumineuse monochromatique produite par la diode laser s'écrit :

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i(2\pi\nu t + \phi_0)} \quad , \quad (2.18)$$

avec ϕ_0 une phase aléatoire.

La forme la plus communément utilisée pour caractériser le spectre optique d'un laser, et donc visualiser le bruit dû à la fluctuation aléatoire de fréquence (et donc de phase) de la source laser, est la densité spectrale de puissance (DSP) de son champ électrique. Nous noterons cette DSP $\Gamma_E(\nu)$. Considérant le processus d'émission comme stochastique stationnaire, le théorème de Wiener-Khintchine nous permet de définir la DSP $\Gamma_E(\nu)$ du champ électrique $E(t)$ comme étant la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $\varphi_{EE}(\tau)$ du champ $E(t)$:

$$\varphi_{EE}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t - \tau)dt \quad , \quad (2.19)$$

$$\Gamma_E(\nu) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{EE}(\tau)e^{-i2\pi\nu\tau}d\tau \quad . \quad (2.20)$$

Si le champ électromagnétique ne présente aucun bruit de fréquence, on peut assimiler le spectre de puissance à un DIRAC localisé en ν_0 . En réalité, la présence de bruit entraîne la distribution en fréquence de la puissance émise par le laser, étalant ainsi le spectre de

puissance autour de ν_0 . On nommera cette représentation caractéristique : raie laser. L'indicateur fréquemment utilisé, d'après les études de [Schawlow and Townes, 1958], pour caractériser cet étalement est la largeur de raie à mi-hauteur de son maximum : Full Width Half Maximum, ou largeur de raie spectrale à mi-hauteur de son maximum de la diode laser (FWHM).

On distingue deux sources principales de bruit au niveau de la diode laser. Le premier, dit bruit quantique, est lié à l'émission spontanée toujours présente même lorsque le laser est en fonctionnement nominal. Ces fluctuations de phase causées par ce processus d'émission spontanée définissent le caractère lorentzien de la raie laser (i.e. sa largeur de raie intrinsèque). La seconde source de bruit, en général plus importante que la première, provient de la variation de la géométrie de la cavité optique (à cause des variations de température notamment), et des variations des paramètres physiques du milieu au sein de la cavité optique (température, pression et donc indice). La qualité du processus de stimulation de la cavité laser est également partie prenante de ce bruit. Cette seconde source de bruit vient s'ajouter à la première, lui ajoutant un caractère gaussien.

Les travaux de [Elliott et al., 1982] ont montré que l'on peut décrire l'autocorrélation $\varphi_{EE}(\tau)$ du champ électrique de la diode laser comme suit :

$$\varphi_{EE}(\tau) = E_0^2 \cdot e^{i2\pi\nu_0\tau} \cdot e^{-2 \int_0^\infty \Gamma_\nu(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df} \quad , \quad (2.21)$$

où $\Gamma_\nu(f)$ désigne la DSP du bruit en fréquence. On peut ainsi développer l'expression 2.20 :

$$\Gamma_E(\nu) = 2 \cdot E_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i2\pi\nu\tau} \cdot e^{i2\pi\nu_0\tau} \cdot e^{-2 \int_0^\infty \Gamma_\nu(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df} d\tau \quad (2.22)$$

$$= 2 \cdot E_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi(\nu_0-\nu)\tau} \cdot e^{-2 \int_0^\infty \Gamma_\nu(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{f^2} df} d\tau \quad . \quad (2.23)$$

La DSP du bruit de fréquence $\Gamma_\nu(f)$ contient la somme des différents bruits de fréquence survenant dans le processus de génération de l'onde lumineuse énoncé précédemment. On en considère deux ici, que nous désignerons ensuite comme le bruit blanc et le bruit de scintillement (*flicker noise*) :

$$\Gamma_\nu(f) = \sum_{l=0}^1 \frac{h_l}{f^l} \quad . \quad (2.24)$$

Les coefficients de bruit h_0 et h_1 (en Hz^2/Hz) représentent respectivement le niveau de DSP de bruit en fréquence du bruit blanc et du bruit de scintillement. A noter que dans la suite de ce manuscrit, nous ferons parfois référence au bruit de scintillement comme le bruit en $1/f$. L'équation 2.24 devient donc :

$$\Gamma_\nu(f) = h_0 + \frac{h_1}{f} \quad . \quad (2.25)$$

Plus exactement, la DSP en fréquence du bruit de scintillement se modélise comme une fonction en $\alpha.f^{-\alpha}$ avec $1 \leq \alpha \leq 2$. L'équation 2.25 devient donc :

$$\Gamma_\nu(f) = h_0 + \frac{\alpha.h_1}{f^\alpha} \quad . \quad (2.26)$$

Par ailleurs, notons que la DSP du bruit de phase $\Gamma_\phi(f)$ est lié à la DSP du bruit de fréquence par :

$$\Gamma_\phi(f) = \frac{\Gamma_\nu(f)}{f^2} \quad . \quad (2.27)$$

On retrouve bien ce terme dans l'équation 2.23. D'un point de vue général, [O'Mahony and Henning, 1983] décrivent le spectre optique d'un laser comme le produit de convolution d'une fonction lorentzienne et d'une fonction gaussienne. Cette conclusion nous ramène à ce que nous avons écrit plus haut, à savoir que les principaux types de bruit présentent ces deux caractères. Le résultat est appelé fonction de Voigt ([Olivero and Longbothum, 1977] et [Stéphan et al., 2005]). La figure 2.9 présente plusieurs fonctions de Voigt normalisées ayant la même largeur de raie à mi-hauteur. La courbe bleue montre le cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction gaussienne, la courbe rouge montre le cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction lorentzienne.

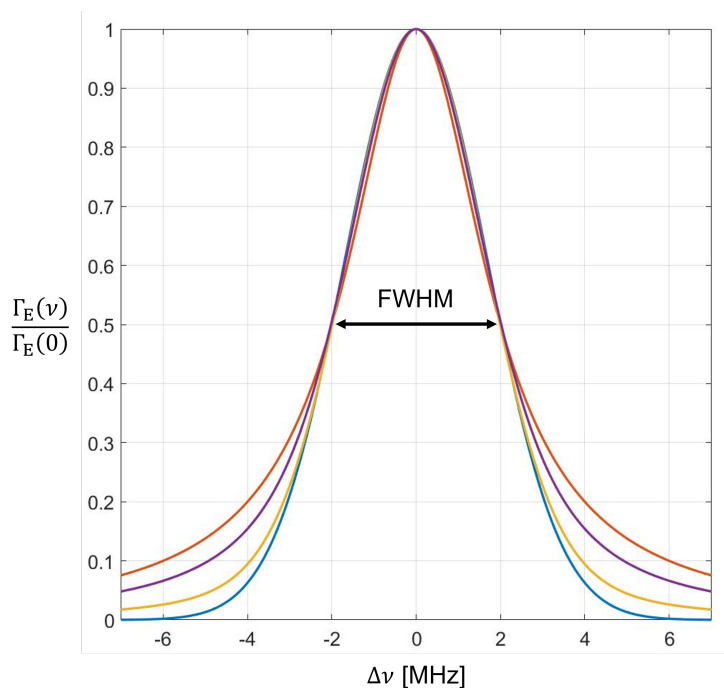


FIGURE 2.9 – Exemples de spectres de puissance du champ électrique, normalisés, centrés sur ν_0 . Les raies laser se présentent comme des fonctions de Voigt (convolution de fonctions gaussiennes et de fonctions lorentziennes) présentant toutes la même largeur de raie (FWHM). Courbe bleue : cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction gaussienne. Courbe rouge : cas limite où la fonction de Voigt s'apparente à une fonction lorentzienne.

2.2.3.2 Bruit blanc seul

Dans ce cas, les équations 2.24 et 2.25 donnent :

$$\Gamma_{\phi}(f) = \frac{h_0}{f^2} \quad , \quad (2.28)$$

et l'équation 2.23 est intégrable, et donne l'expression de la DSP du champ électrique de l'onde lumineuse :

$$\Gamma_E(\nu) = E_0^2 \cdot \frac{h_0}{(\nu - \nu_0)^2 + (\pi h_0/2)^2} \quad . \quad (2.29)$$

La forme du spectre en fréquence est alors une fonction lorentzienne avec une largeur de raie laser FWHM s'écrivant :

$$\text{FWHM} = \Delta\nu = \pi h_0 \quad . \quad (2.30)$$

2.2.3.3 Bruit de scintillement seul

Dans ce cas, les équations 2.24 et 2.26 donnent :

$$\Gamma_{\phi}(f) = \frac{h_1}{f^2} \frac{\alpha}{f^{\alpha}} \quad , \quad (2.31)$$

et l'équation 2.24 devient :

$$\Gamma_E(\nu) = 2 \cdot E_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi(\nu_0 - \nu)\tau} e^{-2 \int_0^{\infty} \alpha \cdot h_1 \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{f^{2+\alpha}} df} \quad . \quad (2.32)$$

La difficulté ici vient du fait que l'intégrale contenant la DSP du bruit de fréquence h_1 n'est pas définie en 0 (i.e. pas observable sur un temps infini). On peut néanmoins introduire la notion de temps d'observation T_{OBS} , ce qui peut conduire à une résolution numérique de l'équation 2.32. Ceci étant, nous allons aborder cet aspect des choses de manière simplifiée.

[Di Domenico et al., 2010] propose une approche basée sur le fait que les deux sources de bruit évoquées ci-avant prévalent dans des régions spectrales différentes. Ainsi, la partie basse-fréquence du spectre de bruit laser est largement dominée par le bruit en $1/f$, tandis que la partie haute-fréquence est un bruit blanc. Ces deux régions sont séparées à la fréquence f_{β} par une ligne appelée β -line, dont la formule est donnée comme :

$$\Gamma_{\nu}(f) = \frac{8 \ln(2)}{\pi^2} f \quad . \quad (2.33)$$

La figure 2.10 présente une DSP de bruit typique accompagnée de la β -line. Toujours selon [Di Domenico et al., 2010], on peut estimer la largeur de raie laser avec une imprécision d'environ 10%, sous certaines conditions (de temps d'observation notamment). Il distingue deux cas, en fonction du coefficient α (équation 2.26 et 2.32). La courbe présentée figure 2.10 présente le cas $\alpha = 1$.

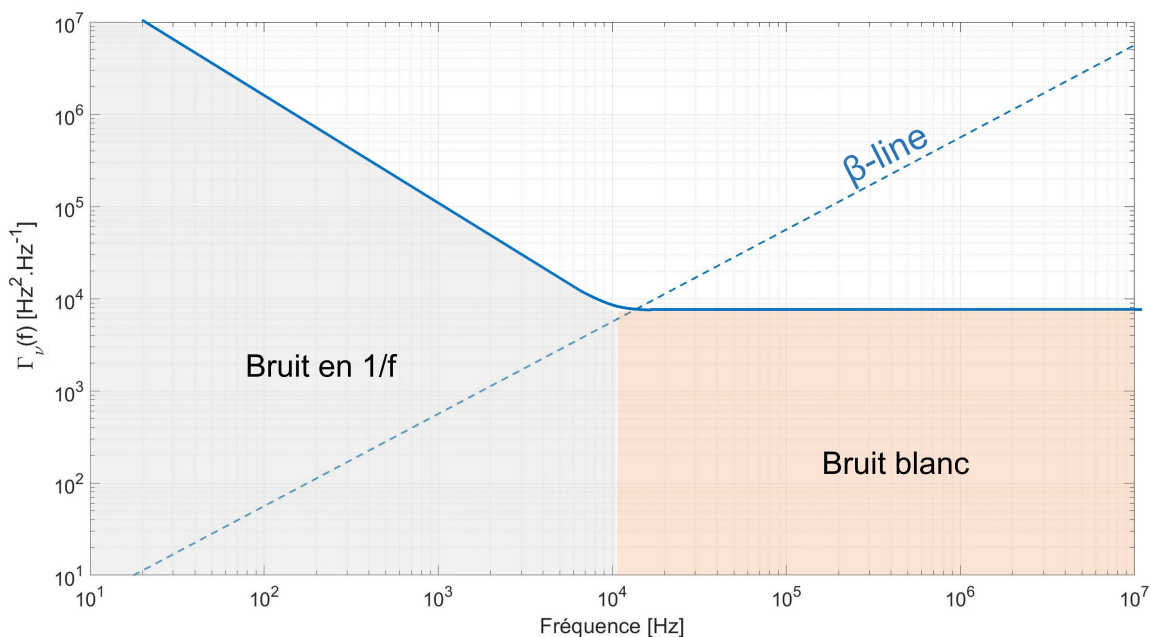


FIGURE 2.10 – Densité spectrale de puissance d’un bruit de fréquence d’une diode laser. On observe une composante BF en $1/f$ et une composante de bruit blanc prédominante en HF. La droite en pointillés séparant les deux parties de la DSP est donnée par l’équation 2.33.

Ces modèles proposés donnent des approximations tout à fait pertinentes qui sont utilisées notamment pour le dimensionnement d’une boucle de contrôle du laser notamment. A notre échelle, cette approche permet tout d’abord d’évaluer le niveau de bruit de phase attendu pour une diode laser donnée. En effet, connaissant la largeur de raie de la diode EBLANA 1310, on peut effectuer une rapide estimation de la fréquence maximale de croisement $f_{\beta-1310}$ entre le niveau de bruit blanc et la β -line. Si la valeur maximale de la FWHM (donnée par le constructeur), $\Delta\nu = 2$ MHz, alors :

$$\begin{aligned} h_0 &= \frac{\Delta\nu}{\pi} = \frac{2 \cdot 10^6}{\pi} \quad , \\ &= 6,4 \cdot 10^5 \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad . \end{aligned} \quad (2.34)$$

On en déduit une estimation de la fréquence de croisement avec la β -line (équation 2.33) :

$$\begin{aligned} f_{\beta-1310} &= \Gamma_\nu(f > f_{\beta-1310}) \cdot \frac{\pi^2}{8 \ln(2)} \quad , \\ &= 6,4 \cdot 10^5 \cdot \frac{\pi^2}{8 \ln(2)} \quad , \\ &= 1,14 \cdot 10^6 \text{ Hz} \quad . \end{aligned} \quad (2.35)$$

De la même manière, la diode EBLANA 1550 nous donne la fréquence de croisement $f_{\beta-1550} = 60$ kHz. Nous présentons figure 2.11 les DSP de bruit attendues pour les deux diodes. Finalement, on ajoute le bruit de fréquence au modèle de diode laser proposé figure 2.8, ce qui nous donne le modèle plus complet figure 2.12.

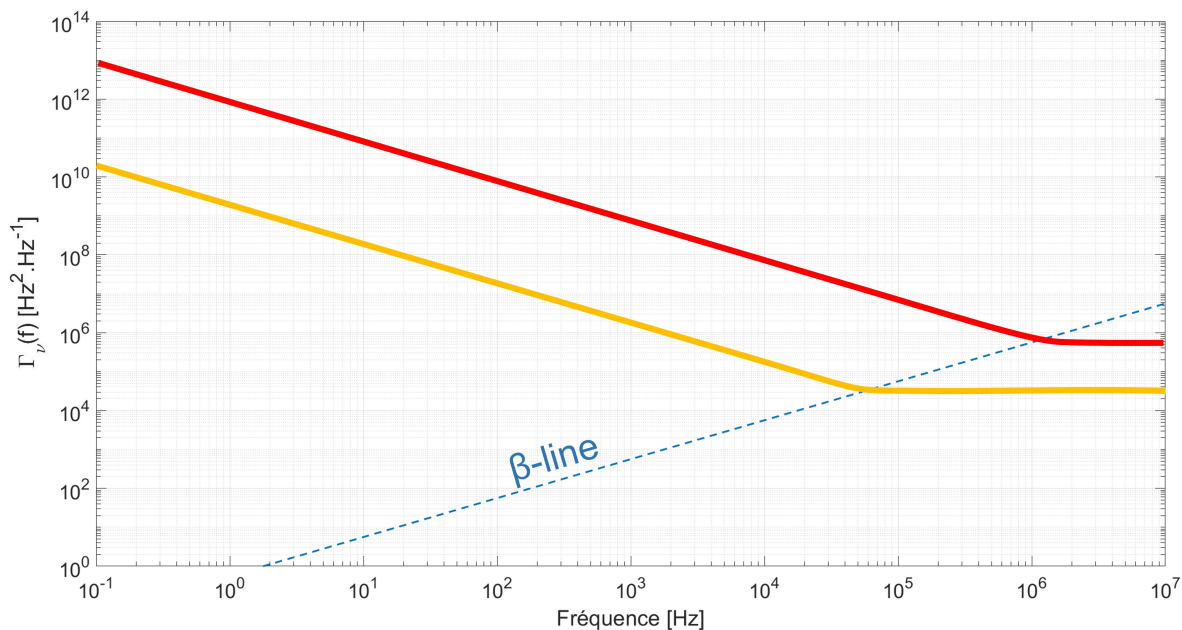


FIGURE 2.11 – DSP du bruit de fréquence théorique des diodes laser EBLANA. Rouge : EBLANA 1310nm - Jaune : EBLANA 1550nm. La droite en pointillés séparant les deux parties de la DSP est donnée par l'équation 2.33.

Pour finir, on peut également introduire ici la longueur de cohérence, fortement corrélée à la FWHM [Goodman, 1985], donnée par :

$$L_{coh} = \frac{c}{\pi \cdot \Delta\nu} \quad . \quad (2.36)$$

Pour notre diode laser à 1310 nm, cela représente une cinquantaine de mètres. Nous reviendrons sur ces éléments de modélisation dans la section 2.7, lorsque nous chercherons à valider les modèles optiques que nous allons détailler dans les sections suivantes.

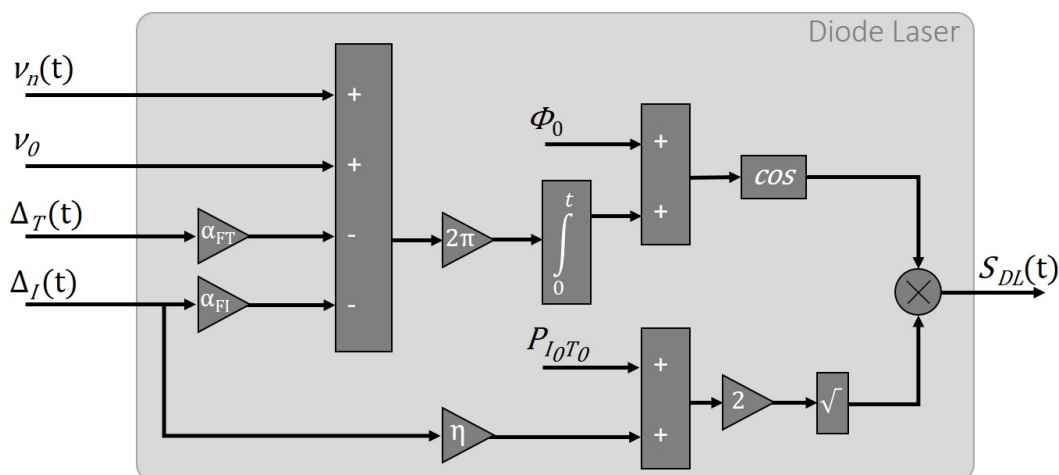


FIGURE 2.12 – Modèle comportemental de la diode laser avec ajout du bruit de fréquence de la diode laser $\nu_n(t)$.

2.3 Modèle de la chaîne optique

2.3.1 Introduction

Nous cherchons ici à modéliser de façon générale la chaîne de transmission optique liant le signal émit par une diode laser au signal reçu par une photodiode dans un dispositif interférométrique - l'onde incidente interfère avec l'onde réfléchi par un objet en mouvement en bout de ligne. Comme présenté précédemment, l'évolution du signal interférométrique permet ensuite de remonter au déplacement de l'objet par rapport au bout de la fibre.

Le système que nous allons considérer est présenté figure 2.13. Il comprend les éléments suivants :

- Une diode laser émettant une onde quasi-monochromatique que nous considérons plane et progressive ;
- Un circulateur, dispositif permettant d'envoyer le signal de la diode laser vers la cible, et le signal retour (interférométrique) vers la photodiode ;
- Une (ou plusieurs) fibre optique monomode de longueur L_i , d'indice de réfraction n_i et de coefficient d'atténuation linéique α_i ;
- D'éventuels adaptateurs reliant les différents tronçons de fibre optique ;
- Un collimateur ;
- Une cavité Fabry-Pérot extrinsèque de longueur L_c et un indice de réfraction n_c entre l'extrémité de la fibre et un miroir collé sur la cible en mouvement.

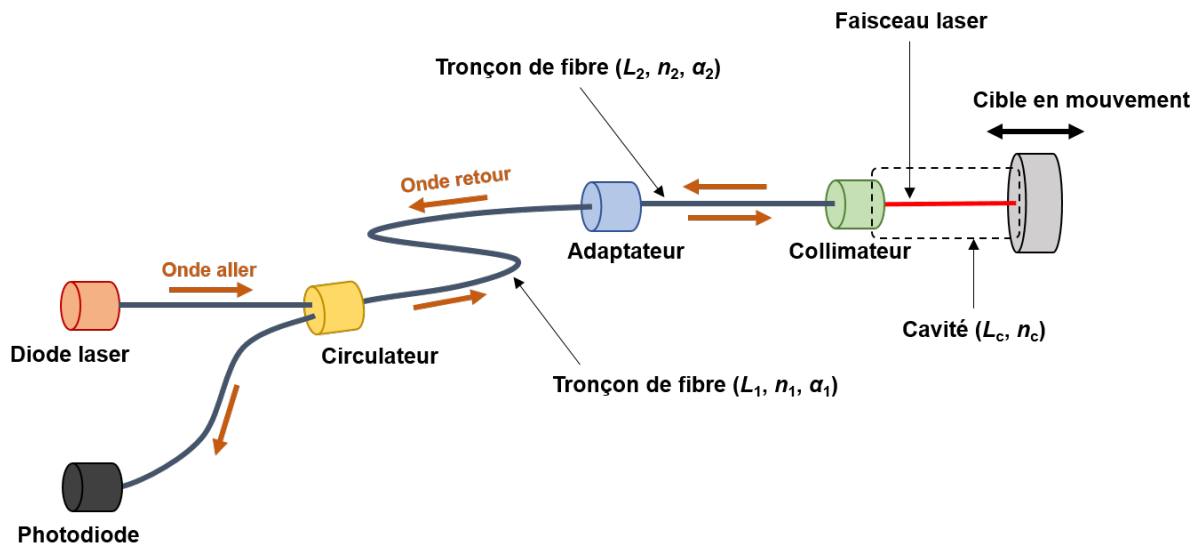


FIGURE 2.13 – Vue schématique du montage global type pour la mesure de déplacement d'une cible en mouvement par interférométrie Fabry-Pérot extrinsèque.

Il est important de mentionner ici le fait que nous allons effectuer un travail de modélisation en vue d'évaluer les effets du bruit de phase de la diode laser sur le signal interférométrique. Ces développements vont se faire en posant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Ainsi, nous ne considérons pas la polarisation de l'onde lumineuse, afin de pouvoir utiliser des grandeurs scalaires pour les champs électrique et magnétique

- ce qui va considérablement simplifier l'écriture.

Par ailleurs, nous considérons dans notre étude que la longueur de cohérence de la source laser² est très grande devant la distance fibre-miroir³. Ce postulat tient tant que nous restons dans un paradigme de mesure optique courte distance. Nous pourrions nous poser plus sérieusement la question dans un contexte d'extensométrie sur fibres longues (de l'ordre de la centaine de mètres). Dans ce cas, la prise en compte de la faible cohérence entre l'onde aller et l'onde retour deviendrait indispensable.

Pour modéliser l'ensemble des interactions (atténuations, réflexions, etc.) se produisant tout au long d'une chaîne de transmission composée d'éléments multiples, nous allons procéder à une première modélisation simple utilisant le formalisme de propagation des ondes dans un cas particulier. Puis, nous ferons appel au formalisme de matrices de transfert, largement utilisé dans le cadre des lignes de transmission, afin de décrire des cas plus généraux. Enfin, nous aboutirons à un modèle de réponse impulsionnelle pour un système complexe de réflexions multiples au sein du dispositif.

2.3.2 Modèles élémentaires des composants optiques

Nous considérons ici une onde progressive, plane, monochromatique, de fréquence ν se propageant le long d'une fibre de longueur L_1 dans le sens des r positifs. Les champs E et H , électrique et magnétique respectivement, sont perpendiculaires à l'axe r (i.e. les angles d'incidence aux interfaces sont nuls). On considère $r = 0$ comme la mesure du champ électromagnétique à la sortie de la diode laser (vu par la photodiode virtuellement). Le signal optique traverse ensuite la cavité Fabry-Pérot de longueur L_2 jusqu'au miroir⁴. On ne tient pas compte pour l'instant des éléments optiques comme le circulateur et le collimateur.

2.3.2.1 La fibre optique

Le champ électromagnétique sortant de la diode laser s'écrit :

$$E_{DL}(t, r) = \text{Re}[E_0 e^{-\alpha_1 r} e^{-ik_1 r} e^{i\omega t}] \quad , \quad (2.37)$$

avec :

- E_0 l'amplitude complexe du champ électrique de l'onde générée par la diode laser ;
- α_1 le coefficient d'atténuation linéique dans la fibre optique ;
- $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_1$ le nombre d'onde dans la fibre optique ;
- n_1 l'indice de réfraction dans la fibre optique ;
- λ_1 la longueur d'onde dans la fibre optique.

2. Environ 40 mètres pour la diode EBLANA 1310nm

3. Quelques millimètres (ordre de grandeur)

4. On notera ici le changement de dénomination par rapport à la figure 2.13, ceci pour simplifier l'écriture.

On pose $\gamma_1 = \alpha_1 r + ik_1 r$ la constante de propagation de la ligne. Les champs électrique et magnétique en n'importe quel point le long de l'axe de propagation r sont une superposition de l'onde électromagnétique se propageant dans un sens et dans l'autre :

$$\begin{aligned} E(r) &= E_0 e^{-\gamma_1 r} + E_b e^{\gamma_1 r} \quad , \\ H(r) &= \frac{1}{Z_{c1}} (E_0 e^{-\gamma_1 r} - E_b e^{\gamma_1 r}) \quad , \end{aligned} \quad (2.38)$$

avec :

- Z_{c1} l'impédance caractéristique de la fibre optique ;
- E_b l'amplitude du champ électrique se propageant dans le sens des r négatifs.

A ce stade, nous introduisons la notion de réflexion, modélisée par un coefficient $R(r)$, traduisant le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente :

$$\begin{aligned} R(r) &= \frac{E_b e^{\gamma_1 r}}{E_0 e^{-\gamma_1 r}} \quad , \\ &= \frac{E_b}{E_0} e^{+2\gamma_1 r} \quad . \end{aligned} \quad (2.39)$$

En reportant cette expression de $R(r)$ dans l'équation 2.38, on obtient :

$$\begin{aligned} E(r) &= E_0 e^{-\gamma_1 r} [1 + R(r)] \quad , \\ H(r) &= \frac{1}{Z_{c1}} E_0 e^{-\gamma_1 r} [1 - R(r)] \quad . \end{aligned} \quad (2.40)$$

Une mise en application immédiate de l'équation 2.40 consiste à poser $r = 0$, ce qui correspond au champ électrique mesuré par la photodiode en sortie de diode laser. On peut ainsi déterminer la fonction de transfert $\mathcal{H}(F)$ entre l'onde E_0 créée par la diode laser et le champ électrique $E(0)$ (mesuré en $r = 0$) :

$$\mathcal{H}(F) = \frac{E(0)}{E_0} = 1 + R(0) \quad . \quad (2.41)$$

De la même manière, on peut obtenir la relation entre le coefficient de réflexion $R(r)$ et l'impédance $Z(r)$ de l'onde en r :

$$Z(r) = \frac{E(r)}{H(r)} = Z_{c1} \frac{1 + R(r)}{1 - R(r)} \quad , \quad (2.42)$$

ce qui donne :

$$R(r) = \frac{Z(r) - Z_{c1}}{Z(r) + Z_{c1}} \quad . \quad (2.43)$$

Finalement, la fonction de transfert $\mathcal{H}(F)$ en $r = 0$ s'écrit en fonction de l'impédance de la fibre $Z(0)$:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}(F) &= 1 + R(0) = 1 + \frac{Z(0) - Z_{c1}}{Z(0) + Z_{c1}} \quad , \\ &= 2 \frac{Z(0)}{Z(0) + Z_{c1}} \quad .\end{aligned}\tag{2.44}$$

Ainsi, nous avons obtenu une fonction de transfert par le calcul de l'impédance de la fibre $Z(0)$.

2.3.2.2 La cavité optique

Le miroir situé au bout de la cavité optique Fabry-Pérot (soit $L_1 + L_2$) peut être caractérisé par son coefficient de réflexion R_M , ou par son impédance Z_M . L'équation 2.42 nous permet d'écrire :

$$Z(L_1 + L_2) = Z_M = Z_{c2} \frac{1 + R(L_1 + L_2)}{1 - R(L_1 + L_2)} = Z_{c2} \frac{1 + R_M}{1 - R_M} \quad ,\tag{2.45}$$

ce qui nous donne :

$$R_M = \frac{Z_M - Z_{c2}}{Z_M + Z_{c2}} \quad .\tag{2.46}$$

2.3.2.3 Matrices de transfert

Les conditions énoncées précédemment nous placent dans un contexte de propagation d'onde optique paraxiale. Ainsi, il est possible d'associer chaque élément optique à un quadripôle, comme on le ferait dans le formalisme des lignes de transmission (très utilisé dans le domaine radio ou hyperfréquence). Dans un contexte optique, cette manière de procéder est appelée méthode des matrices de transfert (ou matrice $ABCD$). Elle permet de décrire et d'analyser la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu multi-couches.

Reprenons l'équation 2.38. On peut décrire la relation entre les champs $E(r)$, $H(r)$ en $r = 0$ et ces mêmes champs au bout d'un tronçon de longueur L_i , de constante de propagation de ligne γ_i et d'impédance caractéristique Z_{ci} :

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ H(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_i L_i) & Z_{ci} \sinh(\gamma_i L_i) \\ \frac{1}{Z_{ci}} \sinh(\gamma_i L_i) & \cosh(\gamma_i L_i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(L_i) \\ H(L_i) \end{bmatrix} \quad .\tag{2.47}$$

On appellera la matrice de transfert ci-dessus $[ABCD]_i$. Ainsi l'équation précédente peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ H(0) \end{bmatrix} = [ABCD]_i \begin{bmatrix} E(L_i) \\ H(L_i) \end{bmatrix} \quad , \quad (2.48)$$

avec

$$[ABCD]_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_i L_i) & Z_{ci} \sinh(\gamma_i L_i) \\ \frac{1}{Z_{ci}} \sinh(\gamma_i L_i) & \cosh(\gamma_i L_i) \end{bmatrix} \quad . \quad (2.49)$$

Ce formalisme nous permet de modéliser une chaîne optique comme le produit de matrices $ABCD$ successives représentant chacune un élément de ladite chaîne :

$$[ABCD]_T = [ABCD]_1 [ABCD]_2 \dots [ABCD]_N \quad . \quad (2.50)$$

Nous pourrions par la suite décrire chaque élément de la chaîne optique comme une matrice $ABCD$:

- Tronçon de fibre optique ;
- Connecteur FC/APC ;
- Connecteur FC/PC ;
- Adaptateur FC/APC-FC/APC ;
- Séparateur (*splitter*) ;
- Collimateur (lentille) ;
- Cavité Fabry-Pérot ;

2.3.3 Mise en application dans le cas d'une chaîne complète simplifiée

Afin d'obtenir la fonction de transfert complète d'un système simple fibre + cavité, nous considérons seulement la relation qui relie le coefficient de réflexion en $r = 0$ au coefficient de réflexion en bout de fibre ($r = L_1$). Reprenant l'équation 2.39, on obtient :

$$R(L_1) = \frac{E_b}{E_0} e^{+2\gamma_1 L_1} \quad . \quad (2.51)$$

Ainsi, on peut écrire :

$$R(r) = R(L_1) e^{+2\gamma_1 (r-L_1)} \quad . \quad (2.52)$$

En développant γ_1 à nouveau, on obtient l'expression du coefficient de réflexion en $r = 0$:

$$\begin{aligned} R(0) &= R(L_1) e^{-2\gamma_1 L_1} \quad , \\ &= R(L_1) e^{-2\alpha_1 L_1} e^{-i2k_1 L_1} \quad . \end{aligned} \quad (2.53)$$

En reprenant l'équation 2.44, on obtient les expressions finales de la fonction de transfert en bout de fibre :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(F) &= 1 + R(L_1) e^{-2\alpha_1 L_1} e^{-i2k_1 L_1} \quad , \\ &= 1 + \frac{Z(L_1) - Z_{c1}}{Z(L_1) + Z_{c1}} e^{-2\alpha_1 L_1} e^{-i2k_1 L_1} \quad . \end{aligned} \quad (2.54)$$

Ce résultat indique que l'onde résultante au niveau de la photodiode est égale à l'onde incidente à laquelle s'ajoute l'onde réfléchie que l'on mesurerait si on se plaçait en bout de fibre, mais qui subit :

- Une atténuation d'un facteur $e^{-2\alpha_1 L_1}$ causé par le parcours dans la fibre (soit 2 fois L_1);
- Un retard global amené par l'expression $e^{-i2k_1 L_1}$, donné par $\tau_1 = 2n_1 L_1 / c_0$. Ce retard correspond au temps de parcours aller-retour de l'onde dans la fibre à la vitesse c_0 / n_1 .

Cet exemple nous permet de simplifier significativement le modèle, puisque la seule cavité fibre-miroir est alors à considérer. Par ailleurs, ce résultat nous indique deux choses :

- Si la fibre subit un allongement à cause d'une variation de température, ou d'un phénomène de traction mécanique, alors l'onde mesurée par la photodiode présente une modulation d'amplitude. Dans le cas d'une variation thermique, on peut estimer un ordre de grandeur de l'impact en puissance optique comme suit. Le coefficient de dilatation thermique de la silice pure (que l'on assimilera ici à la fibre optique) est de $5.10^{-7}/^\circ\text{C}$. Si on considère une fibre optique de 10 kilomètres, la variation de longueur Δ_L sera donc de $5\text{mm}/^\circ\text{C}$. Le rapport des amplitudes $e^{-2\alpha_1 L_1}$ (avant allongement) et $e^{-2\alpha_1(L_1 + \Delta_L)}$ (après allongement) donne finalement $e^{-2\alpha_1 \Delta_L}$. Considérant un coefficient d'atténuation typique la fibre optique de $0,3 \text{ dB/km}$, nous obtenons une variation de l'amplitude de la puissance optique de $1,5.10^{-6} \text{ dB}/^\circ\text{C}$. On pourra dans un premier temps considérer cette variation comme négligeable.
- Une variation de l'indice de réfraction du milieu de propagation et de la longueur de la fibre entraîne également une gigue des retards des échos de l'interféromètre, ce qui peut s'avérer bien plus gênant qu'une simple modulation d'amplitude puisque c'est bien de l'estimation de la phase instantanée que découle l'estimation du déplacement.

On notera par ailleurs, que nous pourrions dans une certaine mesure amoindrir ces phénomènes dans le cas d'une utilisation de la diode EBLANA 1310nm présentée ci-avant, du fait de sa faible longueur de cohérence (quelques dizaines de mètres) devant les longueurs de fibres employées (quelques kilomètres).

La réponse implusionnelle $h(t)$ du filtre reliant l'onde incidente source à l'onde vue par notre photodiode virtuelle en $r = 0$ est donnée par la transformée de Fourier inverse - notée \mathcal{F}^{-1} , de la fonction de transfert donnée en 2.54, et s'écrit :

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{H}(F)] \quad . \quad (2.55)$$

On a donc :

$$\begin{aligned} h(t) &= \mathcal{F}^{-1} \left[1 + \frac{Z(L1) - Z_{c1}}{Z(L1) + Z_{c1}} e^{-2\alpha_1 L_1} e^{-i2k_1 L_1} \right] \quad , \\ &= \delta(t) + \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{Z(L1) - Z_{c1}}{Z(L1) + Z_{c1}} e^{-2\alpha_1 L_1} e^{-i2k_1 L_1} \right] \quad , \\ &= \delta(t) + e^{-2\alpha_1 L_1} \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{Z(L1) - Z_{c1}}{Z(L1) + Z_{c1}} e^{-i2k_1 L_1} \right] \quad , \\ &= \delta(t) + e^{-2\alpha_1 L_1} \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{Z(L1) - Z_{c1}}{Z(L1) + Z_{c1}} e^{-i2\pi f(2n_1 L_1/c_0)} \right] \quad , \end{aligned} \quad (2.56)$$

avec $\delta(t)$, une fonction de Dirac. Finalement,

$$h(t) = \delta(t) + e^{-2\alpha_1 L_1} \mathcal{F}^{-1} [R(F; L_1)] * \delta \left(t - \frac{2n_1 L_1}{c_0} \right) \quad , \quad (2.57)$$

avec

$$R(F; L_1) = \frac{Z(F; L_1) - Z_{c1}}{Z(F; L_1) + Z_{c1}} \quad . \quad (2.58)$$

On notera ici l'apparition de la dépendance à la fréquence du coefficient de réflexion $R(L_1)$, qui par définition est donc égal à $R(F; L_1)$. La matrice de transfert 2.49 nous permet de décrire $Z(F; L_1)$ comme suit :

$$Z(F; L_1) = \frac{Z_M \cosh(\gamma_2 L_2) + Z_{c2} \sinh(\gamma_2 L_2)}{\frac{Z_M}{Z_{c2}} \sinh(\gamma_2 L_2) + \cosh(\gamma_2 L_2)} \quad . \quad (2.59)$$

La lecture de cette expression de réponse impulsionnelle nous renseigne intuitivement sur la physique en jeu. Ainsi, si on envoie une impulsion de Dirac de poids unitaire dans ce système simplifié, on s'attend à récupérer une suite d'impulsions réfléchies aux différentes interfaces : (1) fibre-air et (2) air-miroir. Pour illustrer simplement le phénomène, nous avons besoin de définir les coefficients de réflexion (R_{12} et R_{21}) et de transmission (T_{12} et T_{21}) aux interfaces. Les expressions des impédances caractéristiques Z_{c1} et Z_{c2} en fonction des coefficients de réfraction n_1 et n_2 nous permettent de décrire :

— R_{12} , le coefficient de réflexion pour une onde allant de la fibre vers la cavité :

$$R_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad , \quad (2.60)$$

— T_{12} , le coefficient de transmission pour une onde allant de la fibre vers la cavité :

$$T_{12} = 1 + R_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad , \quad (2.61)$$

— R_{21} , le coefficient de réflexion pour une onde allant de la cavité vers la fibre :

$$R_{21} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} , \quad (2.62)$$

— T_{12} , le coefficient de transmission pour une onde allant de la cavité vers la fibre :

$$T_{21} = 1 + R_{21} = \frac{2n_2}{n_1 + n_2} . \quad (2.63)$$

Considérons donc une impulsion de DIRAC (poids unitaire) se propageant depuis la fibre vers la cavité. La chronologie des réflexions et transmissions successives est la suivante :

1. $t = t_1 = 0$: une partie de l'impulsion est réfléchiée à l'interface fibre/air au taux de réflexion R_{12} , tandis qu'une autre partie (taux de transmission T_{12}) se propage dans la cavité (air).
2. $t = t_2 = \frac{2n_1L_1}{c_0}$: l'onde s'est réfléchiée sur le miroir (de coefficient de réflexion R_M et revient dans la fibre (coefficient de transmission T_{21}). Elle a donc une amplitude totale de $T_{12}R_M T_{21}$.
3. $t = t_3 = 2\frac{2n_1L_1}{c_0}$: une partie de l'onde transmise de la cavité à la fibre s'est réfléchiée sur l'interface air-fibre puis est retournée vers le miroir pour s'y réfléchir à nouveau. Enfin, une partie de cette onde est transmise à la fibre avec une amplitude égale à $T_{12}R_MR_{21}R_M T_{21}$.
4. Et ainsi de suite...

Finalement, on peut résumer les points des différentes impulsions retours I_{rj} dans la fibre de la façon suivante :

$$I_{rj} = \begin{cases} R_{12} & \text{pour } j = 1 \\ T_{12}T_{21}R_M^{j-1}R_{21}^{j-2} & \text{pour } j \geq 2 \end{cases} . \quad (2.64)$$

L'ensemble de ces considérations permet de proposer une écriture simplifiée de l'équation 2.57, faisant clairement apparaître ce phénomène de réflexions multiples :

$$h(t) = \delta(t) + e^{-2\alpha_1 L_1} \sum_{j=1}^{\infty} I_{rj} \delta \left(t - \frac{2}{c_0} (n_1 L_1 + (j-1)n_2 L_2) \right) . \quad (2.65)$$

On peut simuler le comportement de ce système et obtenir les poids de chaque onde réfléchiée aux interfaces. Le tableau 2.3 présente les premières occurrences numériques de l'équation 2.64 pour les paramètres suivants :

- $R_M = 0,975$;
- Indice de la fibre $n_1 = 1,5$;
- Indice de l'air dans la cavité optique $n_2 = 1$;
- Longueur de la cavité $L_2 = 15$ mm ;

j	T_j	I_{rj}	AN
1	0	R_{12}	0,200
2	$2n_2L_2/c_0$	$T_{12}R_M T_{21}$	0,936
3	$4n_2L_2/c_0$	$T_{12}R_M R_{21}R_M T_{21}$	-0,183
4	$6n_2L_2/c_0$	$T_{12}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M T_{21}$	0,036
5	$8n_2L_2/c_0$	$T_{12}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M T_{21}$	-0,007
6	$10n_2L_2/c_0$	$T_{12}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M R_{21}R_M T_{21}$	-0,001

TABLE 2.3 – Instant d'apparition T_j des échos d'amplitude I_{rj} d'une onde incidente d'amplitude unitaire se réfléchissant à l'interface fibre-cavité.

La figure 2.14, illustration du tableau 2.3, nous montre que pour une onde incidente quelconque, on récupère plusieurs ondes réfléchies. Chacune d'entre elles, de poids I_{rj} et d'instant d'apparition $T_j = 2(i - 1)n_2L_2/c_0$, est égale à l'onde incidente multipliée par le poids I_{rj} et retardée de l'instant d'apparition de l'impulsion T_j . Ces impulsions sont régulièrement espacées au cours du temps du fait du parcours de l'onde dans la cavité optique (supposée fixe au cours du temps).

Pour finir, nous proposons une formulation plus compacte de l'équation 2.65. Ainsi, la réponse impulsionnelle $h(t)$ peut s'écrire de manière générale :

$$h(t) = \sum_{j=0}^{\infty} R_j \delta(t - T_j) \quad , \quad \text{avec } T_l > T_j \quad , \forall l > j \quad (2.66)$$

L'équation 2.66 est valable quelle que soit la complexité de la chaîne optique considérée si on se place dans le cas d'une fibre terminale plus grande que la longueur de cohérence de la diode laser utilisée. On peut également imaginer utiliser un système de fibre amorcée. Cette hypothèse de départ nous permet de négliger les paramètres environnementaux agissant sur les premiers tronçons de fibre. Ainsi, la seule variation de L_2 , la longueur de la cavité, influe de façon notoire sur les combinaisons $T_l - T_j$ (avec $l > j$). Dans le cas particulier présent (fibre + cavité uniquement), les valeurs de T_j et R_j sont données par :

$$T_j = \begin{cases} 0 & \text{pour } j = 0 \\ \frac{2}{c_0} (n_1L_1 + (j - 1)n_2L_2) & \text{pour } j > 0 \end{cases} \quad , \quad (2.67)$$

et

$$R_j = \begin{cases} 1 & \text{pour } j = 0 \\ e^{-2\alpha_1L_1} R_{12} & \text{pour } j = 1 \\ e^{-2\alpha_1L_1} T_{12}T_{21}R_M^{j-1}R_{21}^{j-2} & \text{pour } j \geq 2 \end{cases} \quad . \quad (2.68)$$

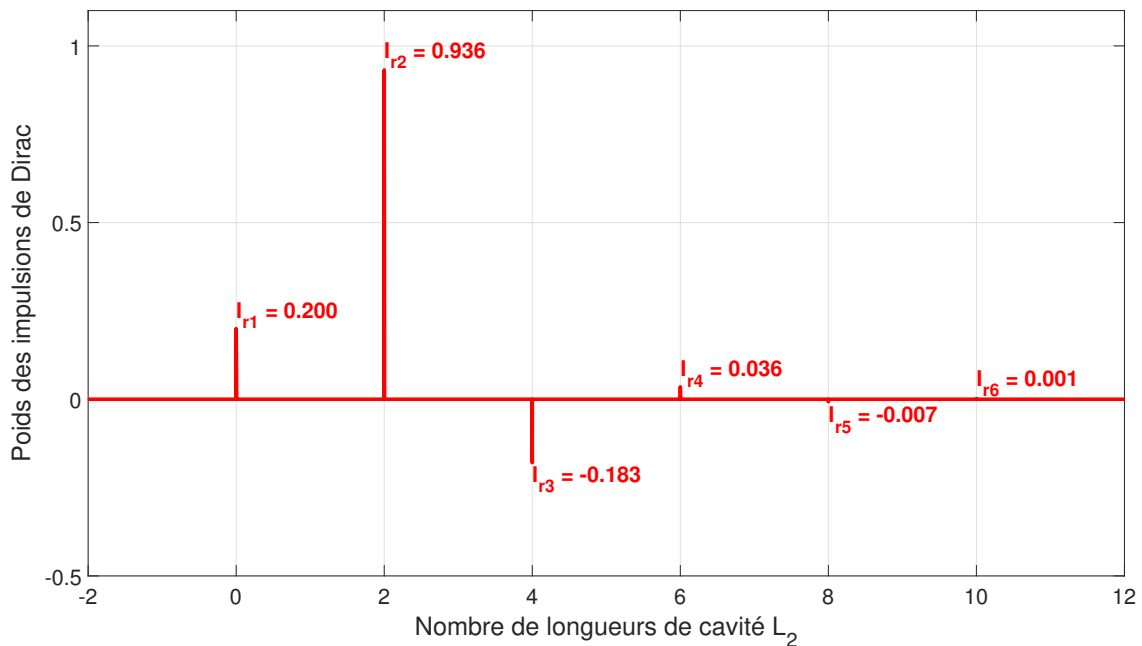


FIGURE 2.14 – Signal à l'entrée de la cavité de longueur L_2 pour une onde incidente impulsionnelle envoyée dans la fibre optique. Indice de la fibre $n_1 = 1,5$, indice de l'air dans la cavité optique $n_2 = 1$, coefficient de réflexion du miroir $R_M = 0,975$.

2.4 Modèle de la photodiode

Dernier élément de la chaîne optique, la photodiode est un semiconducteur sensible aux photons (ou à des particules hautement énergétiques). Elle absorbe le flux de photons et génère un courant électrique proportionnel à la puissance lumineuse incidente.

Nous considérerons, pour le moment, le signal sortant de la photodiode comme une fonction de la puissance du signal reçu, passé dans un filtre passe-bas auquel on ajoute un bruit global - somme des bruits intrinsèques à la photodiode.

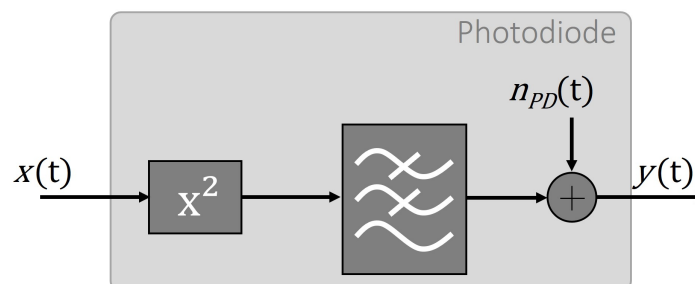


FIGURE 2.15 – Modèle comportemental de la photodiode.

2.5 Expression finale en sortie du système optique

Le système modélisé dans son ensemble peut se représenter schématiquement comme le montre la figure 2.16. On y retrouve l'ensemble des sous-systèmes présentés précédemment : la diode laser, la chaîne optique ainsi que la photodiode. Ce modèle pourra par la suite servir de base à l'élaboration d'un simulateur de signaux de sortie de photodiode.

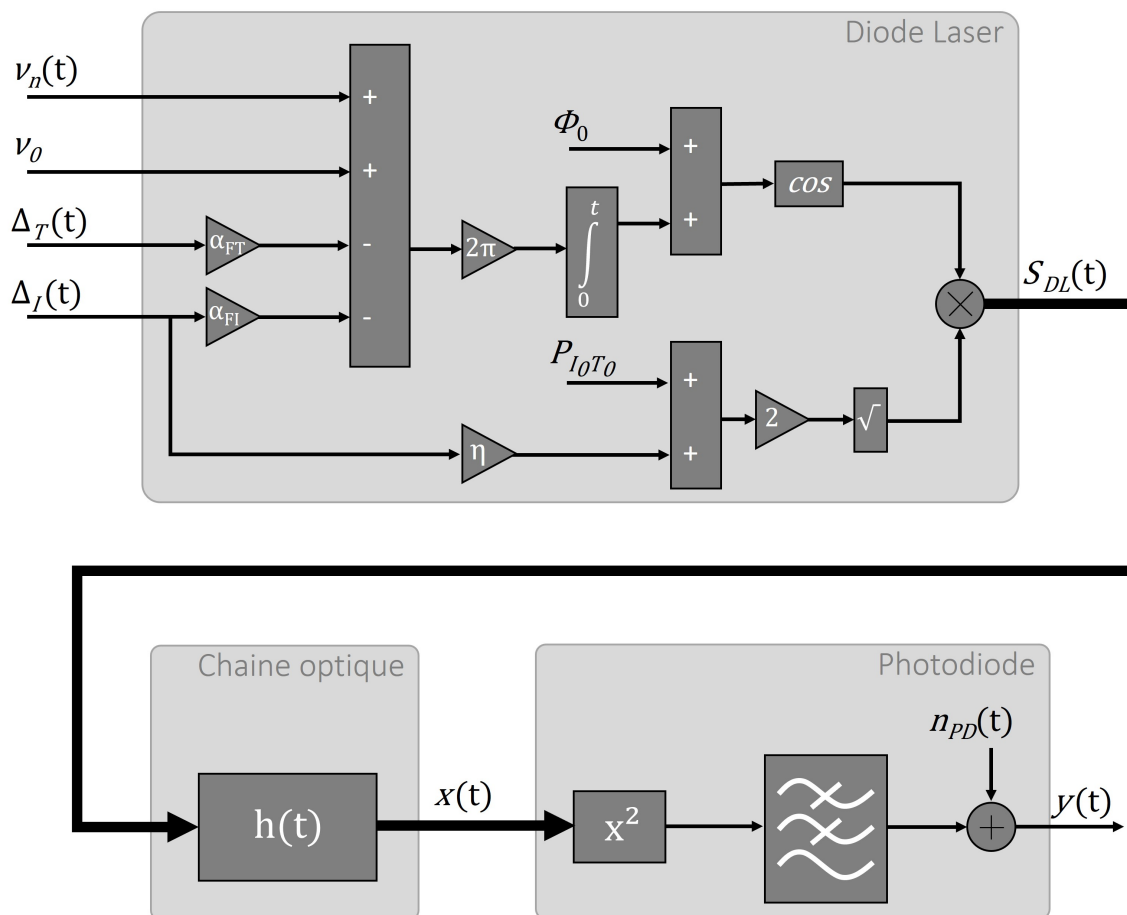


FIGURE 2.16 – Modèle complet du système de mesure optique. Le bloc *Diode laser* renvoie à 2.2, la chaîne optique caractérisée par sa réponse impulsionnelle renvoie à 2.3.3, et la photodiode à 2.4.

Reprenons l'ensemble des développements précédents contribuant à l'expression globale de la phase instantanée $\phi_i(t)$ en sortie de diode laser :

$$\begin{aligned}
 \phi_i(t) &= 2\pi \left[\int_0^t \nu_0 d\beta + \int_0^t \nu_I(\beta) d\beta + \int_0^t \nu_T(\beta) d\beta + \int_0^t \nu_n(\beta) d\beta \right] + \phi_0 \quad , \\
 &= \Omega_0 t + \phi_I(t) + \phi_T(t) + \phi_n(t) + \phi_0 \quad , \\
 &= \Omega_0 t + \phi_{ITn}(t) \quad ,
 \end{aligned}
 \tag{2.69}$$

avec :

- $\phi_I(t)$ la fluctuation de phase instantanée amenée par la variation du courant de commande de la diode laser ;
- $\phi_T(t)$ la fluctuation de phase instantanée amenée par la variation de la température de la diode laser ;
- $\phi_n(t)$ la fluctuation de phase instantanée amenée par les bruits de phase de la diode laser (bruit blanc et bruit en $1/f$) ;
- $\phi_{ITn}(t)$ la somme des trois bruits précédents auxquels on ajoute la phase aléatoire ϕ_0 . Ce terme représente la fluctuation globale instantanée de la phase autour de $\Omega_0 t$.

L'équation 2.15 peut désormais s'écrire de la façon suivante :

$$S_{DL}(t) = A(t) \cos [\Omega_0 t + \phi_{ITn}(t)] \quad , \quad (2.70)$$

avec $A(t) = \sqrt{2.P_{opt}(I, T_J)}$. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} S_{DL}(t) &= \Re \{ A(t) e^{j\phi_{ITn}(t)} e^{j\Omega_0 t} \} \quad , \\ &= \Re \{ w(t) e^{j\Omega_0 t} \} \quad , \\ &= \frac{w(t) e^{j\Omega_0 t} + \bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t}}{2} \quad , \end{aligned} \quad (2.71)$$

avec $w(t) = A(t) e^{j\phi_{ITn}(t)}$, soit :

$$\begin{aligned} S_{DL}(t) &= \frac{1}{2} [w(t) e^{j\Omega_0 t} + \bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t}] \quad , \\ &= \frac{1}{2} [z(t) + \bar{z}(t)] \quad , \end{aligned} \quad (2.72)$$

avec $z(t) = w(t) e^{j\Omega_0 t}$.

Comme nous l'avons déterminé précédemment, le signal en sortie de chaîne optique est le résultat du produit de convolution du signal $S_{DL}(t)$ avec la réponse impulsionnelle $h(t)$ présentée dans l'équation 2.66. Aussi, l'expression de ce signal de sortie, que nous nommerons $x(t)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} x(t) &= S_{DL}(t) * h(t) \quad , \\ &= \frac{1}{2} [z(t) * h(t) + \bar{z}(t) * h(t)] \quad , \\ &= \frac{1}{2} [w(t) e^{j\Omega_0 t} * h(t) + \bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * h(t)] \quad . \end{aligned} \quad (2.73)$$

Avant d'aller plus loin, nous allons dès à présent considérer $y(t)$ le signal en sortie de photodiode. On néglige ici le bruit $n_{PD}(t)$. Pour mémoire, la photodiode génère un courant électrique proportionnel à la puissance lumineuse incidente. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned}
y(t) &= x^2(t) \quad , \\
&= \frac{1}{4} [w(t) e^{j\Omega_0 t} * h(t) + \bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * h(t)]^2 \quad , \\
&= \frac{1}{4} [w(t) e^{j\Omega_0 t} * h(t)]^2 \quad , \\
&\quad + \frac{1}{2} [w(t) e^{j\Omega_0 t} * h(t)] [\bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * h(t)] \quad , \\
&\quad + \frac{1}{4} [\bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * h(t)]^2 \quad .
\end{aligned} \tag{2.74}$$

Le premier et le troisième terme de l'expression développée laissent apparaître des composantes haute fréquence à $2.\Omega_0 = 2\pi.(2\nu_0)$ et $-2.\Omega_0 = 2\pi.(-2\nu_0)$. Ces composantes sont éliminées par le filtre passe-bas de la photodiode. Ainsi, on peut simplifier l'écriture de $y(t)$ comme suit :

$$y(t) = \frac{1}{2} [w(t) e^{j\Omega_0 t} * h(t)] [\bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * h(t)] \quad . \tag{2.75}$$

On peut désormais intégrer la réponse impulsionnelle $h(t)$ sous sa forme développée dans l'équation 2.66, ce qui donne⁵ :

$$\begin{aligned}
y(t) &= \frac{1}{2} \left[w(t) e^{j\Omega_0 t} * \sum_{j=0}^{\infty} R_j \delta(t - T_j) \right] \left[\bar{w}(t) e^{-j\Omega_0 t} * \sum_{l=0}^{\infty} R_l \delta(t - T_l) \right] \quad , \\
&= \frac{1}{2} \left[\sum_{j=0}^{\infty} R_j e^{j\Omega_0(t-T_j)} w(t - T_j) \right] \left[\sum_{l=0}^{\infty} R_l e^{-j\Omega_0(t-T_l)} \bar{w}(t - T_l) \right] \quad .
\end{aligned} \tag{2.76}$$

On obtient l'expression finale de $y(t)$:

5. On rappelle que l'impulsion de DIRAC $\delta(t)$ est de valeur infinie en 0 et d'aire unitaire en 0, et nulle partout ailleurs. Par conséquent, le produit de convolution : $x(t) * \delta(t - \alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) \delta(t - \alpha - \tau) dt = x(t - \alpha)$ puisque l'aire de $\delta(t - \alpha - \tau) = 1$ en $\tau - \alpha$ et 0 partout ailleurs.

$$\begin{aligned}
y(t) &= \frac{1}{2} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} R_l R_j e^{j\Omega_0(t-T_j)} e^{-j\Omega_0(t-T_l)} w(t-T_j) \bar{w}(t-T_l) \quad , \\
&= \frac{1}{2} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} R_l R_j e^{j\Omega_0(T_l-T_j)} w(t-T_j) \bar{w}(t-T_l) \quad .
\end{aligned} \tag{2.77}$$

Développons l'expression ⁶ $w(t-T_j)$:

$$\begin{aligned}
w(t-T_j) &= A(t-T_j) \exp [j\phi_{ITn}(t-T_j)] \quad , \\
&= A(t-T_j) \exp \left[j \int_0^{t-T_j} \Omega_{ITn}(\beta) d\beta \right] \exp [j\phi_0] \quad .
\end{aligned} \tag{2.78}$$

Ainsi, on peut exprimer le produit de $w(t)$ et $\bar{w}(t)$:

$$w(t-T_j) \bar{w}(t-T_l) = A(t-T_j) A(t-T_l) \exp \left[j \int_{t-T_l}^{t-T_j} \Omega_{ITn}(\beta) d\beta \right] \quad . \tag{2.79}$$

En intégrant cette expression dans l'équation précédente, on obtient une expression plus générale du signal en sortie de photodiode :

$$y(t) = \frac{1}{2} \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} R_l R_j A(t-T_j) A(t-T_l) \exp \left[j \int_{t-T_l}^{t-T_j} \Omega_{ITn}(\beta) d\beta \right] \quad . \tag{2.80}$$

On développe $A(t-T_j)$ et $A(t-T_l)$ pour faire apparaître la puissance optique P_{opt} :

$$y(t) = \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} R_l R_j \sqrt{P_{opt}(t-T_j) P_{opt}(t-T_l)} e^{j\phi_{jl}(t)} \quad . \tag{2.81}$$

On peut simplifier un peu l'expression 2.81. Ainsi, considérant l'équation 2.69, la phase $\phi_{jl}(t)$ est définie par :

$$\phi_{jl}(t) = \Omega_0(T_l - T_j) + \phi_{ITn}(T_l - T_j) \quad . \tag{2.82}$$

Cette expression de $\phi_{jl}(t)$ présentant les caractéristiques suivantes :

$$\phi_{jl}(t) = -\phi_{lj}(t) \quad \text{et} \quad \phi_{jj}(t) = 0 \quad . \tag{2.83}$$

6. On notera ici le changement d'écriture des termes exponentiels, afin de favoriser la lisibilité des équations.

On peut ainsi réécrire l'équation 2.81 :

$$y(t) = 2 \sum_{j=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} R_l R_j \sqrt{P_{opt}(t - T_j) P_{opt}(t - T_l)} \cos[\phi_{jl}(t)] \quad . \quad (2.84)$$

Cette relation 2.84 révèle l'expression du signal de sortie de photodiode de manière très générale, puisqu'elle permet l'intégration - et par là-même la prise en compte des interférences créées par de nombreux dispositifs optiques, en tenant compte de leurs caractéristiques intrinsèques (atténuation, coefficient de réflexion, indice de réfraction, longueur), ainsi que l'ensemble des variables régissant la source laser (bruit de phase en $1/f$, bruit de phase causé par une fluctuation du courant et de température, modulations des longueurs d'onde, modulation de puissance causée par la modulation en courant). Par ailleurs, il est extrêmement intéressant de noter que tout cela s'exprime en bande de base à l'extrémité du système, du fait de la nature du système EFFPI.

2.6 Moyens d'essais et conditions environnementales

Dans cette section, nous allons présenter les moyens mis en œuvre pour vérifier la pertinence des modèles proposés dans les sections précédentes (dans 2.2.3.3 et 2.5 notamment). Nous proposons une approche mêlant à la fois des considérations optiques et les observations de résultats en conditions réelles. Nous commencerons par présenter, et caractériser le système mécanique *zero-déplacement* développé et réalisé dans ce but. Puis, nous détaillerons les conditions d'expérimentations mises en place et le matériel utilisé.

2.6.1 Le système zero-déplacement : ZD

La nécessité de disposer d'une référence de mesure dans notre système optique n'est pas nouvelle. De fait, elle émergeait déjà au cours du projet LINES évoqué au début de ce chapitre. À l'époque, quelques solutions avaient été mises en place, mais ne permettaient pas de qualifier complètement le système optique. Quelques résultats liés à l'impact de variation de conditions environnementales ont néanmoins été présentés par Patrick Chawah dans [Chawah et al., 2012]. Il présente des estimations de variations de longueur d'onde en fonction de la température, ainsi que des estimations de variations de géométrie de la cavité optique.

L'un des grands enjeux des travaux présentés dans ce manuscrit est le déploiement de sismomètres optiques sur des sites d'intérêt pour les géophysiciens. Les contraintes environnementales diffèrent donc très largement de celles connues jusqu'alors, comme l'expérimentation au LSBB notamment (section 2.1.2). Ainsi, la nécessité de développer un outil nous permettant à la fois de qualifier notre instrumentation et de disposer d'une référence connue sur le terrain au plus proche des capteurs nous a poussé à concevoir et réaliser un système zéro-déplacement (ou *zero-displacement*) (ZD). Dans ce paragraphe, nous allons détailler les étapes de conception et réalisation d'un ZD, les différentes versions à l'étude ainsi que les modifications envisagées à court ou moyen terme.

Pour commencer, on peut résumer le besoin initial comme suit : nous souhaitons disposer d'une cavité Fabry-Pérot extrinsèque analogue à celle des sismomètres précédemment développés mais dont la variation de longueur en fonction des paramètres environnementaux (température, pression notamment) doit être, dans des conditions expérimentales maîtrisées, négligeable devant le plancher de bruit intrinsèque du système de mesure (l'interrogateur optique). Y parvenir signifierait que nous serions capables de mesurer un déplacement apparent révélateur non pas d'un changement réel de la distance fibre-miroir, mais d'une variation de longueur d'onde de la diode laser (si cette dernière est également conditionnée correctement). Pour ce faire, il nous faut à la fois utiliser des matériaux dont les coefficients de dilatation thermique sont particulièrement faibles, et concevoir un agencement mécanique rendant l'ensemble le moins sensible possible aux variations environnementales (i.e. réduisant les possibilités de variations de dimensions de la cavité à cause d'éléments de structure).

La figure 2.17 montre une vue en coupe d'une des versions les plus abouties d'un ZD réalisé au sein de ESEO-Tech. Il est composé de :

- La partie de la cavité optique au sortir du collimateur, en INVAR (FeNiCo).
- Un miroir PF03-03-P01 (Thorlabs) en argent.
- Un collimateur F220FC-C (Thorlabs) en acier inoxydable.
- Un système de serrage de l'ensemble composé d'une sphère surmontée d'un ressort mis en compression par une vis de serrage.

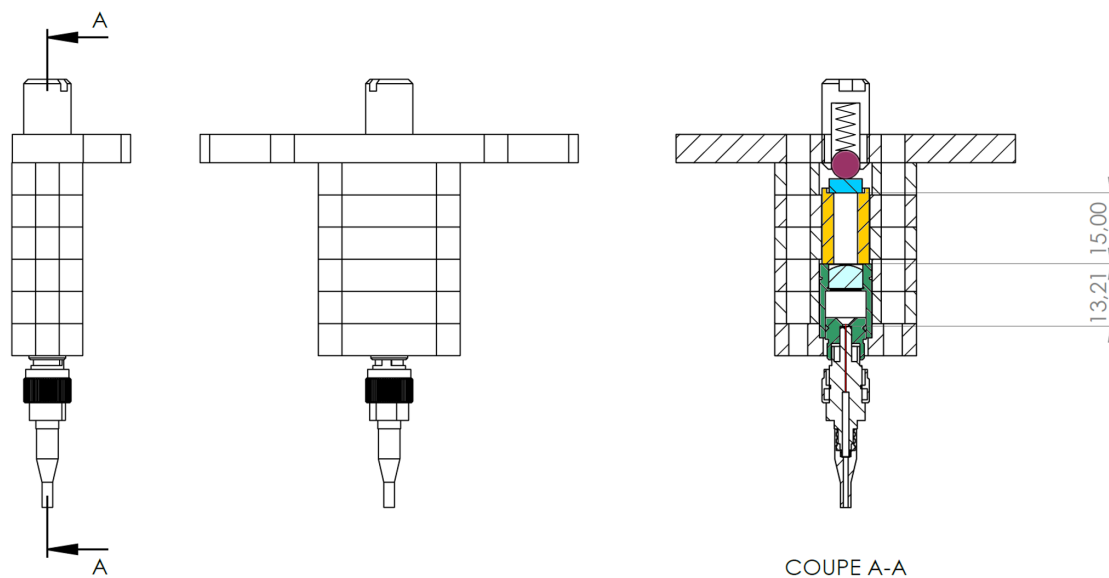


FIGURE 2.17 – Plan du système zéro-déplacement ZD (dimensions exprimées en millimètres). Jaune : la cavité optique en INVAR. Vert : le collimateur et sa lentille (cyan). Bleu : le miroir. Violet : bille de maintien surmontée de son ressort mis en compression.

Dans un premier temps, nous posons l'hypothèse selon laquelle les variations de température ont plus d'impact sur la variation de longueur de la cavité optique que sur l'indice de l'air. On peut effectuer une rapide estimation des ordres de grandeur des variations de dimensions de la cavité optique en fonction de la température. Connaissant

le coefficient de dilatation thermique de l'acier inoxydable $\alpha_{AI} = 14.10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ et la longueur du collimateur $L_{AI} = 11.10^{-3} \text{ m}$, le coefficient de dilatation thermique de l'INVAR $\alpha_{INVAR} = 2.10^{-6}$ et la longueur de la cavité (après la lentille) $L_{INVAR} = 14.10^{-3} \text{ m}$, le coefficient d'allongement de la distance fibre-miroir en fonction de la température s'écrit $\Delta_{FMT} = 154.10^{-9} + 28.10^{-9} = 182.10^{-9} \text{ m.}^\circ\text{C}^{-1}$. Cette valeur est considérable devant le plancher de bruit, de quelques centaines de picomètres d'écart-type tout au plus, constaté sur une courte période pendant les premières expérimentations.

Nous verrons par la suite qu'un tel dispositif, s'il permet d'estimer les performances de l'interrogateur opto-électronique dans un contexte particulièrement maîtrisé côté mécanique, peut également servir de référence de mesure des contributions environnementales au voisinage d'un géophone optique. La manière de présenter les mesures effectuées avec un ZD différera en conséquence. Dans tous les cas, nous estimerons la densité spectrale de puissance (DSP) des signaux ZD. Ensuite, si on se place dans un contexte de mesure de bruit système, on s'attachera à observer la DSP en déplacement, soit des $\text{nm}^2.\text{Hz}^{-1}$. Par contre, dans le cas d'une mesure conjointe avec le déplacement estimé d'un géophone, on déconvoluera les signaux issus du ZD avec la réponse en fréquence du géophone. Puis on estimera sa DSP en accélération pour estimer le niveau plancher de bruit attendu (en $\text{m}^2.\text{s}^{-4}.\text{Hz}^{-1}$ exprimés en dB). En d'autres termes, cela revient peu ou prou à bloquer un géophone comme on peut le voir sur la figure 2.5.

2.6.2 Moyens d'essai

2.6.2.1 Lieu d'expérimentation

Les premières campagnes de qualification, pendant et après la fin du projet LINES, se sont déroulées au sein du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) de Rustrel dans le Vaucluse. Cet environnement, propice à l'estimation des performances de nos équipements, présente néanmoins le désavantage de sa position géographique fort éloignée de nos locaux angevins. Aussi, il a été décidé de créer un espace de travail dédié à l'activité géophysique du laboratoire sous les bâtiments de l'ESEO d'Angers, dans un grand vide sanitaire dont une vue en coupe est présentée figure 2.18. Ce site relativement bien isolé d'un point de vue thermique nous permet également de nous découpler un peu des fondations du bâtiment, et donc de ses vibrations. En effet, nous avons fait couler une dalle de béton d'une tonne environ directement dans le sol (partie jaune sur la figure 2.18). Si cette solution est bien loin d'égaliser les conditions expérimentales du LSBB (en termes de bruit anthropique notamment), elle nous a permis tout au long du projet HIPERSIS de tester et qualifier rapidement les équipements et capteurs qui seront présentés dans la suite de ce manuscrit.

En ce qui concerne la validation des modèles exposés plus haut, le défi est de disposer de conditions expérimentales particulières, en ce sens que les constantes de temps en température doivent être les plus longues possibles au voisinage :

- du ZD, puisque comme détaillé plus haut, sa sensibilité en allongement à la température n'est absolument pas négligeable (environ $200 \text{ nm.}^\circ\text{C}^{-1}$);
- de la diode laser puisque la longueur d'onde de cette dernière est également sensible aux variations de température (cf. table 2.1).

Les variations de températures enregistrées (sondes PT100) dans le vide sanitaire fermé sont déjà relativement faibles sur le long terme ($< 1^\circ\text{C}$ sur 1 mois). Pour pal-

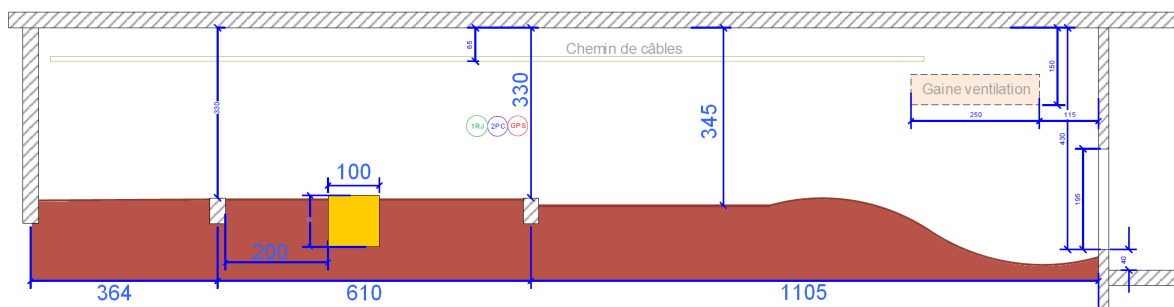


FIGURE 2.18 – Plan en coupe du vide sanitaire situé sous le bâtiment du site d'Angers du groupe ESEO. L'entrée s'effectue à droite. Mesures exprimées en centimètres. Jaune : dalle de béton. Marron : sol (terre).

lier d'éventuelles variations rapides ($> 0,01^{\circ}\text{C}\cdot\text{h}^{-1}$), nous avons mis en place une grande cuve remplie d'eau (environ 100 litres) au sein de laquelle est plongée une enceinte fermée quasi-hermétiquement. Dans cette enceinte sont conditionnés la diode laser - couplée thermiquement à l'enceinte - ainsi que le ZD. Des mesures de températures ont été effectuées à différents endroits du vide sanitaire.

La figure 2.19 présente les variations de températures du 07 au 23 mars 2020. La sous-figure 2.19 (a) présente les températures mesurées à l'air libre et dans l'enceinte échantillonnées à 0,1s et 3600s. Par ailleurs, on constate un léger offset de mesure, peut-être lié à la différence d'emplacement de la prise de mesure, et également à la calibration des sondes PT100, ce qui a peu d'importance ici puisque nous nous intéressons aux variations de température. La sous-figure 2.19 (b) présente l'évolution des températures enregistrées en fonction du temps. Nous avons délibérément choisi de sous-échantillonner les mesures initiales, le caractère bruité des mesures à 10 Hz étant essentiellement lié à du bruit de mesure.

Ainsi, nous disposons de l'environnement nécessaire à l'identification et l'évaluation du niveau de bruit plancher de notre système. Par ailleurs, on rappelle ici le coefficient de sensibilité de la longueur d'onde de la diode laser utilisée⁷ et positionnée dans l'enceinte par rapport à la température $\alpha_{T\lambda} = 70 - 140 \text{ pm}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$. Étant constaté de grandes constantes de temps dans l'enceinte présentées figure 2.19 au regard de la bande de fréquence que nous souhaitons observer (jusqu'à 1000 secondes environ), nous séparerons nos observations en deux volets : l'un « court terme » (i.e. dans la bande [0.001 - 10] Hz), et l'autre long terme pour des comportements notables sur plusieurs heures, voire plusieurs jours.

L'indice de réfraction de l'air contenu dans la cavité Fabry-Pérot peut également jouer un rôle dans l'estimation du déplacement, comme le montre l'équation 2.1. Cet indice dépend de plusieurs paramètres : la température dans la cavité T_{FP} (exprimée en Kelvin ici), la pression dans la cavité \mathcal{P} (en hPa), la pression de vapeur d'eau dans l'air \mathcal{E} (hPa) et le taux d'humidité relative HR (%). Nous allons nous attacher à estimer l'impact de ces différents paramètres sur l'indice de réfraction de l'air, et *in fine* sur l'estimation du déplacement apparent lié à cette variation de l'indice de réfraction. Tout d'abord, on calcule le co-indice de réfraction de l'air comme suit [Fabry et al., 1997] :

7. EBLANA1310

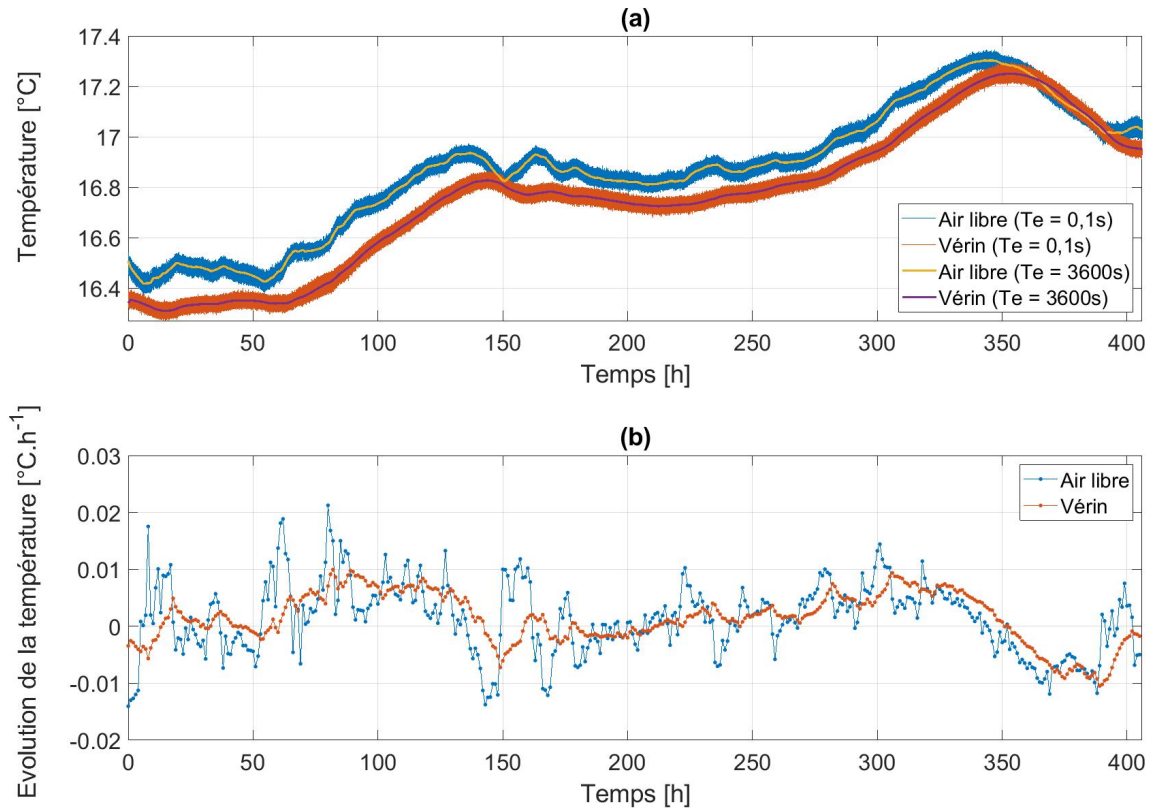


FIGURE 2.19 – Température en fonction du temps dans le vide sanitaire du 07/03/2020 (00 :00 UTC) au 24/03/2020 (00 :00 UTC). (a) Températures mesurées à l'air libre et dans l'enceinte, échantillonnées à 0,1s et 3600s de période. (b) Évolution des températures mesurées à l'air libre et dans l'enceinte, échantillonnées à 3600s.

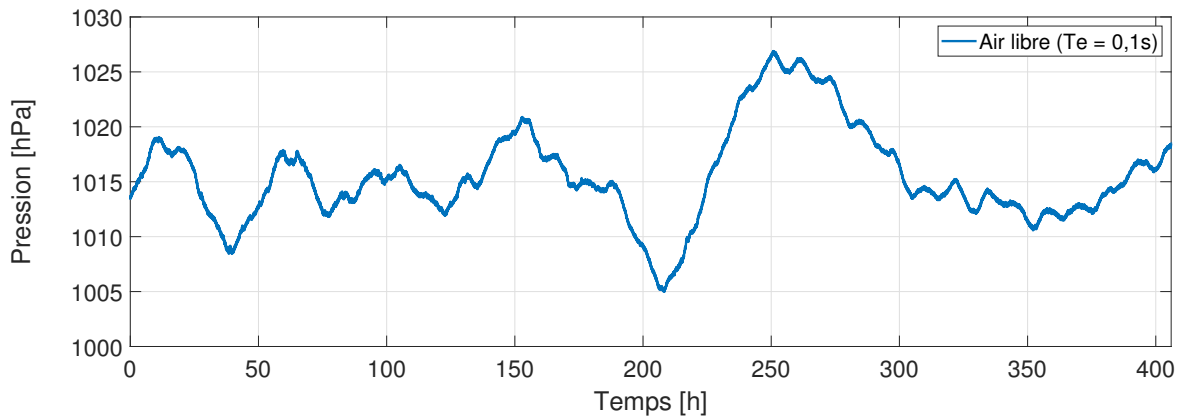


FIGURE 2.20 – Pression en fonction du temps dans le vide sanitaire du 07/03/2020 (00 :00 UTC) au 24/03/2020 (00 :00 UTC).

$$\mathcal{N} = 77,6 \cdot \frac{\mathcal{P}}{T_{FP}} + 3,73 \cdot 10^5 \cdot \frac{\mathcal{E}}{T_{FP}^2} \quad (2.85)$$

La pression de vapeur d'eau dans l'air \mathcal{E} peut s'exprimer au sein de l'estimation du taux d'humidité relative :

$$\text{HR} = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_s} \cdot 100 \quad (2.86)$$

Avec \mathcal{E}_s la pression de vapeur saturante de l'eau. La formule de Dupré-Rankine nous donne la relation liant \mathcal{E}_s à la température, pour de faibles excursions en température :

$$\mathcal{E}_s = \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T_{FP}}\right) \cdot p_0 \quad (2.87)$$

Avec $p_0 = 1\,013,25$ hPa la pression de référence.

Ainsi,

$$\mathcal{E} = \frac{\text{HR}}{100} \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T_{FP}}\right) \cdot p_0 \quad (2.88)$$

Finalement, on peut décrire l'indice de réfraction de l'air comme suit :

$$n = \left[77,6 \cdot \frac{\mathcal{P}}{T_{FP}} + \frac{\text{HR}}{100} \cdot \exp\left(13,7 - \frac{5120}{T_{FP}}\right) \cdot p_0 \cdot \frac{3,73 \cdot 10^5}{T_{FP}^2}\right] \cdot 1 \cdot 10^{-6} + 1 \quad (2.89)$$

Cette relation nous permet d'estimer l'impact des variations de T_{FP} , \mathcal{P} , \mathcal{E} et HR sur n et par conséquent sur le déplacement estimé D (en supposant la longueur d'onde du laser constante) :

- $\Delta n / \Delta T_{FP} = -2,90 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
- $\Delta n / \Delta \mathcal{P} = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ hPa}^{-1}$
- $\Delta n / \text{HR}_{10\%} = 8,69 \cdot 10^{-6}$

Ces valeurs sont très faibles devant l'impact environnemental sur la mécanique du ZD. Nous nous y intéresserons néanmoins dans le cas d'observations sur le long terme, comme précisé précédemment.

2.6.2.2 L'interrogateur opto-électronique GAIA

Une grande partie des travaux menés ces dernières années par le groupe de recherche GSII-LAUM de ESEO-Tech vise à l'amélioration et l'évolution de l'interrogateur opto-électronique. En effet, ce dispositif constitue réellement le cœur du système de mesure de déplacement sub-nanométrique. Il n'est pas question de détailler ici l'architecture interne des versions successives de ce système ; nous donnerons tout au plus quelques éléments nécessaires au discours dans les chapitres suivants. Ceci étant, il est intéressant de dresser une vision macroscopique des évolutions techniques et technologiques des interrogateurs conçus et réalisés au sein de ESEO-Tech, et ce pour deux raisons. Cela permet :

- d'illustrer les conditions d'expérimentations qui ont mené aux résultats présentés dans ce manuscrit ;
- de mentionner le fait que la qualification des performances de ces nouvelles générations d'interrogateurs ont été et sont toujours rendues possibles par l'amélioration continue conjointe des algorithmes de traitement du signal et de l'instrumentation.

Les équipements utilisés dans le projet LINES, présenté au début de ce chapitre, sont des solutions dites « sur étagère ». Ainsi, le driver de diode laser, les photodiodes et leur système de conditionnement, le système de contrôle en température de la diode laser, le système d’acquisition et de traitement des données ont été approvisionnés auprès d’industriels ayant pignons sur rue (National Instruments et Thorlabs notamment). La véritable innovation apportée par l’équipe lors du projet LINES et des années qui ont suivies concernait le traitement du signal optique embarqué sur la partie calculatoire [Chawah et al., 2011], [Chawah et al., 2012]. Les différents projets présentés dans le chapitre 4, ont permis plusieurs incréments dans l’appropriation, la maîtrise et le développement de solutions de plus en plus intégrées par les équipes de ESEO-Tech. Les principaux objectifs derrière ces évolutions furent les suivants :

- De meilleures performances, en terme de bruit de mesure notamment ;
- Une maîtrise accrue sur les fonctionnalités embarquées ;
- Une installation facilitée dans des environnements contraints ;
- Une consommation électrique moins importante ;
- Une amélioration de la précision de datation des données sismiques ;
- Un coût final de production réduit.

Finalement, ce sont deux versions majeures du système qui ont vu le jour durant ces années : GAIA en 2018 (figure 2.21) et LOKI en 2020. Dans ce manuscrit, la plupart des mesures présentées sont issue du système GAIA.



FIGURE 2.21 – Face avant de l’interrogateur GAIA développé par ESEO-Tech.

2.6.2.3 Installation

La figure 2.22 montre une vue schématique des équipements installés dans le vide sanitaire. L’interrogateur GAIA est positionné à proximité de la cuve contenant l’enceinte. Trois ZD présentant différentes longueurs de cavité - 15mm, 25mm et 50mm - ont été fabriqués pour cette expérimentation. Dans un premier temps, seul le 25mm a été intégré dans l’enceinte. Comme mentionné précédemment, la diode laser pilotée par GAIA est également installée dans l’enceinte, et couplée thermiquement à ce dernier. Le ZD est relié à son circulateur par un câble optique de 20 mètres. Cette information de longueur à son importance au regard de la longueur de cohérence de la diode laser utilisée (EBLANA 1310). En effet, cette longueur de cohérence étant inférieure à 40 mètres (soit un aller-retour dans le câble optique), nos mesures ne seront pas affectées par des phénomènes d’interférences créés à une éventuelle interface intermédiaire.

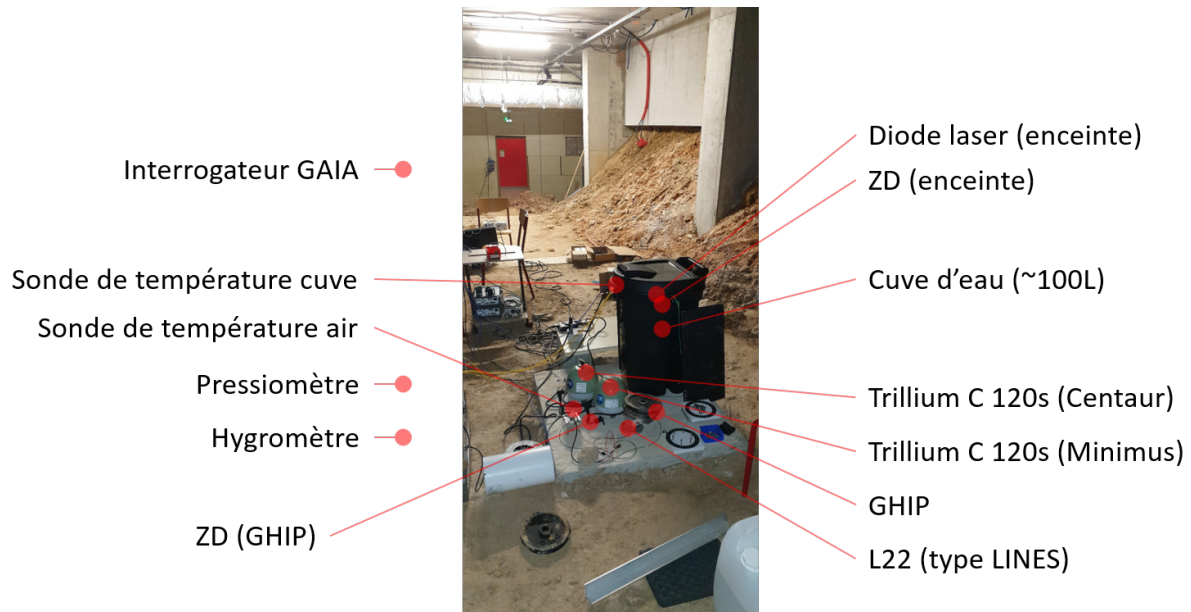


FIGURE 2.22 – Vue de l’installation dans le vide sanitaire.

Par ailleurs, un certain nombre de sondes de température, de pression, et hygrométrique sont installées au voisinage des capteurs (i.e. dans l’enceinte) et à l’air libre. Ce sont ces enregistrements qui nous permettent de négliger ou non l’impact des conditions environnementales sur le ZD. Une fois tous les équipements installés, le vide sanitaire est fermé pendant plusieurs jours, ce qui permet une stabilisation des conditions environnementales.

2.7 Résultats et validation des modèles

Dans la section précédente, nous avons présenté les conditions expérimentales permettant un certain contrôle des variations en température et pression sur un dispositif de référence : le zéro déplacement (ZD). L’objet de la présente section est de présenter et valider une partie des modèles proposés précédemment au travers de deux approches distinctes. Ainsi, nous aborderons tout d’abord la question des modèles optiques, puis nous quantifierons l’impact sur le long terme des conditions environnementales.

2.7.1 Modèles optiques

L’hypothèse sur laquelle nous fondons ce travail de validation est que la principale contribution en bruit à court terme (i.e. dans la bande $[0,002 - 10]$ Hz), dans les conditions expérimentales énoncées précédemment, reste le bruit de phase de la diode laser. Ainsi, le modèle présenté dans la section 2.2.3, illustré notamment par la figure 2.11, mis en regard avec le modèle présenté dans l’équation 2.84 peut nous permettre de valider ce dernier.

Commençons par reprendre l'équation 2.84. L'information de déplacement est contenue dans la phase instantanée du terme en *cosinus*, et s'écrit (grâce à l'équation 2.69) :

$$\phi_{jl}(t) = \Omega_0 \cdot (T_l - T_j) + \int_{t-T_l}^{t-T_j} \Omega_{ITn}(\beta) d\beta \quad . \quad (2.90)$$

L'utilisation d'un ZD, dans les conditions expérimentales évoquées, nous permet de considérer le déplacement réel comme nul. Dans ce cas, le premier terme de l'équation précédente est nul, et on peut écrire :

$$\phi_{jl}(t) = 2\pi\Delta\nu \cdot (T_l - T_j) \quad . \quad (2.91)$$

Le déplacement D_{est} estimé par l'interrogateur optoélectronique est donné par :

$$D_{est} = \frac{\lambda_0}{8\pi} \cdot \phi_{jl} \quad , \quad (2.92)$$

soit

$$D_{est} = \frac{\Delta\nu \cdot \Delta T \cdot \lambda_0}{4} \quad , \quad (2.93)$$

avec $\Delta T = (T_l - T_j)$. La DSP de $\Delta\nu$ étant égale à une constante K multipliée par $1/f$ (section 2.2.3.3), la DSP du déplacement estimé s'écrit :

$$\Gamma_D(f) = \frac{K}{f} \left(\frac{\Delta T \cdot \lambda_0}{4} \right)^2 \quad . \quad (2.94)$$

Il est intéressant de noter, sous couvert des hypothèses formulées, que nous faisons ici le rapprochement entre les modèles optiques présentés issus à la fois de l'approche électromagnétique de la section 2.2, et ceux de l'approche orientée traitement du signal de la section 2.5. Nous allons par la suite chercher à comparer le niveau de bruit de mesure (à 1 Hz) sur un ZD, avec le niveau de bruit en $1/f$ prévisionnel maximal (à 1 Hz) de la diode laser utilisée.

Le modèle de bruit présenté section 2.2 permet d'estimer la DSP du bruit de phase de la diode laser (figure 2.10). Nous avons vu dans la section 2.2.3.3, qu'il était possible d'estimer la forme de la DSP de bruit de la diode laser utilisée (EBLANA 1310) à partir de la largeur de raie maximale donnée par le constructeur $\text{FWHM} = 2 \text{ MHz}$. Le calcul de la fréquence de croisement $f_{\beta-1310}$ avec la β -line (équation 2.33) nous a précédemment permis d'obtenir sa valeur maximale. Le calcul de cette fréquence de croisement donne :

$$f_{\beta-1310} = 1,14 \text{ MHz} \quad . \quad (2.95)$$

Dans un premier temps, nous formulons l'hypothèse selon laquelle la diode laser présente un bruit en α/f^α avec $\alpha = 1$. Ceci nous donne le niveau de bruit de phase de la diode laser à 1Hz : $h_{1Hz} = 7,30 \cdot 10^{11} \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Ce terme s'insère dans l'expression de la DSP du déplacement estimé (équation 2.94) en lieu et place de K/f si on cherche $\Gamma_D(1)$. Les termes intervenant dans cette expression sont donc les suivants :

- Longueur d'onde de la diode laser : $\lambda_0 = 1310.10^{-9}$ m ;
- DSP du bruit de fréquence de la diode laser à 1Hz : $K/1 = 7,30.10^{11}$ Hz².Hz⁻¹ ;
- Vitesse de la lumière : $c = 2,997.10^8$ m.s⁻¹ ;
- Distance fibre-miroir du ZD : $D_0 = 25.10^{-3}$ m.

L'expression 2.94 s'écrit en fonction de ces paramètres :

$$\Gamma_D(1) = K \left(\frac{2 \cdot D_0 \cdot \lambda_0}{4 \cdot c} \right)^2 . \quad (2.96)$$

L'application numérique nous donne :

$$\Gamma_D(1) = 7,30.10^{11} \left(\frac{2 \cdot 25.10^{-3} \cdot 1310.10^{-9}}{4 \cdot 2,997.10^8} \right)^2 , \quad (2.97)$$

$$= 2,18.10^{-21} \text{ m}^2.\text{Hz}^{-1} , \quad (2.98)$$

$$= 2,18.10^{-3} \text{ nm}^2.\text{Hz}^{-1} . \quad (2.99)$$

Cette valeur nous renseigne sur la valeur maximale du bruit de phase produit par notre diode laser.

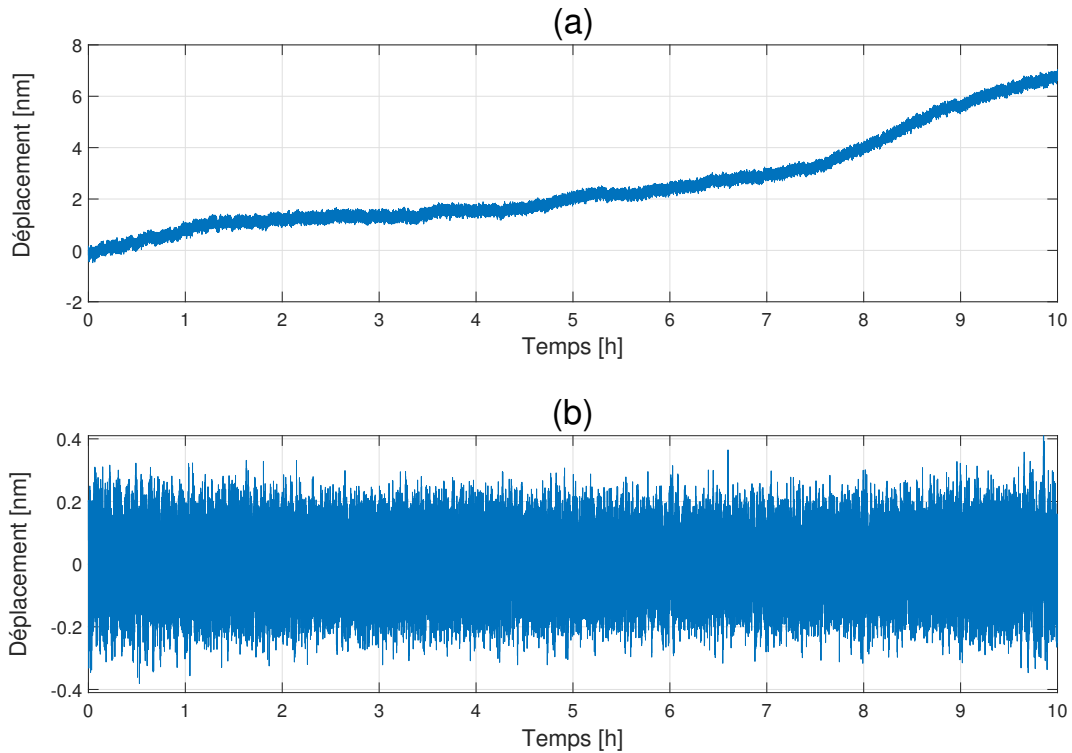


FIGURE 2.23 – Enregistrements du déplacement d'un système ZD (longueur de cavité optique égale à 25 millimètres), le 14 mars 2020 dans le vide sanitaire de l'ESEO. (a) Signaux bruts. (b) Signaux filtrés passe-haut à 500 secondes (2.10^{-3} Hz).

2.7.2 Observations sur le long terme

La figure 2.23 présente les enregistrements des déplacements du ZD conditionné dans l'enceinte pendant une période de 10 heures. On observe une dérive basse fréquence sur les signaux bruts d'environ 7 nanomètres sur 10 heures (figure 2.23 (a)), ce qui semble valider le bon conditionnement du système optique. De plus, une fois filtrés passe-haut à 500 secondes (figure 2.23 (b)), les enregistrements nous donnent un écart-type de 72 picomètres. Tout ceci semble attester des conditions expérimentales recherchées, à savoir une minimisation de l'impact des conditions environnementales sur des périodes de plusieurs centaines de secondes.

La figure 2.24 présente la densité spectrale de puissance du déplacement présenté ci-avant (courbe bleue). On observe un comportement proche de ce qui est attendu, à savoir une décroissance du bruit en $1/f$. On note cependant une remontée progressive au dessous de 0,1 Hz. Nous formulons ici l'hypothèse que les variations de pression commencent à se manifester à ce stade, étant donnée l'étanchéité relative de l'enceinte dans laquelle est installé le ZD. Reste que nous pouvons évaluer le niveau de bruit à 1 Hz :

$$\Gamma_D(1) \approx 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad . \quad (2.100)$$

Ce résultat nous permet de revenir à une valeur plus exacte de la largeur de raie de la diode laser. En effet, si le niveau de bruit à 1Hz est de l'ordre de $4,4 \cdot 10^{-4} \text{ nm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$, alors la DSP du bruit de phase de la diode laser à 1Hz (coefficient K) est de l'ordre de $1,48 \cdot 10^{11} \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. La fréquence de croisement à la β -line s'écrit :

$$f_{\beta-1310} = \pi \cdot \sqrt{\frac{K}{8 \cdot \ln(2)}} \quad , \quad (2.101)$$

$$\approx 513 \text{ kHz} \quad . \quad (2.102)$$

Le niveau de bruit h_0 est donné par :

$$h_0 = \frac{f_{\beta-1310} \cdot 8 \cdot \ln(2)}{\pi^2} \quad , \quad (2.103)$$

$$\approx 2,88 \cdot 10^5 \text{ Hz}^2 \cdot \text{Hz}^{-1} \quad . \quad (2.104)$$

Et on obtient finalement la largeur de raie FWHM de la diode laser EBLANA1310 utilisée :

$$\text{FWHM} \approx 900 \text{ kHz} \quad . \quad (2.105)$$

Pour parachever cette section, on observe également que la pente de la DSP du déplacement du système ZD (figure 2.24) présente relativement bien un comportement en $1/f$. La validation de tels modèles étant lié aux critères de répétabilité et variabilité, nous pensons mettre en place une expérience similaire, mettant en place 2 systèmes ZD, présentant différentes longueurs de cavité Fabry-Pérot : 25mm et 35mm. Ces deux ZD seront intégrés à l'enceinte (avec la diode laser), placée dans les mêmes conditions.

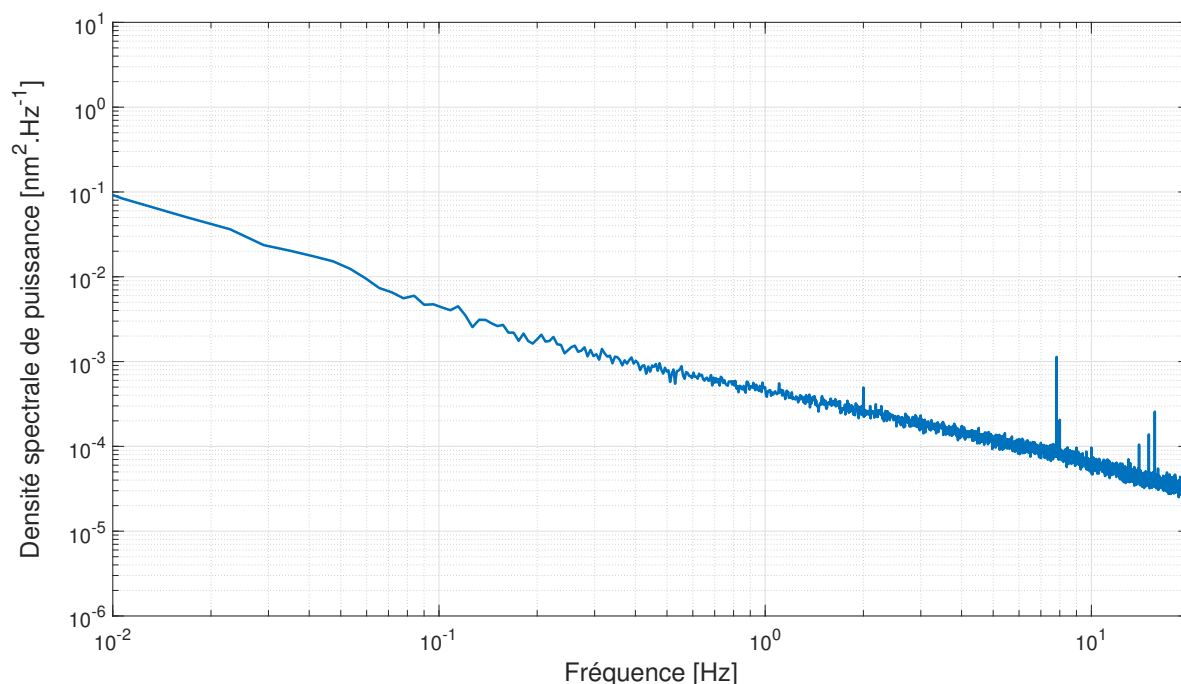


FIGURE 2.24 – Densité spectrale de puissance du déplacement d’un système ZD (longueur de cavité optique égale à 25 millimètres), le 14 mars 2020 dans le vide sanitaire de l’ESEO.

2.7.3 Conclusion

Cette démarche d’obtention de ce que l’on peut qualifier de plancher de bruit de notre diode laser permet non seulement de valider une partie des modèles développés, mais aussi de pouvoir déterminer la plage de fonctionnement optimal d’une instrumentation complète donnée. Par instrumentation complète, nous regroupons l’interrogateur optique, les composants optiques et la mécanique associée (en particulier la longueur moyenne de la cavité optique), le système de conditionnement des signaux optiques et le traitement du signal embarqué dans l’interrogateur optique. Ainsi, si le bruit de fond sismique est supérieur à ce plancher, le capteur en bout de fibre sera capable de le résoudre. À l’inverse, si le bruit de fond sismique est en deçà de ce plancher, alors l’information renvoyée par le système sera une image de ce bruit système. La figure 2.5 présentée au début de ce chapitre en est le parfait exemple. Ainsi, le spectre du géophone L22 se *sépare* de celui du STS2 en dessous de 0,02 Hz, épousant ce plancher, bien visible sur la sous-figure voisine (figure 2.5). Notons que la diode utilisée à l’époque n’est pas la même que celle présentée ici.

Afin d’étayer un peu notre propos, nous anticipons volontairement sur la suite ici. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter le sismomètre HIPERSIS, spécialement modélisé et réalisé pour la campagne expérimentale au sommet de la grande Soufrière de Guadeloupe. Ce site présente un bruit de fond qui lui est propre, présenté sur la figure 2.25. Ce spectre de bruit statistique⁸ ([McNamara and Buland, 2004] et [McNamara and Boaz, 2006] pour les détails sur les densités de probabilités) est celui capté par la station la plus proche du site d’installation visé (station LKG⁹). Cette manière de procéder utilise

8. <https://ds.iris.edu/ds/nodes/dmc/software/downloads/pqlx/>

9. Les caractéristiques de la station LKG sont disponibles sur le site du RESIF (Réseau sismologique

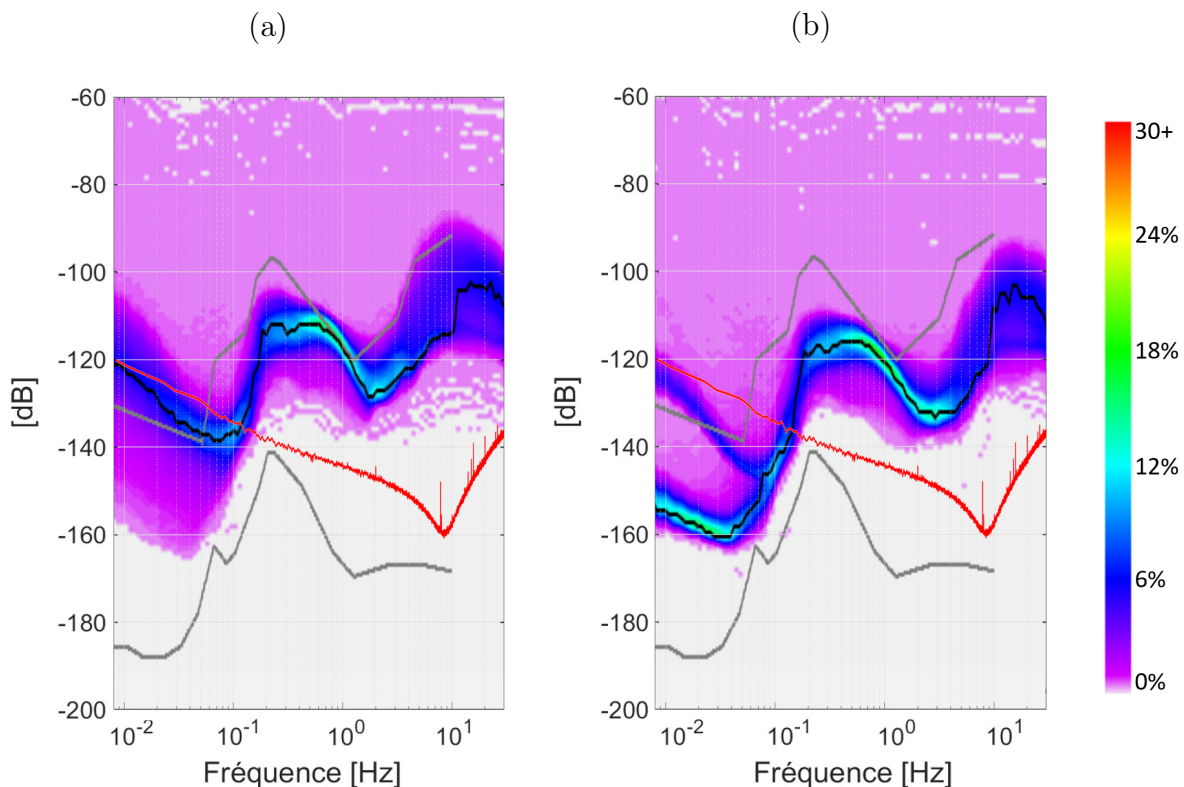


FIGURE 2.25 – Bruit de fond de la station sismique LKG sur une période de 3 ans exprimé en fonction de densité de probabilité (échelle de probabilité à droite), et plancher de bruit optique obtenu dans le vide sanitaire de l'ESEO, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$) en rouge. (a) Voie Est, similaire à la voie Nord. (b) Voie verticale.

une fonction de densité de probabilité pour afficher la DSP d'une voie sismométrique. En d'autres termes, on calcule la DSP des signaux issus des voies du sismomètre (corrigés instrumentalement) sur des périodes d'une heure. Puis on moyenne les puissances obtenus par pas d'un huitième d'octave. Enfin, on affiche la distribution des puissances par période en utilisant une fonction de densité de probabilité par pas de 1dB. Ceci permet d'avoir un aperçu global du bruit de fond de la station. Nous avons volontairement omis d'afficher la voie Nord, celle-ci étant très similaire à la voie Est.

Nous avons superposé à ces spectres, en rouge, le plancher de bruit optique obtenu dans les conditions énoncées ci-avant ramené à un bruit plancher d'un Géophone **HIPERSIS** (GHIP) présenté dans le chapitre 3 ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$). L'observation de ces figures nous permet d'attester du fait qu'un sismomètre type HIPERSIS pourra résoudre le bruit de fond sismique jusqu'à environ 6 secondes. Bien entendu, ceci ne nous empêchera pas d'observer des événements plus énergétiques que le bruit de fond sismique en basse fréquence (section 4.2).

2.8 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons cherché à proposer une première modélisation du capteur optique de déplacement basé sur un Interféromètre de Fabry-Pérot à fibre optique extrinsèque (EFFPI). Pour ce faire, nous avons séparé les différents éléments constitutifs de la chaîne optique, et utilisé plusieurs approches afin non seulement de décrire le comportement de chacun de ces éléments, de comprendre et caractériser les sources de bruits éventuels, mais également de chercher à déterminer la limite de notre système en terme de performance.

Ainsi, à l'issue de ces travaux :

- Nous proposons un modèle comportemental de la diode laser, de la chaîne optique simplifiée et de la photodiode ;
- Nous proposons une expression finale généralisée du signal en sortie de chaîne optique ;
- Nous avons proposé et mis en place des moyens expérimentaux permettant la caractérisation du bruit plancher de notre système, essentiellement fonction de la diode laser. Ces moyens de caractérisation et qualification comporte le système zéro-déplacement et le protocole expérimental ;
- Nous sommes capable de donner une estimation du degré de performance du système opto-électronique complet pour une installation donnée.

Chapitre 3

Le sismomètre HIPERSIS

3.1	Introduction	60
3.1.1	La problématique HIPERSIS	60
3.1.2	Objectifs	61
3.2	Le géophone GHIP	61
3.2.1	Les géométries	61
3.2.2	Amortissement par courants de Foucault	64
3.2.3	Les moyens de production et d'assemblage	68
3.3	Modélisation du géophone GHIP	70
3.3.1	Modélisation du géophone en régime linéaire	72
3.3.2	Modélisation du géophone en régime non-linéaire	73
3.4	Caractérisation expérimentale du géophone GHIP	79
3.4.1	Moyens d'essais	79
3.4.2	Routine d'analyse modale	82
3.4.3	Estimation de la fonction de transfert du géophone GHIP	84
3.4.4	Influence de l'inclinaison	87
3.5	Évaluation de la pertinence du modèle linéaire du géophone GHIP en conditions réalistes, proches de l'expérimentation HIPERSIS	90
3.5.1	Méthode de discrétisation des systèmes analogiques	92
3.5.2	Confrontation des modèles linéaire et non-linéaire du géophone GHIP	97
3.5.3	Déconvolution des signaux de vitesse masse	103
3.6	Évaluation de la performance du géophone associé à l'interrogateur	105
3.6.1	Valeur efficace du déplacement de la masse mobile du géophone pour une accélération donnée	105
3.6.2	Maximum de rotation de phase	108
3.7	Bilan	116

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons cherché à modéliser une partie de l'instrumentation du capteur optique de déplacement. S'en est suivie une phase expérimentale, qui a permis de vérifier une partie de ces modèles, et de caractériser le niveau de bruit plancher du système opto-électronique. Conjointement à ces travaux, le projet HIPERSIS, que nous allons détailler ensuite, comporte la réalisation d'un géophone différent sous certains aspects de celui utilisé dans le projet LINES, et à plus forte raison des géophones du commerce. Nous allons tout d'abord exposer la problématique du projet HIPERSIS, pour ensuite en dégager les objectifs principaux.

3.1.1 La problématique HIPERSIS

Le projet de recherche HIPERSIS vise à concevoir et qualifier un sismomètre optique innovant, de haute résolution et à bas coût, afin d'améliorer la surveillance en temps-réel de régions d'aléa tellurique élevé (séismes, volcans, glissements de terrain, tsunamis...), ainsi que des régions d'exploration, de production et de stockage industriels du sous-sol (géothermie, huiles, gaz, mines profondes, stockage de CO₂ et de déchets nucléaires...), pour des objectifs de sécurité et de production.

Le projet ANR LINES évoqué dans le chapitre 2.1 a vu la naissance et le succès d'un tel système (capteur et chaîne de mesure) sur un câble optique de 3 km. Cependant, une démarche de recherche combinée à de l'ingénierie supplémentaire est requise, pour *in fine* intéresser le marché industriel des sismomètres. Les enjeux sont multiples, à savoir que le sismomètre (combinaison de plusieurs géophones) doit répondre aux critères suivants :

- Une conception passive : c'est le postulat de départ de l'ensemble des travaux exposés dans ce manuscrit. La partie optoélectronique se situera donc à quelques centaines de mètres, voire quelques kilomètres du géophone ;
- La miniaturisation : étant destiné à un déploiement sur des sites multiples, dont des forages, le géophone devra être conçu pour présenter un encombrement minimum ;
- Une résistance aux hautes températures : idéalement plus de 200 °C ;
- Omnitilt : l'installation et l'exploitation du géophone ne doivent pas nécessiter d'étape de nivellement automatisé. Ce point est particulièrement important. En effet, la masse du géophone reconditionné du projet LINES, basé sur un L22 (Sercel) 2 Hz, se bloque dès que l'inclinaison de l'axe de son déplacement par rapport à \vec{g} dépasse quelques degrés. C'est d'ailleurs ce qui a permis à l'époque d'observer une première caractéristique du bruit plancher du système (cf. figure 2.5). Le calcul simple du déplacement statique d'un système masse ressort donné par g/Ω_0^2 (avec Ω_0 la pulsation propre) nous permet d'affirmer au premier ordre que la fréquence propre du géophone doit être supérieure à 2 Hz pour que la déformation statique des ressorts du géophone reste inférieure à leur limite élastique. *A contrario*, plus la fréquence propre est élevée, moins le système est sensible en basse fréquence. Ainsi, nous avons choisi une fréquence propre proche de 10 Hz pour garantir un déplacement statique maximal raisonnable (de l'ordre de 2,5 millimètres), tout en conservant une sensibilité acceptable au vu du site d'exploitation envisagé (cf. sections 2.7.3 et 4.2) ;

- Faible coût : ce critère est à prendre en compte dans les étapes de conception, tant en termes de géométrie (et donc d’usinage) que de choix des matériaux et des techniques d’assemblage ;
- Un interfaçage optimisé avec l’interrogateur optoélectronique : puisqu’il n’existe pas de géophones optiques compatibles nativement à l’heure actuelle. Cet aspect des choses nécessite donc une géométrie présentant un déplacement de la masse mobile *purement* axial, c’est à dire quasi-perpendiculaire au faisceau laser incident.

3.1.2 Objectifs

Comme nous avons pu le voir précédemment, la quasi-totalité des sismomètres actuels se base sur des systèmes mécaniques amortis, activement ou passivement. Le premier objectif lors de leur conception est d’obtenir *in fine* une fonction de transfert proche du régime critique, tout en évitant au maximum les comportements non-linéaires, ces derniers restant peu ou mal maîtrisés. Ainsi les enjeux liés à l’avancée des travaux concernant les systèmes de sismomètres optiques dénotent quelque peu. Dans le paragraphe précédent, nous avons notamment évoqué le fait que le géophone HIPERSIS doit être passif. Nous ajoutons ici qu’il n’est pas prévu de viser une fonction de transfert proche du régime critique, mais plutôt de garantir un facteur de qualité Q_0 légèrement supérieur. En effet, un objectif supplémentaire à nos travaux est de pouvoir proposer une estimation de l’évolution des paramètres propres du géophone au long de son utilisation. Cela nous permettra à terme d’évaluer la position du sismomètre 3 axes par rapport à \vec{g} , ainsi que le vieillissement du système.

Dans ce chapitre, nous allons tout d’abord décrire les choix de géométrie et de matériaux pour le Géophone HIPERSIS (GHIP). Ensuite, nous nous attacherons à décrire le géophone, en utilisant une formulation analytique conjointement à une méthode d’analyse par éléments finis. Nous mettrons en place des approches linéaire et non-linéaire et évaluerons la pertinence d’un certain nombre d’hypothèses simplificatrices. S’en suivra la présentation d’une démarche de validation expérimentale en laboratoire. Enfin, nous proposerons quelques modèles permettant d’évaluer la performance du géophone GHIP associé au système de mesure optoélectronique.

3.2 Le géophone GHIP

3.2.1 Les géométries

Dans la partie introductive de ce manuscrit, nous avons essayé de dresser un historique de la sismologie au sens large, et plus particulièrement des capteurs utilisés pour mesurer les mouvements du sol. Ainsi, nous avons distingué deux types de géométries susceptibles de répondre aux critères énoncés précédemment.

La première d’entre elles s’appuie sur un système dit à lames, visible figures 3.1. On peut distinguer des lames de faible épaisseur dont les extrémités (en bleu) sont encastrées dans un bâti (fictif ici), ainsi que la masse située à l’autre extrémité. Un miroir est collé sur la masse de façon à ce que le faisceau laser provenant de l’interrogateur vienne se réfléchir dessus avant de repartir dans la fibre optique. Nous en avons étudié plusieurs prototypes,

monolames et bilames, de façon numérique d'abord à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics puis de façon expérimentale grâce aux moyens de mesures vibrométriques à notre disposition, afin d'en évaluer la pertinence.

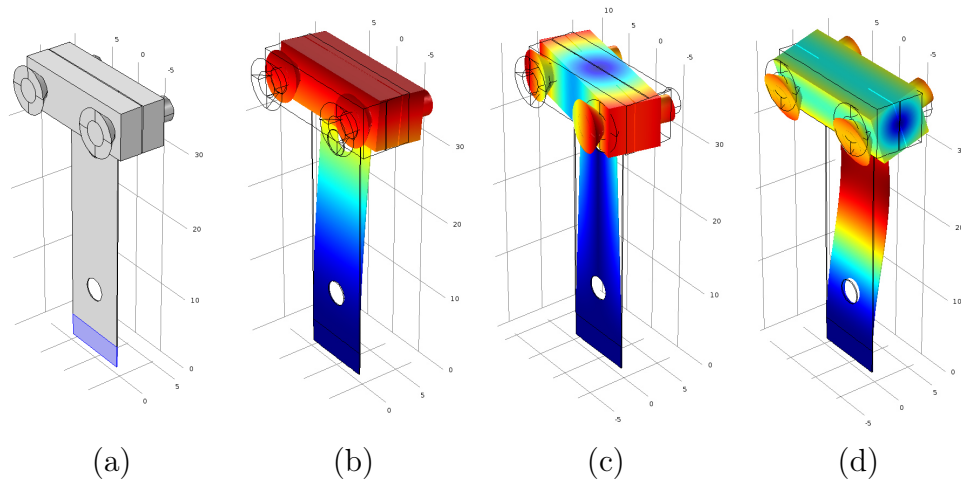


FIGURE 3.1 – Géométrie monolame - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie (la partie encadrée est représentée en bleu) - (b) 1^{er} mode : 9,92 Hz - (c) 2^{ème} mode : 45,39 Hz - (d) 3^{ème} mode : 153,53 Hz.

La géométrie monolame, si elle présente une simplicité de réalisation évidente, a rapidement été écartée. En effet, son mode fondamental étant un mode de flexion, il induit une légère rotation de la masse mobile en bout et donc du miroir mobile par rapport au bout de la fibre optique. Non seulement, le biais de mesure peut être important du fait de cette non-linéarité géométrique, mais les modes supérieurs de torsion peuvent potentiellement dévier le faisceau laser au point qu'il ne revienne plus dans la fibre. La figure 3.1 présente les résultats d'une modélisation par éléments finis de la géométrie monolame.

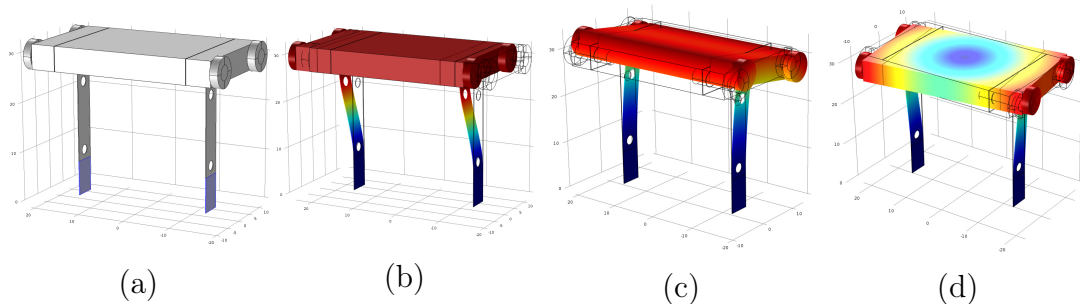


FIGURE 3.2 – Géométrie bilame - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie (les parties encadrées sont représentées en bleu) - (b) 1^{er} mode : 15,96 Hz - (c) 2^{ème} mode : 232,90 Hz - (d) 3^{ème} mode : 570,78 Hz.

La géométrie bilame a quant à elle été un peu plus étudiée. Elle présente l'avantage de garantir un mouvement en quasi-translation dans le domaine fréquentiel ciblé. Par ailleurs, les modes supérieurs de vibration se manifestent à des fréquences relativement hautes par

rapport à la fréquence fondamentale. La figure 3.2 montre les premiers modes de vibrations de cette structure, obtenus à l'aide de COMSOL.

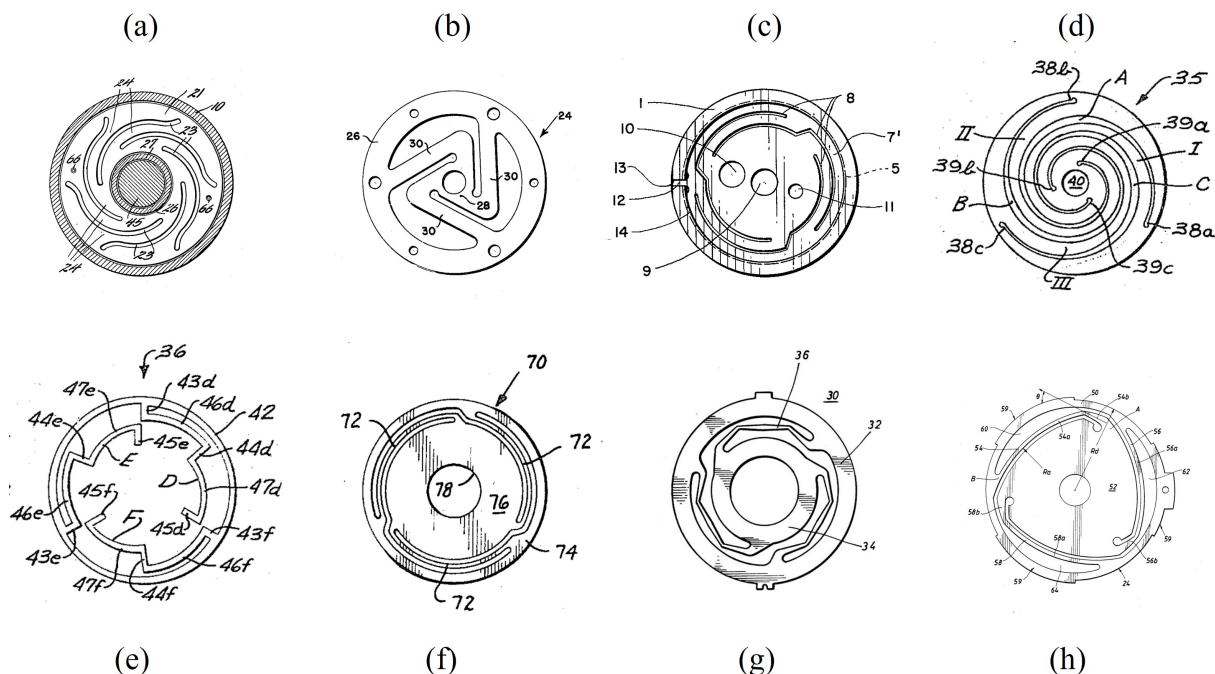


FIGURE 3.3 – Ressorts de géophone, exemples. Illustrations issues de différents brevets. (a) [Petty, 1940] (b) [Millington, 1952] (c) [Elskamp and Hagedoorn, 1962] (d) [Elliott and Yantis, 1965] (e) [Elliott and Yantis, 1965] (f) [Johnson, 1967] (g) [Coogler, 1983] (h) [Woo, 1991]

Le second type de géométrie étudiée se base sur d'une structure présentant une quasi-symétrie de révolution. Une masse cylindrique est portée par des ressorts, eux-mêmes encastés dans un cylindre. Un premier avantage d'une telle approche comparée à la précédente réside dans l'homogénéité de son comportement. On a vu précédemment que ce géophone doit présenter un comportement le plus linéaire possible quelle que soit sa position par rapport à \vec{g} . Cette géométrie cylindrique va nous permettre d'y parvenir, ainsi que les ressorts utilisés : ici des ressorts de type *spider*.

Il est à noter que beaucoup de géométries de géophones ont été et sont toujours basées sur ce même schéma. Une recherche bibliographique - de brevets notamment - à ce sujet nous montre que cette problématique de la géométrie des ressorts trouve ses premières véritables productions au début du XX^{ème} siècle [LaCoste, 1934]. La figure 3.3 présente quelques illustrations issues de ces brevets. L'idée ici n'est pas de reproduire à l'identique ce qui existe déjà, mais de s'en inspirer, en gardant en tête nos objectifs de simplicité et de robustesse.

Nous avons utilisé deux ressorts *spider* pour notre géophone, d'une géométrie relativement proche de celle utilisée dans les géophones L28 (Sercel), qui s'apparente au ressort présenté figure 3.3.(f). La figure 3.4 présente une vue interne du géophone GHIP. Les ressorts ont été placés aux extrémités d'une masse cylindrique, présentant leurs rayons dans le même sens mais tournés de 30° l'un par rapport à l'autre. Ceci permet d'assurer

une translation dans l'axe, la masse tournant autour de son axe dans le même temps. Les dimensions et choix des matériaux ont suivi le même raisonnement général en termes de simplicité et coût de production. Ainsi, la masse mobile est en aluminium et les ressorts faits d'un alliage de cuivre (Cu) et de beryllium (Be) : le cupro-beryllium. Ce matériau présente d'excellentes propriétés mécaniques à savoir une bonne résistance à la traction (500-1300 MPa), un point de fusion élevé (>900 °C), une bonne résistance à la corrosion, et également une susceptibilité magnétique très faible, ce qui aura son importance par la suite.

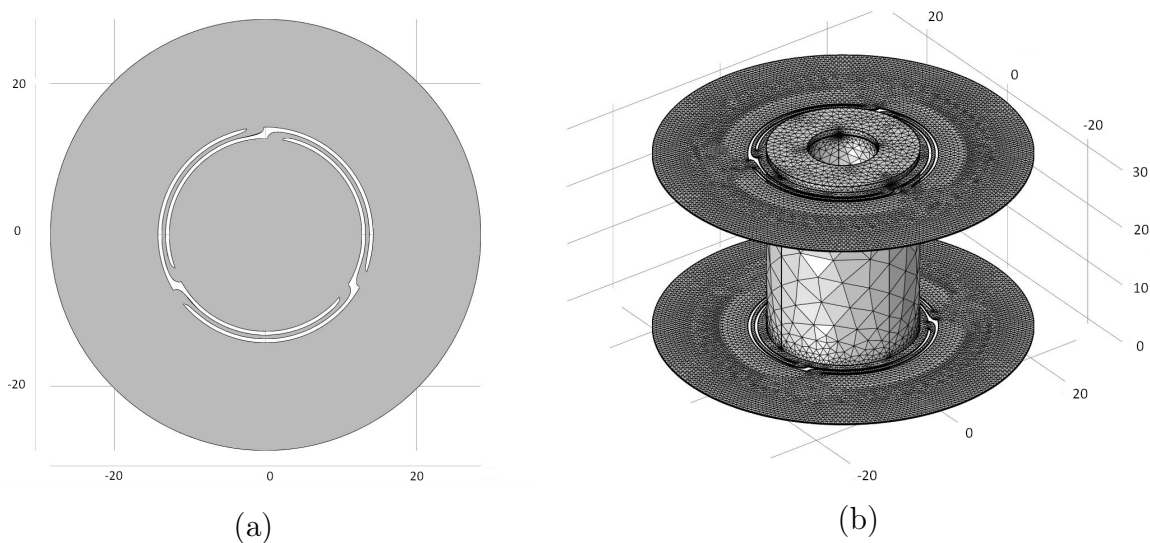


FIGURE 3.4 – Modèle COMSOL du géophone GHIP. Unités en millimètres. (a) Vue de dessus de l'un des deux ressorts *spider*. (b) Vue de la structure maillée.

Les premières simulations effectuées semblent confirmer ce choix : le mode principal, proche de 10 Hz est un mode de translation dans l'axe du géophone, et les modes supérieurs de torsion se situent à des fréquences bien plus élevées. La figure 3.5 présente les résultats de cette modélisation par éléments finis. Ceci étant, le facteur de qualité de cette structure est très élevé - d'ordre de grandeur supérieur à 1000. Il ne peut donc pas dans l'état être utilisé comme géophone. Il nous faut donc inclure un système d'amortissement. L'amortissement visqueux par frottement de l'air reste relativement négligeable, quand bien même on intègre notre système dans une petite enceinte hermétique.

3.2.2 Amortissement par courants de Foucault

Comme évoqué dans la section 1.3.1, la plupart des géophones du commerce sont asservis électromagnétiquement par une électronique plus ou moins complexe. Comme nous l'avons expliqué précédemment, cette solution n'est pas envisageable ici. Ceci étant, on peut imaginer une solution proche de cette dernière, basée sur les courants de Foucault au moyen d'un aimant annulaire situé au milieu de la masse mobile. L'amortissement par courant de Foucault est largement étudié depuis le milieu du 19^{ème} siècle, et ses applications sont multiples. On retiendra deux utilisations principales : le freinage par courant de Foucault développé depuis les années 70 ([Sodano, 2004]), et l'amortissement de structures en vibration, à savoir principalement des moteurs ou systèmes de freinage ([Heald, 1988], [KARNOPP, 1989], [MacLatchy et al., 1993], [Levin et al., 2006]) puis des ouvrages

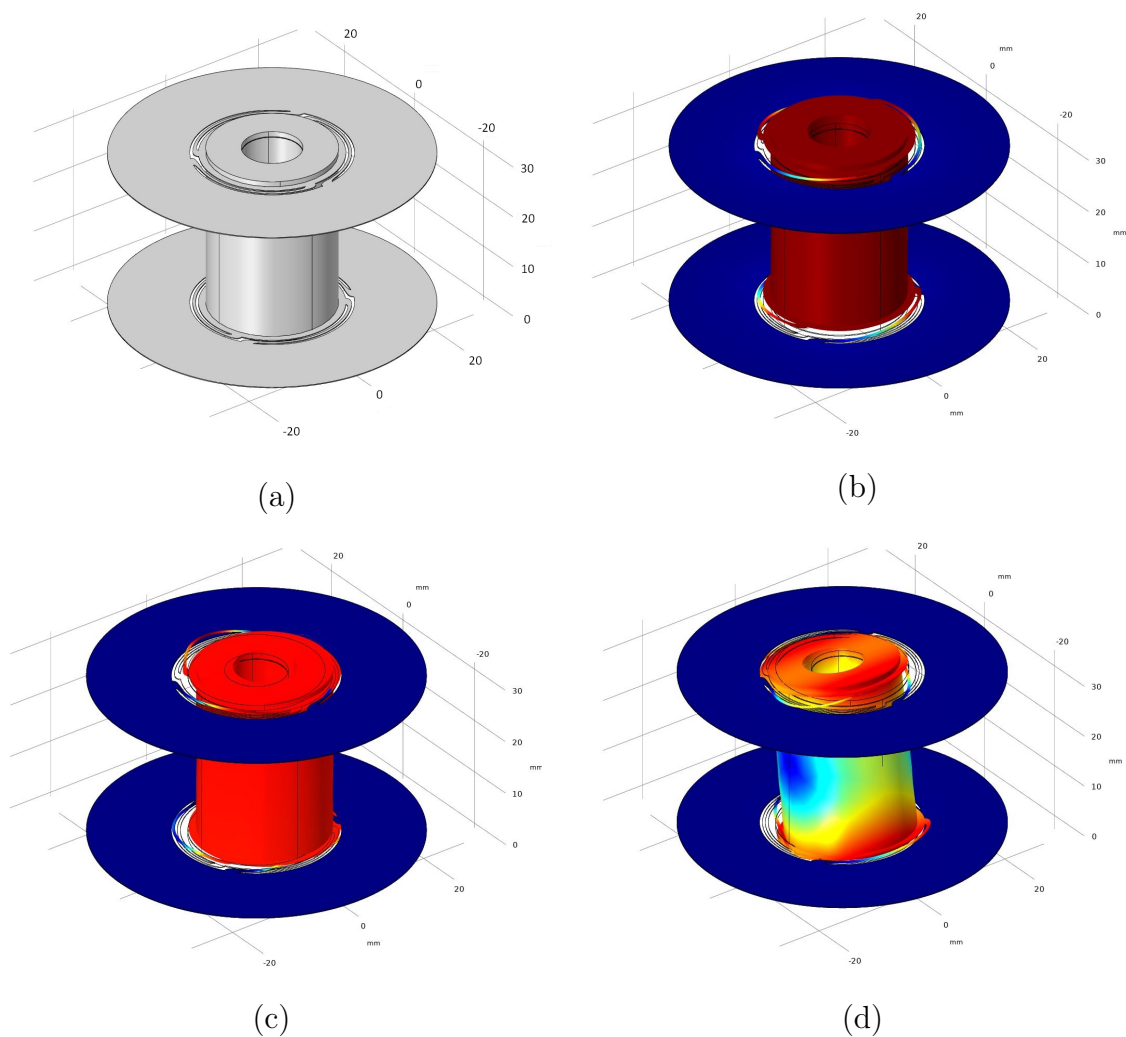


FIGURE 3.5 – Géométrie GHIP - modélisation par éléments finis (COMSOL) : détermination des modes propres. (a) géométrie - (b) 1^{er} mode : 15,21 Hz - (c) 2^{me} mode : 116,25 Hz - (d) 3^{me} mode : 214,60 Hz

d'art plus récemment ([Lo Feudo et al., 2015]).

Lorsqu'un matériau conducteur non-magnétique est soumis à un champ magnétique variant au cours du temps, des courants dits de Foucault (ou *eddy current*) apparaissent dans le matériau. Ils circulent de sorte à créer un champ magnétique s'opposant (*i.e.* de polarité opposée) au champ magnétique appliqué. Ce phénomène produit une force de répulsion électromotrice ; dans le sens qu'elle s'oppose à la cause de la variation du champ magnétique.

Dans le cas où c'est le matériau conducteur qui circule dans un champ magnétique stationnaire, cette force électromotrice est fonction de la vitesse. C'est pourquoi on peut assimiler ce phénomène à un amortissement visqueux. Notons au passage que cet amortissement se fait donc sans contact avec la structure, ce qui préserve la structure de changements indésirables tels que l'ajout de masse ou de raideur ou de frottements secs de type hystérétique.

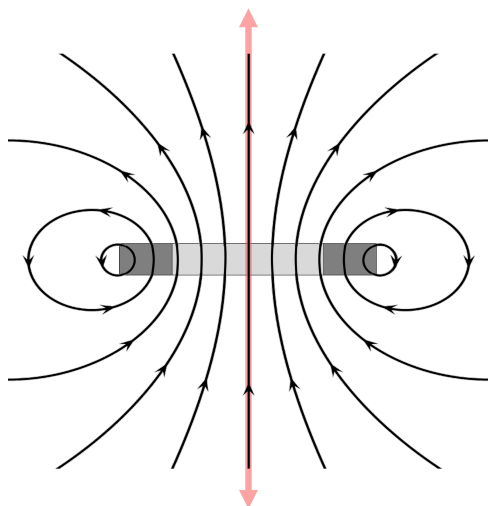


FIGURE 3.6 – Représentation des lignes de champ magnétique (noires) d'un aimant annulaire comparable à celui utilisé dans le géophone GHIP. L'axe de déplacement quasi-exclusif de la masse du géophone GHIP est représenté par une double flèche rouge.

3.2.2.1 Description du phénomène

Comme vu précédemment, les courants dits de Foucault sont induits dans un matériau conducteur lorsque celui-ci se déplace dans un champ magnétique stationnaire. La loi de Faraday nous permet de décrire la densité des courants de Foucault J_f en fonction de la conductivité électrique du matériau σ , de la vitesse v relative du matériau par rapport à l'élément magnétique, et de la densité du flux magnétique B produite par l'élément magnétique (équation 3.1).

$$J_f = \sigma(v \wedge B) \quad . \quad (3.1)$$

Les courants de Foucault produisent à leur tour un champ magnétique [Pelesko et al., 2005], de polarité opposée à celle de l'élément magnétique, ce qui fait apparaître une force de répulsion F_f :

$$F_f = \int_V (J_f \wedge B) dV \quad . \quad (3.2)$$

Dans notre cas d'étude, nous avons choisi d'utiliser un aimant annulaire dont les lignes de champ sont représentées figure 3.6 [Ravaud et al., 2008]. La masse mobile du géophone est donc une structure cylindrique en mouvement dans l'axe de l'aimant. Ainsi, nous considérerons que la distribution des lignes de champ magnétique suit une symétrie de révolution [Hahn et al., 1998]. Les forces de rappel provoquées par la vitesse de déplacement de la masse du géophone sont distribuées de façon homogène quel que soit l'angle visé dans le plan perpendiculaire à l'axe de déplacement (symbolisé par la double flèche rouge sur la figure 3.6).

3.2.2.2 Simulation et validation

Pour simuler ce phénomène, nous avons à nouveau utilisé une modélisation par éléments finis. Nous cherchons à déterminer la fonction qui lie la vitesse de la masse mobile à la force de répulsion engendrée. Le modèle utilisé ici n'est pas tout à fait représentatif de la réalité géométrique du géophone. En effet, pour modéliser un mouvement continu d'un cylindre dans un entrefer magnétique, nous nous sommes inspirés de ce qui se fait dans le cadre d'étude de frein à courant de Foucault sur des disques.

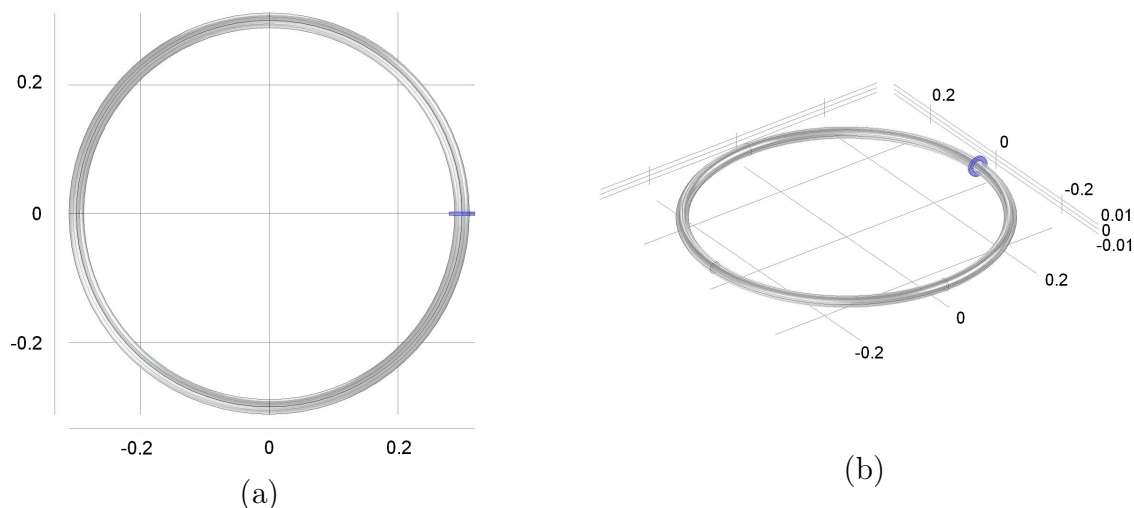


FIGURE 3.7 – Modèle COMSOL pour l'étude de l'impact des courants de Foucault sur la vitesse de déplacement de la masse du géophone GHIP. Les diamètres interne et externe du grand anneau creux gris sont fidèles à ceux de la masse du géophone. L'aimant annulaire est représenté en bleu. Unités en mètres. (a) vue en XY, (b) vue en XYZ.

La géométrie employée pour cette modélisation est visible figure 3.7. On peut y voir un tube circulaire, représentant la masse mobile du géophone, dont le rayon est très grand devant la section. Ce tube passe dans un aimant annulaire magnétique. Les dimensions ont été choisies afin de considérer la portion du tube passant dans l'aimant comme droite. On impose une vitesse initiale de rotation du tube par rapport à son centre, puis le freinage s'effectue uniquement par l'apparition de courant de Foucault dans le tube aux alentours proches de l'aimant annulaire. La figure 3.8 présente l'apparition des courants et la distribution des forces de rappel sur la structure. On peut ainsi constater la distribution en symétrie de révolution de ces forces, représentées par des flèches blanches pleines.

L'étude de la répartition des courants de Foucault le long du tube nous a ainsi permis de dimensionner la masse mobile. Nous avons également pu étudier l'incidence de l'entrefer sur la fonction vitesse/force de Lorentz. Les résultats de cette modélisation sont visibles figure 3.9. On exprime ici une densité de force puisqu'il s'agit dans notre cas d'une distribution de charges en mouvement. Il est intéressant de noter le caractère linéaire de cette relation en vitesse. Ceci nous sera utile par la suite lors de l'étude approfondie du géophone GHIP (section 3.3). Pour finir, nous avons souhaité évaluer l'impact de la taille de l'entrefer sur le coefficient liant la vitesse à la force de rappel afin de pouvoir dimensionner dans le futur des géophones avec un facteur de qualité souhaité.

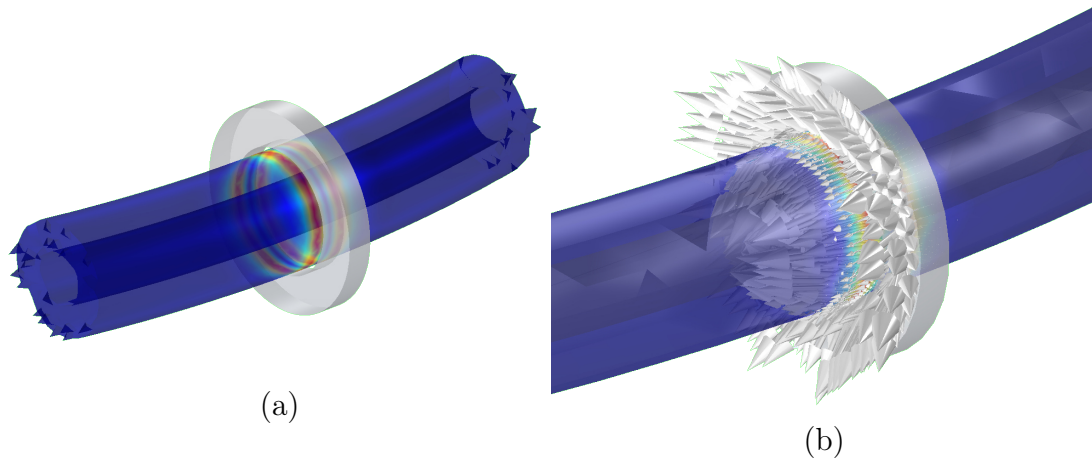


FIGURE 3.8 – Résultat de la modélisation par éléments finis des courants de Foucault induits dans la structure analogue au géophone GHIP. Ces données sont obtenues pour une vitesse de $0,45 \text{ mm.s}^{-1}$ au centre du tube. (a) Amplitude totale de la densité de courant : 0 A.m^{-2} (bleu) à supérieur à 200 A.m^{-2} (rouge). (b) Les flèches blanches indiquent la distribution des forces de Lorentz.

Pour finir, la présence d'un amortissement par courants de Foucault a bien sûr un impact sur la fréquence de résonance et le facteur de qualité du géophone [McCarthy, 1996]. Ceci étant, nous n'avons pas choisi d'investiguer davantage, étant donné le caractère linéaire au premier ordre de la force de rappel en fonction de la vitesse. Ainsi, les développements qui suivront considéreront la fréquence propre et le facteur de qualité du géophone équipé de son système d'amortissement par courants de Foucault.

3.2.3 Les moyens de production et d'assemblage

La réalisation des éléments constitutifs du géophone a été sous-traitée à des prestataires extérieurs. L'assemblage quant à lui a été réalisé en interne (ESEO-Tech). Les matériaux ont été choisis pour leurs propriétés mécaniques en prévision du site d'installation : le dôme de la grande Soufrière en Guadeloupe. La figure 3.10 présente une vue en coupe et en trois dimensions du géophone GHIP. Une attention particulière a été portée au choix de l'aimant annulaire, qui se trouve être fait d'un alliage de Samarium et de Cobalt. Si ce type d'alliage présente une médiocre robustesse mécanique, ses points forts résident dans sa résistance à la chaleur (jusqu'à 250°C environ), sa stabilité en température et son faible taux de démagnétisation en fonction de la température ($\sim 0,05 \%$. K^{-1}).

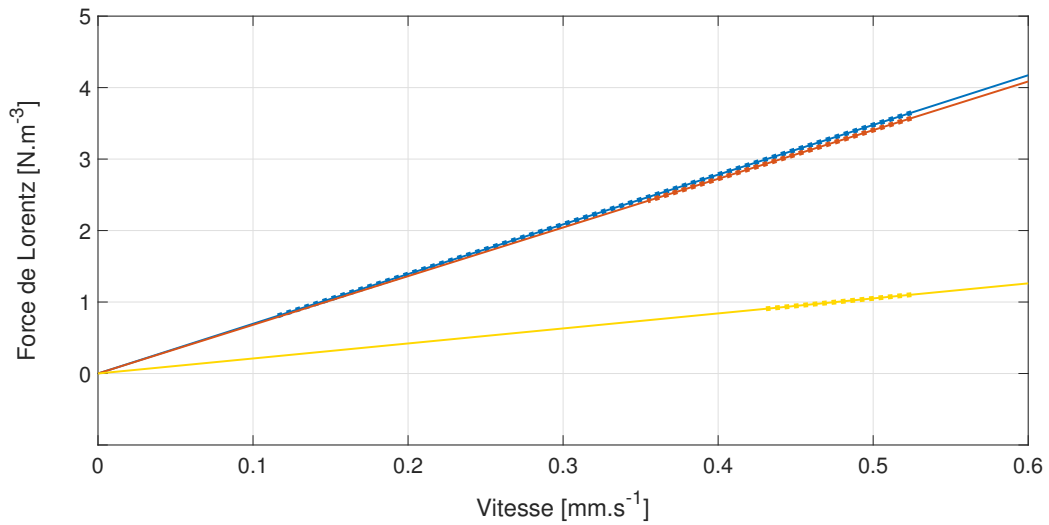


FIGURE 3.9 – Valeur absolue en un point « chaud » selon la normale à l'axe de la force de Lorentz (densité) en fonction de la vitesse de la masse mobile du géophone pour différentes tailles d'entrefer : simulations par éléments finis COMSOL (pointillés) et reconstructions polynomiales (trait plein). Bleu : entrefer de 1mm. Rouge : entrefer de 3 mm. Jaune : entrefer de 5 mm.

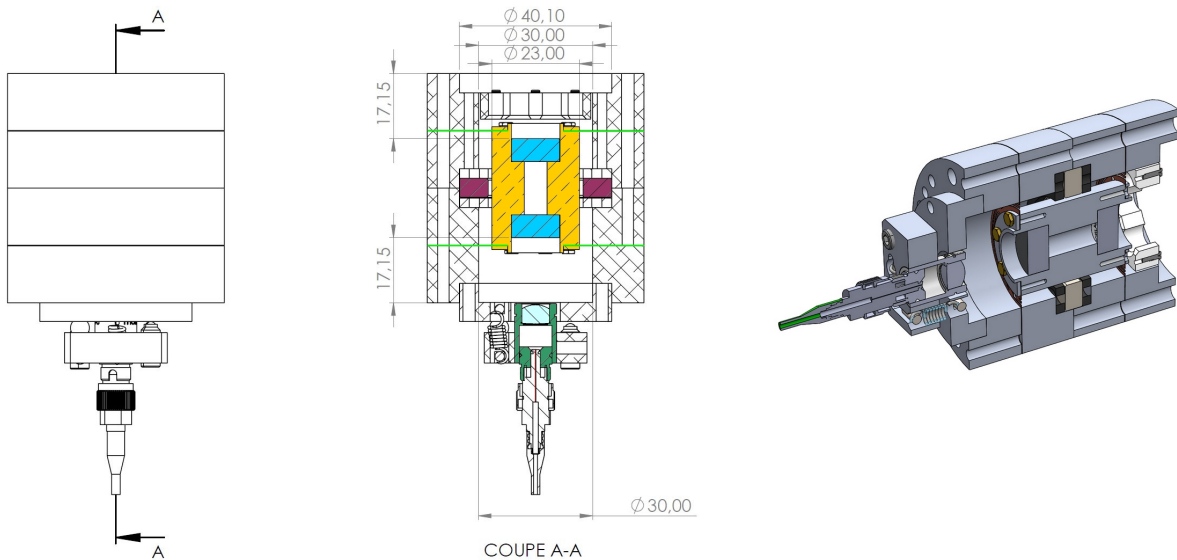


FIGURE 3.10 – Plan et vue en trois dimensions du géophone GHIP (dimensions exprimées en millimètres). Jaune : la masse mobile. Vert clair : les ressorts *spider*. Vert foncé : le collimateur et sa lentille (cyan). Bleu : le miroir. Violet : aimant annulaire.

3.3 Modélisation du géophone GHIP

Dans cette section, nous allons développer le modèle du géophone GHIP. Comme nous l'avons détaillé en introduction de ce chapitre (section 3.1.1), nous allons *in fine* chercher à obtenir l'équation différentielle liant le déplacement de la masse mobile du géophone en fonction de l'accélération du sol et à tirer parti du comportement non-linéaire du système oscillant pour en déduire l'angle α de ce dernier par rapport à \vec{g} , l'accélération de la pesanteur. Nous commencerons par présenter le modèle simple en régime linéaire, puis nous identifierons les sources principales de non-linéarité. Nous caractériserons et quantifierons ces sources dans une approche analytique et par simulation conjointement. Enfin, nous établirons l'expression de l'équation différentielle linéarisée du déplacement de la masse du géophone autour d'une position statique, et donnerons une expression approchée de la pulsation propre du géophone en fonction de son inclinaison.

Bien qu'il existe un nombre conséquent de types de sismomètres, la plupart d'entre eux sont basés sur un système masse-ressort. Ainsi, si les conditions d'installation du sismomètre sont respectées, le mouvement de la masse sera fonction du mouvement du support, en l'occurrence le sol, auquel elle est attachée via le ressort. La pulsation propre Ω_0 d'un tel système est déterminée par la relation :

$$\Omega_0 = 2\pi F_0 = \sqrt{\frac{k_R}{M}} \quad , \quad (3.3)$$

avec F_0 la fréquence propre, k_R la raideur du ressort et M la masse. Bien évidemment, le système en tant que tel présente un comportement hautement résonnant, ce qui a pour conséquence de forts déplacements de la masse pour des fréquences de déplacement du sol proche de F_0 . A l'inverse, plus la fréquence de déplacement du sol s'éloigne de la fréquence propre du système masse-ressort, plus le mouvement relatif de la masse sera faible. Aussi, une telle solution s'accompagne toujours d'un système d'amortissement, système que nous avons détaillé dans la section précédente. La figure 3.11 présente une vision schématique de notre dispositif.

Classiquement, les sismomètres sont conçus pour donner la vitesse ou l'accélération du sol selon les axes Nord, Est et Z (vertical). On combine l'information de trois capteurs, un pour chacune de ces directions. Il est donc impératif, comme nous l'avons exposé précédemment, que la géométrie du dispositif mécanique se déplace quasi-exclusivement dans la direction étudiée. De plus, dans une démarche d'identification de la position *in situ* du géophone, la géométrie de ce dernier doit garantir un comportement modélisable en fonction de son orientation par rapport à la gravité. Enfin, les contraintes techniques liées à la réalisation d'un tel oscillateur devront être prises en compte.

Le principe fondamental de la dynamique nous dit que la somme des forces doit être égale au produit de la masse par l'accélération. Ainsi, on peut écrire l'équation 3.4, dans laquelle $x_M(t)$ représente le déplacement relatif de la masse par rapport au bâti du géophone. La loi de Hooke, relative à la raideur k_R du ressort, et le terme k_V la force liée à l'amortissement dû aux frottements visqueux nous permettent d'écrire :

$$-k_R \cdot x_M(t) - k_V \cdot \dot{x}_M(t) = M \cdot \ddot{x}_M(t) \quad . \quad (3.4)$$

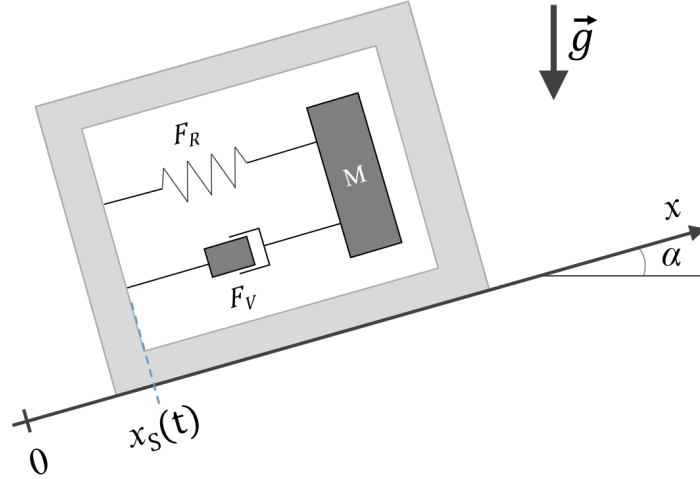


FIGURE 3.11 – Représentation schématique du géophone GHIP : système masse-ressort amorti, intégré dans un bâti, lui-même posé sur un plan (le sol) incliné d'un angle α par rapport à la normale au vecteur \vec{g} . $x_s(t)$ le déplacement du sol au niveau du géophone (i.e. du bâti du géophone). F_V et F_R représentent les forces de rappel exercées sur la masse M .

Si on ajoute maintenant l'accélération du sol \ddot{x}_s à l'équation 3.4, on obtient l'équation 3.5.

$$-k_R \cdot x_M(t) - k_V \cdot \dot{x}_M(t) = M \cdot (\ddot{x}_M(t) + \ddot{x}_s(t)) \quad . \quad (3.5)$$

Intégrons à présent l'angle α de l'axe de déplacement du géophone par rapport à \vec{g} dans l'équation 3.5 :

$$M \cdot \ddot{x}_M(t) + k_V \cdot \dot{x}_M(t) + k_R \cdot x_M(t) = -M \cdot g \cdot \sin(\alpha) - M \cdot \ddot{x}_s(t) \quad . \quad (3.6)$$

Cette relation liant le déplacement de la masse mobile par rapport au bâti du géophone $x_M(t)$ au déplacement du sol $x_s(t)$ peut également s'écrire sous la forme :

$$\ddot{x}_M(t) + \frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot \dot{x}_M(t) + \Omega_0^2 \cdot x_M(t) = -g \cdot \sin(\alpha) - \ddot{x}_s(t) \quad , \quad (3.7)$$

avec $Q_0 = \Omega_0 \cdot (M/k_V)$ le facteur de qualité.

L'équation 3.6 présente une approche relativement répandue, mais incomplète dans une certaine mesure car elle se réfère implicitement à un régime linéaire. Dans la mesure ou nous déclinerons par la suite les cas linéaire et non-linéaire, il convient de généraliser cette écriture en considérant non pas k_V et k_R , associés respectivement à $\dot{x}_M(t)$ et $x_M(t)$, mais $F_V[\dot{\Delta}_x(t)]$ et $F_R[\Delta_x(t)]$ les forces de rappel (linéaires ou non) exercées sur la masse M , en fonction de l'allongement du ressort $\Delta_x(t)$ et de la vitesse d'allongement du ressort $\dot{\Delta}_x(t)$. Ainsi, l'équation 3.6 devient :

$$M \cdot \ddot{\Delta}_x(t) + F_V[\dot{\Delta}_x(t)] + F_R[\Delta_x(t)] = -M \cdot g \cdot \sin(\alpha) - M \cdot \ddot{x}_s(t) \quad . \quad (3.8)$$

Dans la suite de cette section, nous allons nous attacher à décrire et caractériser les forces de rappel et à estimer la faisabilité d'une linéarisation du modèle décrit ci-dessus. Cette étude vise à présenter un modèle comportemental linéaire puis non-linéaire linéarisé du géophone. Nous nous attacherons à déterminer un domaine d'étude permettant de considérer le comportement du géophone comme linéaire.

3.3.1 Modélisation du géophone en régime linéaire

On se place tout d'abord dans l'observation de notre oscillateur en régime linéaire, considérant les relations entre les allongement et vitesse d'allongement de la masse par rapport au sol et les forces de rappel comme linéaires. Ainsi, on peut écrire :

$$F_V[\dot{\Delta}_x(t)] = k_V \cdot \dot{\Delta}_x(t) \quad , \quad (3.9)$$

et

$$F_R[\Delta_x(t)] = k_R \cdot \Delta_x(t) \quad . \quad (3.10)$$

On reprend donc l'équation différentielle 3.6. En divisant les deux membres de l'équation par le terme de masse M , on obtient la forme suivante :

$$\ddot{\Delta}_x(t) + \frac{k_V}{M} \cdot \dot{\Delta}_x(t) + \frac{k_R}{M} \cdot \Delta_x(t) = -g \cdot \sin(\alpha) - \ddot{x}_S(t) \quad . \quad (3.11)$$

Ici, on retrouve la pulsation propre du système Ω_0 et le facteur de qualité Q_0 :

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{k_R}{M}} \quad , \quad (3.12)$$

$$Q_0 = \frac{\Omega_0 M}{k_V} \quad . \quad (3.13)$$

L'équation 3.11 devient alors similaire à l'équation 3.7, mais en considérant ici l'allongement du ressort :

$$\ddot{\Delta}_x(t) + \frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot \dot{\Delta}_x(t) + \Omega_0^2 \cdot \Delta_x(t) = -g \cdot \sin(\alpha) - \ddot{x}_S(t) \quad . \quad (3.14)$$

Nous verrons ultérieurement (section 3.5 notamment) si cette approche tout à fait classique, est finalement retenue pour remonter à l'estimation du déplacement du sol. Par contre, il semble d'ores et déjà clair que la position statique du géophone en fonction de son inclinaison aura un impact sur la fréquence propre et le facteur de qualité du géophone. C'est pourquoi nous allons chercher à modéliser et détailler ci-après le comportement du géophone en régime non-linéaire.

3.3.2 Modélisation du géophone en régime non-linéaire

3.3.2.1 Les sources de non-linéarité

Comme nous l'avons évoqué précédemment les sources de non-linéarité du géophone HIPERSIS sont portées par le comportement du ressort, et du système d'amortissement par courant de Foucault. Ainsi, nous pouvons exprimer $F_R[\Delta_x(t)]$ et $F_V[\dot{\Delta}_x(t)]$ sous forme de polynômes. Souhaitant imposer le fait que le géophone présente un comportement identique quel que soit le sens de la déformation statique, nous imposons des fonctions impaires pour ces polynômes.

Par ailleurs, nous choisissons d'imposer des forces de rappel nulles pour une déformation nulle ou une vitesse de déformation nulle :

$$F_R[\Delta_x(t)] = 0 \quad \text{pour } \Delta_x(t) = 0 \quad , \quad (3.15)$$

$$F_V[\dot{\Delta}_x(t)] = 0 \quad \text{pour } \dot{\Delta}_x(t) = 0 \quad . \quad (3.16)$$

Pour finir, nous considérons que les dérivées des forces de rappel locales autour du point de fonctionnement sont strictement positives :

$$\frac{dF_R[\Delta_x(t)]}{d\Delta_x(t)} > 0 \quad \forall \Delta_x(t) \quad , \quad (3.17)$$

$$\frac{dF_V[\dot{\Delta}_x(t)]}{d\dot{\Delta}_x(t)} > 0 \quad \forall \dot{\Delta}_x(t) \quad . \quad (3.18)$$

Les conclusions de la section 3.2.2 nous permettent de considérer $F_V[\dot{\Delta}_x(t)]$ comme une fonction linéaire. Par ailleurs, on va considérer un modèle non linéaire cubique en élasticité. Les deux forces de rappel peuvent par conséquent s'écrire ainsi :

$$F_R[\Delta_x(t)] = k_R \cdot \Delta_x(t) \left[1 + (\epsilon_R \cdot \Delta_x(t))^2 \right] \quad , \quad (3.19)$$

$$F_V[\dot{\Delta}_x(t)] = k_V \cdot \dot{\Delta}_x(t) \quad , \quad (3.20)$$

avec le terme ϵ_R que nous appellerons : coefficient de non-linéarité. L'équation 3.8 s'écrit, en divisant chaque terme par M :

$$\ddot{\Delta}_x(t) + \frac{k_V}{M} \cdot \dot{\Delta}_x(t) + \frac{k_R}{M} \cdot \Delta_x(t) \left[1 + (\epsilon_R \cdot \Delta_x(t))^2 \right] = -g \cdot \sin(\alpha) - \ddot{x}_S(t) \quad , \quad (3.21)$$

$$\ddot{\Delta}_x(t) + \frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot \dot{\Delta}_x(t) + \Omega_0^2 \cdot \Delta_x(t) \left[1 + (\epsilon_R \cdot \Delta_x(t))^2 \right] = -g \cdot \sin(\alpha) - \ddot{x}_S(t) \quad . \quad (3.22)$$

3.3.2.2 Linéarisation du modèle autour d'un déplacement statique

Commençons par décrire le cas particulier induisant une accélération du sol $\ddot{x}_S(t) = 0$. Dans ce cas, la déformation du ressort Δ_L reste constante au cours du temps, et ne dépend que de α , l'angle du géophone par rapport à \vec{g} , et le coefficient ϵ_R . On peut alors écrire :

$$\Delta_x(t) = \Delta_L(\epsilon_R, \alpha) \quad \forall t \quad , \quad (3.23)$$

et

$$\ddot{\Delta}_x(t) = \dot{\Delta}_x(t) = 0 \quad \forall t \quad . \quad (3.24)$$

L'allongement statique $\Delta_L(\epsilon_R, \alpha)$ vérifie alors l'équation suivante, issue de l'équation 3.22 :

$$\epsilon_R^2 \cdot \Delta_L^3(\epsilon_R, \alpha) + \Delta_L(\epsilon_R, \alpha) + \frac{g}{\Omega_0^2} \cdot \sin(\alpha) = 0 \quad , \quad (3.25)$$

$$\Delta_L^3(\epsilon_R, \alpha) + \frac{1}{\epsilon_R^2} \cdot \Delta_L(\epsilon_R, \alpha) + \frac{1}{\epsilon_R^2} \cdot \frac{g}{\Omega_0^2} \cdot \sin(\alpha) = 0 \quad . \quad (3.26)$$

Ce polynôme est de la forme :

$$\Delta_L^3(\epsilon_R, \alpha) + p \cdot \Delta_L(\epsilon_R, \alpha) + q = 0 \quad , \quad (3.27)$$

avec

$$p = \frac{1}{\epsilon_R^2} \quad \text{et} \quad q = \frac{g \cdot \sin(\alpha)}{\epsilon_R^2 \cdot \Omega_0^2} \quad . \quad (3.28)$$

Les méthodes de résolution par éléments finis mises en place, et présentées précédemment nous ont permis d'obtenir une estimation de l'allongement statique Δ_L du ressort en fonction de la force appliquée. Les résultats de cette étude pour $\alpha = 0$ sont présentés figure 3.12, et nous renvoient les coefficient suivants :

$$965,766 \cdot 10^3 \cdot \Delta_L^3(\epsilon_R, \alpha) + 0,123 \cdot 10^3 \cdot \Delta_L(\epsilon_R, \alpha) = 0 \quad . \quad (3.29)$$

On peut d'ores et déjà proposer une première approximation du coefficient ϵ_R :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon_R^2} &= \frac{0,123 \cdot 10^3}{965,766 \cdot 10^3} \quad , \\ \epsilon_R &= \sqrt{\frac{965,766 \cdot 10^3}{0,123 \cdot 10^3}} \quad , \\ \epsilon_R &\approx 88,47 \text{ m}^{-1} \quad . \end{aligned} \quad (3.30)$$

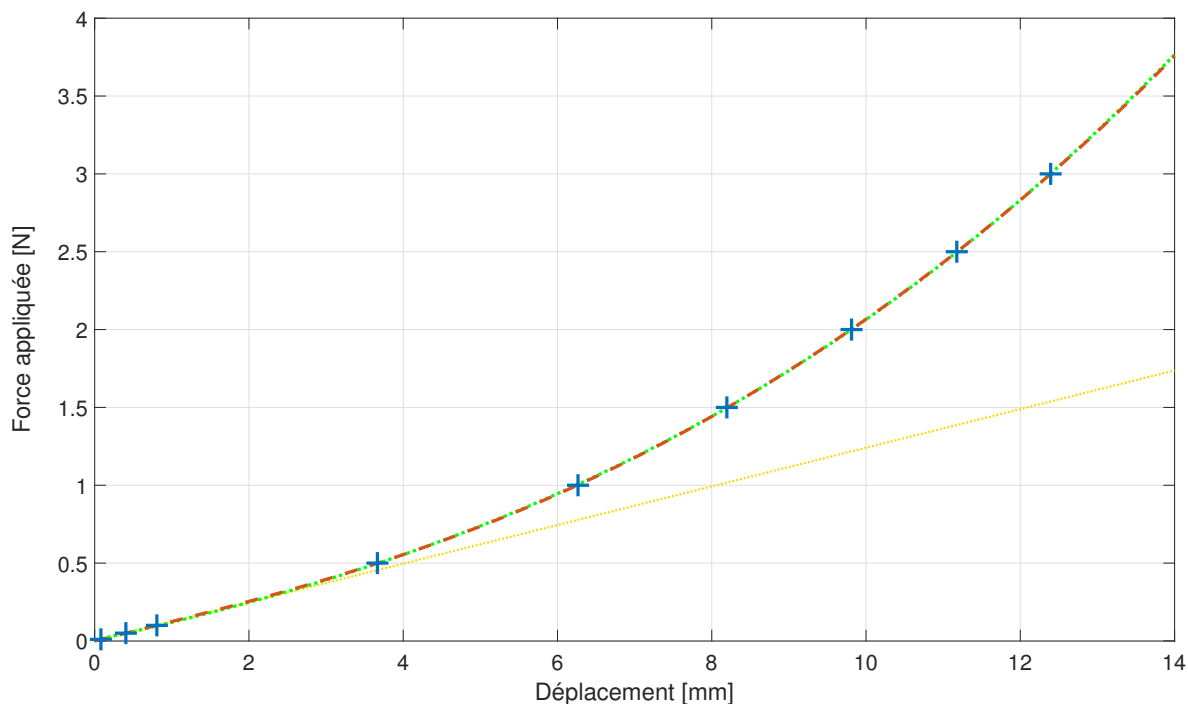


FIGURE 3.12 – Déplacement de la masse du géophone en fonction de la force appliquée dans l'axe de déplacement privilégié. Bleu (croix) : simulation par éléments finis COMSOL. Vert : reconstruction polynomiale d'ordre 3. Rouge : reconstruction polynomiale d'ordre 5. Jaune : reconstruction polynomiale d'ordre 1.

Introduisons le déplacement statique Δ_L dans l'équation différentielle 3.21. Celle-ci s'écrit :

$$\frac{1}{M} \cdot F_R[\Delta_L] = -g \cdot \sin(\alpha) \quad . \quad (3.31)$$

A présent, considérons que le déplacement dynamique $\delta_x(t)$ de la masse autour de Δ_L est petit et vérifie la relation :

$$\Delta_x(t) = \Delta_L + \delta_x(t) \quad \text{avec } \delta_x(t) \text{ très petit.} \quad (3.32)$$

Ainsi, nous pouvons linéariser $F_R[\Delta_x(t)]$ autour de Δ_L à l'aide d'un développement limité au premier ordre en $\delta_x(t)$:

$$F_R[\Delta_x(t)] \approx F_R[\Delta_L] + \left. \frac{dF_R(\Delta_x)}{d\Delta_x} \right|_{\Delta_x=\Delta_L} \delta_x(t) \quad . \quad (3.33)$$

L'équation différentielle linéarisée du déplacement $\delta_x(t)$ autour de Δ_L quel que soit $F_R(\Delta_x)$ s'obtient en introduisant les relations 3.31, 3.32 et 3.33 dans l'équation 3.11 :

$$\ddot{\delta}_x(t) + \frac{k_V}{M} \cdot \dot{\delta}_x(t) + \left. \frac{dF_R(\Delta_x)}{d\Delta_x} \right|_{\Delta_x=\Delta_L} \delta_x(t) = -\ddot{x}_S(t) \quad . \quad (3.34)$$

L'équation différentielle linéarisée du déplacement $\delta_x(t)$ autour de Δ_L dans le cas d'un modèle non linéaire cubique en élasticité présenté précédemment (équation 3.19) s'écrit :

$$\ddot{\delta}_x(t) + \frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot \dot{\delta}_x(t) + \Omega_0^2 \left[1 + 3(\epsilon_R \cdot \Delta_L)^2 \right] \cdot \delta_x(t) = -\ddot{x}_S(t) \quad . \quad (3.35)$$

Ainsi, la pulsation propre du géophone varie en fonction de $\Delta_L(\epsilon_R, \alpha)$. On décrit cette pulsation propre Ω_P comme suit :

$$\Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha) = \Omega_0^2 \cdot \left[1 + 3(\epsilon_R \cdot \Delta_L(\epsilon_R, \alpha))^2 \right] \quad . \quad (3.36)$$

3.3.2.3 Expression approchée de la pulsation propre du géophone en fonction de son inclinaison

Pour rappel, l'objectif de cette étude est l'obtention des coefficients de l'équation différentielle linéarisée (équation 3.35). Ces coefficients vont être amenés à évoluer en fonction des conditions d'exploitation du géophone, et plus particulièrement de son orientation par rapport à \vec{g} . Par conséquent, nous souhaitons maintenant déterminer la relation permettant d'estimer la fréquence propre du géophone en fonction de son inclinaison α . Par ailleurs, on pourra également imaginer monitorer les variations des paramètres intrinsèques du sismomètre HIPERSIS *in situ* tout au long de sa vie. Ceci afin de déterminer notamment l'évolution de sa position dans l'espace, ce qui est rendu possible du fait que ce sismomètre sera constitué de 3 géophones GHIP orthogonaux. Pour ce faire, nous allons nous servir de la relation 3.36, précédemment établie, en proposant une résolution de l'équation différentielle cubique régissant le terme de déplacement statique $\Delta_L(\epsilon_R, \alpha)$ selon la méthode de Cardan.

Jérôme Cardan publie dans *Ars Magna* en 1545 un théorème permettant la résolution de l'équation du troisième degré $x^3 + px + q = 0$, où les coefficients p et q sont réels. Il indique qu'il existe pour cette équation 3 solutions complexes z_k ($0 \leq k \leq 2$) données par :

$$z_k = u_k + v_k \quad , \quad (3.37)$$

avec

$$u_k = j^k \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-q + \sqrt{\frac{-\Delta}{27}} \right)} \quad , \quad (3.38)$$

$$v_k = j^{-k} \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-q - \sqrt{\frac{-\Delta}{27}} \right)} \quad . \quad (3.39)$$

Sachant que $u_k v_k = -p/3$, et où $\Delta = -(4p^3 + 27q^2)$ est le discriminant de l'équation présentant les cas suivants :

- si $\Delta > 0$, alors il y a trois solutions réelles distinctes ;
- si $\Delta = 0$, alors une solution est multiple et toutes sont réelles ;

— si $\Delta < 0$, alors une solution est réelle et les deux autres sont complexes conjuguées.

Reprenant les expressions de p et q données en 3.28, le discriminant Δ s'écrit :

$$\Delta = -(4p^3 + 27q^2) = -\left(4 \cdot \frac{1}{\epsilon_R^6} + 27 \cdot \frac{\zeta^2}{\epsilon_R^4}\right) , \quad (3.40)$$

avec

$$\zeta = \frac{g \cdot \sin(\alpha)}{\Omega_0^2} . \quad (3.41)$$

Ainsi, l'équation 3.40 devient :

$$\Delta = -\frac{4 + 27 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}{\epsilon_R^6} . \quad (3.42)$$

On constate ici que le discriminant Δ est nécessairement inférieur à 0, ce qui entraîne une seule solution réelle sur les trois pour l'équation 3.26. Cette dernière s'écrit :

$$\Delta_L = u + v , \quad (3.43)$$

avec

$$\begin{aligned} u &= \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-q + \sqrt{\frac{-\Delta}{27}} \right)} , \\ u &= \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-\frac{\zeta}{\epsilon_R^2} + \sqrt{\frac{4 + 27 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}{27 \cdot \epsilon_R^6}} \right)} , \\ u &= \frac{1}{\epsilon_R} \sqrt[3]{-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} + \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18}} , \end{aligned} \quad (3.44)$$

et

$$\begin{aligned} v &= \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-q - \sqrt{\frac{-\Delta}{27}} \right)} , \\ v &= \sqrt[3]{\frac{1}{2} \left(-\frac{\zeta}{\epsilon_R^2} - \sqrt{\frac{4 + 27 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}{27 \cdot \epsilon_R^6}} \right)} , \\ v &= \frac{1}{\epsilon_R} \sqrt[3]{-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} - \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18}} . \end{aligned} \quad (3.45)$$

En ajoutant ce résultat dans l'équation 3.36, la pulsation propre Ω_P s'écrit :

$$\begin{aligned}\Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha) &= \Omega_0^2 \cdot \left[1 + 3(\epsilon_R \cdot \Delta_L(\epsilon_R, \alpha))^2 \right] , \\ \Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha) &= \Omega_0^2 \cdot \left[1 + 3 \epsilon_R^2 \cdot (u + v)^2 \right] .\end{aligned}\quad (3.46)$$

Détaillons quelque peu le calcul de $(u + v)^2$:

$$(u + v)^2 = u^2 + v^2 + 2uv , \quad (3.47)$$

avec

$$u^2 = \frac{1}{\epsilon_R^2} \left(-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} + \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18} \right)^{\frac{2}{3}} , \quad (3.48)$$

$$v^2 = \frac{1}{\epsilon_R^2} \left(-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} - \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18} \right)^{\frac{2}{3}} . \quad (3.49)$$

et

$$\begin{aligned}2uv &= 2 \sqrt[3]{\frac{1}{4} \left(-q^2 - \frac{-\Delta}{27} \right)} , \\ 2uv &= 2 \sqrt[3]{\frac{1}{4} \left(\frac{\zeta^2}{\epsilon_R^4} - \frac{4 + 27 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}{27 \cdot \epsilon_R^6} \right)} , \\ 2uv &= 2 \sqrt[3]{-\frac{1}{27 \cdot \epsilon_R^6}} , \\ 2uv &= -\frac{2}{3 \cdot \epsilon_R^2} = 2 \cdot \left(-\frac{p}{3} \right) .\end{aligned}\quad (3.50)$$

Finalement, en détaillant les terme u^2 , v^2 et $2uv$ dans l'équation 3.46, on obtient l'expression de $\Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha)$:

$$\Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha) = \Omega_0^2 \cdot \left[3 \cdot \left(-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} + \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18} \right)^{\frac{2}{3}} + 3 \cdot \left(-\frac{\zeta \epsilon_R}{2} - \frac{\sqrt{12 + 81 \cdot \zeta^2 \epsilon_R^2}}{18} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right] . \quad (3.51)$$

Cette formule donnant la pulsation propre du géophone en fonction de ϵ_R et α peut tout à fait être calculée numériquement. Dans la suite de ce document, nous allons chercher à déterminer le coefficient ϵ_R expérimentalement.

3.4 Caractérisation expérimentale du géophone GHIP

Suite aux développements présentés ci-avant, nous avons mené un certain nombre d'expérimentations permettant de valider le modèle comportemental du géophone en fonction de son inclinaison. Dans cette section, nous présenterons les moyens d'essais mis en place pour caractériser le géophone, les tests menés, et enfin les routines d'identification et de validation des modèles.

3.4.1 Moyens d'essais

Nous avons imaginé un banc de mesure pour caractériser complètement l'oscillateur GHIP. La figure 3.13 présente une vue schématique, et la figure 3.14 une photographie de l'installation que nous allons maintenant décrire. Pour exciter l'oscillateur, nous utilisons une platine de déplacement nanométrique PI P-753.1CD 1 axe (figure 3.14.b.2) et son driver PI E-665. Le tableau 3.1 référence les principales caractéristiques de la platine. Le déplacement de la platine est monitoré par le driver, ce qui permet non seulement d'asservir la platine en déplacement si besoin, mais surtout de récupérer le déplacement réel de cette dernière. La platine de déplacement sur laquelle est monté l'oscillateur (figure 3.14.b.1) est elle-même fixée sur un plateau diviseur (figure 3.14.b.3), ceci afin de pouvoir faire évoluer l'orientation de l'oscillateur par rapport à \vec{g} .

P-753.1CD LISA Linear Actuator and Stage		
Excursion mécanique	15	μm
Résolution	0,1	nm (typ.)
Erreur de linéarité	0,03	g (typ.)
Répétabilité	± 1	nm (typ.)
Rotations	± 5	μrad (typ.)

TABLE 3.1 – Données constructeur des paramètres de la platine de déplacement nanométrique PI P-753.

La commande du driver de la platine, l'acquisition de l'information de déplacement effectif et la mesure de la vitesse de la masse mobile du géophone GHIP sont assurées par un banc vibrométrique Polytec PSV-500.

Afin d'estimer la fonction de transfert du géophone GHIP, on doit tout d'abord déterminer la fonction de transfert $\mathcal{H}_{VP}(s)$ entre la vitesse de la masse du géophone estimée par le vibromètre, et la vitesse effective de la platine de déplacement mesurée par le driver de la platine. Tous deux sont référencés à la table optique et seul le géophone est soumis au déplacement de la platine (on suppose ici que le bâti du géophone est parfaitement solidarisé à la platine de déplacement). La fonction de transfert Masse-Platine $\mathcal{H}_{MP}(s)$ s'écrit :

$$\mathcal{H}_{MP}(s) = \frac{-s^2}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad . \quad (3.52)$$

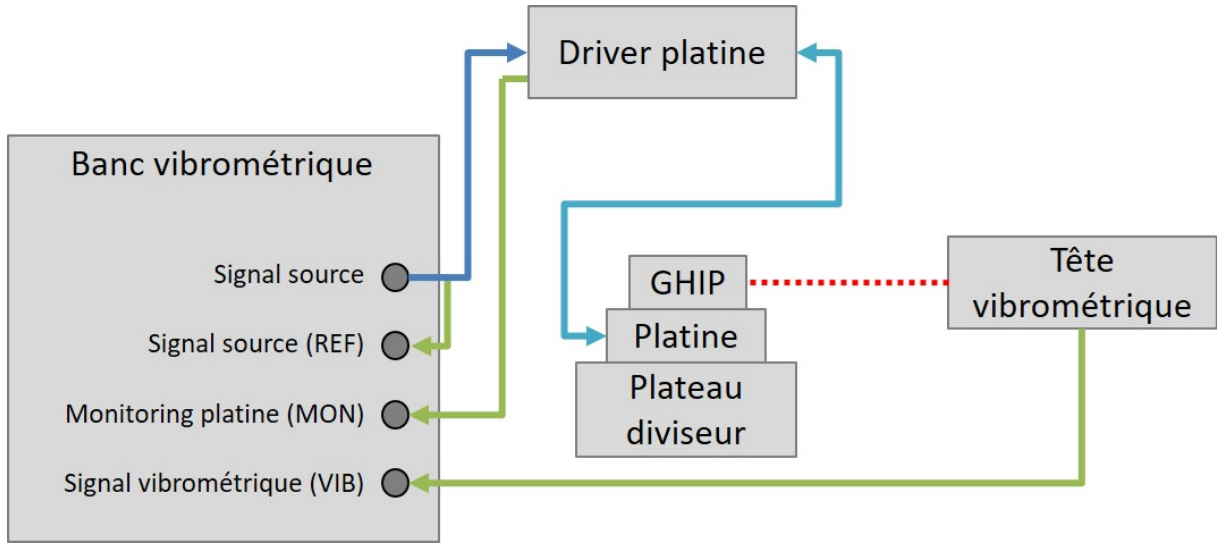


FIGURE 3.13 – Vue schématique du banc de mesure vibrométrique pour la caractérisation du géophone GHIP.

Nous cherchons à mesurer V_M , la vitesse de la masse mobile du géophone par rapport à son bâti. Pour ce faire, nous allons pouvoir disposer plus loin des mesures suivantes :

- V_{Vib} : la vitesse de la masse mobile mesurée par le vibromètre - donc dans le référentiel « table optique » ;
- V_P : la vitesse de la platine de déplacement mesurée par le driver de la platine, dans le référentiel « table optique ».

En suivant la loi de composition des mouvements (des vitesses ici), on peut écrire :

$$\frac{V_M}{V_P} = \frac{V_{Vib} - V_P}{V_P} = \frac{V_{vib}}{V_P} - 1 \quad . \quad (3.53)$$

Donc ce que mesure le vibromètre lorsqu'il est pointé sur la masse et référencé à la table optique tout comme la platine donne :

$$\frac{V_{vib}}{V_P} = 1 + \frac{-s^2}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad , \quad (3.54)$$

$$\mathcal{H}_{VP}(s) = \frac{V_{vib}}{V_P} = \frac{\frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad . \quad (3.55)$$

La figure 3.15 présente le module des deux fonctions de réponse en fréquence $\mathcal{H}_{MP}(F)$ et $\mathcal{H}_{VP}(F)$, obtenues en simulation. Finalement, il nous faut donc prendre en compte cette différence de référentiel puisque l'objectif est bien de caractériser le géophone par rapport au déplacement de la platine.

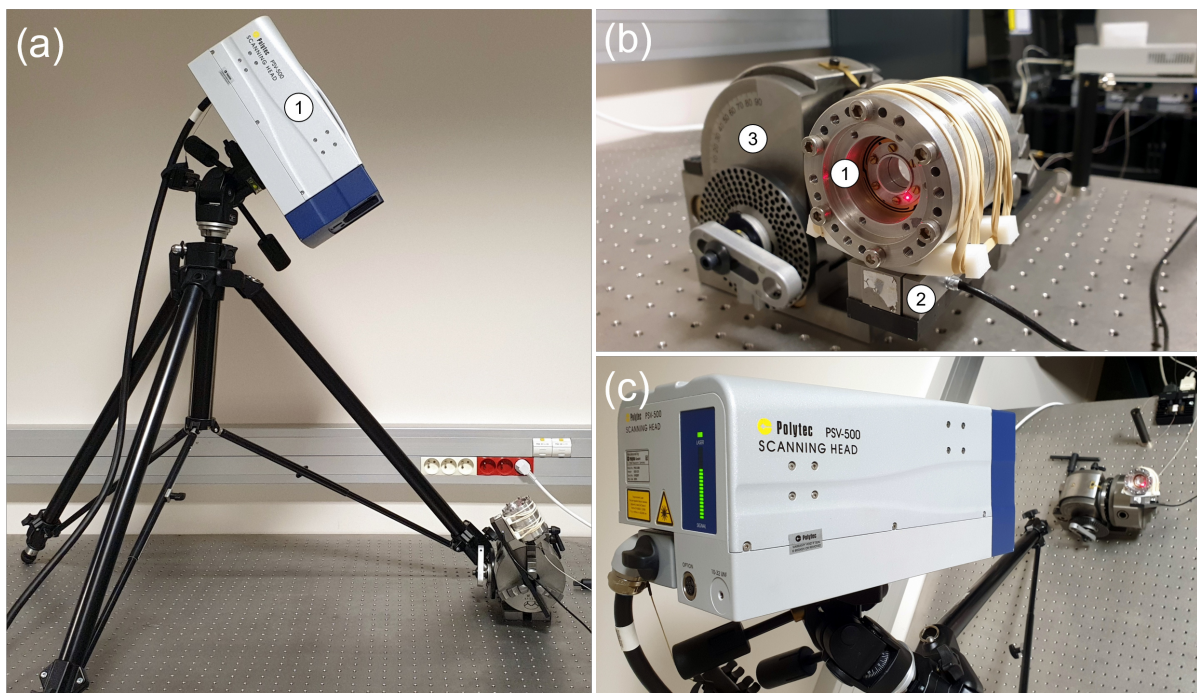


FIGURE 3.14 – Vues de l'installation de l'expérimentation pour la caractérisation du géophone GHIP. (a) vue de côté : l'ensemble constitué de la tête vibrométrique (1) du banc de mesure Polytec PSV-500, et du géophone monté sur la platine nanométrique, elle-même montée sur le plateau diviseur, est disposé sur une table optique - (b) le géophone GHIP (1) monté, la platine de déplacement nanométrique (2) et le plateau diviseur (3) - (c) vue du dessus.

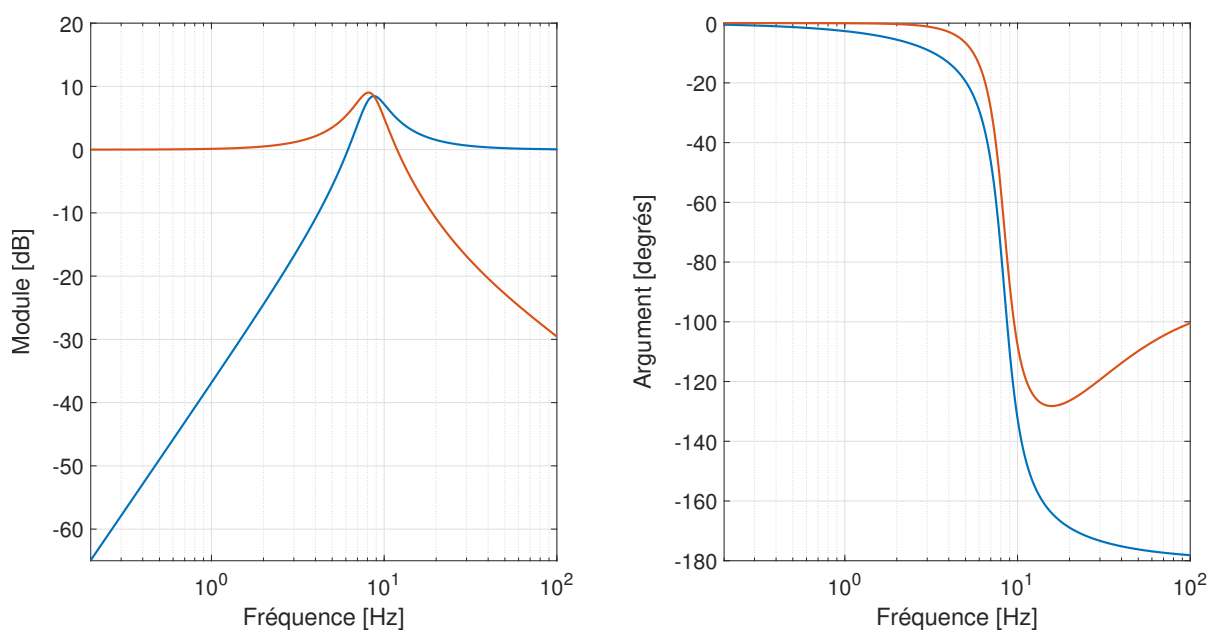


FIGURE 3.15 – Fonctions de réponses en fréquence pour $f_0 = 8,4$ Hz et $Q_0 = 2,6$ (simulations). Bleu : module et argument de la fonction de transfert Masse - Platine \mathcal{H}_{MP} . Rouge : module et argument de la fonction de transfert Mesure vibrométrique - Platine \mathcal{H}_{VP} .

3.4.2 Routine d'analyse modale

Nous présentons ici le type d'analyse mise en œuvre par la suite dans cette section. Nous avons choisi une approche classique en instrumentation, à savoir l'excitation de notre oscillateur par un sinus à phase polynomiale (ou chirp linéaire). Nous aurions également pu choisir une excitation en sinus pur. De plus, une telle source d'excitation permet de détecter d'éventuels phénomènes non linéaires, si on prend les précautions nécessaires. Ainsi, l'intervalle de fréquence choisi pour cette expérimentation va de 1.10^{-2} Hz à 45 Hz, pour des amplitudes de déplacement de la platine de $2 \mu\text{m}$. Les vitesses de déplacement de la platine sont donc fonction linéaire de la fréquence puisque l'amplitude de déplacement est fixée. Elles sont de l'ordre de $350 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 10 Hz (la fréquence propre théorique de l'oscillateur). Le parcours de l'intervalle en fréquence s'effectue sur 1200 secondes. L'observation en basse fréquence nécessite un temps important, d'autant que l'on souhaite s'affranchir de potentiels phénomènes de battement en cas de résonance basse-fréquence.

Ainsi, nous allons mettre en place une analyse modale par démodulation synchrone pour estimer l'amplitude de la vibration de la platine de déplacement, du bâti ou de la masse du géophone, en fonction d'une fréquence instantanée variable. Nous proposons plusieurs étages de démodulation I et Q sur les harmoniques de la fréquence instantanée d'excitation (figure 3.16). Cette variation de la phase du signal d'excitation se fait suivant une loi quadratique, la phase instantanée du signal d'excitation s'écrit :

$$\phi_{in}(t) = \phi_0 + 2\pi \left(\frac{c}{2} \cdot t^2 + f_0 \cdot t \right) \quad , \quad (3.56)$$

avec ϕ_0 la phase initiale, c la « vitesse » d'évolution de la phase, et f_0 la fréquence de départ. La fréquence instantanée du signal d'excitation s'écrit donc :

$$F_{in}(t) = c \cdot t + f_0 \quad . \quad (3.57)$$

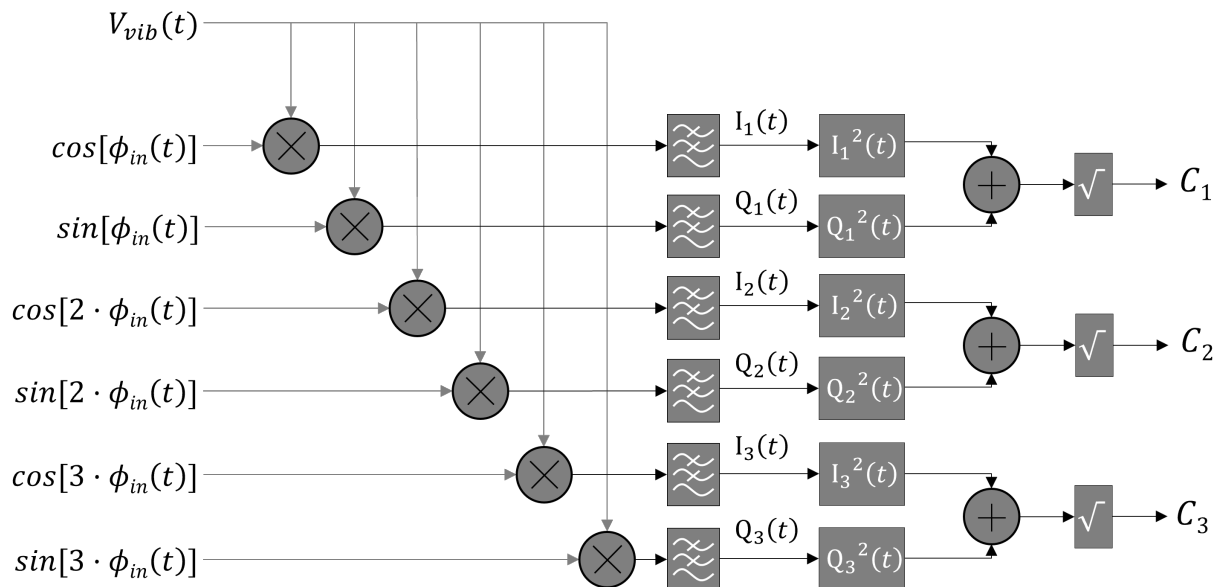


FIGURE 3.16 – Schéma synoptique de l'opération de démodulation synchrone pour l'analyse modale des trois premières composantes harmoniques.

Le poids du géophone a également une grande importance, dans la mesure où la platine présente un comportement passe-bas, d'autant plus important - dans le sens où la fréquence de coupure est basse - que l'objet est lourd. On note ici que cette fréquence de coupure se situe, pour les amplitudes de déplacement désirées autour de quelques dizaines de Hertz seulement. Cette observation a son importance, dans la mesure où nous souhaitons tout de même identifier les modes supérieurs de vibration. Comme nous l'avons mentionné plus haut, nous allons procéder à une analyse modale par démodulation synchrone IQ.

Cette approche se décompose comme suit :

- Dans la mesure où nous avons besoin de disposer des $\sin(N \cdot \phi_{in})$ et $\cos(N \cdot \phi_{in})$ pour N allant de 1 à 6, on commence par reconstruire le signal d'excitation à partir de la commande du driver et du signal de monitoring de la platine. La matrice M contient les puissances 0,1 et 2 du vecteur t_i , correspondant des passages à zéro (correspondant aux multiples de π) :

$$M = \begin{bmatrix} t_i^2 & t_i & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} . \quad (3.58)$$

Les coefficients *coefs* de la phase instantanée $\phi_{in}(t)$ sont égaux au produit de la matrice M inversée avec les multiples de π :

$$coefs = M^{-1} \begin{bmatrix} \pi \\ 2\pi \\ \vdots \end{bmatrix} . \quad (3.59)$$

Finalement, la phase instantanée reconstruite est un polynôme fonction des coefficients obtenus ci-avant :

$$\phi_{in}(t) = coefs(1) \cdot t^2 + coefs(2) \cdot t + coefs(3) , \quad (3.60)$$

et la fréquence instantanée s'écrit donc :

$$f_{in}(t) = \frac{1}{2\pi} (2 \cdot coefs(1) \cdot t + coefs(2)) . \quad (3.61)$$

- On synthétise ensuite les composantes I et Q des N composantes recherchées, que l'on normalise ensuite en fonction du signal de monitoring.
- Vient ensuite l'étape de démodulation synchrone, par multiplication et filtrage passe-bas du signal vibrométrique avec l'ensemble des composantes I et Q. On utilise un filtre passe-bas de type Butterworth de fréquence de coupure 0,5 Hz et d'ordre 4.
- Enfin, on obtient le module des différentes composantes modales par l'opération :

$$IQ = \sqrt{I^2 + Q^2} . \quad (3.62)$$

La figure 3.16 présente une vue synoptique de l'opération. Dans les faits, la réponse indicielle du filtre passe-bas est relativement importante. Sa valeur asymptotique est atteinte au bout d'une quarantaine de secondes, ce qui rend impossible l'analyse des basses

fréquences : tout ce qui est inférieur à $\text{coefs}(1) \cdot 40/\pi \approx 1,5$ Hz. On augmente donc artificiellement la durée du signal par symétrie, retournement et concaténation (ce qui assure un minimum de discontinuité).

3.4.3 Estimation de la fonction de transfert du géophone GHIP

Nous avons réalisé un certain nombre de mesures, à différents endroits du montage mécanique, à savoir la platine (figure 3.14.b.2), le bâti du géophone, et bien entendu la masse mobile du géophone. La figure 3.17 présente les différents points de mesure vibrométrique sur le bâti et la masse mobile du géophone. Nous avons commencé par effectuer une mesure sur la platine de déplacement et sur le bâti du géophone. Les résultats de cette décomposition modale sont visibles figure 3.18.

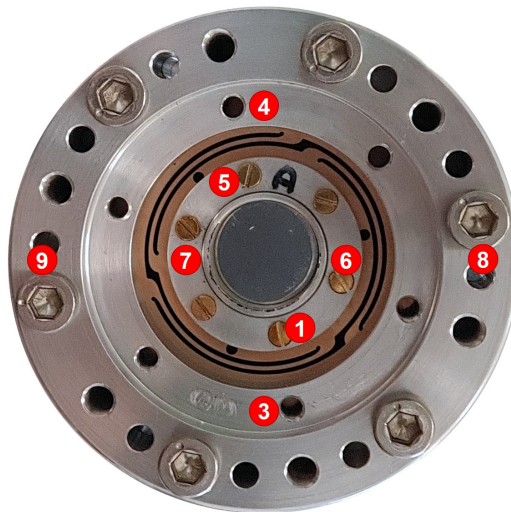


FIGURE 3.17 – Points de mesures vibrométriques sur le géophone GHIP.

Cette dernière présente les 6 premières composantes harmoniques de notre démodulation synchrone de deux manières différentes afin d'en faciliter la lecture :

- La sous-figure 3.18 (a) montre les 6 premières composantes harmoniques de la platine sans asservissement et référencées au signal de synthèse envoyé au driver de la platine de déplacement. Ce choix résulte du fait que nous cherchons une fonction de transfert entre le mouvement du bâti et la masse mobile.
- La sous-figure 3.18 (b) montre les 6 premières composantes harmoniques du bâti référencées au signal de synthèse envoyé au driver de la platine de déplacement, au point de mesure numéro 3 (figure 3.17).

La lecture de ces premiers résultats nous permet de poser un certain nombre d'observations et d'hypothèses. Tout d'abord, exclusion faite du phénomène de rebond dû au filtrage passe-bas de la routine de démodulation IQ, on constate des niveaux harmoniques cohérents, en ce sens qu'il ne se manifeste pas de phénomène non-linéaire pour les trois premiers (C1, C2 et C3). Autrement dit, les importances relatives des différentes amplitudes de chacune des harmoniques sont les mêmes sur la platine et sur le corps du géophone. On peut donc affirmer que la liaison entre la platine et le corps n'amène pas

de non-linéarité. On notera également des différentiels de 40 et 30 dB entre l'harmonique 1 et respectivement la composante harmonique 2 et 3, ce qui nous donne des taux de distorsion harmonique $DH_2 = 1\%$ et $DH_3 = 3\%$. Par ailleurs, on observe un mode aux alentours de 156 Hz sur la platine de déplacement, mode que l'on retrouve de façon bien plus importante sur le bâti. Ceci nous porte à croire qu'il s'agit là d'un phénomène de couplage avec la masse mobile.

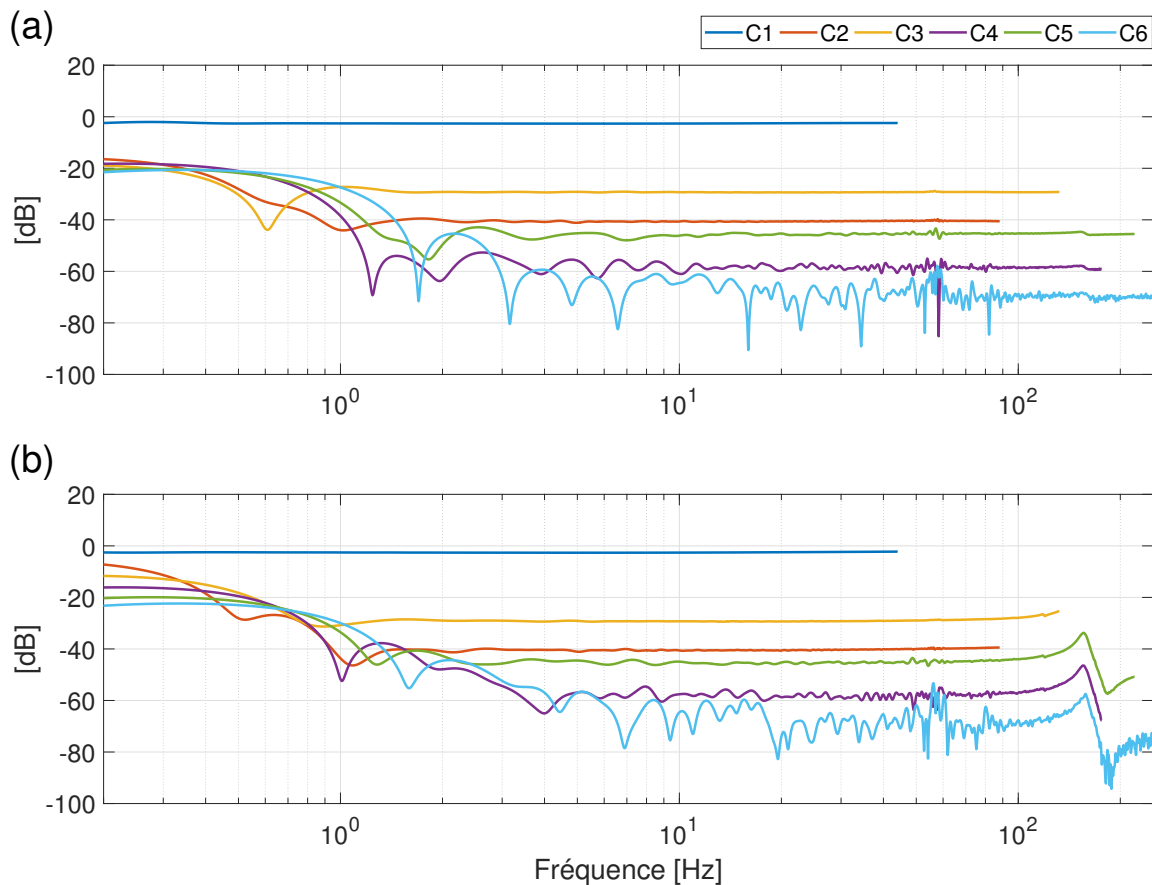


FIGURE 3.18 – Décomposition harmonique référencée au signal de commande envoyé au driver de la platine de déplacement. (a) Platine de déplacement. (b) Bâti du géophone (point de mesure n°3 sur la figure 3.17).

Ensuite, la figure 3.19 présente les 6 premières composantes harmoniques de la vitesse de la masse mobile (point de mesure 7) par rapport rapport à la table, référencées au signal de synthèse envoyé au driver de la platine de déplacement. On observe clairement le comportement attendu, à savoir un système du second ordre similaire à la fonction de transfert \mathcal{H}_{VP} présentée plus haut. En outre, les composantes harmoniques font clairement apparaître des modes de résonance supérieurs. On en dénombre ici 3 principaux :

- 88,9 Hz ;
- 118,5 Hz ;
- 168,3 Hz.

Les mesures et décompositions harmoniques effectuées sur les autres points de la figure 3.17 sont présentées en annexe de ce document (Annexe A).

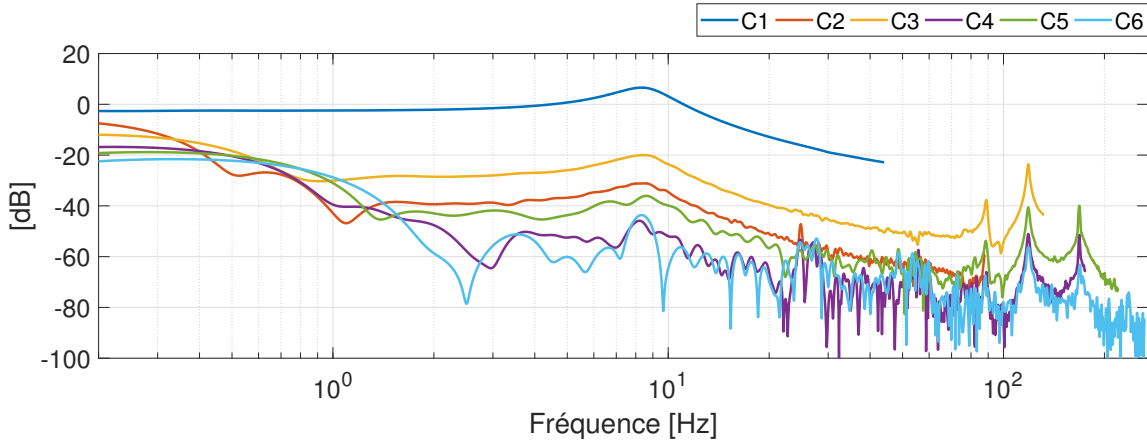


FIGURE 3.19 – Décomposition harmonique de la masse au point de mesure 7 (référéncée au signal de commande envoyé au driver de la platine de déplacement).

Enfin, on estime le module de fonction de transfert $\mathcal{H}_{MB}(F)$ de la première composante harmonique entre le mouvement de la masse et celui du bâti :

$$|\mathcal{H}_{MB}(F)| = \frac{\sqrt{I_{1_masse}^2 + Q_{1_masse}^2}}{\sqrt{I_{1_bati}^2 + Q_{1_bati}^2}} . \quad (3.63)$$

Vient enfin la question de l'estimation des paramètres du géophone, à savoir sa fréquence propre fondamentale F_0 et le facteur de qualité associé Q_0 . Nous utilisons une méthode optimale d'estimation paramétrique basée sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Levenberg, 1944], [Marquardt, 1963], [Moré, 1978], lui-même fondé sur la méthode de Gauss-Newton de résolution de problème de régression non-linéaire au sens des moindres carrés. Afin de ne pas biaiser cette estimation, nous avons tenu compte de la réponse indicielle du filtre passe-bas utilisé pour l'estimation de l'enveloppe - en prêtant une attention particulière au temps de réponse principalement.

On obtient les paramètres suivants :

- Fréquence propre : $F_0 = 8,62$ Hz ;
- Facteur de qualité : $Q_0 = 2,63$.

Cette façon de procéder pourrait être reprise pour le suivi *in situ* en *temps réel*¹ de la fonction de transfert du géophone en fonction de son inclinaison par rapport à \vec{g} . La figure 3.20 présente le module de la fonction de transfert théorique \mathcal{H}_{VP} pour lequel on a estimé les paramètres du géophone (équation 3.55), superposé au module de $\mathcal{H}_{MB}(F)$.

1. La notion de temps réel aura sans doute besoin d'être précisée en fonction du contexte d'installation du géophone.

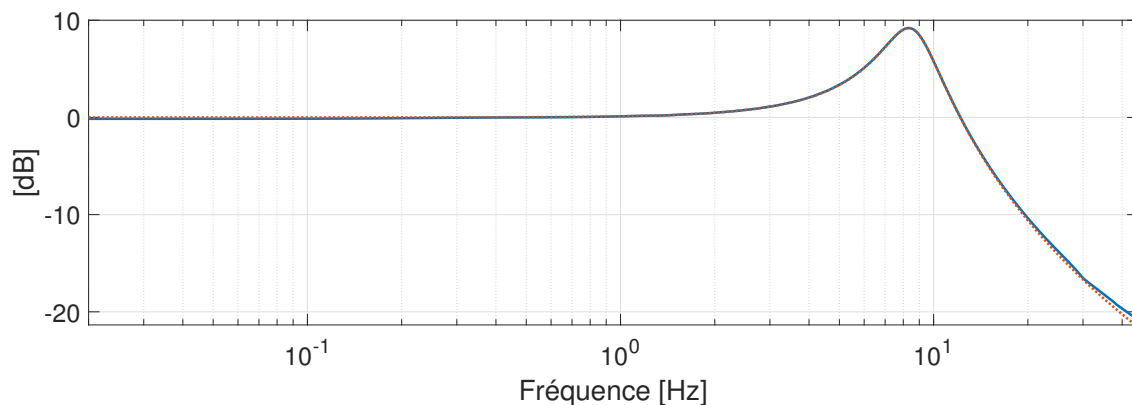


FIGURE 3.20 – Module de la fonction de transfert du géophone GHIP (référéncé à son bâti). Bleu : données expérimentales. Rouge : données théoriques avec identification optimale des paramètres intrinsèques du géophone (fréquence propre et facteur de qualité).

3.4.4 Influence de l'inclinaison

Pour rappel, l'utilisation d'oscillateurs 10 Hz est liée au fait que l'on souhaite pouvoir les exploiter dans toutes les positions angulaires par rapport à \vec{g} , et ce sans risquer un éventuel blocage (section 3.1.1). Dans la section précédente, nous avons pu déterminer la relation liant la pulsation propre du géophone à l'angle α par rapport à \vec{g} et au coefficient de non-linéarité ϵ_R (équation 3.51).

L'expérimentation présentée ci-avant permet de suivre l'évolution des paramètres du géophone GHIP en fonction de l'angle de son axe par rapport à \vec{g} . Nous avons donc réalisé un certain nombre d'expériences en ce sens. Les photographies présentées figure 3.14 donnent un aperçu de l'installation. Le protocole expérimental est sensiblement le même que celui présenté dans la section précédente, à savoir :

1. Orientation du plateau diviseur selon l'angle souhaité ;
2. Excitation de la platine de déplacement en sinus glissant ;
3. Routine de démodulation IQ synchrone ;
4. Estimation des paramètres optimaux du système passe-bas du second ordre.

Angle de plateau par rapport à la normale de \vec{g}	Fréquence propre F_0	Facteur de qualité Q_0
0 deg	8,62 Hz	2,63
30 deg	8,90 Hz	2,85
60 deg	9,35 Hz	2,98
90 deg	9,55 Hz	3,10

TABLE 3.2 – Paramètres de l'oscillateur GHIP en fonction de l'angle d'inclinaison par rapport à \vec{g} .

Les résultats de cette phase expérimentale, à savoir les fréquences propres et les facteurs de qualité en fonction de l'angle d'inclinaison, sont présentés tableau 3.2. On constate en première lecture que l'évolution de ces résultats est en accord avec la physique : l'augmentation de la déformation statique des ressorts du géophone en fonction de l'inclinaison du plateau induit une raideur plus importante et donc une fréquence propre et un facteur de qualité plus importants également.

Dans la perspective d'un potentiel tracking *in situ* à l'aveugle de l'inclinaison du géophone, nous avons cherché à modéliser la fonction liant la fréquence propre du géophone à son angle d'inclinaison α et au coefficient de non-linéarité ϵ_R (équation 3.51). L'expérimentation va nous permettre d'évaluer ce coefficient ϵ_R sur la base du modèle. Pour ce faire, nous allons chercher à minimiser un critère quadratique $J(\epsilon_R)$, dépendant de ϵ_R , que l'on peut écrire :

$$J(\epsilon_R) = \sum_{\alpha} \left[\Omega_{exp}^2(\alpha) - \Omega_P^2(\epsilon_R, \alpha) \right]^2 . \quad (3.64)$$

Le résultat de la minimisation du critère $J(\epsilon_R)$ est présenté figure 3.21. On peut y voir les fréquences propres mesurées expérimentalement en fonction de l'angle d'inclinaison α par rapport à la normale de \vec{g} , ainsi que les résultats obtenus pour la valeur optimale du coefficient de non-linéarité ϵ_R obtenue :

$$\epsilon_{Ropt} \approx 89,05 \text{ m}^{-1}. \quad (3.65)$$

Ce coefficient est très proche de celui obtenu en simulation (éléments finis) présenté section 3.3.2.2. L'équation 3.30 nous donnait une valeur de $\epsilon_R \approx 88,47$, soit 0,7% d'écart. Ce résultat nous permet d'attester de la validité de l'ensemble de nos développements théoriques (équation 3.51), de simulation et expérimentaux.

Un travail similaire pourrait être effectué sur le facteur de qualité si l'estimation de l'angle d'inclinaison α avec la seule donnée F_0 ne suffit pas. Pour finir, on pourra extrapoler cette façon de procéder à un sismomètre trois composantes (trois géophones GHIP), ce qui amène à une reconstruction du positionnement en 3 dimensions d'un sismomètre complet.

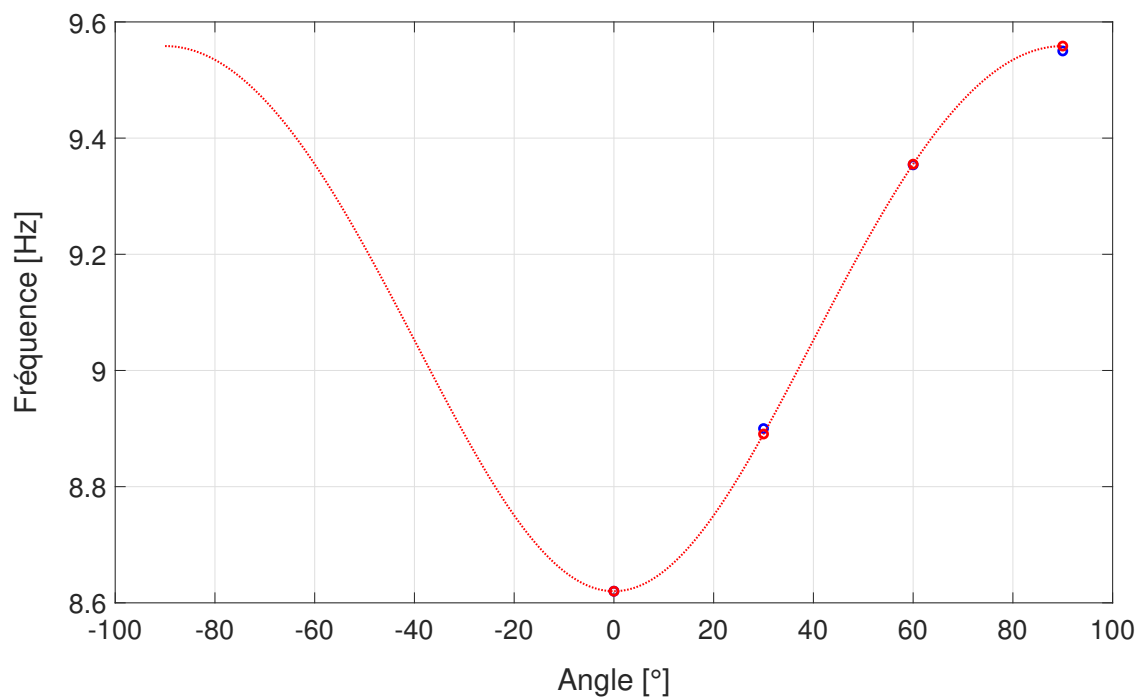


FIGURE 3.21 – Évolution des paramètres modaux du géophone GHIP en fonction de son inclinaison α par rapport à la normale à \vec{g} . Bleu (cercles) : Fréquences propres mesurées. Rouge (cercles) : Fréquences propres estimées en fonction de α pour un coefficient de non-linéarité ϵ_R optimal. Rouge (pointillés) Reconstruction à partir du coefficient de non-linéarité ϵ_R optimal.

3.5 Évaluation de la pertinence du modèle linéaire du géophone GHIP en conditions réalistes, proches de l'expérimentation HIPERSIS

Comme nous l'avons décrit précédemment, la plupart des sismomètres du commerce utilisés aujourd'hui sont asservis ce qui permet d'obtenir une réponse mécanique relativement *plate* dans la quasi intégralité du domaine fréquentiel ciblé. Cependant, il est impératif de disposer des pôles et zéros de leur fonction de transfert, afin de pouvoir compenser les signaux obtenus par la réponse instrumentale du sismomètre (et du numériseur associé). Ces informations sont ensuite renseignées dans les systèmes de traitement des signaux sismiques des différents observatoires ou instituts de géophysique, qui procèdent à cette correction instrumentale - ou déconvolution - en ligne. L'estimation des mouvements du sol est ainsi effectuée en temps réel.

A titre d'exemple, les valeurs nominales des pôles et des zéros d'un sismomètre classique, le Trillium 120s [Nanometrics, 2004] sont référencées dans la table 3.3. Le gain de la réponse en fréquence associée est présenté figure 3.22. On peut ainsi constater le caractère constant du gain dans la bande passante du sismomètre.

Symbole	Paramètre	Valeur nominale	Unité
z_n	Zéros	0	rad.s ⁻¹
		0	
		-392	
		-1960	
p_n	Pôles	-1490 ± 1740i	rad.s ⁻¹
		-0,03691 ± 0,03702i	
		-343	
		-370	
		± 467i	
		-836 ± 1522i	
		-4900 ± 4700i	
		-6900	
-15000			
k	Facteur de normalisation (1 Hz)	4,34493.10 ¹⁷	(rad.s ⁻¹) ⁵

TABLE 3.3 – Paramètres nominaux de la réponse instrumentale du Trillium 120s (Nanometrics).

Comme nous l'avons exposé depuis le début de notre étude, notre géophone ne possède pas d'asservissement actif. Ceci peut rendre l'évaluation des mouvements du sol un peu plus complexe si le comportement du géophone s'avère être non-linéaire. Autrement dit, l'insertion d'un sismomètre comme le nôtre dans les systèmes actuels de déconvolution en ligne des observatoires ne peut se faire simplement que si on considère son comportement comme linéaire, et que l'on connaît les paramètres de sa fonction de transfert.

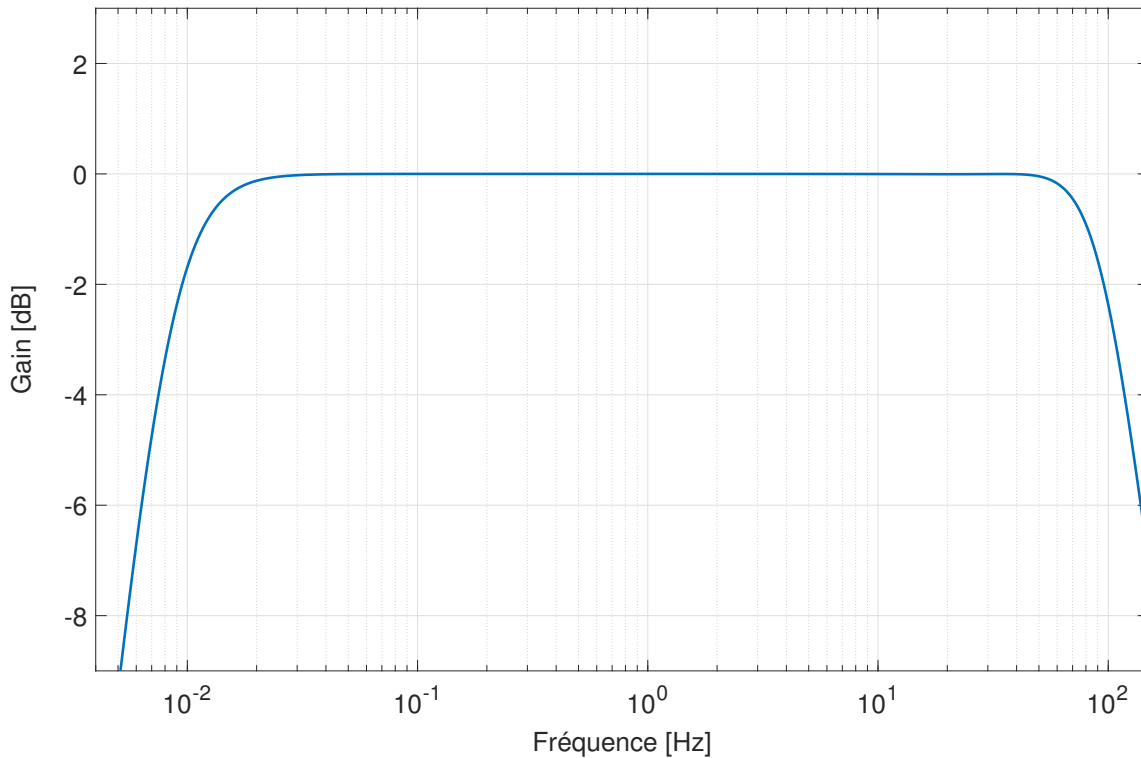


FIGURE 3.22 – Gain de la fonction de transfert du sismomètre Trillium 120s (Nanometrics). Il s'agit de la vitesse mesurée rapportée à la vitesse du sol.

Cette section vise par conséquent à projeter le géophone GHIP dans un contexte réaliste, c'est-à-dire un environnement analogue à celui dans lesquels seront installés nos géophones. Par environnement, il convient de prendre en compte à la fois les conditions vibratoires du milieu d'installation (niveaux d'accélération et fréquences de vibration), et l'envoi des données en temps réel vers les observatoires de surveillance. Comme évoqué ci-avant, ce dernier point suppose une correction instrumentale des signaux de déplacement de la masse du géophone en temps réel pour obtenir la vitesse ou l'accélération du sol.

En résumé, tout ceci nous amène à considérer deux volets dans cette section. Le premier doit nous permettre d'estimer les conditions environnementales garantissant la pertinence de l'utilisation d'un modèle linéaire du géophone GHIP pour la détermination des mouvements du sol (en vitesse ou accélération). Ces conclusions alimenteront ensuite les modalités de déconvolution permettant de calcul du mouvement du sol en fonction du déplacement de la masse mobile déterminée par l'interrogateur optique. Néanmoins, nous commencerons par une rapide présentation de la méthode utilisée pour la discrétisation de systèmes analogiques.

3.5.1 Méthode de discrétisation des systèmes analogiques

3.5.1.1 Bref état de l'art

Afin de disposer d'un modèle exploitable en conditions de simulation réalistes, il nous faut passer d'un modèle analogique ou continu, à un modèle discret. Nombre de méthodes existent aujourd'hui, leur utilisation dépendant essentiellement du système à discrétiser, de l'application visée et par là-même des propriétés que l'utilisateur souhaite conserver en priorité. Par exemple, certaines méthodes de discrétisation permettent de garantir une réponse fidèle à un échelon dans le domaine temporel, d'autres garantissent une bonne réponse en fréquence.

On peut distinguer deux approches. La première s'appuie sur la transformée en z et est principalement utilisée pour garantir une bonne discrétisation dans le domaine temporel. Les deux méthodes les plus utilisées sont la méthode d'invariance impulsionnelle et la méthode d'invariance indicielle. La seconde est basée sur une méthode d'intégration numérique; on cherche ici à estimer une valeur approchée de l'intégrale d'une fonction sur un intervalle de temps donné. Elle est particulièrement utile si l'on cherche à obtenir une bonne estimation dans le domaine fréquentiel. Trois des méthodes les plus utilisées sont la méthode d'Euler (aussi appelée *Backward difference method*), la méthode d'intégration trapézoïdale (aussi appelée *méthode de transformation bilinéaire* ou *méthode de transformation de Tustin*)[Oppenheim and Schafer, 2010], et les méthodes de Runge-Kutta [Runge, 1895], [Kutta, 1901]. La méthode d'Euler est simple à mettre en œuvre mais présente l'inconvénient de propager, voire d'amplifier, des erreurs d'estimation. Les méthodes d'approximation de solutions d'équations différentielles du type Runge-Kutta donnent d'excellents résultats mais procèdent, dans leur version discrète adaptative, à une interpolation au besoin des signaux d'entrée et donc un post-traitement plus important. La méthode des trapèzes, ou de Tustin nous semble donc ici la plus appropriée, si nous prenons les précautions nécessaires à sa bonne utilisation.

3.5.1.2 Méthode de Tustin

C'est donc la méthode des trapèzes que nous allons utiliser ici. Afin de tester son bon fonctionnement pour les discrétisations de systèmes linéaires ou non à venir, nous allons chercher à estimer l'impact de cette méthode sur un système linéaire représentant notre géophone. Considérons notre système oscillant linéaire du second ordre, défini par la fonction de transfert en vitesse² $\mathcal{H}_{lin}(s)$ suivante :

$$\mathcal{H}_{lin}(s) = \frac{s}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad . \quad (3.66)$$

La discrétisation de $\mathcal{H}_{lin}(s)$ vers $\mathcal{H}_{lin}(q)$ s'effectue par le changement de variable suivant [Ogata, 1987], où q^{-1} désigne l'opérateur retard :

$$s = \frac{2}{T_e} \frac{1 - q^{-1}}{1 + q^{-1}} \quad . \quad (3.67)$$

2. Nous nous plaçons volontairement dans le cas où nous traitons des signaux en vitesse, à l'instar de ce qui se fait dans la discipline.

Avec T_e la période d'échantillonnage. Finalement, on obtient la fonction de transfert discrète $\mathcal{H}_{lin}(q)$:

$$\mathcal{H}_{lin}(q) = \frac{2Q_0T_e(1 - q^{-2})}{(4Q_0 + 2\Omega_0T_e + \Omega_0^2T_e^2Q_0) + (2\Omega_0^2T_e^2Q_0 - 8Q_0)q^{-1} + (4Q_0 - 2\Omega_0T_e + \Omega_0^2T_e^2Q_0)q^{-2}} \quad (3.68)$$

Afin d'obtenir un modèle exploitable numériquement, il convient de normaliser le dénominateur de l'équation 3.68 par son premier terme. Ainsi, on obtient une fonction de transfert de forme canonique :

$$\mathcal{H}_{lin}(q) = \frac{b_0 + b_1q^{-1} + b_2q^{-2}}{1 + a_1q^{-1} + a_2q^{-2}} \quad , \quad (3.69)$$

avec :

$$b_0 = \frac{2Q_0T_e}{4Q_0 + \Omega_0^2T_e^2Q_0 + 2\Omega_0T_e} \quad ,$$

$$b_1 = 0 \quad ,$$

$$b_2 = \frac{-2Q_0T_e}{4Q_0 + \Omega_0^2T_e^2Q_0 + 2\Omega_0T_e} \quad ,$$

$$a_0 = 1 \quad ,$$

$$a_1 = \frac{2Q_0\Omega_0^2T_e^2 - 8}{4Q_0 + \Omega_0^2T_e^2Q_0 + 2\Omega_0T_e} \quad ,$$

$$a_2 = \frac{4Q_0 - 2\Omega_0T_e + \Omega_0^2T_e^2Q_0}{4Q_0 + \Omega_0^2T_e^2Q_0 + 2\Omega_0T_e} \quad .$$

Nous avons calculé la réponse en fréquence de ce système analogique (équation 3.66), et la réponse en fréquence de la version numérique (discrétisée) pour deux fréquences d'échantillonnage F_e différentes : 100 Hz et 10000 Hz. Les paramètres du modèle sont les suivants : $F_0 = 10$ Hz et $Q_0 = 20$. Le choix de ce facteur de qualité intervient pour une question de lisibilité des figures à venir, mais ne change cependant rien aux limitations présentées ci-après.

La figure 3.23 présente le diagramme de Bode, dans les intervalles [5-20] Hz et [5-100] Hz, de la fonction de transfert analogique en déplacement de notre oscillateur dans sa version linéaire $\mathcal{H}_{lin}(s)$, ainsi que les fonctions de transfert numériques $\mathcal{H}_{lin}(q)$ obtenues par la méthode de transformation bilinéaire pour ces deux périodes d'échantillonnage différentes. On observe bien la distorsion de l'échelle fréquentielle lorsque F_e est plus faible, ce qui conduit à d'une part une mauvaise estimation de la fréquence propre du système (i.e. elle paraît plus basse), mais également à une rotation de phase en avance sur le modèle analogique. Par ailleurs, plus on s'approche de la fréquence de Nyquist, et plus le gain de la réponse en fréquence se distord.

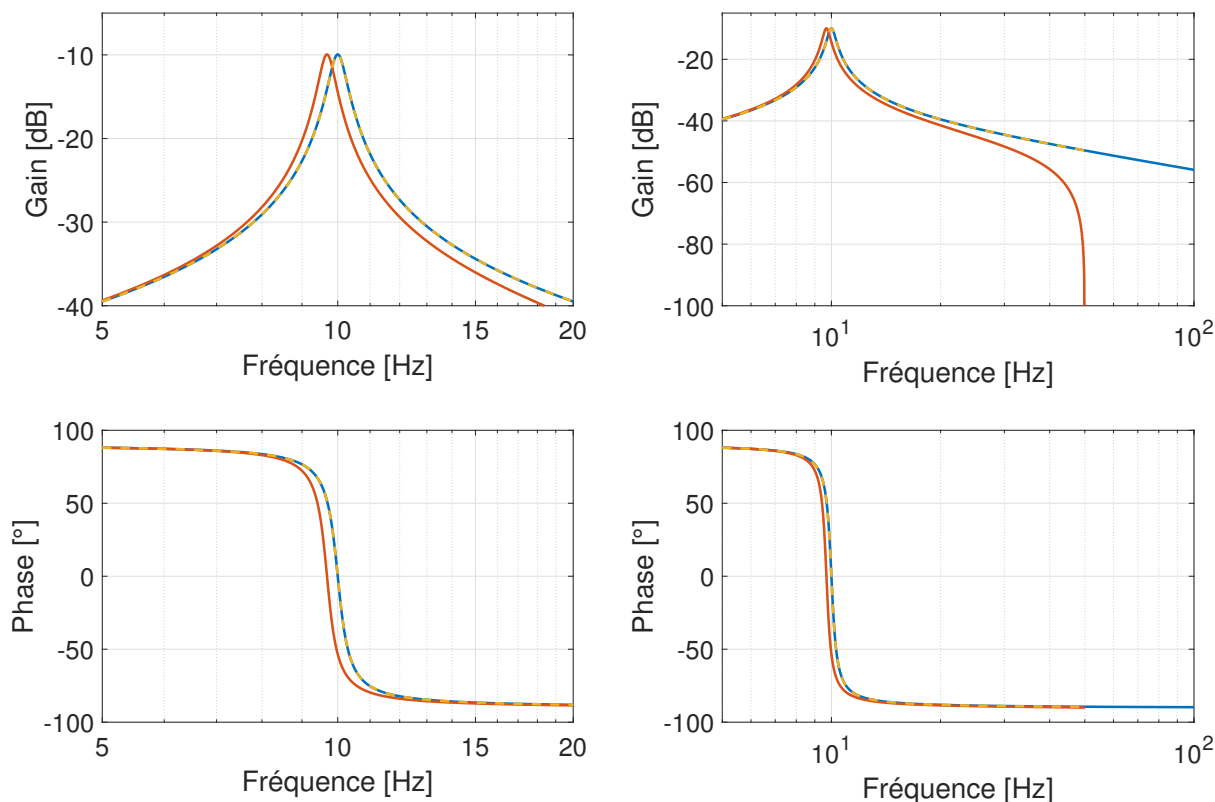


FIGURE 3.23 – Gain et phase de la fonction de transfert de l’oscillateur analogique et discrétisée par la méthode de Tustin pour deux périodes d’échantillonnage différentes. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz ; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz ; Jaune (pointillés) : modèle analogique.

A ce stade, il est important de distinguer deux contextes différents pour l’utilisation de cette méthode. Le premier, abordé dans la section suivante, concerne la simulation de modèles. Ce qui signifie que les traitements que nous allons mettre en place ne se font pas en temps réel. Dans ce cas, nous aurons tendance à privilégier une fréquence d’échantillonnage élevée (100 kHz par exemple) au regard de la bande passante considérée (0-100 Hz dans notre cas). Le second contexte pose la question du traitement en temps réel de nos signaux de déplacement ou de vitesse de la masse du géophone dans un environnement réel, que nous aborderons dans le paragraphe traitant de la déconvolution des signaux de déplacement masse. Dans la mesure où nous n’avons alors pas forcément connaissance de la fréquence d’échantillonnage de notre système à l’endroit où intervient ce modèle numérique, nous utiliserons certes la méthode des trapèzes mais dans sa version *améliorée* incluant une prédéformation de la fréquence propre de notre système, appelé le *Frequency Prewarping* [Oppenheim and Schafer, 2010].

Ce décalage de la fréquence propre s’explique bien en reconsidérant l’équation 3.67. La réponse en fréquence de $\mathcal{H}(s)$ est donnée par $\mathcal{H}(j\Omega_{ana})$, tandis que la réponse en fréquence de $\mathcal{H}(q)$ est donnée par $\mathcal{H}(e^{j\Omega_{num}T_e})$. On peut donc réécrire l’équation 3.67 en substituant les termes s et q par $j\Omega_{ana}$ et $e^{j\Omega_{num}T_e}$ respectivement :

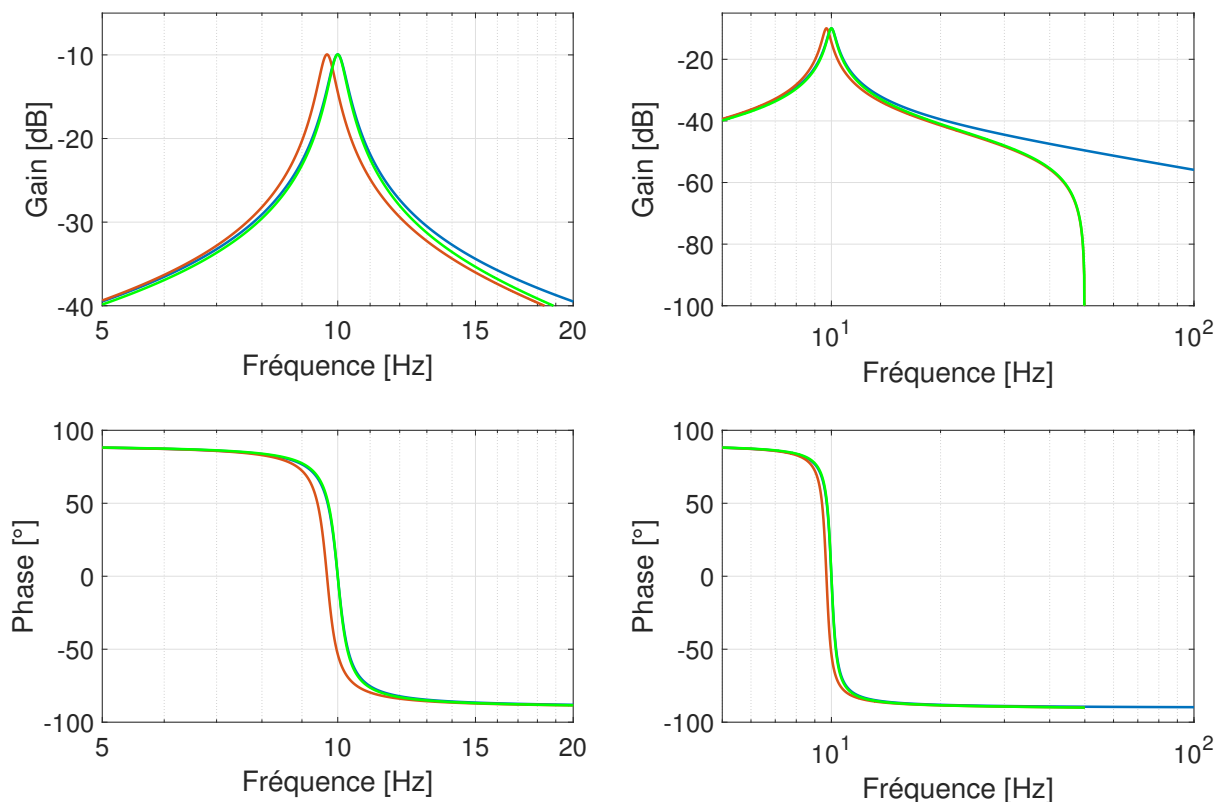


FIGURE 3.24 – Gain et phase de la fonction de transfert de l'oscillateur considéré. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz ; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz ; Vert : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz et technique de *Frequency Prewarping*.

$$j\Omega_{ana} = \frac{2}{T_e} \frac{1 - e^{-j\Omega_{num}T_e}}{1 + e^{-j\Omega_{num}T_e}} \quad (3.70)$$

En multipliant le numérateur et dénominateur de l'équation 3.70 par $e^{j\frac{\Omega_{num}T_e}{2}}$, et en appliquant les formules d'Euler, on obtient la relation suivante :

$$\Omega_{ana} = \frac{2}{T_e} \tan\left(\frac{\Omega_{num}T_e}{2}\right) \quad (3.71)$$

L'équation 3.71 nous permet de remédier à la distorsion fréquentielle due à la transformation bilinéaire exposée plus haut. On peut extrapoler cette méthode pour relocaliser les racines complexes du dénominateur de notre fonction de transfert, moyennant un développement algébrique conséquent [Jacquot, 1995]. Ainsi, un pôle complexe $|s_i|$ peut être déplacé radialement vers une nouvelle position $|s_i^*|$:

$$|s_i^*| = \frac{2}{T_e} \tan\left(\frac{|s_i|T_e}{2}\right) \quad (3.72)$$

La figure 3.24 présente l'effet de cette méthode sur les réponses en fréquence discrétisées. On constate bien une relocalisation de la fréquence propre F_0 à 10 Hz. Ceci étant, il reste une légère distorsion de gain et de phase aux alentours de F_0 et le comportement en gain vers la fréquence de Nyquist reste le même. La figure 3.25 présente la réponse impulsionnelle des différentes discrétisations du modèle du géophone. Une fois encore, on observe une bonne correspondance du modèle numérique échantillonné à 1.10^5 Hz (bleu) avec le modèle analogique (jaune pointillés), contrairement au modèle numérique échantillonné à 100 Hz (rouge). La réponse impulsionnelle du modèle numérique échantillonné à 100 Hz avec *Frequency Prewarping* semble quant à elle plus proche de la réalité.

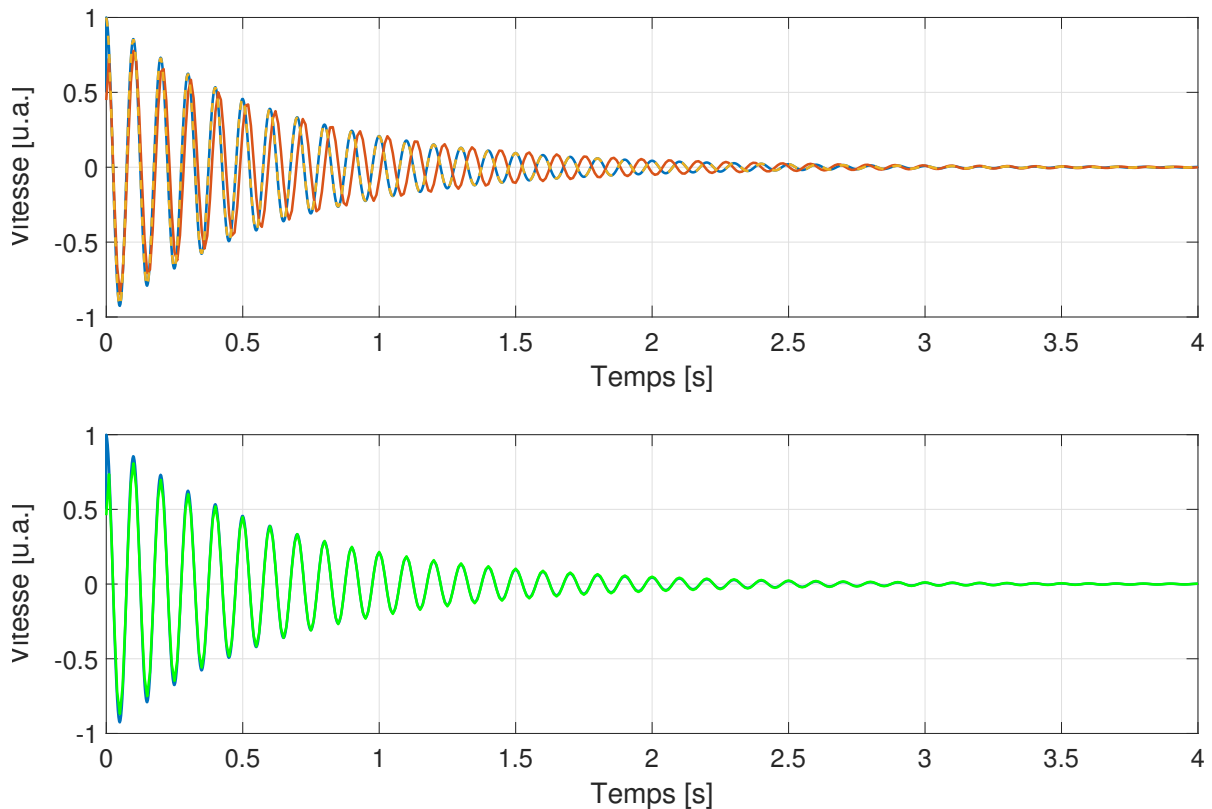


FIGURE 3.25 – Réponse impulsionnelle de l'oscillateur considéré. Bleu : modèle numérique avec $F_e = 1e5$ Hz; Rouge : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz; Jaune (pointillés) : modèle analogique Vert : modèle numérique avec $F_e = 100$ Hz et technique de *Frequency Prewarping*.

En conclusion, nous chercherons toujours à exploiter des fréquences d'échantillonnage très élevées au regard de la fréquence propre du géophone considérée à la bande étudiée de fréquence de mouvement du sol. Néanmoins, si la fréquence d'échantillonnage disponible n'est pas suffisamment importante, un *Frequency Prewarping* permettra tout de même une approximation relativement correcte.

3.5.2 Confrontation des modèles linéaire et non-linéaire du géophone GHIP

Nous allons chercher ici à estimer et quantifier les zones de divergence des approches linéaire et non-linéaire présentées précédemment. Le terme « zones » désigne ici des domaines fréquences/accélérations du sol, domaines pour lesquels nous allons évaluer un certain nombre de métriques nous permettant d'estimer la différence entre un modèle linéaire et non-linéaire.

Pour ce faire, nous avons mis en place des routines de calcul des déplacements de la masse mobile géophone en fonction des paramètres suivants (valeurs par défaut) :

- La fréquence propre du géophone : $F_0 = 8,62$ Hz (et sa pulsation propre Ω_0) ;
- Le facteur de qualité du géophone : $Q_0 = 2,63$;
- L'accélération de la pesanteur : $g = 9,81$ m.s⁻² ;
- Le coefficient de non-linéarité : $\epsilon_R = 89,05$;
- L'accélération totale imposée au bâti du géophone $Acc(t)$;
- L'angle du géophone par rapport à la normale de \vec{g} : $\alpha = 0$.

Le déplacement et la vitesse de la masse donnés par le modèle non-linéaire peuvent être calculés au moyen d'une boucle de calcul récursif. Comme le système est non-linéaire, il y a une équation algébrique à résoudre à chaque pas de calcul pour déterminer les valeurs de sortie du système mécanique modélisé. Comme détaillé dans le paragraphe précédent, nous utiliserons la méthode des trapèzes. Cette méthode va notamment nous faire gagner en simplicité et temps de calcul pour l'évaluation de taux de distorsion harmonique. Nous la décrivons ci-après.

On va donc chercher à discrétiser l'équation 3.22, pour ensuite déterminer, pour chaque pas de calcul, la vitesse et le déplacement de la masse mobile. On reformule cette équation ainsi dans un objectif de lisibilité :

$$\ddot{x}(t) + \frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot \dot{x}(t) + \Omega_0^2 \cdot \left[x(t) + \epsilon_R^2 \cdot x^3(t) \right] = -Acc(t) \quad , \quad (3.73)$$

avec $x(t)$ et $\dot{x}(t)$ la position et la vitesse de la masse du géophone respectivement, et $Acc(t)$ l'accélération totale imposée au bâti du géophone. On pose ensuite les deux relations suivantes :

$$\begin{cases} \dot{x}_1(t) &= x_2(t) = \dot{x}(t) \\ \dot{x}_2(t) &= \ddot{x}(t) = -\frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot x_2(t) - \Omega_0^2 \cdot \left[x_1(t) + \epsilon_R^2 \cdot x_1^3(t) \right] - Acc(t) \\ &= f(t) \quad , \end{cases} \quad (3.74)$$

$$\text{avec} \quad f(t) = -\frac{\Omega_0}{Q_0} \cdot x_2(t) - \Omega_0^2 \cdot \left[x_1(t) + \epsilon_R^2 \cdot x_1^3(t) \right] - Acc(t) \quad . \quad (3.75)$$

A l'instar de ce qui a été présenté dans la section précédente, on souhaite estimer l'intégrale d'une fonction entre deux pas d'échantillonnage par la méthode des trapèzes. Ceci revient à intégrer les deux expressions du système 3.74 entre k et $k + 1$ soit la période d'échantillonnage T_e ; k représentant l'instant de l'échantillon actuel et $k + 1$ l'instant de l'échantillon suivant (celui que l'on cherche à déterminer). Le système précédent devient alors :

$$\begin{cases} x_1(k+1) = x_1(k) + \frac{T_e}{2} \cdot [x_2(k) + x_2(k+1)] \\ x_2(k+1) = x_2(k) + \frac{T_e}{2} \cdot [f(k) + f(k+1)] \end{cases} \quad (3.76)$$

En effectuant tous les développements algébriques - remplaçant notamment les termes en $x_1(k+1)$ présents dans l'expression de $f(k+1)$ par le premier terme du système 3.76, on obtient une formulation analytique de $x_2(k+1)$ sous forme polynomiale, dépendant exclusivement de $x_1(k)$, $x_2(k)$, $\text{Acc}(k)$, T_e et des paramètres du géophone :

$$C_3 \cdot x_2^3(k+1) + C_2 \cdot x_2^2(k+1) + C_1 \cdot x_2(k+1) + C_0 = 0 \quad (3.77)$$

Avec les coefficients suivants :

$$\begin{aligned} C_3 &= \frac{1}{16} \cdot T_e^4 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \\ C_2 &= \frac{3}{8} \cdot T_e^3 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1(k) \\ &\quad + \frac{3}{16} \cdot T_e^4 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_2(k) \\ C_1 &= 1 + \frac{1}{2} \cdot T_e \cdot \frac{\Omega_0}{Q_0} + \frac{1}{4} \cdot T_e^2 \cdot \Omega_0^2 \\ &\quad + \frac{3}{4} \cdot T_e^2 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1^2(k) \\ &\quad + \frac{3}{4} \cdot T_e^3 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1(k) \cdot x_2(k) \\ &\quad + \frac{3}{16} \cdot T_e^4 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_2^2(k) \\ C_0 &= \frac{1}{2} \cdot T_e \cdot \text{Acc}(k+1) + \frac{1}{2} \cdot T_e \cdot \text{Acc}(k) \\ &\quad + T_e \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1^3(k) + \frac{1}{16} \cdot T_e^4 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_2^3(k) \\ &\quad + T_e \cdot \Omega_0^2 \cdot x_1(k) + \left(\frac{T_e \cdot \Omega_0}{2 \cdot Q_0} + \frac{T_e^2 \cdot \Omega_0^2}{4} - 1 \right) \cdot x_2(k) \\ &\quad + \frac{3}{4} \cdot T_e^2 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1^2(k) \cdot x_2(k) + \frac{3}{8} \cdot T_e^3 \cdot \Omega_0^2 \cdot \epsilon_R^2 \cdot x_1(k) \cdot x_2^2(k) \end{aligned} \quad (3.78)$$

Finalement, le système 3.79 présente les estimations de $x_1(k+1)$ et $x_2(k+1)$ en identifiant la racine réelle (ou presque au vu des approximations numériques) du polynôme 3.77.

$$\begin{cases} x_2(k+1) = \text{Racine réelle du polynôme 3.77} \\ x_1(k+1) = x_1(k) + \frac{T_e}{2} \cdot [x_2(k+1) + x_2(k)] \end{cases} \quad (3.79)$$

Et on peut écrire, en reprenant les notations initiales de la vitesse et du déplacement de la masse du géophone :

$$\begin{cases} \dot{x}(k+1) = \text{Racine réelle du polynôme 3.77} \\ x(k+1) = x(k) + \frac{T_e}{2} \cdot [\dot{x}(k+1) + \dot{x}(k)] \end{cases} \quad (3.80)$$

3.5.2.1 Taux de distorsion harmonique total

Un premier indicateur présenté ici est le taux de distorsion harmonique total (ou THD), mesure largement utilisée dans l'évaluation de la linéarité de systèmes électroniques ou mécaniques. Le calcul de cet indicateur s'effectue en général harmonique par harmonique, même si dans la pratique expérimentale, on cherchera souvent à utiliser des sources sinusoïdales de type chirp. C'est d'ailleurs ce que nous avons utilisé dans la section précédente pour l'identification expérimentale de la fonction de transfert du géophone.

L'utilisation de sinus purs pour l'évaluation du THD jointe à la méthode de calcul du déplacement masse présentée ci-avant peut s'effectuer sur la base d'une seule et unique période de chaque sinus exactement, ce qui réduit considérablement les temps de calcul. Ainsi, la transformée de Fourier discrète du signal résultant nous fournit, en plus de la composante continue, les valeurs des différentes harmoniques du signal de déplacement (ou vitesse) de la masse. On en déduit la puissance relative à chaque harmonique Ph_n avec n le numéro de l'harmonique et N le nombre de points constituant une période exacte du signal :

$$Ph_n = 2 \cdot \left[\frac{|\text{FFT}(n)|}{N} \right]^2 \quad (3.81)$$

Le THD nous est donné par la relation suivante, avec nh le nombre d'harmoniques considérées :

$$\text{THD} = 100 \cdot \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^{nh} Ph_n}}{\sqrt{\sum_{n=1}^{nh} Ph_n}} \quad (3.82)$$

Nous avons calculé les THD de notre système non-linéaire dans une bande de fréquence allant de 0,01 à 100 Hz et des accélérations allant de 1.10^{-5} à 10 m.s^{-2} . Après observation des résultats, nous avons limité le nombre d'harmoniques considérées (paramètre nh) à 10. Les résultats de ces simulations sont présentés figure 3.26. Les résultats nous montrent, dans la bande de fréquences basses ($<10 \text{ Hz}$) l'apparition de THD de l'ordre de $1.10^{-3} \%$

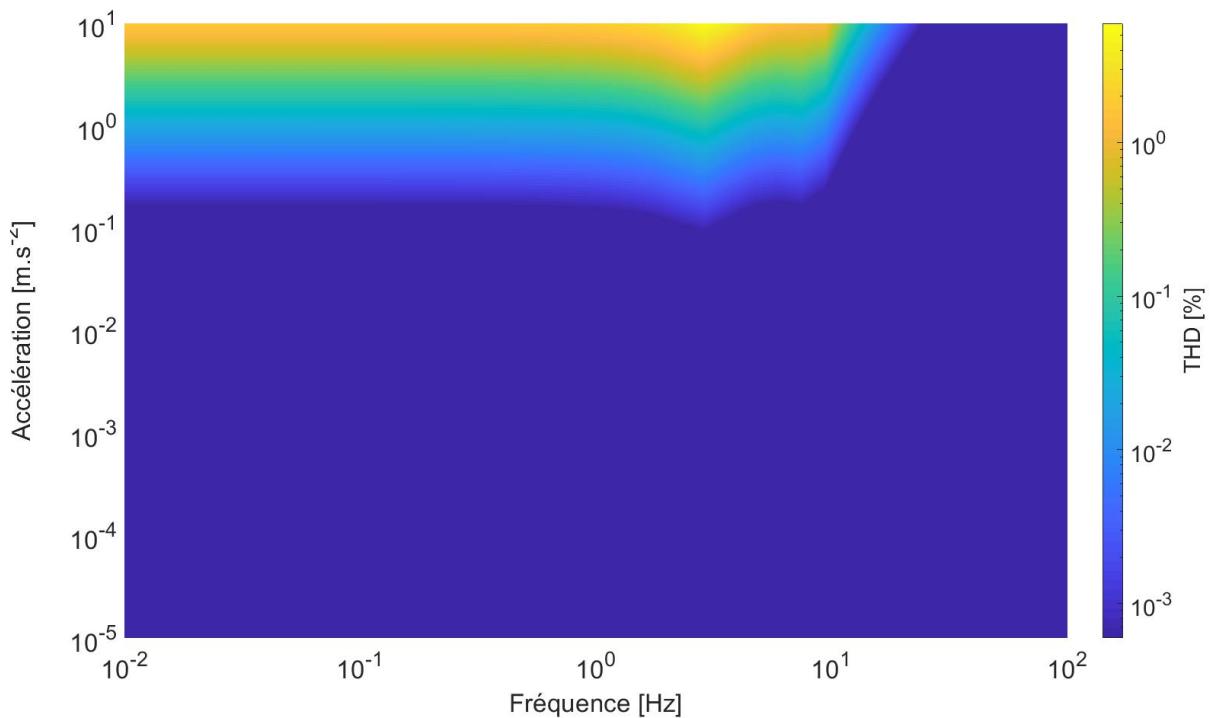


FIGURE 3.26 – Taux de distorsion harmonique total du modèle de géophone GHIP en fonction de la fréquence d'excitation et du niveau d'accélération du sol.

pour des accélérations autour de $0,1 \text{ m.s}^{-2}$, de $0,1 \%$ pour des accélérations proches de 1 m.s^{-2} et jusqu'à 6% pour des accélérations proches de g .

Dans l'immédiat, il convient de modérer ces résultats, dans la mesure où la limite élastique des ressorts du géophone est dépassée dans les cas les plus extrêmes. Une simulation par éléments finis sous SolidWorks nous permet d'avoir un premier ordre de grandeur de cette limite élastique. Considérant le géophone GHIP ($F_0 = 8,62 \text{ Hz}$ et $Q_0 = 2,63$) dans les conditions énoncées ci-avant ($\alpha = 0$), on considère que cette limite est atteinte à la fréquence de résonance pour une accélération de $3,5 \text{ m.s}^{-2}$.

Finalement, on peut considérer que le géophone GHIP présente un THD inférieur à $0,1\%$ pour des niveaux d'accélération se situant en-dessous de la limite élastique des ressorts, soit environ 3 m.s^{-2} .

3.5.2.2 Distorsion de la fonction de transfert du géophone

Une autre manière de voir les choses consiste à observer la distorsion de la fonction de transfert du géophone en fonction du niveau d'accélération imposé au système. Ainsi, nous avons calculé la fonction de transfert (gain et phase) du géophone dans une bande de fréquence allant de 1 à 20 Hz et des accélérations allant de $1 \cdot 10^{-2}$ à 10 m.s^{-2} . Cette fois, nous générons des séquences de plusieurs centaines de secondes de sinus glissant à fréquence exponentielle.

Nous avons choisi différents modes de représentation de ces résultats. En premier lieu, nous présentons l'ensemble des rapports des amplitudes de la première harmonique aux

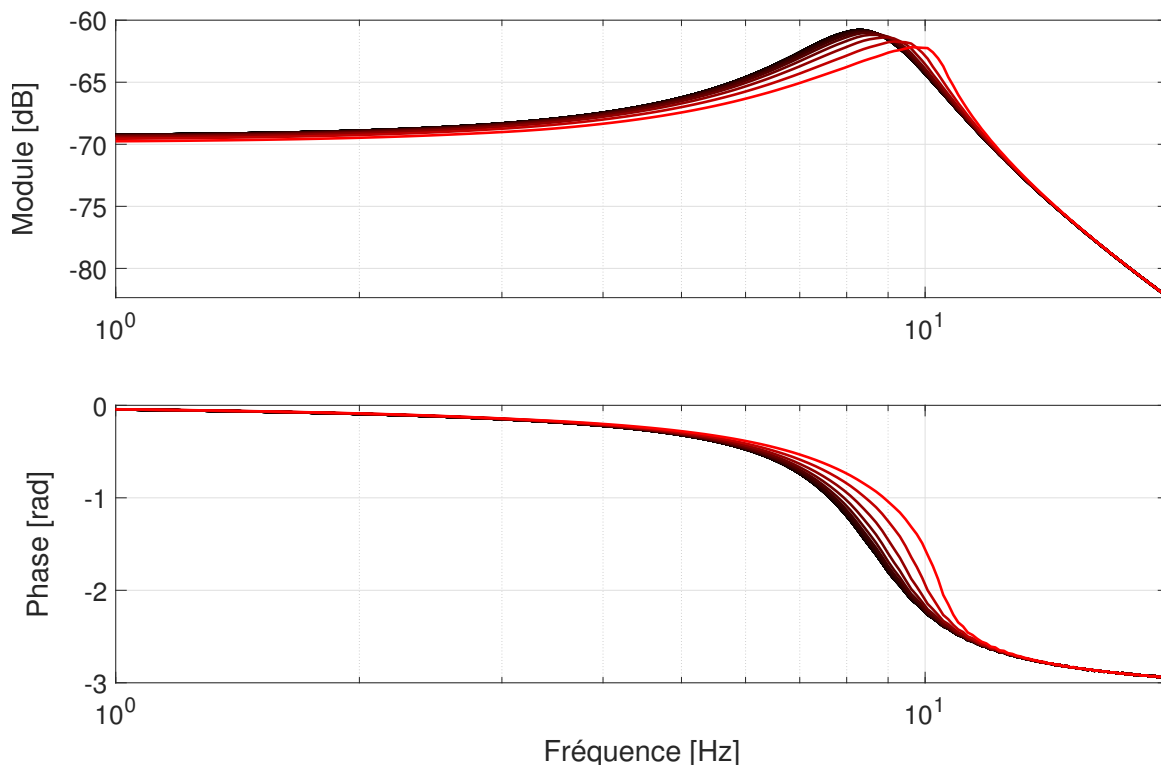


FIGURE 3.27 – Évolution du modèle de la fonction de transfert³ du géophone GHIP en fonction du niveau d'accélération du sol (réf. $m/(m.s^{-2})$). Haut : gain de la fonction de transfert, variant du noir au rouge pour des niveaux d'accélération allant de 1.10^{-5} à $10 m.s^{-2}$ (50 niveaux, évolution logarithmique). Bas : phase de la fonction de transfert pour ces mêmes niveaux d'accélération.

amplitudes des accélérations obtenus figure 3.27 (idem pour les phases). Les courbes de gain et phase évoluent du noir vers le rouge pour des accélérations croissantes dans l'intervalle spécifié ci-avant. Cette façon de voir les choses nous permet de visualiser la distorsion du module et de la phase de la fonction de transfert en deux dimensions.

Une autre représentation intéressante, pour déterminer les zones dans lesquelles on peut considérer de fonctionnement du géophone comme linéaire est présentée figure 3.28 et 3.29. La figure 3.28 présente le rapport des gains des fonctions de transfert³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nolin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ dans une bande de fréquences allant de 1 à 20 Hz et des accélérations allant de 1.10^{-2} à $10 m.s^{-2}$ et $\alpha = 0$, soit :

$$\frac{|\mathcal{H}_{nolin}(F, A)|}{|\mathcal{H}_{lin}(F)|} \quad (3.83)$$

Ainsi, il est plus évident de se rendre compte des zones de divergence entre le modèle linéaire du géophone et un modèle non-linéaire. On constate une divergence de l'ordre de 3.10^{-3} aux alentours de la fréquence propre pour un niveau d'accélération de $1 m.s^{-2}$.

3. ATTENTION : l'auteur a bien conscience que le terme « fonction de transfert » est quelque peu galvaudé ici, dans la mesure où le système considéré est non linéaire. Nous conserverons néanmoins cette dénomination, qui présente l'avantage d'être concise.

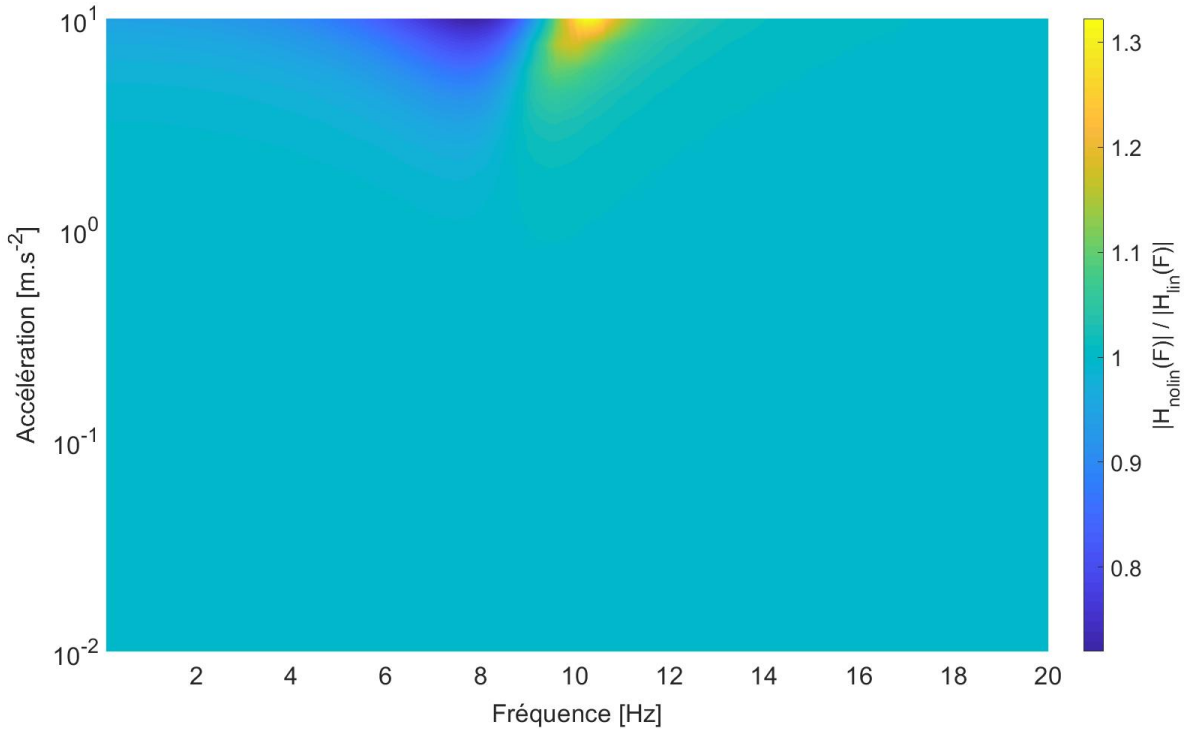


FIGURE 3.28 – Évolution du rapport des gains des fonctions de transfert³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nolin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ en fonction de la fréquence et du niveau d'accélération du sol.

La figure 3.29 présente la différence des phases des fonctions de transfert³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nolin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ dans une bande de fréquences allant de 1 à 20 Hz et des accélérations allant de $1 \cdot 10^{-2}$ à 10 m.s^{-2} et $\alpha = 0$, soit :

$$\phi_{nolin}(F, A) - \phi_{lin}(F) \quad . \quad (3.84)$$

L'information présente sur cette figure constitue un élément de grande importance *géophysiquement* parlant, dans la mesure où - comme nous le verrons dans le chapitre suivant - la datation et l'évaluation des temps de retard entre différents trains d'ondes sismiques sont des éléments capitaux dans la localisation et la caractérisation des sources sismiques. Cette datation se fait à la période d'échantillonnage finale des signaux de déplacement actuellement employée en sortie de l'interrogateur optique, à savoir 5 millisecondes. On observe ici une différence de l'ordre de 0,8 degré aux alentours de la fréquence propre du géophone pour une accélération de 1 m.s^{-2} , de 7,3 degrés pour une accélération de $3,2 \text{ m.s}^{-2}$. Dans ces cas réalistes du point de vue des limitations mécaniques des ressorts utilisés, le décalage temporel reste en-dessous de la demi-période d'échantillonnage.

Finalement, nous sommes en mesure de pouvoir évaluer la pertinence de l'emploi du modèle linéaire ou non-linéaire du géophone GHIP en fonction des domaines accélération / fréquence du milieu d'expérimentation considéré.

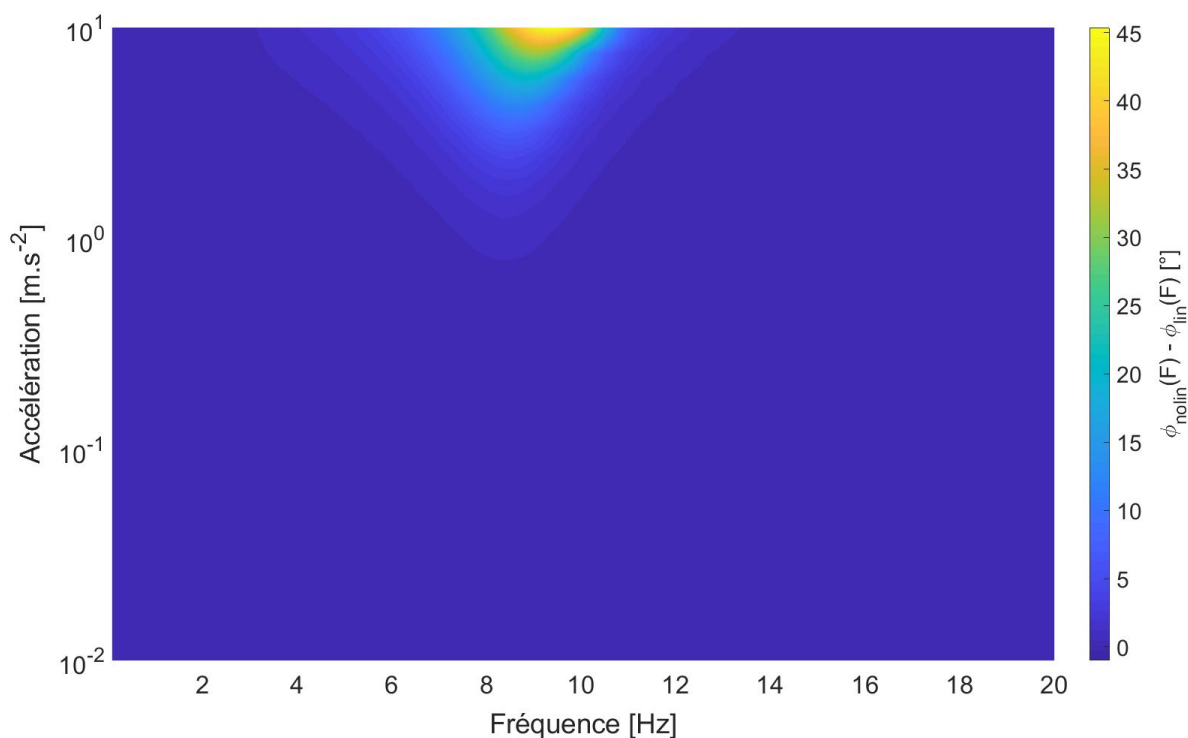


FIGURE 3.29 – Évolution de la différence des phases des fonctions de transfert³ des modèles non-linéaires $\mathcal{H}_{nolin}(F, A)$ et du modèle linéaire $\mathcal{H}_{lin}(F)$ en fonction de la fréquence et du niveau d'accélération du sol.

3.5.3 Déconvolution des signaux de vitesse masse

L'estimation du déplacement du sol à partir des signaux de déplacement de la masse mobile du géophone se fait par déconvolution numérique. Les travaux présentés dans les sections précédentes nous ont permis d'identifier les paramètres du géophones en prévision de cette étape de traitement. Nous avons également exposé, en introduction de cette section 3.5, les moyens actuels mis en place par les instituts de géophysique pour calculer et disposer des signaux de mouvement du sol. Ces routines de traitement présupposent un comportement linéaire des sismomètres utilisés. Dans cette partie, nous considérons que le géophone se comporte comme un système linéaire au sein du milieu géologique dans lequel il est installé. Cette hypothèse sera par la suite vérifiée lors des campagnes expérimentales sur le terrain présentées dans le chapitre suivant.

3.5.3.1 Déconvolution offline

Le terme *offline* renvoie ici à un contexte d'étude des signaux *a posteriori*. En d'autres termes, cette façon de procéder nous est utile pour valider le bon comportement de nos capteurs suite à une installation. Elle n'est donc pas utilisée dans les routines de traitement des données en temps réel. Par ailleurs, il s'agit d'une déconvolution en bloc effectuée dans le domaine fréquentiel.

Reprenons la fonction de transfert de notre géophone représentée par l'équation 3.66. Une première approche serait de considérer la synthèse d'un filtre analogique ayant comme fonction de transfert l'inverse de la fonction de transfert du géophone, et de l'utiliser pour

filtrer les signaux en vitesse de la masse mobile. Cette approche reste néanmoins limitée car le filtre causal inverse ainsi défini est instable. En outre, le gain en basse fréquence du filtre inverse devient d'autant plus fort que le géophone est peu sensible, ce qui n'a plus de sens physique lorsque l'information délivrée par le géophone contient seulement du bruit de mesure ; *a fortiori* du bruit causé par la diode laser (cf. section 2.2.3). L'utilisateur devra donc prendre des précautions en ce sens.

Ainsi, nous ajoutons deux filtres régularisateurs analogiques. Un filtre passe-haut du 4^{ème} ordre⁴, qui nous permet d'obtenir une pente de -80 dB en deçà de sa pulsation de coupure F_{PH} ajustable, et un filtre passe-bas du 10^{ème} ordre, de fréquence de coupure F_{PB} ajustable également. La figure 3.30 présente les modules correspondant aux différentes étapes de déconvolution. On peut y observer le gain de la réponse en fréquence du géophone en bleu, la combinaison des filtres régularisateurs en rouge, et le filtre inverse régularisé en jaune.

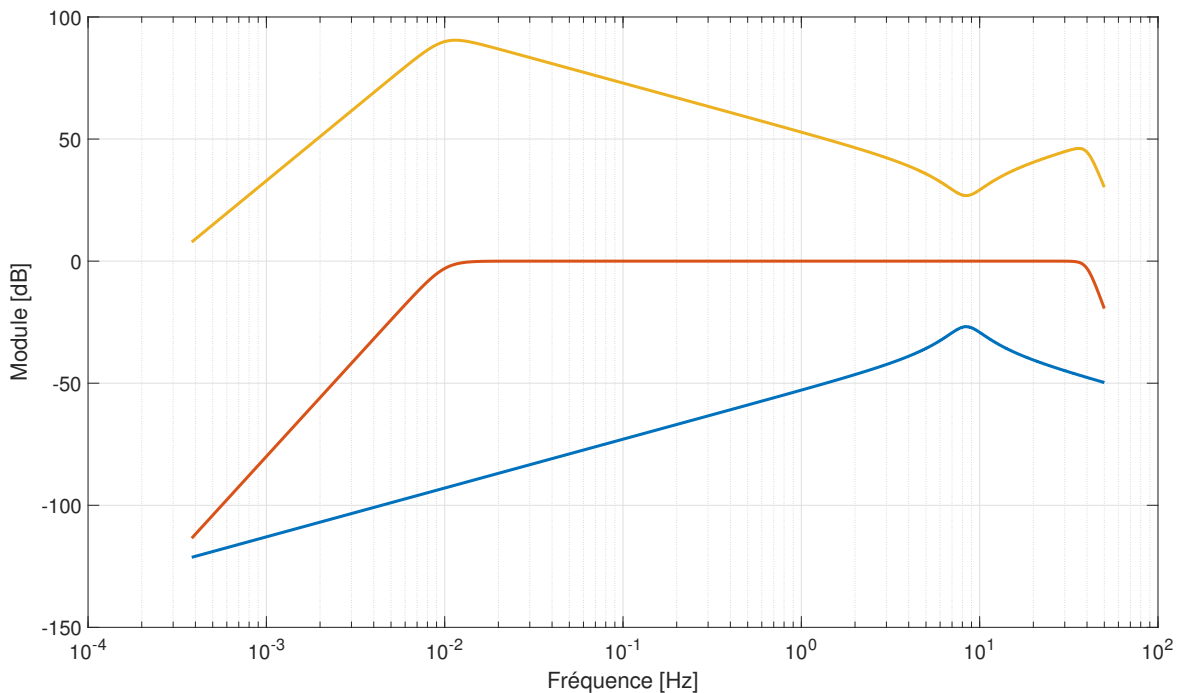


FIGURE 3.30 – Module des fonctions de transfert des filtres pour la déconvolution du déplacement de la masse mobile vers la vitesse du sol. Bleu : système analogique (masse mobile). Rouge : filtre régularisateur. Jaune : filtre inverse régularisé.

3.5.3.2 Déconvolution *online*

Cette façon de procéder, proche du temps réel, s'applique dans un contexte d'intégration de nos capteurs aux systèmes de surveillance des observatoires sismologiques. Elle s'effectue dans le domaine temporel et nécessite de prendre un certain nombre de précautions, en particulier pour ce qui concerne la fréquence d'échantillonnage des signaux au moment où elle intervient. Nous avons déjà détaillé plus tôt dans ce chapitre l'intérêt de

4. l'ordre des filtres peut bien entendu être modifié

disposer d'une fréquence d'échantillonnage élevée pour assurer une bonne discrétisation des fonctions de transfert de systèmes analogiques.

Cette déconvolution *online* présente également un intérêt lorsque l'on va chercher à réévaluer les paramètres du géophone au cours de sa vie. En effet, il est probable que les pôles et zéros de la fonction de transfert changent au cours du temps à cause d'un renouvellement progressif du site d'installation - d'autant plus dans des zones à risques, ou à cause du vieillissement de la mécanique au bout de quelques années.

3.6 Évaluation de la performance du géophone associé à l'interrogateur

Les sections précédentes nous ont permis de détailler la modélisation comportementale, la conception et la validation expérimentale associée d'un oscillateur mécanique - le géophone GHIP. Ce géophone, adapté aux conditions environnementales réelles, doit néanmoins s'intégrer dans le système complet de mesure, et être capable de répondre à un certain nombre de critères imposés par l'interrogateur optoélectronique présenté dans le chapitre précédent.

En d'autres termes, il est important à ce stade de se poser un certain nombre de questions relatives à la performance de ce géophone interfacé à l'interrogateur optoélectronique, et bien entendu aux potentielles limitations associées. L'objectif de cette section est de proposer un modèle global paramétrique incluant les caractéristiques du géophone (fréquence propre, facteur de qualité), la fréquence d'échantillonnage des signaux de phase instantanée de l'interrogateur, et les conditions environnementales (accélération du sol).

3.6.1 Valeur efficace du déplacement de la masse mobile du géophone pour une accélération donnée

La question posée ici peut s'écrire ainsi : quelle valeur efficace de déplacement de la masse mobile obtient-on pour des paramètres du géophone GHIP et une accélération du sol donnée ? Considérons une accélération blanche, de puissance A_0 continue (dont la DSP est constante) au-dessus de NHHM. On calcule, pour cette accélération, le mouvement de la masse du géophone (avec H la réponse en fréquence).

$$DSP_{masse} = DSP_{Acc} \times |H_{ghip}|^2 \quad , \quad (3.85)$$

$$DSP_{masse} = A_0 \times \left| \frac{1}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \right|^2 \quad . \quad (3.86)$$

Pour rappel, le théorème de Wiener-Khinchine nous permet d'affirmer que la transformée de Fourier inverse du spectre d'une DSP est égale à la fonction d'autocorrélation du signal. Ainsi, on peut donc écrire (avec h la réponse impulsionnelle) :

$$\varphi_{D_M D_M} = \varphi_{Acc Acc} * \hat{\varphi}_{hh} \quad , \quad (3.87)$$

avec

$$\varphi_{AccAcc} = \delta \cdot A_0 \quad . \quad (3.88)$$

Il nous faut calculer la réponse impulsionnelle de $\mathcal{H}_{GHIP}(F)$. Cette démarche suit le développement suivant :

$$\mathcal{H}_{ghip}(s) = \frac{1}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad , \quad (3.89)$$

$$\mathcal{H}_{ghip}(s) = \frac{1}{s^2 + 2m\Omega_0s + \Omega_0^2} \quad . \quad (3.90)$$

Comme $m < 1$ dans notre cas (comportement légèrement résonnant), alors :

$$\mathcal{H}_{ghip}(s) = \frac{1}{(s + m \cdot \Omega_0)^2 + \Omega_0^2(1 - m^2)} \quad . \quad (3.91)$$

En posant $\Omega^2 = \Omega_0^2(1 - m^2)$ et $\mu = m \cdot \Omega_0$, alors :

$$\mathcal{H}_{ghip}(s) = \frac{1}{(s + \mu)^2 + \Omega^2} \quad . \quad (3.92)$$

Par transformée de Laplace inverse on obtient :

$$h_{ghip}(t) = \frac{1}{\Omega} \cdot e^{-\mu t} \cdot \sin(\Omega t) \quad , \quad (3.93)$$

pour $t \geq 0$ et 0 pour $t < 0$. A ce stade, on peut éventuellement redévelopper l'expression, mais cela ne présente qu'un intérêt limité pour le moment. Maintenant, on peut calculer la valeur de la fonction d'autocorrélation de la réponse impulsionnelle (causale) en 0 :

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_{hh}(0) &= \int_0^{\infty} h_{ghip}^2(t) dt \quad , \\ \dot{\varphi}_{hh}(0) &= \int_0^{\infty} \frac{1}{\Omega^2} \cdot e^{-2\mu t} \cdot \sin^2(\Omega t) dt \quad . \end{aligned} \quad (3.94)$$

Pour calculer cette intégrale, nous passons la partie $\sin(\Omega t)$ sous sa forme exponentielle complexe, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_{hh}(0) &= \frac{1}{\Omega^2} \cdot \int_0^{\infty} e^{-2\mu t} \cdot \left(\frac{e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t}}{2 \cdot i} \right)^2 dt \quad , \\ &= -\frac{1}{4\Omega^2} \cdot \int_0^{\infty} e^{-2\mu t} \cdot (e^{2i\Omega t} + e^{-2i\Omega t} - 2) dt \quad . \end{aligned}$$

On recombine les exponentielles complexes en $\cos(2\Omega t)$, et on intègre une partie de l'équation, ce qui nous donne :

$$\begin{aligned}\dot{\varphi}_{hh}(0) &= \frac{1}{2\Omega^2} \cdot \int_0^\infty e^{-2\mu t} dt - \frac{1}{2\Omega^2} \cdot \int_0^\infty e^{-2\mu t} \cdot \cos(2\Omega t) dt \quad , \\ \dot{\varphi}_{hh}(0) &= \frac{1}{4\mu\Omega^2} - \frac{1}{2\Omega^2} \cdot \int_0^\infty e^{-2\mu t} \cdot \cos(2\Omega t) dt \quad .\end{aligned}$$

En intégrant par partie (deux fois) le deuxième terme, on obtient :

$$\begin{aligned}\dot{\varphi}_{hh}(0) &= \frac{1}{4\mu\Omega^2} - \frac{1}{2\Omega^2} \cdot \frac{\mu}{2(\mu^2 + \Omega^2)} \quad , \\ \dot{\varphi}_{hh}(0) &= \frac{1}{4\mu(\mu^2 + \Omega^2)} \quad .\end{aligned}$$

Finalement, la fonction d'autocorrélation en 0 de la réponse impulsionnelle est égale à :

$$\dot{\varphi}_{hh}(0) = \frac{Q_0}{2 \cdot \Omega_0^3} \quad . \quad (3.95)$$

Rappelons ici que nous souhaitons déterminer la valeur efficace du déplacement masse pour une accélération blanche donnée, de densité spectrale de puissance⁵ A_0 . Les équations précédentes nous permettent désormais de déterminer cette valeur, comme étant la racine carrée de la puissance moyenne :

$$\varphi_{D_M D_M} = \frac{A_0 \cdot Q_0}{2 \cdot \Omega_0^3} \quad , \quad (3.96)$$

$$D_{masse_{EFF}} = \sqrt{\frac{A_0 \cdot Q_0}{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_0)^3}} \quad . \quad (3.97)$$

La quasi-totalité (99,73 %) des valeurs de déplacement se trouveront donc dans l'intervalle délimité par ± 3 fois la valeur efficace :

$$99.73\% D_{masse} \in \pm 3 \cdot \sqrt{\frac{A_0 \cdot Q_0}{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_0)^3}} \quad . \quad (3.98)$$

A ce stade, il paraît intéressant de donner quelques exemples afin d'appréhender les ordres de grandeurs de déplacement en fonction des paramètres A_0 , f_0 et Q_0 . Pour ce faire, on simule le déplacement de la masse de l'oscillateur à partir d'une DSP en accélération constante donnée (figure 3.31). Les histogrammes, figures 3.32 et 3.33, permettent d'illustrer quelques exemples de jeux de valeurs plausibles. Par plausible, nous entendons des valeurs d'accélération représentatives de ce que nous trouverons ensuite sur les sites d'expérimentation, mais aussi des valeurs du facteur de qualité jusqu'à 40 fois plus importantes que celles du géophone GHIP actuel. Ce dernier élément aura sans doute une importance grandissante dans les travaux à venir, pour l'identification de la fonction de transfert du géophone *in situ*. Nous y reviendrons dans les perspectives en fin de manuscrit.

5. DSP exprimée en $m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$, ce qui permet au passage de vérifier que tout cela est homogène.

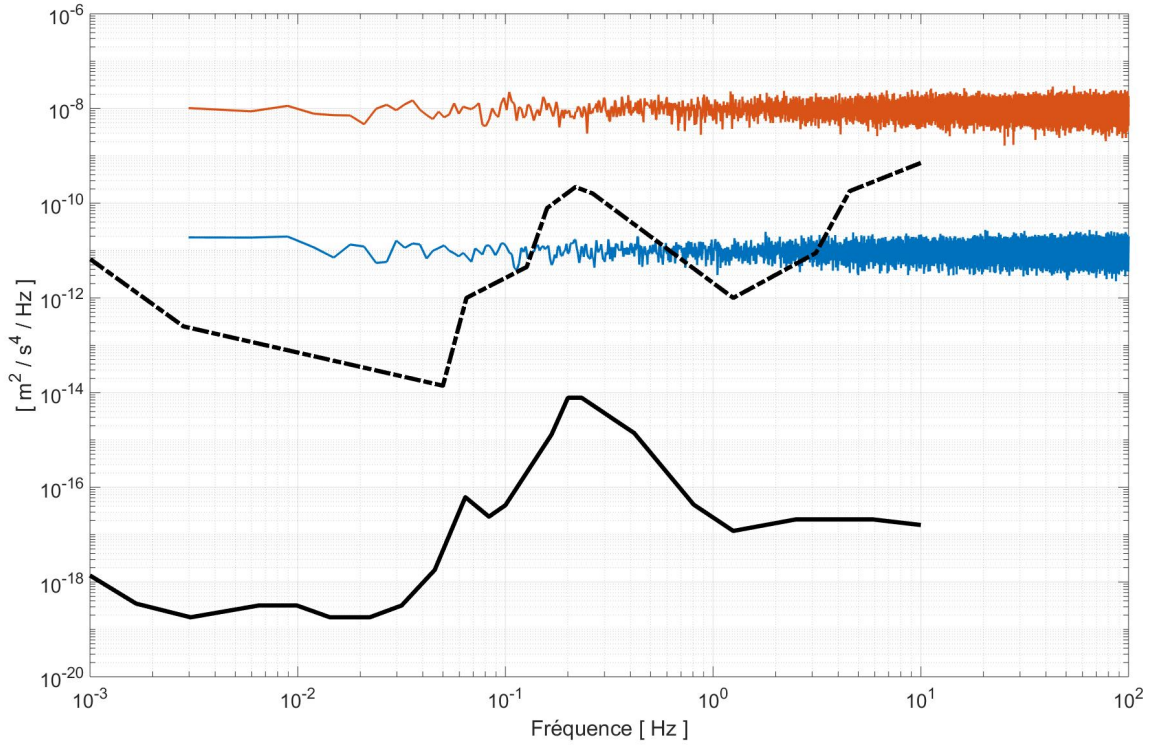


FIGURE 3.31 – DSP de l'accélération sol ($F_e = 100$ kHz). Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Noir hachuré : NLNM ; Noir plein : NHNM.

Au-delà du caractère gaussien des histogrammes présentés, on peut noter l'ordre de grandeur des déplacements. En reprenant l'équation 3.98 avec les paramètres de l'oscillateur - à savoir $f_0 = 8,70 Hz$ et $Q_0 = 2,7$ - on obtient respectivement :

$$\begin{aligned} 99.73\% D_{masse}(A_0 = 1 \cdot 10^{-11}) &\in \pm 27,3 nm \\ 99.73\% D_{masse}(A_0 = 1 \cdot 10^{-08}) &\in \pm 862,5 nm \end{aligned} \quad (3.99)$$

3.6.2 Maximum de rotation de phase

On va s'attacher désormais à évaluer la probabilité de dépassement d'un seuil de rotation de phase entre deux échantillons successifs traités par l'interrogateur. Pour rappel de la section 2.1, l'interrogateur commence par démoduler les signaux optiques en voies I et Q. La représentation de la voie I en fonction de la voie Q forme, dans sa représentation *idéale*, une courbe de Lissajous dont la phase instantanée est l'image du déplacement mécanique. On a vu précédemment que la réalité délivre une représentation ellipsoïdale. Un filtrage de Kalman développé par [Chawah et al., 2012] permet de retrouver une représentation circulaire (i.e. de corriger l'erreur de quadrature entre les signaux des voies I et Q).

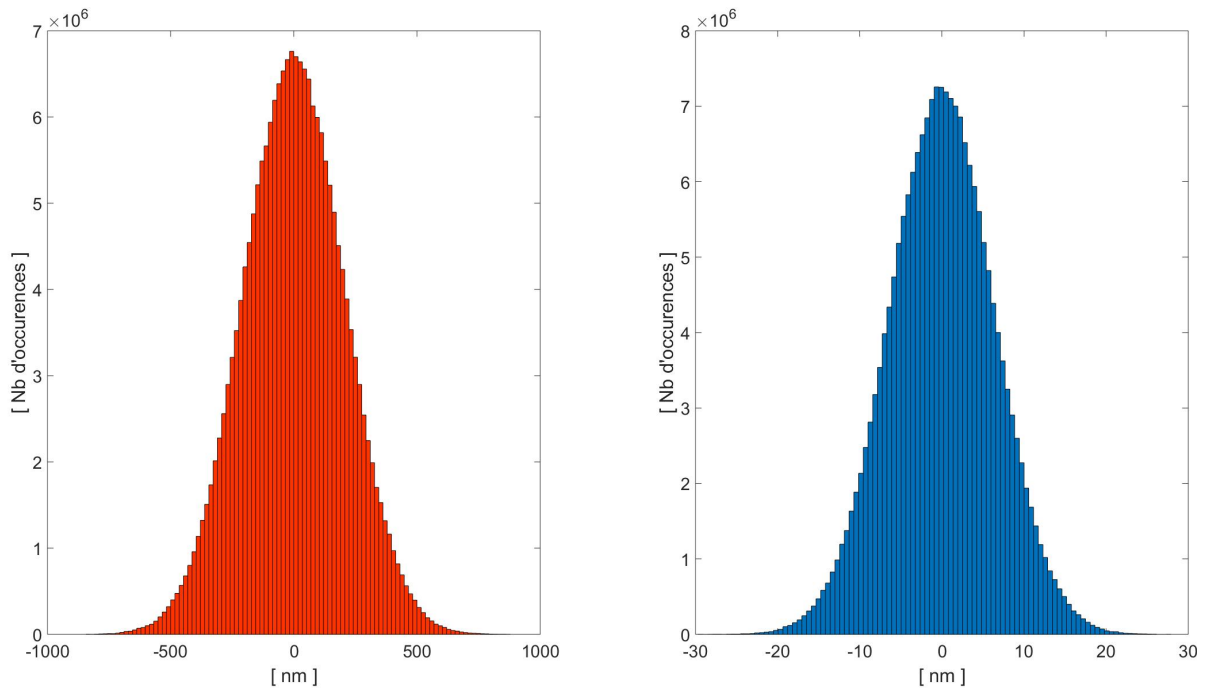


FIGURE 3.32 – Histogramme du déplacement simulé de la masse de l'oscillateur ($f_0 = 8,62\text{Hz}$ et $Q_0 = 2,63$) . Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{Hz}^{-1}\text{Q}$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8}\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

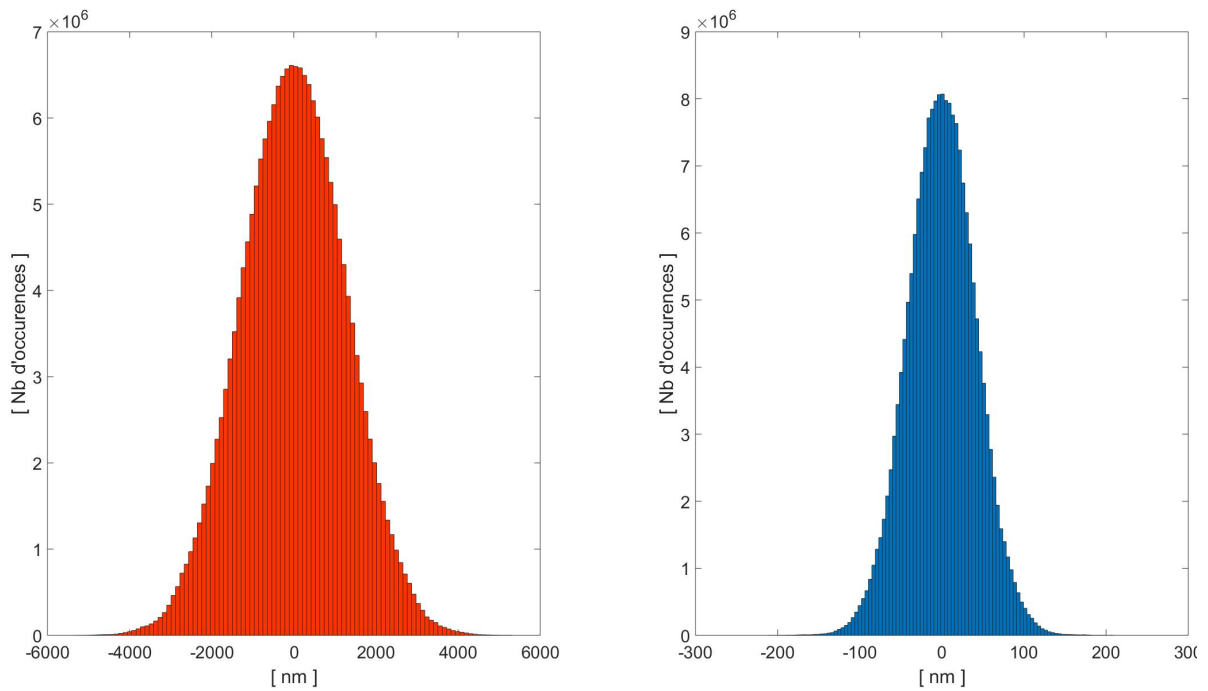


FIGURE 3.33 – Histogramme du déplacement simulé de la masse de l'oscillateur ($f_0 = 8,62\text{Hz}$ et $Q_0 = 100$) . Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11}\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{Hz}^{-1}\text{Q}$; Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8}\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-4} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

La période d'échantillonnage $T_e = 2 \cdot 10^{-5}$ seconde à ce moment précis du traitement est choisie et adaptée à l'ordre de grandeur du mesurande (le déplacement du sol), mais également au système de calcul et de numérisation utilisé. Ainsi, un déplacement trop important entre deux échantillons successifs peut amener un biais d'estimation. Par ailleurs, une démarche de généralisation de ces techniques à d'autres typologies de mesures nous amène à nous poser la question suivante : quelle période d'échantillonnage T_e choisir pour que, avec une probabilité P_0 donnée, $\Delta\Phi$ - la portion de cercle entre deux échantillons successifs - soit inférieure à une valeur fixée ?

3.6.2.1 Variance de $\Delta\Phi$ (ou ΔD_M)

On peut commencer par décrire $\Delta\Phi$ comme étant la différence entre deux phases instantanées successives :

$$\Delta\Phi = \Phi(t) - \Phi(t - T_e) \quad . \quad (3.100)$$

Notons que si $\Phi(t)$ est gaussien, alors $\Delta\Phi$ le sera également. Il nous faut estimer la variance de $\Delta\Phi$. Ainsi nous pourrions par exemple attester que 99.73 % de $\Delta\Phi$ est compris dans ± 3 fois l'écart-type. La puissance moyenne totale de $\Delta\Phi$ s'exprime en intégrant son carré. En suivant la même démarche que précédemment, mais appliquée cette fois à l'équation 3.100, on peut décrire la variance de $\Delta\Phi$:

$$\sigma_{\Delta\Phi}^2 = 2 \cdot \varphi_{\Phi\Phi}(0) - 2 \cdot \varphi_{\Phi\Phi}(T_e) \quad . \quad (3.101)$$

Ayant déjà effectué le calcul de l'autocorrélation du déplacement masse $\varphi_{D_M D_M}$, nous considérons le déplacement masse dans un premier temps (la transposition en phase se faisant très simplement). Pour obtenir le second terme de l'équation 3.101, nous allons à nouveau calculer l'autocorrélation de la réponse impulsionnelle, en tenant compte cette fois de la période d'échantillonnage du système T_e . En d'autres termes, si nous avons alors calculé $\dot{\varphi}_{hh}(0)$, nous calculons maintenant $\dot{\varphi}_{hh}(T_e)$ pour T_e positif.

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_{hh}(T_e) &= \frac{1}{\Omega^2} \int_0^\infty e^{-\mu t} \cdot \sin(\Omega t) \cdot e^{-\mu(t+T_e)} \cdot \sin(\Omega(t+T_e)) dt \quad , \\ \dot{\varphi}_{hh}(T_e) &= \int_0^\infty e^{-\mu t} \cdot \frac{e^{i\Omega t} - e^{-i\Omega t}}{2i} \cdot e^{-\mu(t+T_e)} \cdot \frac{e^{i\Omega(t+T_e)} - e^{-i\Omega(t+T_e)}}{2i} dt \quad , \\ \dot{\varphi}_{hh}(T_e) &= \frac{1}{8\Omega^2} \left[\frac{e^{(-\mu+i\Omega)T_e} i\Omega}{\mu(-\mu+i\Omega)} - \frac{e^{(-\mu-i\Omega)T_e} i\Omega}{\mu(-\mu-i\Omega)} \right] \quad . \end{aligned} \quad (3.102)$$

Finalement, en recombinaison des exponentielles complexes en fonctions trigonométriques, on obtient la relation suivante (pour T_e positif) :

$$\dot{\varphi}_{hh}(T_e) = e^{-\mu T_e} \cdot \frac{\Omega \cdot \cos(\Omega T_e) + \mu \cdot \sin(\Omega T_e)}{4\Omega\mu(\mu^2 + \Omega^2)} \quad . \quad (3.103)$$

Ainsi, on peut écrire $\varphi_{D_M D_M}(T_e)$ comme le produit de $\hat{\varphi}_{hh}(T_e)$ avec A_0 :

$$\varphi_{D_M D_M}(T_e) = A_0 \cdot e^{-\mu T_e} \cdot \frac{\Omega \cdot \cos(\Omega T_e) + \mu \cdot \sin(\Omega T_e)}{4\Omega\mu(\mu^2 + \Omega^2)} . \quad (3.104)$$

Pour obtenir la variance de ΔD_M , on reprend l'équation 3.101, qui s'écrit alors :

$$\sigma_{\Delta D_M}^2 = 2 \cdot \frac{A_0}{4\mu(\mu^2 + \Omega^2)} - 2 \cdot \frac{A_0 \cdot e^{-\mu T_e} \cdot (\Omega \cdot \cos(\Omega T_e) + \mu \cdot \sin(\Omega T_e))}{4\Omega\mu(\mu^2 + \Omega^2)} , \quad (3.105)$$

$$\sigma_{\Delta D_M}^2 = A_0 \cdot \frac{\Omega - e^{-\mu T_e} \cdot \Omega \cdot \cos(\Omega T_e) - e^{-\mu T_e} \cdot \mu \cdot \sin(\Omega T_e)}{2\Omega\mu(\mu^2 + \Omega^2)} . \quad (3.106)$$

Si on considère des valeurs de T_e petites - ce qui se vérifie bien dans la pratique - on peut simplifier l'équation 3.106 en prenant les développements limités des fonctions de T_e :

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta D_M}^2 &= \frac{A_0 \cdot T_e^2}{4\mu} + o(T_e^3) , \\ \sigma_{\Delta D_M}^2 &= \frac{A_0 \cdot Q_0 \cdot T_e^2}{2\Omega_0} + o(T_e^3) . \end{aligned} \quad (3.107)$$

On peut très simplement exprimer le résultat de l'équation 3.107 comme la variance de la variation de rotation de phase $\sigma_{\Delta\Phi}^2$:

$$\sigma_{\Delta\Phi}^2 = \frac{8 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot \left(\frac{A_0 \cdot Q_0 \cdot T_e^2}{2\Omega_0} + o(\tau^3) \right) . \quad (3.108)$$

Afin d'illustrer les résultats obtenus, nous évaluons par simulation l'évolution de l'écart-type de ΔD_M , et de $\Delta\Phi$ en fonction de la période d'échantillonnage T_e pour un niveau d'accélération du sol donné A_0 . Pour cette simulation, nous effectuons une déconvolution online des signaux d'accélération de synthèse, en utilisant les techniques de discrétisation basées sur la méthode d'intégration trapézoïdale (Tustin) présentée dans la section 3.5.3.2.

Les figures 3.34 et 3.35 présentent les résultats obtenus pour les accélérations dont les DSP sont présentées figure 3.32. Plus précisément, nous considérons les paramètres du géophone GHIP suivants : $F_0 = 8,62$ Hz et $Q_0 = 2,63$ pour la figure 3.34 et $Q_0 = 100$ pour la figure 3.35.

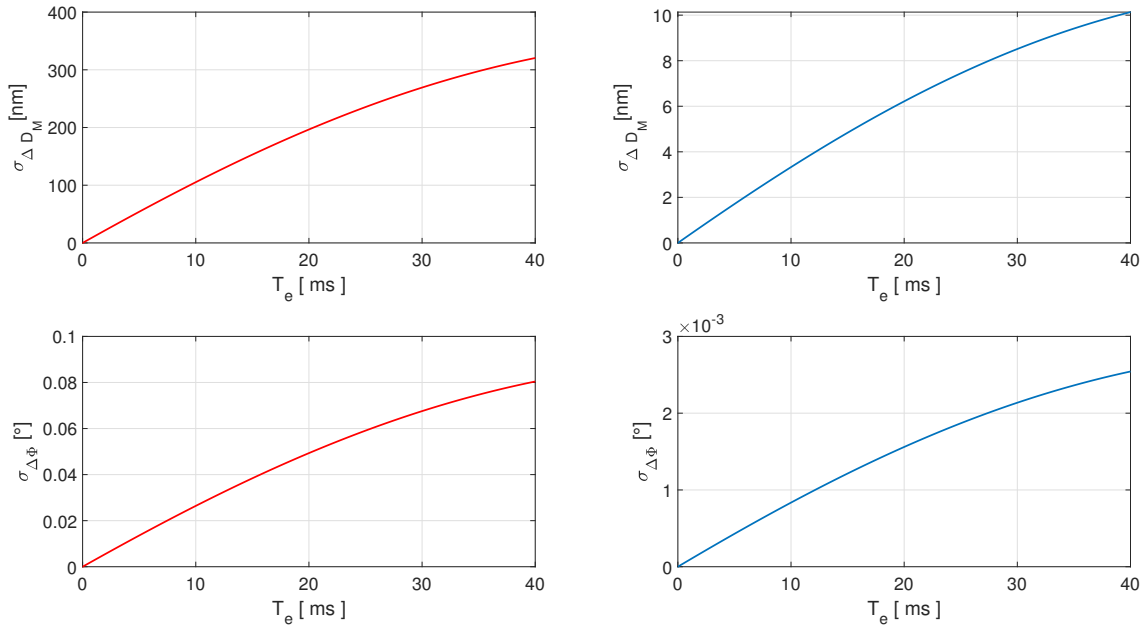


FIGURE 3.34 – Évolution de l'écart-type de la variation du déplacement ΔD_M , et de l'écart-type de la variation de la phase instantanée $\Delta\Phi$ à l'issue de la démodulation synchrone effectuée par l'interrogateur optique en fonction de la période d'échantillonnage T_e et des caractéristiques du géophone utilisé ($F_0 = 8,62$ Hz et $Q_0 = 2,63$). Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$.

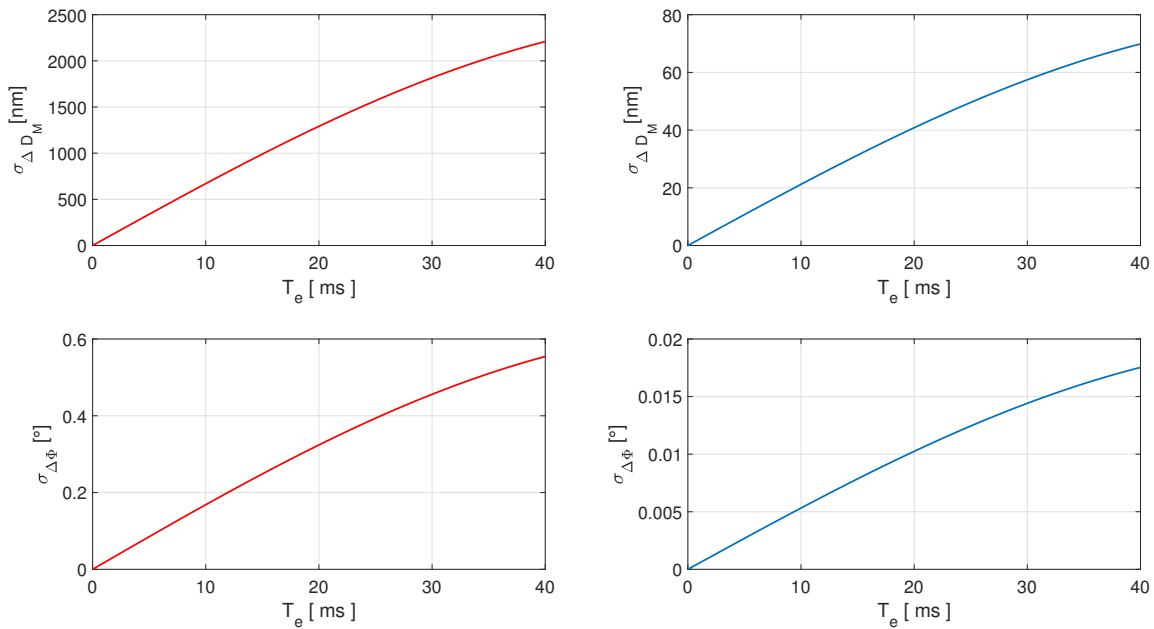


FIGURE 3.35 – Évolution de l'écart-type de la variation du déplacement ΔD_M , et de l'écart-type de la variation de la phase instantanée $\Delta\Phi$ à l'issue de la démodulation synchrone effectuée par l'interrogateur optique en fonction de la période d'échantillonnage T_e et des caractéristiques du géophone utilisé ($F_0 = 8,62$ Hz et $Q_0 = 100$). Rouge : $A_0 = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$; Bleu : $A_0 = 1 \cdot 10^{-11} m^2 \cdot s^{-4} \cdot Hz^{-1}$.

3.6.2.2 Probabilité de dépassement d'un seuil fixé

Maintenant que nous sommes capables d'estimer la variance de la variation du déplacement (*i.e.* de la rotation de phase) en fonction des paramètres du système et notamment de la fréquence d'échantillonnage des signaux après démodulation synchrone, on peut estimer la probabilité P_0 qu'à cette variation de dépasser un seuil fixé S_{P_0} . Dans la mesure où nous traitons des signaux gaussiens, nous utilisons pour cela la fonction d'erreur, ou plus précisément la fonction d'erreur complémentaire $erfc$ [Abramowitz and Stegun, 1965], décrite ainsi :

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad . \quad (3.109)$$

Plus particulièrement, cette fonction nous permet d'établir pour $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2})$, avec $\sigma_{\Delta\Phi}$ l'écart-type de la distribution supposée normale, la probabilité P_0 qu'un tirage de $\Delta\Phi$ n'appartienne pas à l'intervalle $[-S_{P_0}, S_{P_0}]$. En effet, la proportion d'une population dans un intervalle de $\pm n\sigma_{\Delta\Phi}$ (en supposant la moyenne nulle) nous est donné par $erf(n/\sqrt{2})$. si $n = S_{P_0}/\sigma_{\Delta\Phi}$ alors l'intervalle considéré sera donc $\pm S_{P_0}$. La figure 3.36(a) illustre graphiquement la zone dont la surface grise représente la fonction d'erreur complémentaire $erfc(x)$.

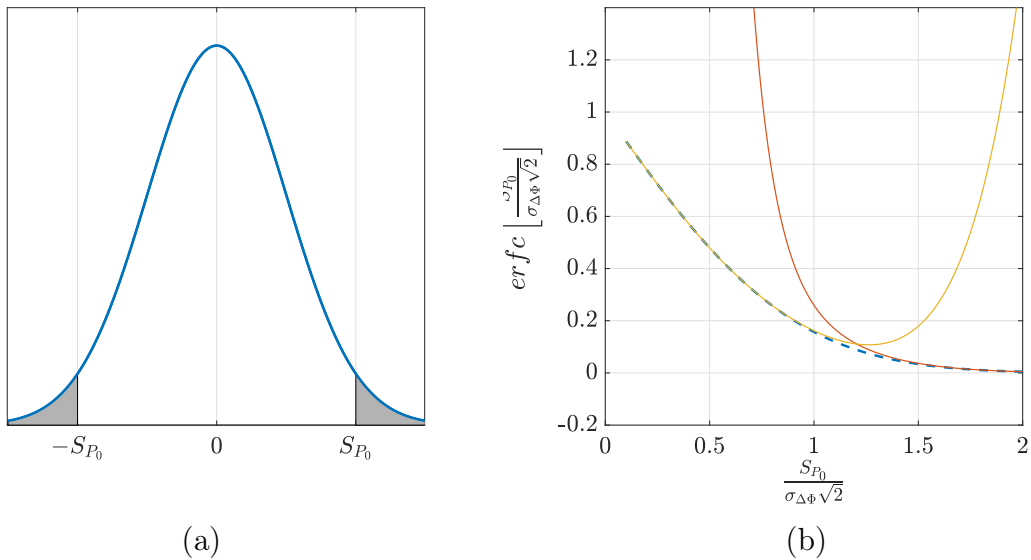


FIGURE 3.36 – (a) Fonction d'erreur complémentaire en gris. (b) Bleu pointillé : fonction d'erreur complémentaire - Rouge : développement asymptotique pour des valeurs de $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}) > 1,2$ - Jaune : développement limité pour des valeurs de $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}) < 1,2$.

Afin de simplifier l'exploitation de cette formule, on peut procéder à deux développements distincts, que nous choisissons en fonction de la valeur de $x = S_{P_0}/(\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2})$. Si $x < 1,2$ nous privilégierons un développement limité de la fonction d'erreur complémentaire, donné par :

$$erfc(x) \simeq 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[x - \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{10} - \frac{x^7}{42} + \dots + (-1)^n \frac{x^{2n+1}}{(2n+1)n!} \right] . \quad (3.110)$$

La figure 3.36(b) présente l'évolution de la fonction d'erreur complémentaire en fonction de x en bleu. La courbe jaune de cette même figure présente le développement limité au 4^{ème} ordre, décrit par :

$$erfc(x) \simeq 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[x - \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{10} - \frac{x^7}{42} \right] \quad \text{avec } x = \frac{S_{P_0}}{\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}} . \quad (3.111)$$

Si $x > 1,2$ alors on utilisera le développement asymptotique de la fonction d'erreur complémentaire décrit par :

$$erfc(x) \simeq \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}x} \left[1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2x^2)^2} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{(2x^2)^3} + \dots + (-1)^n \frac{(2n-1)!!}{(2x^2)^n} \right] . \quad (3.112)$$

Les travaux de [Young, 2014] sur le comportement asymptotique et non convergent de ce développement nous amènent à penser qu'une bonne estimation de la fonction d'erreur complémentaire s'obtient déjà au troisième ordre. Ainsi, nous conserverons uniquement les trois premiers termes de l'équation 3.112, qui devient :

$$erfc(x) \simeq \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}x} \cdot \left[1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{3}{(2x^2)^2} \right] \quad \text{avec } x = \frac{S_{P_0}}{\sigma_{\Delta\Phi} \cdot \sqrt{2}} . \quad (3.113)$$

La figure 3.36(b) présente en rouge l'évolution de ce développement asymptotique en fonction de x .

A titre d'illustration, la figure 3.37 présente l'évolution de la probabilité de dépassement d'un seuil de rotation de phase fixé à $2\pi/72$ radians (soit 5°), en fonction du niveau de la DSP en accélération du sol A_0 , et de l'évolution des paramètres F_0 et Q_0 du géophone et la fréquence d'échantillonnage de l'interrogateur au moment de l'estimation de $\Delta\Phi$.

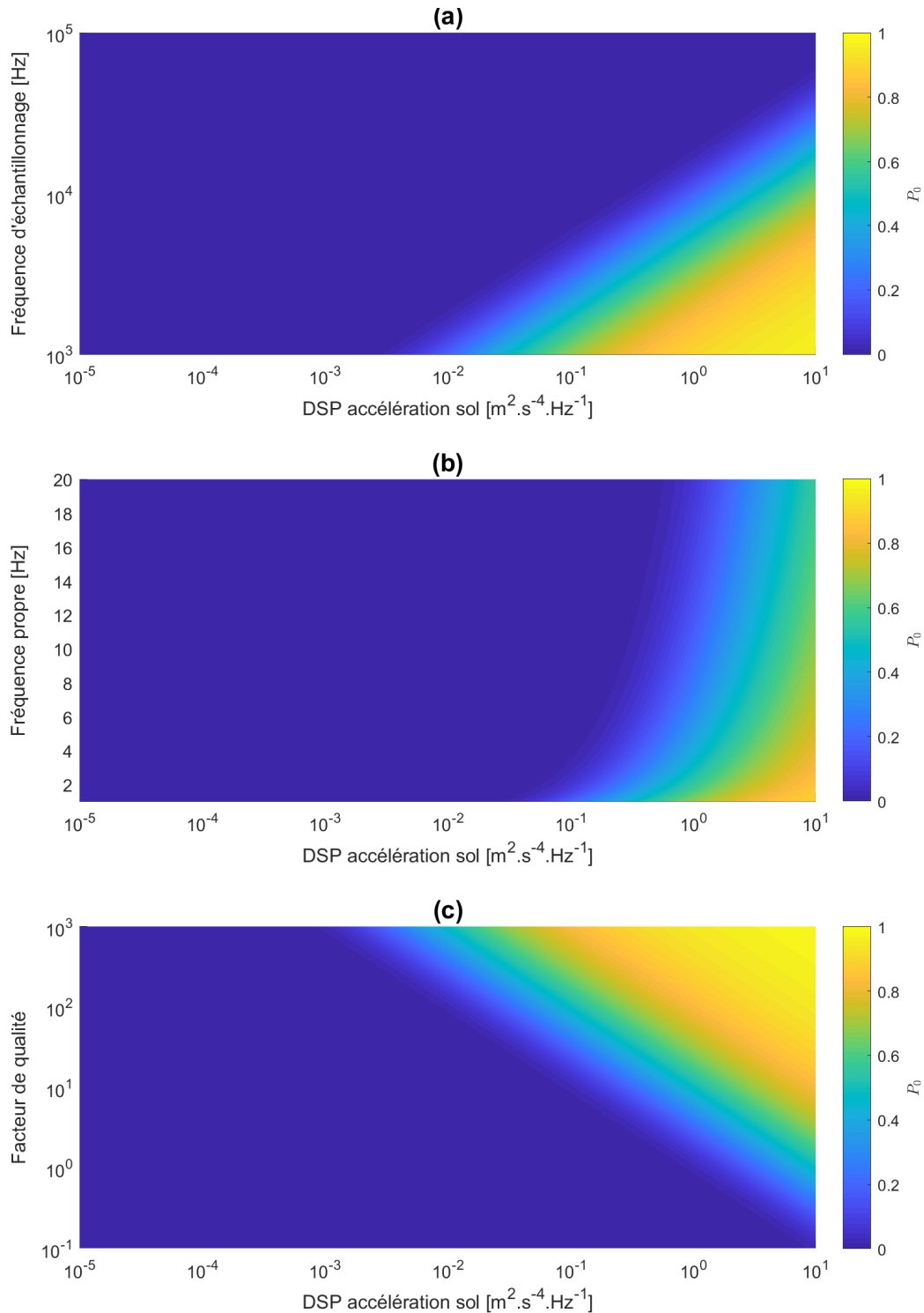


FIGURE 3.37 – Évolution de la probabilité de dépassement P_0 d'un seuil de variation de rotation de phase fixé $S_{P_0} = 5^\circ$, en fonction du niveau de la DSP de l'accélération sol A_0 et :

- (a) de la fréquence d'échantillonnage F_e de l'interrogateur au moment de l'estimation de $\Delta\Phi$ (fréquence propre du géophone $F_0 = 10$ Hz et facteur de qualité du géophone $Q_0 = 3$) ;
- (b) de la fréquence propre F_0 du géophone (facteur de qualité du géophone $Q_0 = 3$ et fréquence d'échantillonnage de l'interrogateur $F_e = 10$ kHz) ;
- (c) du facteur de qualité Q_0 du géophone (fréquence propre du géophone $F_0 = 10$ Hz et fréquence d'échantillonnage de l'interrogateur $F_e = 10$ kHz).

3.7 Bilan

Les travaux présentés dans ce chapitre concernaient la modélisation, la conception et la qualification d'un géophone répondant aux objectifs instrumentaux de l'ANR HIPERSIS. Cela regroupe à la fois l'étude et la caractérisation approfondie du géophone en lui-même, mais également l'évaluation des performances de ce dernier couplé à l'interrogateur optique. Ainsi, à l'issue de ces travaux, nous avons pu :

- Proposer un géophone adapté à la problématique HIPERSIS (robustesse, omnitilt, faible coût, interfaçable avec le système optoélectronique) ;
- Mettre en place un protocole de caractérisation expérimental complet, ce qui nous a notamment permis de valider l'estimation théorique du coefficient de non linéarité de notre oscillateur grâce à l'observation de l'influence du positionnement du géophone par rapport à \vec{g} ;
- Entériner la pertinence à utiliser un modèle linéaire pour l'estimation de la vitesse du bâti du géophone (i.e. du sol). Nous avons en outre spécifié le cadre de validité d'un tel modèle ;
- Évaluer la performance du géophone GHIP associé à l'interrogateur optique. Ainsi, les utilisateurs du système complet et les personnes amenées à travailler un jour sur l'évolution de ce système pourront utiliser ces éléments de réflexion portés à leur attention.

Chapitre 4

Mise en application à des problématiques géophysiques

4.1	Campagne sous-marine de Lanvéoc	118
4.1.1	Objectifs et protocole expérimental	118
4.1.2	Résultats	120
4.2	Campagne HIPERSIS	123
4.2.1	De la surveillance de la Grande Soufrière de Guadeloupe	123
4.2.2	Protocole expérimental et résultats préliminaires	126
4.2.3	Apport dans l'étude de la microsismicité volcanique de la Soufrière	132
4.3	Bilan	142

Comme nous l'avons déjà évoqué un certain nombre de fois, l'ensemble des travaux présentés précédemment s'inscrit dans un projet plus large. Ce projet ANR, HIPERSIS, vise à exploiter les géophones et systèmes optoélectroniques nouvelle génération pour des problématiques géophysiques particulières. En effet, ces techniques d'interrogation à distance, couplées à des capteurs robustes et nécessitant peu ou pas de maintenance, ouvrent la porte à des applications nouvelles dans leur approche.

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux campagnes de mesure menées au cours de cette thèse. La première visait à déployer et qualifier l'ensemble du système optoélectronique dans des conditions marines au large de Lanvéoc dans la rade de Brest. La seconde, qui sera davantage développée ici, se déroule au sommet du volcan la grande Soufrière de Guadeloupe et a pour objectif la mise à disposition en temps réel de données depuis un site d'observation impossible à maintenir sur le long terme.

4.1 Campagne sous-marine de Lanvéoc

4.1.1 Objectifs et protocole expérimental

La première campagne en environnement réellement hors laboratoire s'est effectuée dans le cadre d'un projet de maturation technologique, en partenariat avec la Société d'Accélération du Transfert de Technologies (SATT) Ouest Valorisation. Il s'agit ici de qualifier l'ensemble de la chaîne optoélectronique dans un environnement réel, c'est-à-dire présentant à la fois un intérêt pour la communauté scientifique mais également un enjeu d'exploitation. Tout d'abord, les sismomètres sous-marins, ou Ocean Bottom Seismometer (OBS) mobiles, commercialisés aujourd'hui ne permettent pas toujours un accès en temps réel aux données. Ce n'est que lors de leur remontée au bout de quelques semaines ou mois que les sismologues ont accès aux données. Il existe des versions d'OBS disposant de liens vers la terre ferme pour l'alimentation et la communication, la plupart du temps intégrés à des systèmes de *Early Warning* pour la prévention en cas de catastrophe naturelle (séisme ou éruption sous-marin, tsunami, etc.). Cependant, ces derniers posent la question de la fiabilité et du coût de maintenance sur le long terme, ne serait-ce que par la présence de toute l'électronique embarquée.



FIGURE 4.1 – Vue aérienne de l'École navale de Lanvéoc et positions des principaux éléments de l'expérimentation. A : plateforme d'essai en mer, sur laquelle est installé l'interrogateur optique ainsi que son système d'alimentation et de communication. B : sismomètre sous-marin constitué de 3 géophones de type L22 reconditionnés (cf. figure 4.2), et OBS Güralp. C : local de maintenance et sismomètre de référence TRILLIUM compact 120s.

Le site de test pour cette campagne a été choisi au large de l'École navale de Lanvéoc dans la rade de Brest. Ce choix a été principalement motivé par la proximité de l'Institut Français de la Recherche pour l'Exploitation de la Mer (IFREMER) et du Celadon - Sea Test Base¹. Ainsi, nous avons pu disposer d'un local à terre en face d'un site d'expéri-

1. Plate-forme d'innovation pour les essais en mer - <http://www.seatestbase.com/>

mentation relativement protégé du fait de sa proximité avec l'École navale de Lanvéoc, et nombre d'opérations liées à l'installation et la maintenance des équipements ont été menées en collaboration avec l'IFREMER et le Celadon. Pour finir, un OBS Güralp a été déployé par l'IFREMER à proximité de notre capteur, ce qui a largement contribué à la qualification de notre système. La figure 4.1 présente une vue aérienne de l'installation. L'interrogateur optique a été installé de manière offshore sur la plateforme d'essai située à environ un kilomètre de la côte (figure 4.1 repère A). Ainsi, le système est autonome en alimentation, et les données sont télémétrées directement aux serveurs de l'ESEO via une liaison 4G. Notre sismomètre et l'OBS Güralp ont été ensouillés à une dizaine de mètres de profondeur par des plongeurs de l'IFREMER à 450 mètres environ au nord de la plateforme (figure 4.1 repère B). Par ailleurs, un sismomètre de référence a été installé à terre, proche du local de maintenance (figure 4.1 repère C).

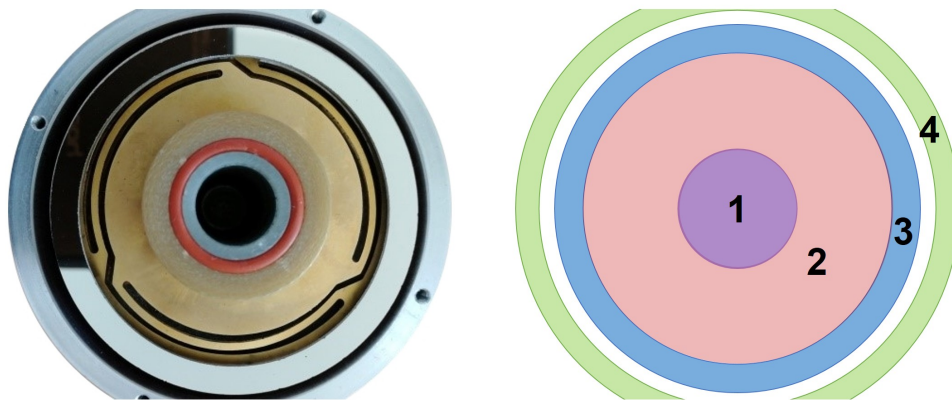


FIGURE 4.2 – Vue interne du géophone L22 équipé de son miroir et schéma associé. Violet (1) : noyau central fixe. Rouge (2) : un des ressorts. Bleu (3) : miroir collé sur la partie mobile du géophone. Vert (4) : enceinte du géophone.

Nous avons conçu un sismomètre 3 axes basé sur deux géophones L22 horizontaux et un géophone L22 vertical (2 Hz) de Sercel. Nous les avons reconditionnés, en fixant un miroir sur la bobine mobile et en réalisant un capot adapté à l'ajout d'un collimateur optique, comme le montre la figure 4.2. Afin de garantir le non-blocage des masses des géophones (cf. section 3.1.1) dans cet environnement sous-marin et de répondre aux standards de construction de sismomètres offshore, les 3 géophones ont été installés dans un système de pendule passif auto-nivelant, lui-même inséré dans une enceinte hyperbar en duralumin (résistante jusqu'à 300 MPa). Le système d'auto-nivellement est assuré par deux centimètres d'huile très visqueuse à la base du pendule. Ainsi, aucune alimentation n'est nécessaire ; la seule liaison entre l'interrogateur situé sur la plateforme et le sismomètre se faisant de manière optique. Pour finir, nous avons ajouté une quatrième composante optique, pointant sur un système zéro-déplacement (ou *zero-displacement*) (ZD), présenté section 2.6.1. Nous sommes ainsi en mesure d'estimer le bruit de fond propre au système. Une vue schématique et photographique du sismomètre est visible figure 4.3.

Avant de déployer ce sismomètre, nous avons procédé à sa caractérisation. Cette validation *intra-muros* s'est déroulée au sein de l'ESEO, dans le vide sanitaire présenté précédemment (section 2.6.2). Nous avons pu disposer de capteurs du commerce, un TRILLIUM

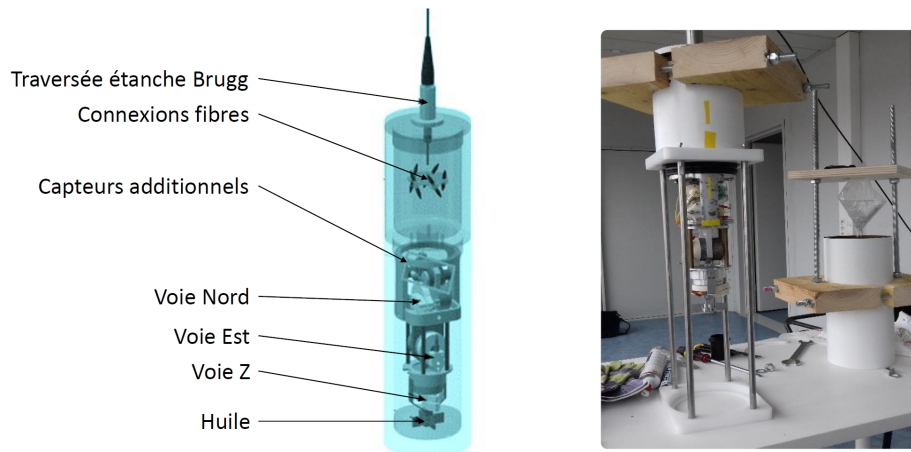


FIGURE 4.3 – Structure et photographie du sismomètre marin ESEO-IPGP.

120s et un Güralp CMG-3, pour valider la qualité du système optoélectronique associé à notre sismomètre. Tous les sismomètres ont été installés sur la dalle prévue à cet effet, visible figure 2.22 pendant plusieurs mois, et ont enregistré le bruit de fond sismique et nombre d'événements permettant de valider les bonnes performances de notre capteur.

4.1.2 Résultats

L'expérimentation sous-marine s'est déroulée pendant 8 mois durant lesquels les deux systèmes ont pu enregistrer et qualifier un certain nombre d'événements. La figure 4.4 présente les périodes d'activité de la station. Premièrement, il est bien évident que le niveau de bruit résultant de l'activité marine est bien plus important que celui enregistré à l'ESEO. En effet, le mouvement de la surface de l'eau et l'effet des marées sont particulièrement marqués dans cette zone où le marnage est important (de 2 à 4 mètres) au regard de la profondeur (10 mètres environ). La figure 4.5 montre bien l'impact de ces mouvements de variation de profondeur sur la voie Nord. Elle présente tout d'abord un spectrogramme de la voie Nord de notre sismomètre (4.5 (a)), focalisé sur la bande de fréquence $[0,05-0,7]$ Hz. Les motifs de type *chirp* sont visibles avec une périodicité calquée sur les mouvements de marée, et dont l'énergie et l'excursion en fréquence dépendent du coefficient de la marée (figure 4.5 (b)). Enfin, une analyse fréquentielle long-terme présentée figure 4.5 (c) met en lumière la périodicité des événements liés aux marées, à savoir des motifs à un peu plus de 12h00, de 24h00 et un motif à environ 27 jours.

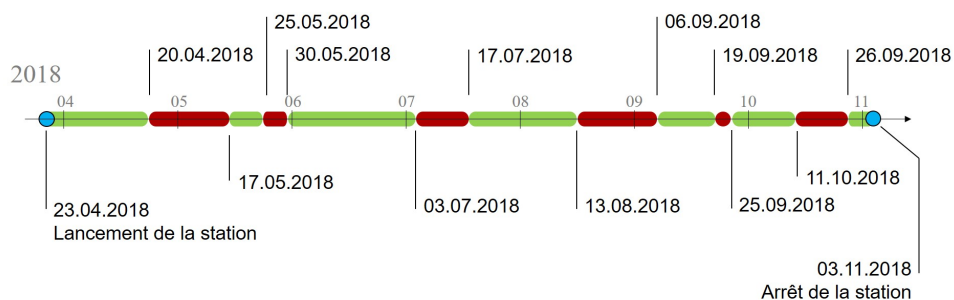


FIGURE 4.4 – Chronologie des périodes de fonctionnement (vert) et d'arrêt (rouge) de la station CSC.

Par ailleurs, une étude en bruit de fond des deux sismomètres - le nôtre et l'OBS Güralp - a révélé l'impact non négligeable du système d'autonivellement de notre système sur la sensibilité en accélération des masses des géophones optiques. Ainsi que nous l'avons précédemment exposé, les géophones sont conditionnés dans un système pendulaire, lui-même amorti par un bain d'huile très visqueuse. La fonction de transfert reliant le déplacement du sol au déplacement de la masse des sismomètres résulte en fait du produit de deux fonctions de transfert : celle du sismomètre et celle du système pendulaire. Nous avons modélisé et évalué cette dernière grâce à l'étude croisée des signaux de notre sismomètre et de l'OBS Güralp - considéré comme référence - sur du bruit de fond, pour l'intégrer ensuite dans nos routines de correction instrumentale.

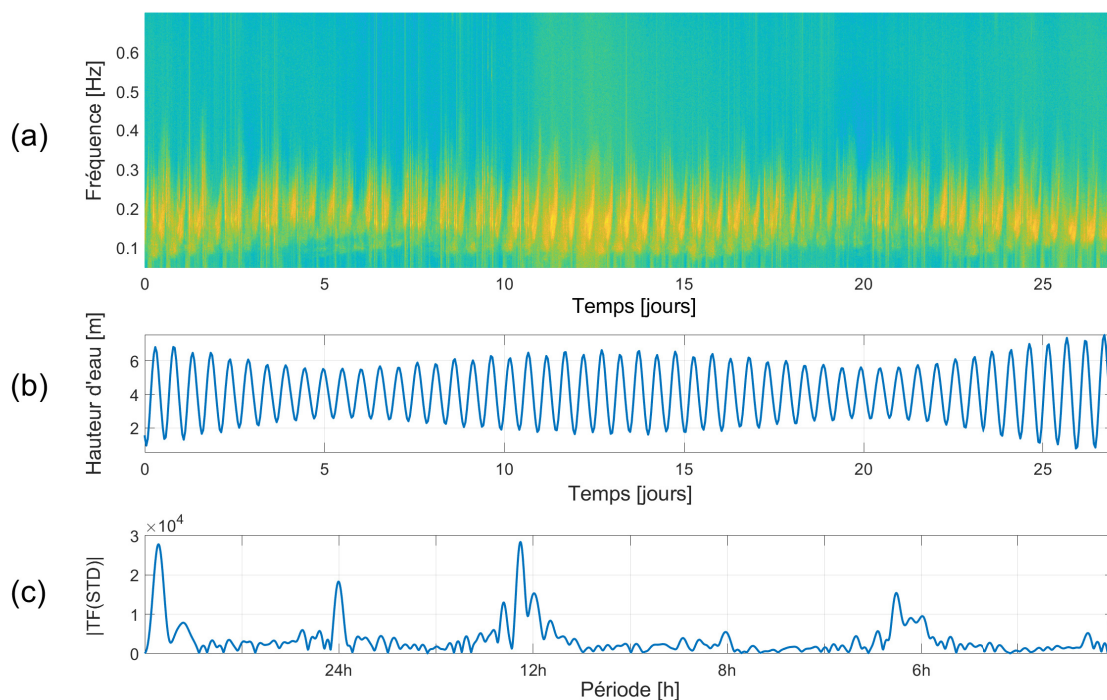


FIGURE 4.5 – Analyse longue durée (du 17.07 au 14.08 2018) des signaux en vitesse de la voie NORD du sismomètre ESEO-IPGP dans la rade de Brest. (a) Spectrogramme. (b) Hauteur d'eau (Brest). (c) Transformée de Fourier de la variation temporelle de l'écart-type de la puissance des signaux de vitesse. [Feron et al., 2018]

Pour illustrer la qualité des enregistrements de notre système, nous présentons deux événements. Le premier est une explosion de mine sous-marine en rade de Brest lors d'une opération menée par les autorités le 5 avril 2018 [Préfecture Maritime de l'Atlantique, 2018]. Les enregistrements du système GAIA (cf. section 2.6.2.2) et de l'OBS Güralp dans la bande de fréquence [0,5-15] Hz sont présentés figure 4.6. On peut y observer une bonne correspondance entre les deux capteurs sur un événement proche (10 km environ).

Le deuxième événement est un séisme survenu en mer Ionienne le 25 octobre 2018 ($M_w = 6,8$), nous donnant donc les données télésismiques présentées figure 4.7, filtrées dans la bande [0,02-2] Hz. Pour ce grand tremblement de terre, le sismomètre optique nous donne des signaux exploitables jusqu'à 50 secondes de période, en témoigne la bonne correspondance avec l'OBS Güralp. On peut également remarquer la similitude du bruit de fond microsismique de quelques $\mu m.s^{-1}$ d'amplitude avant l'arrivée de l'onde P (figure 4.7 (c)) dans la bande [0.02 0.5] Hz.

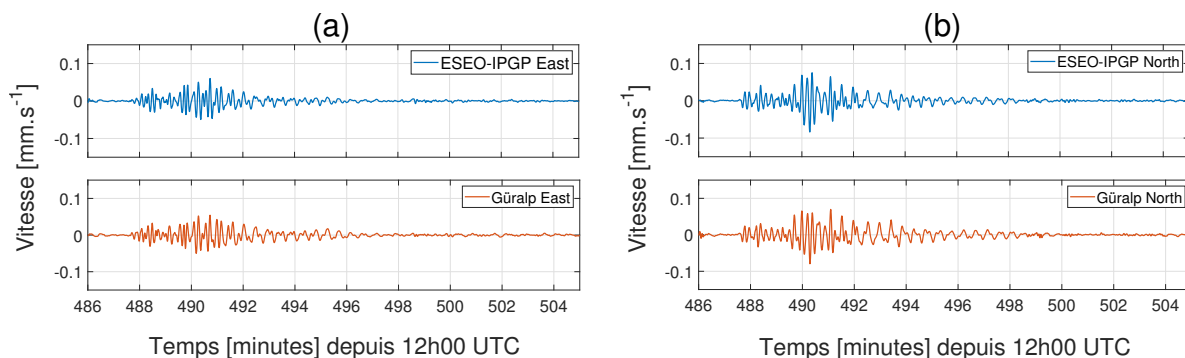


FIGURE 4.6 – Explosion d’une mine dans la rade de Brest le 5 avril 2018. Les signaux sont filtrés dans la bande $[0,5\ 15]$ Hz. (a) Vitesses des voies EST des capteurs ESEO-IPGP (bleu) et OBS Güralp (rouge). (b) Vitesses des voies NORD des capteurs ESEO-IPGP (bleu) et OBS Güralp (rouge). [Bernard et al., 2019b]

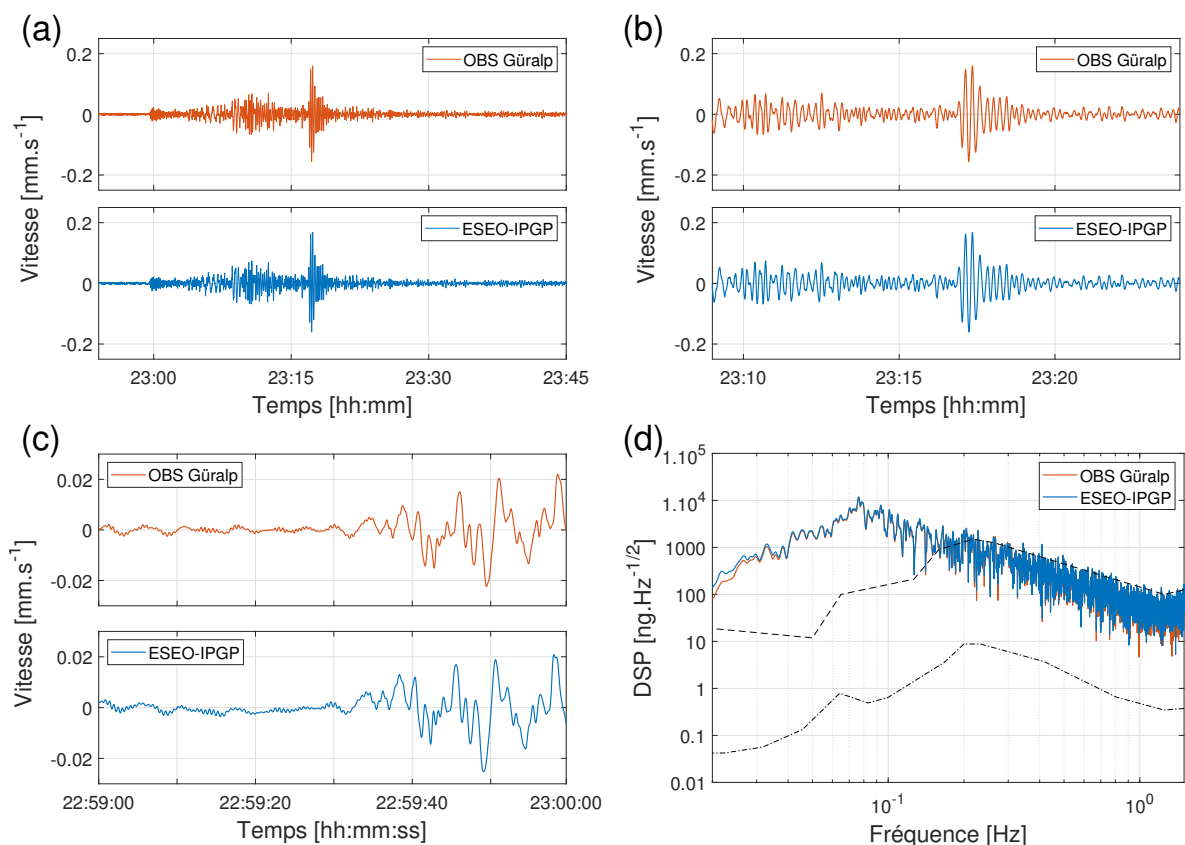


FIGURE 4.7 – Séisme du 25 octobre 2018, Mer Ionienne, $M_w = 6,8$. Signaux filtrés dans la bande $[0,02\text{--}2]$ Hz. (a) Vitesse sol sur l’ensemble de la séquence. (b) 30 minutes de vitesse sol présentant les ondes de surfaces dominantes. (c) 60 secondes (env.) de vitesse sol proche de l’arrivée de l’onde P. (d) Spectre de bruit en accélération de la séquence complète. Les courbes noires en pointillées représentent le New Low Noise Model (NLNM) et le New High Noise Model (NHPM) [Bernard et al., 2019b].

4.2 Campagne HIPERSIS

Le projet ANR HIPERSIS vise à proposer des capteurs sismiques nouvelle génération, dont le plein potentiel peut être exploité dans des environnements contraints (nous reviendrons sur cet aspect spécifique par la suite). L'Institut de Physique du Globe de Paris a notamment en charge la surveillance d'un certain nombre de sites présentant une activité sismique et volcanologique importante. En ce sens, il dispose d'observatoires permanents pour assurer cette mission : Martinique, Guadeloupe, Réunion et Mayotte². Fort de ce réseau, l'IPGP a sélectionné le volcan guadeloupéen - la Grande Soufrière - comme site d'expérimentation pour une validation *in situ*.

4.2.1 De la surveillance de la Grande Soufrière de Guadeloupe

L'étude et la surveillance de la structure interne et de l'activité des volcans au cours du temps sont essentielles à la compréhension des phénomènes complexes régissant son comportement, dans le but notamment d'anticiper des événements éruptifs. La combinaison des observations pluridisciplinaires - géophysiques, géologie et géochimie notamment - permet de localiser et de caractériser les différentes sources de bruit : ruptures sismiques internes au volcan (événements volcano-tectoniques), oscillations lentes provoquées par le remplissage de fissures (trémors volcaniques), explosions ou encore variations de pression des gaz émis par les fumerolles.

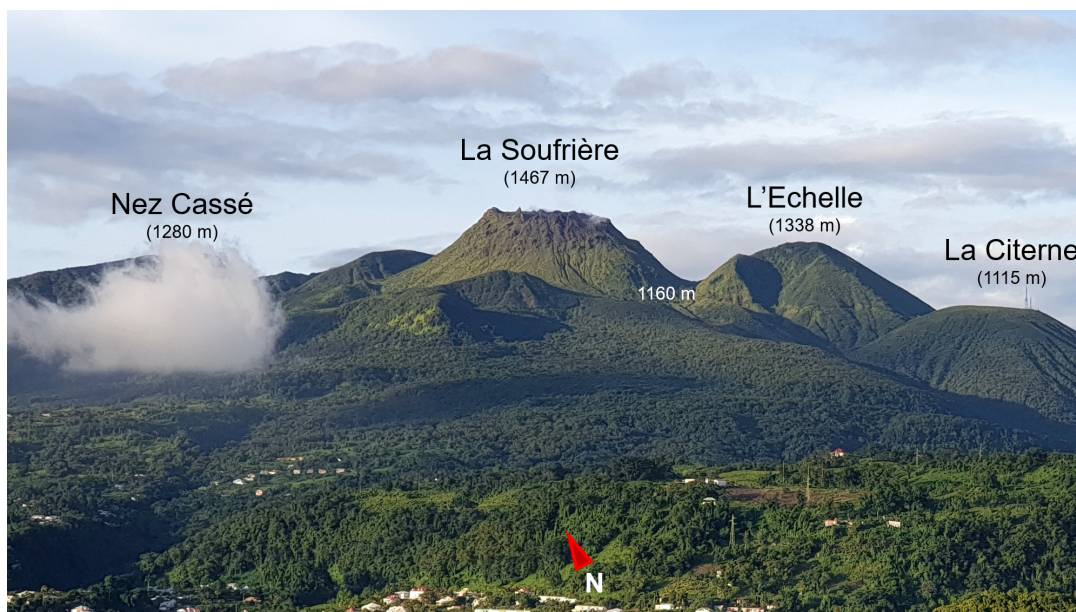


FIGURE 4.8 – La Grande Soufrière, vue depuis l'Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe (OVSG). [Feron et al., 2020]

Certaines de ces sources, d'amplitude relativement faible, sont localisées au sommet de l'édifice. Leur écoute nécessite l'installation de capteurs à proximité immédiate, afin d'assurer la qualité des enregistrements produits. Cependant, les conditions de température

2. Un travail de structuration d'un réseau de surveillance volcanique a été initié en 2019 du fait de la crise sismo-volcanique au large de Mayotte ([communiqué de presse du CNRS](#))

et d'acidité, en particulier près des fumerolles, rendent les conditions expérimentales extrêmement contraignantes. De plus, ces lieux en hauteur dans une zone insulaire sont particulièrement sujets aux orages, et donc aux impacts de foudre. Enfin, le maintien en fonctionnement et la récupération des données issues de ces capteurs deviennent quasiment impossibles en période de crise explosive ou en phase éruptive.

La Grande Soufrière de Guadeloupe répond à ce type de défi. Ce volcan de type péleén haut de 1467 mètres, né il y a environ 400 000 ans, fait partie de l'arc volcanique interne des Petites Antilles (figure 4.9) et reste à ce jour le seul en activité en Guadeloupe. De par sa structure très hétérogène, il est un lieu propice au développement d'une activité hydrothermale importante. Aussi, les éruptions qu'il connaît sont de type phréatiques, et ce depuis la dernière éruption magmatique de 1657 [Komorowski et al., 2005]. Ce type d'éruption résulte de la rencontre des émissions de gaz magmatiques chauds produits par une source magmatique remontant vers la surface, avec une importante masse d'eau accumulée dans l'édifice par infiltration. On recense de nombreux événements phréatiques depuis la fin du 18^{ème} siècle. La dernière en date s'est déroulée du 8 juillet 1976 à mars 1977, et a conduit à l'évacuation de la population de la ville de Basse-Terre [Feuillard et al., 1983]. La Grande Soufrière connaît un regain d'activité depuis 1992, manifestée par l'augmentation de la température et des dégazages au niveau des fumerolles notamment. L'activité volcano-tectonique proche du sommet s'est également intensifiée depuis 2014, provoquant de nombreux microséismes sous le volcan, et un séisme volcanique de magnitude 4,5 le 27 avril 2018 [Moretti et al., 2020].

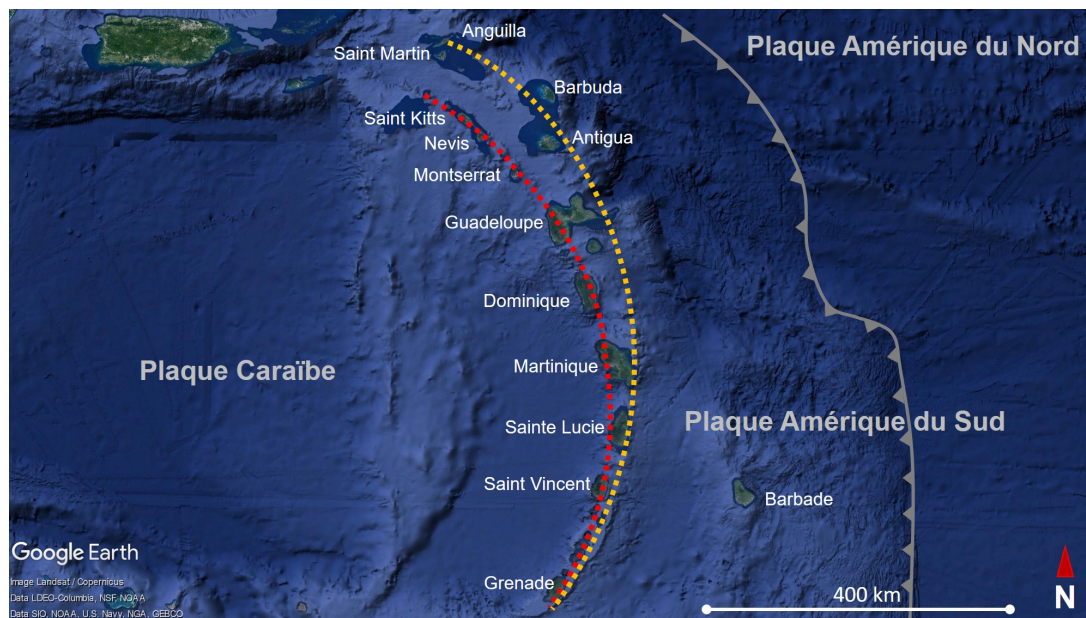


FIGURE 4.9 – Arcs volcaniques des Petites Antilles. Ligne rouge en pointillés : arc volcanique interne. Ligne orange en pointillés : arc volcanique externe. Ligne pleine ornée : limite des plaques tectoniques.

Toute cette activité est enregistrée en temps réel et analysée par l'Observatoire Volcanologique et Sismologique de la Guadeloupe (OVSG), également en charge de la surveillance de l'activité sismique régionale d'une partie de l'arc des Petites Antilles (Guadeloupe et autres îles à proximité). L'observatoire, en plus de sa mission de surveillance et

d'étude, est chargé d'informer la Protection Civile et les autorités locales des risques relatifs à l'activité volcanique. Pour ce faire, les membres de l'OVSG disposent d'un réseau de surveillance incluant des sismomètres, des antennes GNSS (Global Navigation Satellite System), des extensomètres, des capteurs de température et les moyens de réaliser des prélèvements de gaz et d'eau issus du système hydrothermal interne. Ce réseau alimente ensuite WebObs, la plateforme de surveillance et d'observation en ligne [Beauducel et al., 2020] [Ringler and Bastien, 2020]. Finalement, l'analyse croisée de toutes ces sources d'information augmente constamment la connaissance de la structure interne de la Grande Soufrière et par la même la compréhension des phénomènes complexes qui régissent son activité [Tamburello et al., 2019].

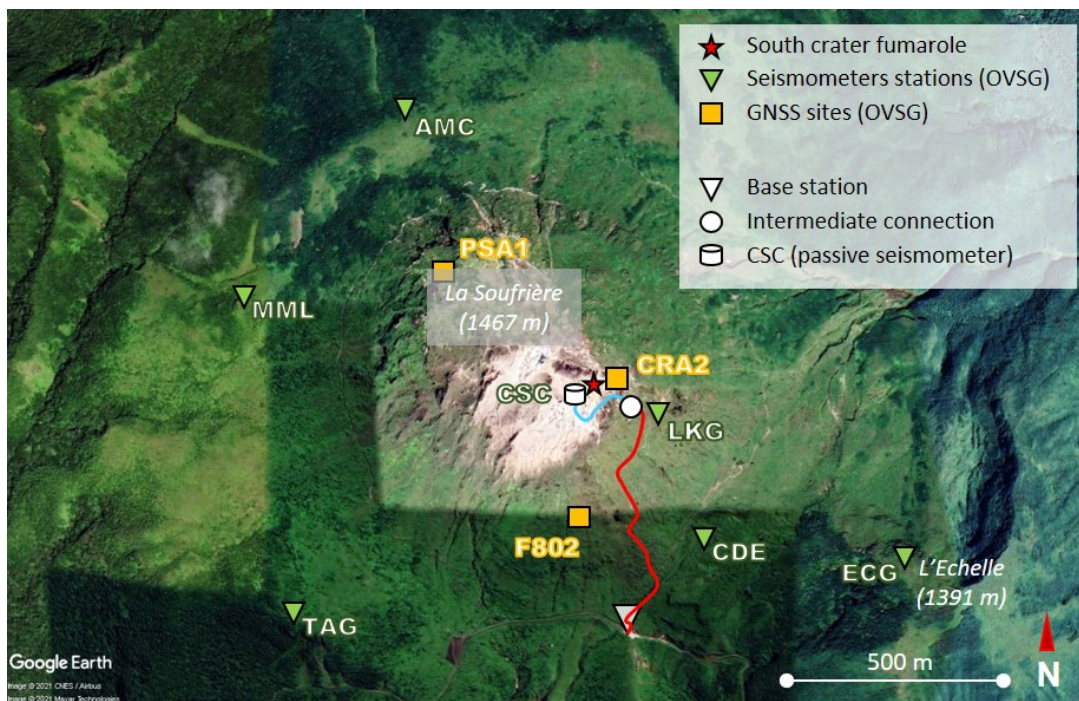


FIGURE 4.10 – Éléments du réseau de surveillance de l'OVSG et positionnement GPS de nos équipements. La ligne rouge représente le câble optique long (1500 mètres). La ligne bleue représente le câble optique court, spécialement conçu pour les conditions environnementales du sommet (150 mètres).

Plus particulièrement, le réseau d'observation sismique comporte quatre sismomètres courte-période et onze sismomètres large bande plus ou moins proches du sommet (figure 4.10). Du fait des conditions environnementales énoncées précédemment, aucun appareil n'est installé au sommet, encore moins près de fumerolles importantes. Les fumerolles principales proches du sommet sont pourtant des sources d'information importantes mais peu exploitées si ce n'est dans le cadre de prélèvements manuels ponctuels pour des analyses géochimiques ou des campagnes de mesures sismiques court terme [Allard et al., 2014]. L'étude de leur comportement - vitesse et débit des gaz notamment - sur le long terme, et en temps réel, permettrait l'apport au réseau de surveillance d'une information supplémentaire, d'autant plus en période de pré-crise.

4.2.2 Protocole expérimental et résultats préliminaires

4.2.2.1 Protocole expérimental

Cette campagne expérimentale a pour objectif l'installation d'un sismomètre optique sur la Grande Soufrière : la partie mécanique devant être enterrée proche de la fumerolle du cratère sud, et l'interrogateur optoélectronique installé en contrebas sur le flanc du volcan - dans une zone protégée (figure 4.10). Le système est basé sur l'interrogateur optique GAIA, évoqué dans la section 2.6.2 puis dans la section 4.1, et le géophone GHIP faisant l'objet du chapitre 3 du présent manuscrit. Ce dernier, dupliqué en trois exemplaires et intégré dans un bâti conçu par les équipes de ESEO-Tech visible figure 4.11 constitue la partie mécanique passive de notre sismomètre 3 axes. L'ensemble est conditionné dans une enceinte en polytetrafluoroéthylène (PTFE), matériau présentant la meilleure résistance aux conditions d'acidité proche de la fumerolle. Un ZD (section 2.6.1) est également ajouté à proximité des géophones.

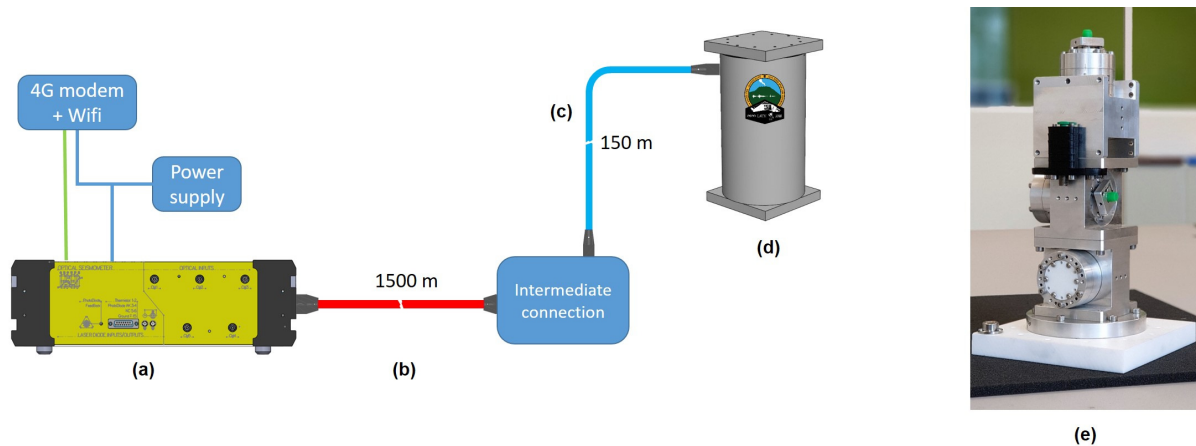


FIGURE 4.11 – Vue schématique du système. (a) interrogateur optoélectronique GAIA ; (b) câble optique long ; (c) câble optique court ; (d) géophones dans leur enceinte hermétique ; (e) Vue interne du sismomètre : les trois géophones passifs GHIP et le ZD (partie noire au centre de la structure). [Feron et al., 2020]

Le câble optique conçu spécifiquement pour cette installation est divisé en deux parties, permettant une fois déployées de relier le sismomètre à l'interrogateur. La partie principale, un câble optique long de 1500 mètres (ligne rouge sur la figure 4.10), est déployée le long du flanc du volcan depuis l'interrogateur optique jusqu'au bord du sommet. ce câble est connecté en bordure du dôme à un point de raccord. Il contient huit fibres optiques : quatre d'entre elles sont *in fine* reliées au sismomètre depuis le point de raccord par un câble optique dit « court » de 150 mètres. Ce câble court présente des caractéristiques mécaniques particulières lui permettant de résister aux émanations d'acide (principalement sulfurique) et aux températures élevées pouvant atteindre 100°C aux abords de la fumerolle. Mentionnons ici que des tests ont été effectués quant à l'impact du vent (parfois très fort sur les flancs du volcan) sur la partie aérienne du câble long. Ainsi, deux types de câble ont été tirés : *loose-tube* et *tight-buffered*. Le niveau de bruit sur 24 heures ne semble pas affecté par ces vibrations. Par ailleurs, la tenue mécanique de ce câble aérien semble également suffisante, puisque nous n'avons pas eu de problème à ce niveau au bout d'un an et demi d'exploitation. Cette station a pour vocation d'être intégrée au réseau de surveillance de l'OVSG sous le nom CSC.

4.2.2.2 Calibration en laboratoire

Avant le départ de nos géophones des locaux du groupe ESEO, nous avons procédé à une vérification du bon comportement de ces derniers en positionnant un système de référence proche de notre capteur pendant une durée de quelques jours. Le parti pris d'effectuer cette calibration en laboratoire, et non pas au sommet du volcan est motivé par la relative complexité de disposer d'un capteur standard installé proche de notre sismomètre une fois là haut ; c'est d'ailleurs la raison première de la présence d'un capteur optique à cet endroit.

Il est bien entendu très important que les capteurs soient suffisamment proches et que leurs axes soient le mieux alignés possible, *i.e.* qu'ils captent le même bruit de fond sismique (et anthropique dans notre cas). Ainsi, nous avons positionné un TRILLIUM compact 120s juste à côté de deux GHIP (GHIP1 et GHIP2) positionnés verticalement pendant plusieurs jours (l'alignement vertical étant, au vu des conditions d'installation, le plus simple à garantir). Le lieu choisi, à savoir un laboratoire de recherche et développement du site angevin du groupe ESEO, nous a conduit de par sa localisation proche de la route, à considérer des signaux nocturnes car plus *stationnaires*.

Nombre de références font état de techniques permettant d'estimer au mieux les niveaux de bruits et les fonctions de transfert d'appareils de mesure sismique [Holcomb, 1989], [Pavlis and Vernon, 1994], [Sleeman, 2006], [Ringler et al., 2011], [Wielandt, 2011]. Tout d'abord, nous avons estimé la cohérence entre les signaux issus des deux GHIP et les signaux issus du TRILLIUM. Les résultats, présentés figure 4.12 (a) et (b) permettent de vérifier l'hypothèse d'une relativement bonne installation. La légère baisse de cohérence aux alentours de 2Hz est due à la proximité de nos niveaux de bruits enregistrés avec le plancher de bruit de la diode laser dans cette zone fréquentielle (cf. section 2.2). Ensuite, nous avons estimé les fonctions de transfert entre la voie verticale corrigée instrumentalement du TRILLIUM et les 2 géophones GHIP par le rapport des densités spectrales de puissance. Les résultats sont présentés figure 4.12 (c) et (d) (courbes bleues). Nous avons également représenté les modèles associés (courbes rouges) après estimation optimale des paramètres des géophones, à savoir :

- GHIP1 : $F_0 = 9,165$ Hz, $Q_0 = 2,9$;
- GHIP2 : $F_0 = 9,300$ Hz, $Q_0 = 3,0$.

4.2.2.3 Calibration in situ

Une fois notre station sismique installée, nous avons procédé à une nouvelle calibration *in situ* du sismomètre. Ceci permet à la fois de calibrer les pôles et zéros de notre système mécanique, mais aussi d'attester de sa bonne installation. On notera ici que, contrairement à la campagne expérimentale menée en rade de Brest, les trois géophones sont incorporés à un bâti monolithique, et non pas pendulaire. Si l'installation terrestre nous assure un meilleur nivellement du site, c'est surtout la nature des géophones utilisés (10 Hz au lieu de 2 Hz) qui nous permet de relâcher cette contrainte. Pour mémoire, un géophone 2 Hz horizontal peut rapidement se retrouver en position de blocage si son axe dévie de quelques degrés par rapport à la perpendiculaire à \vec{g} .

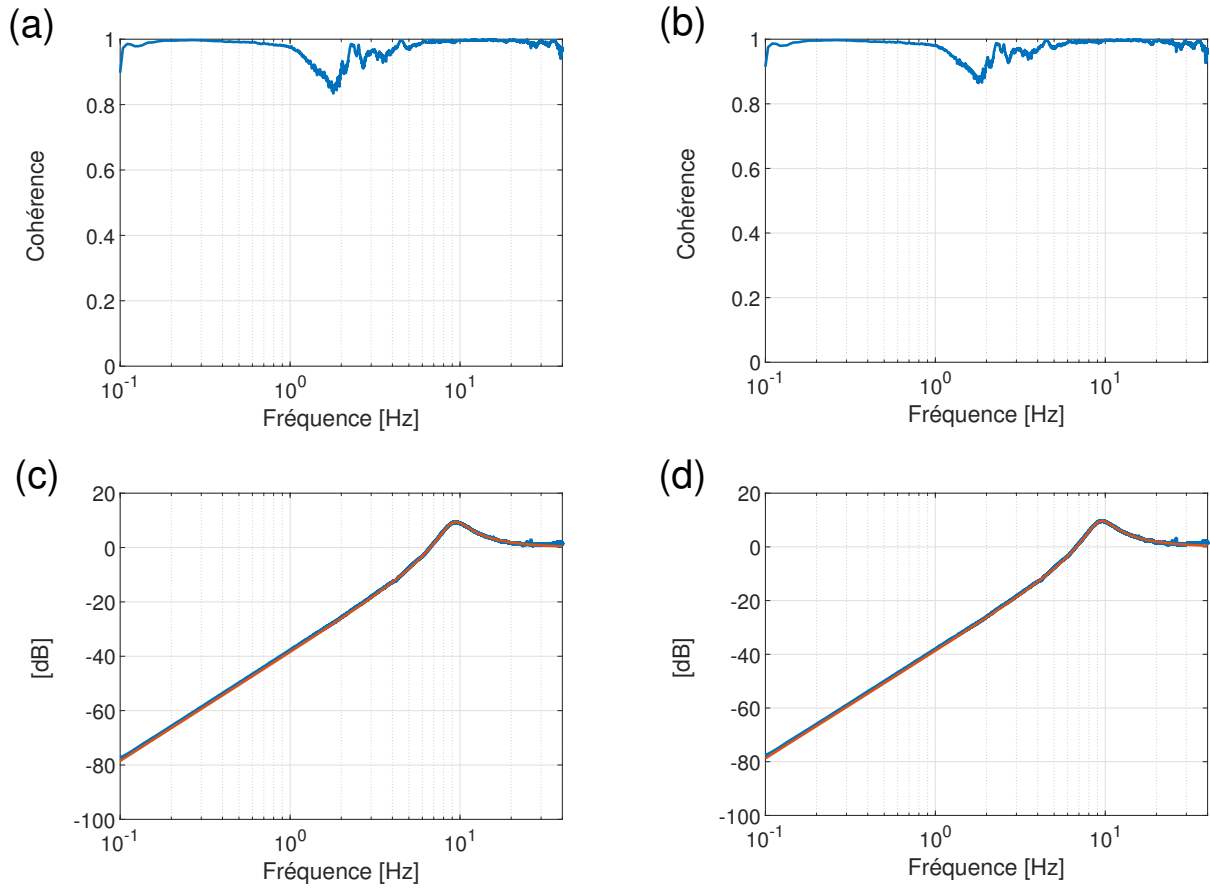


FIGURE 4.12 – Résultats des calibrations en laboratoire. (a) Cohérence entre le TRILLIUM et GHIP1. (b) Cohérence entre le TRILLIUM et GHIP2. (c) Estimation de la fonction de Transfert - Vitesse de la Masse Mobile du GHIP1 / Vitesse SOL (bleu : données expérimentales - rouge : modèle). (d) Estimation de la fonction de Transfert - Vitesse de la Masse Mobile du GHIP2 / Vitesse SOL (bleu : données expérimentales - rouge : modèle).

Cette validation s'est effectuée à l'aide de la station sismologique LKG³ (Trillium Compact 120s), située à 150 mètres environ de notre sismomètre. Étant donnée la distance qui sépare les deux sismomètres, nous basons notre étude sur l'observation de signaux télésismiques suffisamment énergétiques en basse fréquence. Le séisme retenu est celui de Oaxaca⁴ (Mexique) de magnitude de moment 7,4, survenu le 23 juin 2020. La figure 4.13 présente les enregistrements de LKG et CSC, ce qui permet d'attester du bon comportement de notre sismomètre en basse fréquence - les signaux sont filtrés entre 0,005 et 2 Hz. Cette fois-ci, nous avons choisi d'estimer la fonction de transfert CSC/LKG : $\mathcal{H}_{CL}(F)$ de la manière suivante :

$$\mathcal{H}_{CL}(F) = \left| \frac{\mathcal{F}(\varphi_{CL})}{\mathcal{F}(\varphi_{LL})} \right|, \quad (4.1)$$

3. <https://seismology.resif.fr>

4. <https://www.emsc.eu/Earthquake/earthquake.php?id=870434>

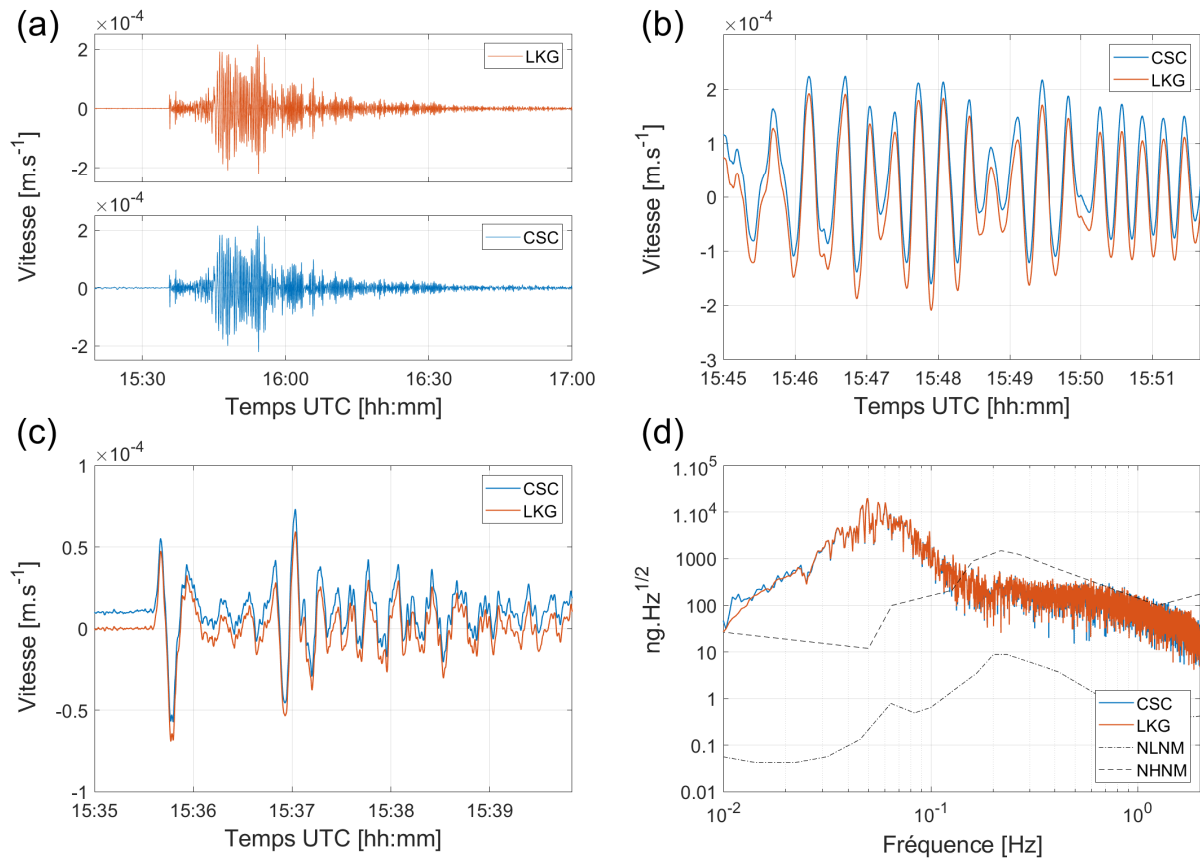


FIGURE 4.13 – Séisme du 23 juin 2020, Mexique, $M_w = 7,4$. Signaux des stations CSC et LKG, filtrés dans la bande $[0,005-2]$ Hz. (a) Vitesse du sol (vertical), (b) 6 minutes de signaux de vitesse (vertical) mettant en évidence les ondes S, (c) 5 minutes de signaux de vitesse (vertical) proches de l'arrivée des ondes P et (d) spectre en accélération. Courbes noires hachurées, NLNM et NHHM. Les signaux CSC sont manuellement décalés légèrement vers le haut sur (b) et (c) pour en faciliter la lecture.

avec

- $\mathcal{F}(\varphi_{CL})$ la transformée de Fourier de l'intercorrélation fenêtrée hanning des signaux LKG et CSC ;
- $\mathcal{F}(\varphi_{LL})$ la transformée de Fourier de l'autocorrélation fenêtrée hanning des signaux LKG.

On rappelle ici l'expression de la fonction de transfert du géophone GHIP énoncée au chapitre 3, équation 3.66 :

$$\mathcal{H}_{lin}(s) = \frac{s^2}{s^2 + \frac{\Omega_0}{Q_0}s + \Omega_0^2} \quad , \quad (4.2)$$

avec $\Omega_0 (= 2\pi F_0)$ la pulsation propre du géophone (et F_0 sa fréquence propre), et Q_0 le facteur de qualité du géophone.

Une première estimation des paramètres du géophone GHIP en fonction de son inclinaison par rapport à \vec{g} a été menée en laboratoire, et présentée dans la section 3.4.4. Nous nous baserons sur ces résultats en première approximation. La figure 4.14 présente l'estimation

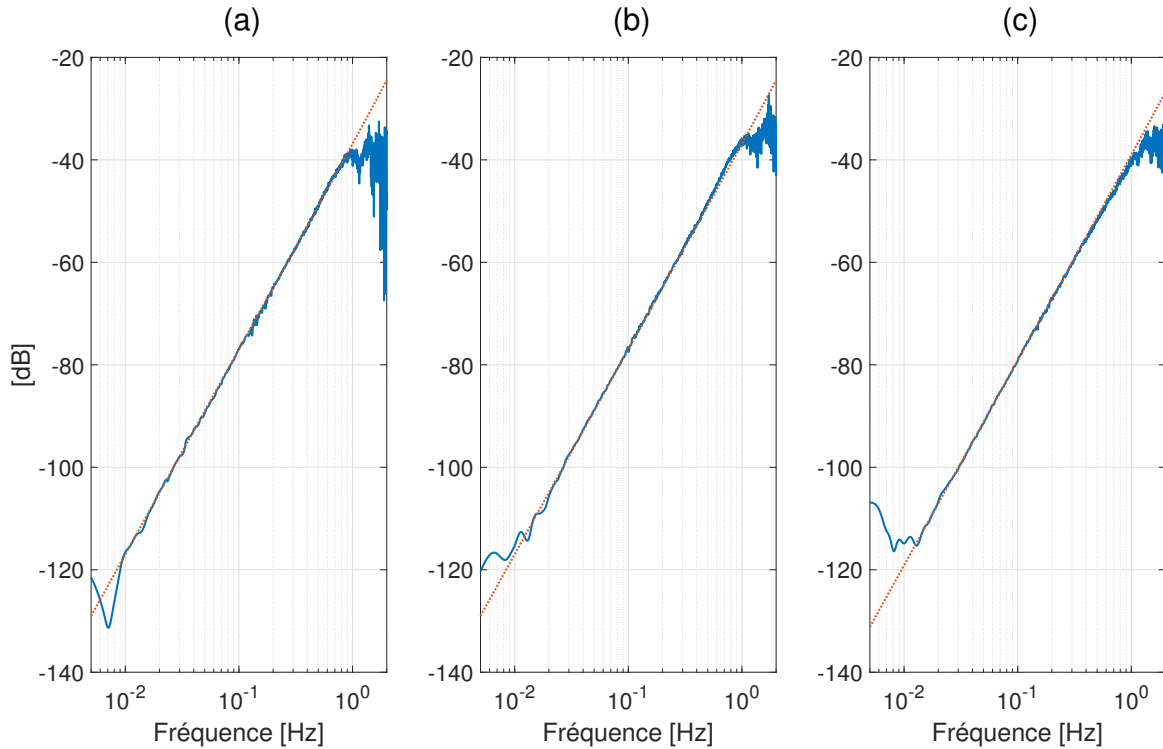


FIGURE 4.14 – Estimation des fonctions de transfert CSC-LKG, sur la base des signaux téléseismiques du 23 juin 2020, Mexique, $M_w = 7,4$. Courbe pointillée rouge : modèle, courbe bleue : estimation. (a) Voie Nord. (b) Voie Est. (c) Voie Verticale.

de la fonction de transfert $\mathcal{H}_{CL}(F)$ en déplacement pour les trois voies (Nord, Est et Verticale), ainsi que le modèle de fonction de transfert. La bonne adéquation des données du modèle et expérimentales nous assure non seulement du bon comportement de notre sismomètre, mais nous permet d'estimer la fréquence propre de chaque géophone. L'observation de la fréquence de coupure à -80 dB, soit deux décades plus bas que la fréquence propre, nous donne une première approximation relativement pertinente. Ici, on obtient :

- Voie Nord : $f_0 = 8,4$ Hz ;
- Voie Est : $f_0 = 8,4$ Hz ;
- Voie Verticale : $f_0 = 9,5$ Hz.

Le degré de précision de ces mesures est essentiellement lié au niveau de précision du gain du capteur de la station LKG dans sa bande passante. En effet, un biais à ce niveau « décale » verticalement le module de $\mathcal{H}_{CL}(F)$, ce qui entraîne une erreur d'estimation à -80 dB. Le sismomètre installé à LKG est un Trillium compact 120s. Sa précision en sensibilité, donnée par le constructeur, est de $\pm 0,5\%$. La pente de la fonction de transfert étant de 40 dB/decade, le degré de précision est de :

$$10^{20 \log_{10}(1,005)/40} = 1,0025 \quad \text{soit } 0,25\% \quad . \quad (4.3)$$

Il sera intéressant de procéder à une nouvelle estimation des fréquences propres des 3 géophones dans quelques temps, pourquoi pas sur la base d'un téléseisme. On pourrait ainsi imaginer une évolution de ces paramètres, évolution due à un nivellement du site d'installation, ou à un vieillissement des capteurs au bout de quelques années d'exploitation dans cet environnement particulier.

4.2.2.4 Niveau de bruit voies optiques

Dans la section 2.7.3 de ce manuscrit, nous avons présenté le bruit de fond de la station sismique LKG sur une période de 3 ans comparé au plancher de bruit optique obtenu dans le vide sanitaire de l'ESEO, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$). Cette observation nous avait permis de valider la pertinence de la démarche HIPERSIS, en ce sens que nous pensions pouvoir résoudre le bruit de fond de la Soufrière (à la station LKG) jusqu'à environ 6 secondes de période. Il nous semble intéressant de réitérer l'exercice, mais sur la base de signaux réels.

Nous avons récupéré 12 heures de signal issu du système ZD intégré dans l'enceinte du sismomètre HIPERSIS, et l'avons déconvolué de manière à pouvoir le considérer comme le plancher de bruit d'un géophone GHIP. La figure 4.15 présente le bruit de fond de la station LKG sur une période de 3 ans pour les voies Est (figure 4.15 (a)) et Verticale (figure 4.15 (b)), accompagné du bruit plancher obtenu en laboratoire (rouge), et du bruit plancher obtenu sur la Soufrière (jaune).

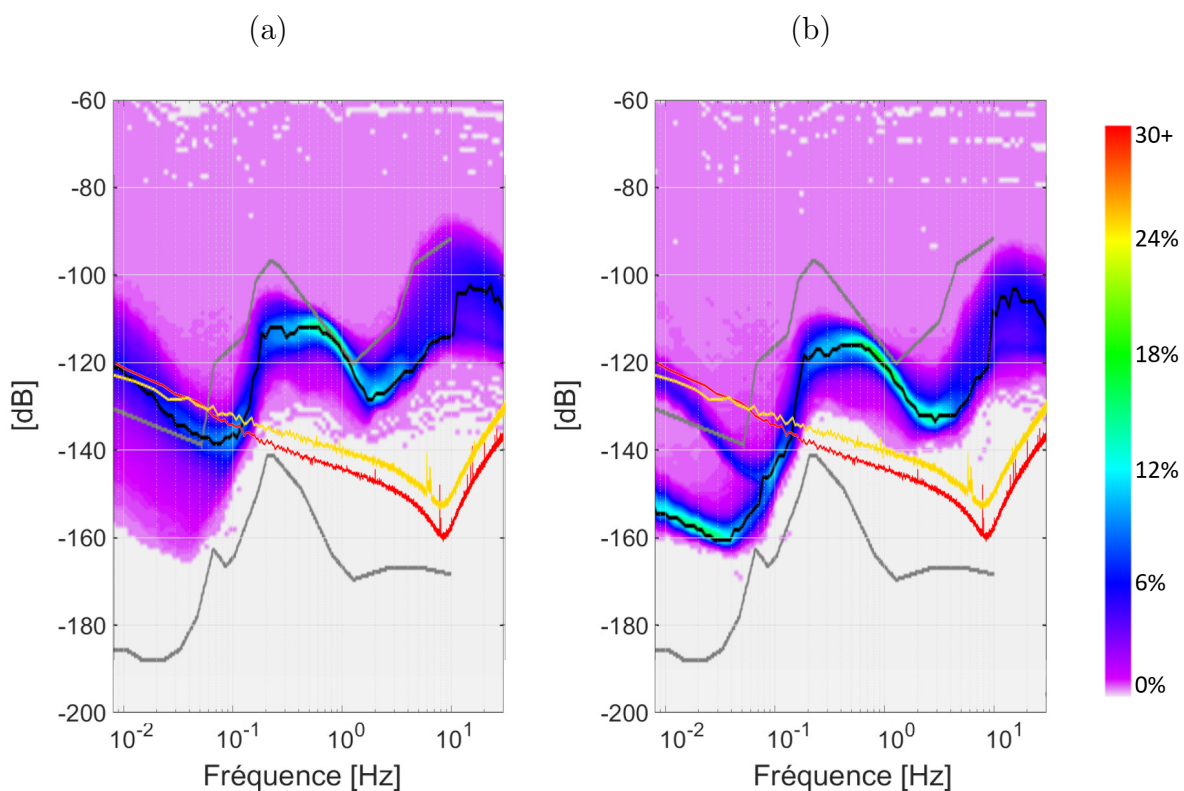


FIGURE 4.15 – Bruit de fond de la station sismique LKG sur une période de 3 ans, plancher de bruit optique obtenu dans le vide sanitaire de l'ESEO, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP et plancher de bruit optique obtenu sur la Soufrière, ramené en plancher de bruit de fond du géophone GHIP ($F_0 = 8,6$ Hz - $Q_0 = 2,4$) en rouge. (a) Voie Est, similaire à la voie Nord. (b) Voie verticale.

On remarque une différence entre les deux planchers de bruit, le bruit Soufrière étant légèrement plus haut que celui obtenu en laboratoire. Il est à noter que la diode laser utilisée sur le volcan n'est pas la même (pas le même numéro de série) que celle du

laboratoire. La forme de ce plancher étant relativement similaire (proche de $1/f$), on pose l'hypothèse qu'il est essentiellement dû à la largeur de raie de la diode laser utilisée sur le volcan. Le niveau de bruit à 1 Hz nous donne :

$$\Gamma_D(1) \approx 3.10^{-3} \text{ nm}^2.\text{Hz}^{-1} \quad , \quad (4.4)$$

et la largeur de raie FWHM de la diode laser semble donc être proche de celle donnée par le constructeur (2 MHz), à savoir :

$$\Delta\nu \approx 2,3 \text{ MHz} \quad . \quad (4.5)$$

4.2.3 Apport dans l'étude de la microsismicité volcanique de la Soufrière

Depuis une trentaine d'années, le dôme de la Soufrière a vu la réapparition et l'intensification progressive d'une activité fumerolienne. Si la zone de dégazage a subi des modifications dans sa forme et sa superficie, elle a toujours été fortement liée à une activité sismique locale, manifestée sous forme d'essaims. C'est d'ailleurs cette activité régulière qui justifie le niveau de vigilance jaune depuis 1999 [OVSG-IPGP, 2020]. Ce phénomène a par ailleurs tendance à s'amplifier fortement ces derniers mois. A titre d'illustration, environ 10 000 séismes d'origine volcanique ont été enregistrés entre 1981 et 2015 [Ucciani, 2015], tandis que le seul mois de novembre 2020 en a vu survenir plus de 3000 [OVSG-IPGP, 2020].

Ainsi, l'installation de la station sismique optique au sommet du dôme a pour vocation la surveillance de l'activité fumerolienne de la fumerolle principale du cratère Sud, mais cherche également à apporter une information supplémentaire pour la caractérisation de l'activité sismique propre au volcan. La figure 4.16 présente les périodes d'activités de notre station. Les périodes arrêt sont quasi-exclusivement la conséquence de pénuries d'énergie électrique causées par une absence de luminosité suffisante pendant plus d'une semaine (la station étant totalement autonome et alimentée grâce à des panneaux photovoltaïques).

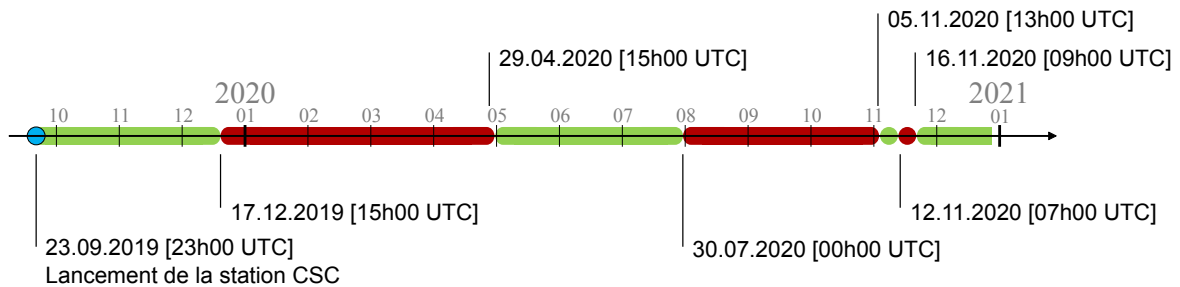


FIGURE 4.16 – Chronologie des périodes de fonctionnement (vert) et d'arrêt (rouge) de la station CSC.

4.2.3.1 Localisation d'événements volcano-tectoniques

Une station située au sommet du dôme peut tout d'abord contribuer à la localisation de séismes volcano-tectoniques (VTs), situés en général à moins de 2 kilomètres sous le sommet du volcan, et de magnitudes négatives (entre -1 et 0). Ces séismes sont la manifestation de petites ruptures sur des fractures du système volcanique. La localisation et l'identification de ces événements sont donc importantes pour l'appréhension des phénomènes souterrains qui régissent l'activité du volcan. On constate l'avènement de plus en plus fréquent de séquences de VTs. La figure 4.17 (a) présente le nombre de VTs recensés par mois par l'OVSIG ces trois dernières années. Ces séquences ont également tendance à fluctuer de façon saisonnière, avec une intensification en fin d'année. La figure 4.17 (b) présente la forte augmentation d'apparition de ces événements fin 2020.

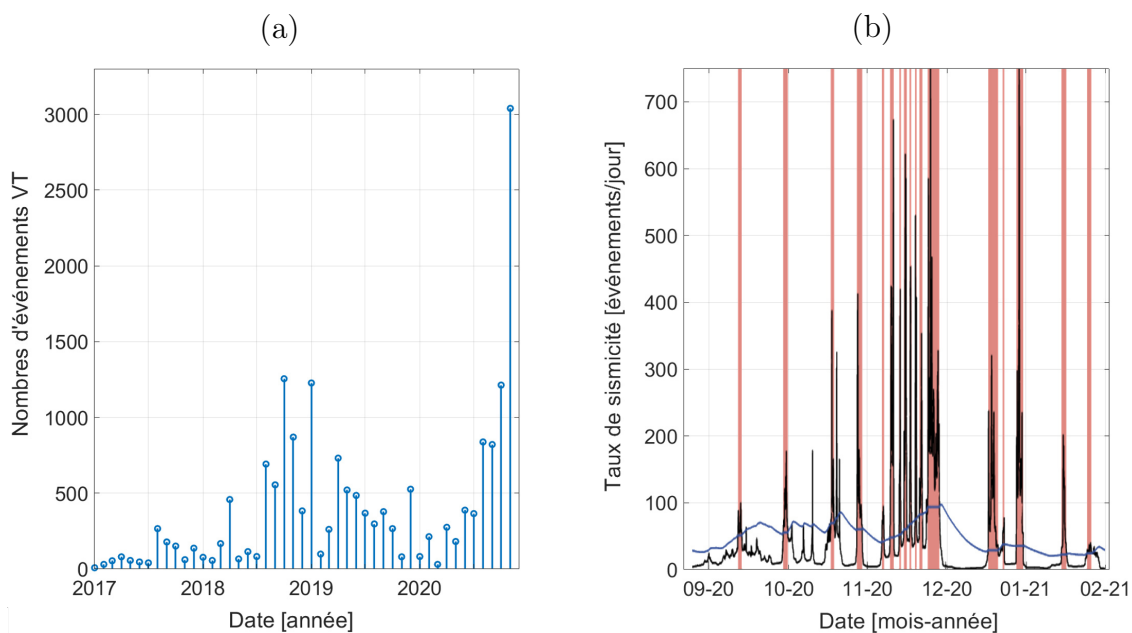


FIGURE 4.17 – (a) Nombre mensuel de séismes de type volcano-tectonique sous la Soufrière de janvier 2017 à novembre 2020. [OVSIG-IPGP, 2020] (b) Taux de sismicité journalière sous la Soufrière de septembre 2020 à février 2021. [Beauducel et al., 2020]

Nous nous situons dans un système hydrothermal complexe, présentant une structuration tout aussi complexe. Néanmoins, il est avéré que les microséismes volcaniques se produisant sous la Soufrière sont assimilables à des multiplets - c'est à dire proches spatialement, voire des *repeaters* - résultant de ruptures répétitives au même endroit. Les microséismes sont ainsi classés en famille, de par leur fort degré de ressemblance de leurs enregistrements aux stations du volcan. Les travaux menés par A. Burtin et L. Pantobe notamment, permettent d'en dénombrer 4 aujourd'hui :

- VT1 : source sismique représentant plus de 95% de l'activité microsismique, située à environ 1 kilomètre sous le dôme.
- VT2 : source sismique plus récemment identifiée, très proche de la première, située légèrement moins profondément (environ 850 mètres).
- VT3 : source sismique peu profonde, proche de la station LKG.
- VT4 : source sismique plus en activité aujourd'hui.

Les localisations approximatives des 3 premières familles sont représentées figure 4.18.

La localisation des VTs peut s'effectuer au moyen des pointés - relevés des temps d'arrivée des différentes ondes sismiques - réalisés aux stations du réseau permanent de surveillance de l'OVSG (figure 4.10). On résout ensuite un problème inverse non-linéaire (linéarisé ou non) pour évaluer la position optimale de l'hypocentre au regard des temps d'arrivée des ondes sismiques. Les travaux de [Lomax et al., 2009] décrivent largement ces méthodes de localisation ; nous y reviendrons plus loin dans cette section. Lesdits pointés peuvent être effectués manuellement, au cas par cas, lorsqu'il s'agit d'un événement particulier. Dans le cas d'une étude approfondie de la microsismicité volcanique, il s'agit d'identifier et caractériser des centaines voire des milliers d'événements. C'est pourquoi il sera nécessaire de réfléchir dès le départ à des approches automatisées au maximum. Par ailleurs, la présence d'une nouvelle station au sommet du dôme - et donc quasiment à l'aplomb des structures à l'étude - pourrait apporter un gain de précision à leur localisation (en termes de profondeur particulièrement).

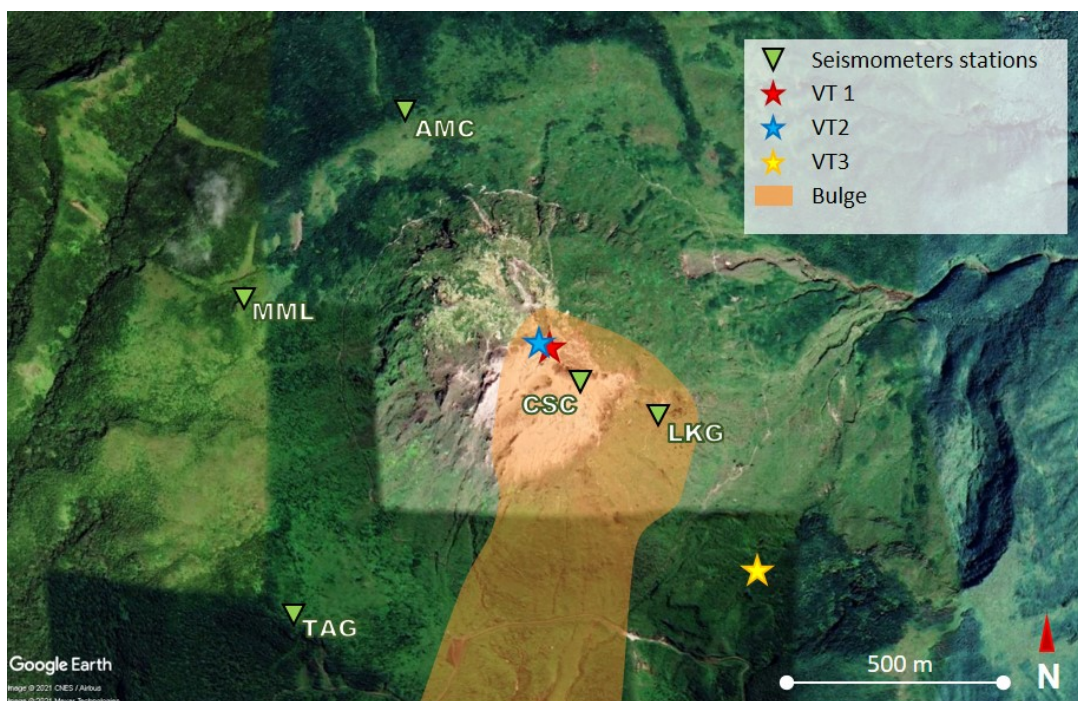


FIGURE 4.18 – Localisations approchées des sources (familles) de séismes volcanotectoniques sous la Soufrière (étoiles). Les deux familles principales sont situées sous le gouffre du Tarissan proche du sismomètre optique CSC. L'anomalie à forte conductivité (*Bulge*) modélisée par [Rosas-Carbajal et al., 2016] est représentée en orange.

On peut à ce stade s'interroger quant à l'intérêt de la station LKG, proche du dôme et donc présentant un potentiel informatif quasi-similaire à celui de notre station. Il apparaît que les signaux issus de cette station, bien que proche des sources potentielles VT1 et VT2 (cf. figure 4.18) - relativement aux autres stations - présentent un très faible rapport signal à bruit. Ceci est dû à une zone d'anomalie à forte conductivité située entre les sources microsismiques et cette station. Les travaux présentés par [Rosas-Carbajal et al., 2016] ont mis en évidence cette zone, appelée *Bulge*, représentée figure 4.18. Ainsi, si notre sismomètre n'est pas non plus idéalement situé (nous y reviendrons dans les perspectives), il se trouve tout de même placé relativement proche et est donc suffisamment sensible à la détection de ces ondes microsismiques. En outre, le trajet des ondes P et S atteignant la station LKG est *a priori* plus perturbé par cette zone que le trajet vers la station CSC.

Les travaux menés par [Pantobe, 2020] concernant la relocalisation de la microsismicité volcanique, à la suite du projet NODE, sont un excellent point de départ à notre problématique. En effet, ce projet mené sur la Soufrière fin 2017 a permis l'installation pendant plusieurs semaines de 65 géophones 3 composantes sur le flanc sud et le sommet du dôme.

Ce dispositif a grandement aidé à l'amélioration de la surveillance du volcan, et ce à plusieurs titres. Premièrement, le nombre important de capteurs a permis une remise en cause relativement importante de la localisation des sources microsismiques, tout en participant à l'amélioration du modèle de vitesse utilisé jusqu'alors. Ce dernier, du fait notamment de la faible sensibilité de la station LKG, présentait quelques incohérences une fois associé aux nouvelles données. Ensuite, nous disposons désormais de formes d'ondes dites *stackées*, grâce aux nombreuses données enregistrées. En effet, afin d'améliorer le rapport signal sur bruit pour une même position de source, on additionne les signaux d'événements au fur et à mesure de leur arrivée. Cette opération a été effectuée à chaque point du réseau du projet NODE, pour quelques centaines d'événements. Comme nous le verrons ensuite, ces formes d'ondes sont nécessaires à l'automatisation des processus de repérage et d'identification des événements microsismiques. Pour finir, les travaux de Arnaud Burtin, physicien IPGP, à la suite du projet NODE suggèrent l'apparition d'une nouvelle famille de VTs - la famille VT2 - depuis le séisme du 28 avril 2018 (ML 3,6), proche de Basse-Terre.

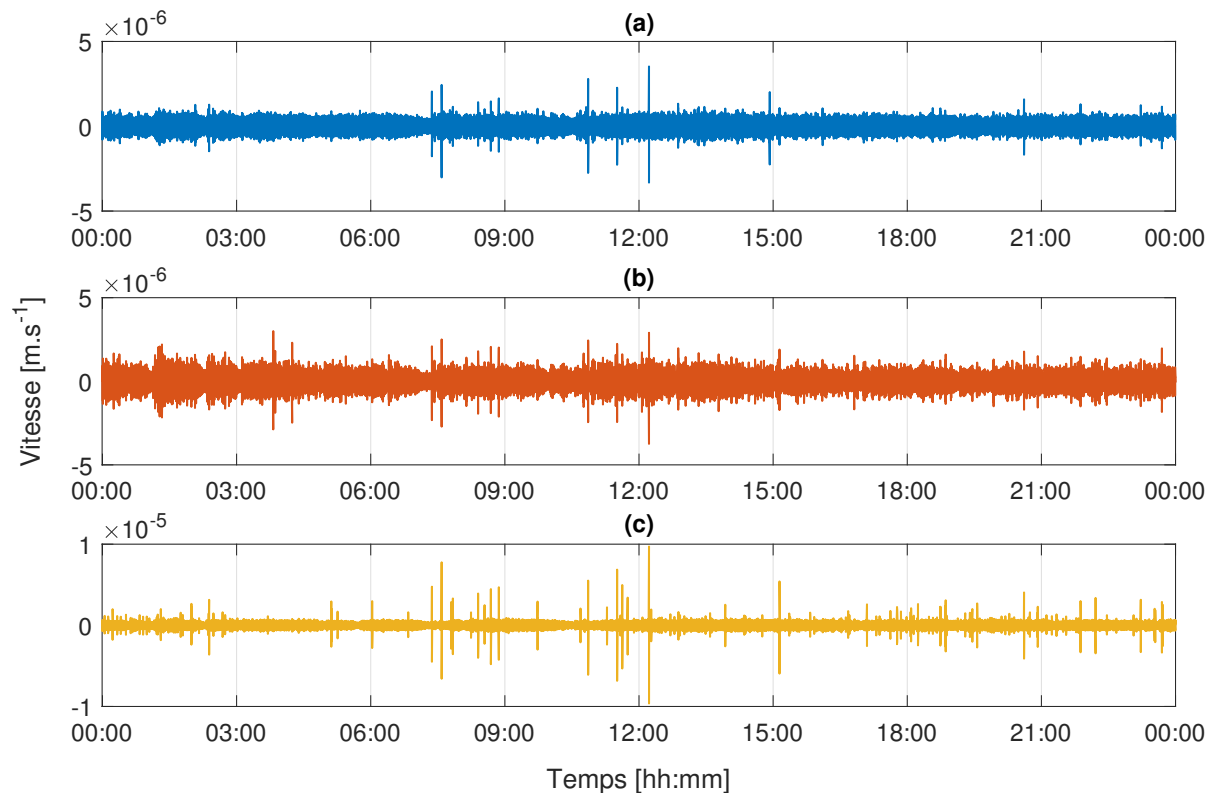


FIGURE 4.19 – Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020. Voies Est de la station CSC (a), et des stations LKG (b) et MML (c) du réseau de surveillance de l'OVSG. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.

Nous avons choisi d’analyser une séquence sismique de quelques jours durant le mois de novembre 2020 afin d’estimer le taux de détection de ces événements de notre station. Selon les rapports mensuels de l’OVSG, 229 séismes ont été enregistrés durant cette période. Ce chiffre est estimé sur la base des signaux issus d’une dizaine de stations environnantes. A titre d’illustration, la figure 4.19 présente les signaux dans la bande [3-6] Hz enregistrés par les stations CSC, LKG et MML (figure 4.10) le 21 novembre 2020. Un premier pointé manuel sur cette période des signaux issus de notre sismomètre permet l’identification de 25% de ces micro-séismes. Ce taux de détection relativement faible s’explique notamment par le bruit fort, provoqué par la fumerolle toute proche, et par le facteur humain d’une telle méthode - la faible expérience de l’opérateur y étant très certainement pour beaucoup. Ainsi, nous allons chercher à adopter une approche systématique de détection d’événements à partir d’un *template* (*template matching*). Ceci est rendu possible du fait qu’il s’agit de *repeaters*, donc d’événements très similaires tant en termes de localisation que de mécanisme (et donc de forme d’onde).

Nous avons expliqué plus tôt que des *stacks* des signaux de certaines familles avaient été créés aux différentes stations du réseau permanent, mais également aux stations temporaires du projet NODE. Ainsi, l’un de ces sismomètres - le node 18 - ayant été placé au même endroit que le nôtre (moins de 1 mètre), nous pouvons envisager d’utiliser son *stack* de la famille VT1 pour automatiser le pointé des événements de cette famille par notre station. A noter qu’une telle forme d’onde résulte donc de centaines d’événements identifiés comme appartenant à la même famille (i.e. au même *repeater*).

Numéro événement	Famille VT	T0 OVSG (HH :MM :SS.FFF)
1	1	07 :22 :04.061
2	1	08 :41 :10.182
3	1	08 :51 :51.681
4	1	09 :43 :50.053
5	1	10 :51 :43.764
6	1	11 :17 :00.792
7	1	11 :30 :36.249
8	1	11 :37 :28.700
9	1	12 :13 :24.084
10	1	12 :16 :20.223

TABLE 4.1 – Évènements du 21.11.2020 de la famille VT1 sélectionnés pour créer un premier *stack* de la station CSC. « T0 OVSG » indique l’heure d’occurrence de l’événement, calculée par la routine de l’OVSG.

Avant de détailler et lancer cette opération, nous avons cherché à produire notre propre événement *stacké*, sur une dizaine d’événements assimilés à la famille VT1, et présentant un bon rapport signal à bruit. Cette étape a pu être menée grâce aux catalogues fournis par l’IPGP. Nous avons donc identifié dix événements VT1, et avons recalculé les temps d’arrivée relatifs de chacun d’entre eux par une méthode dite de *Master Event* - en choisissant un événement de référence et en ajustant les pointés P des autres événements par intercorrélations sur les signaux pré-fenêtrés (fenêtre de Hann). Le tableau 4.1 liste les événements choisis, et la figure 4.20 présente les ondes sismiques superposées ainsi que le *stack* (ici la moyenne). L’événement numéro 7 a été choisi en tant que *Master Event*.

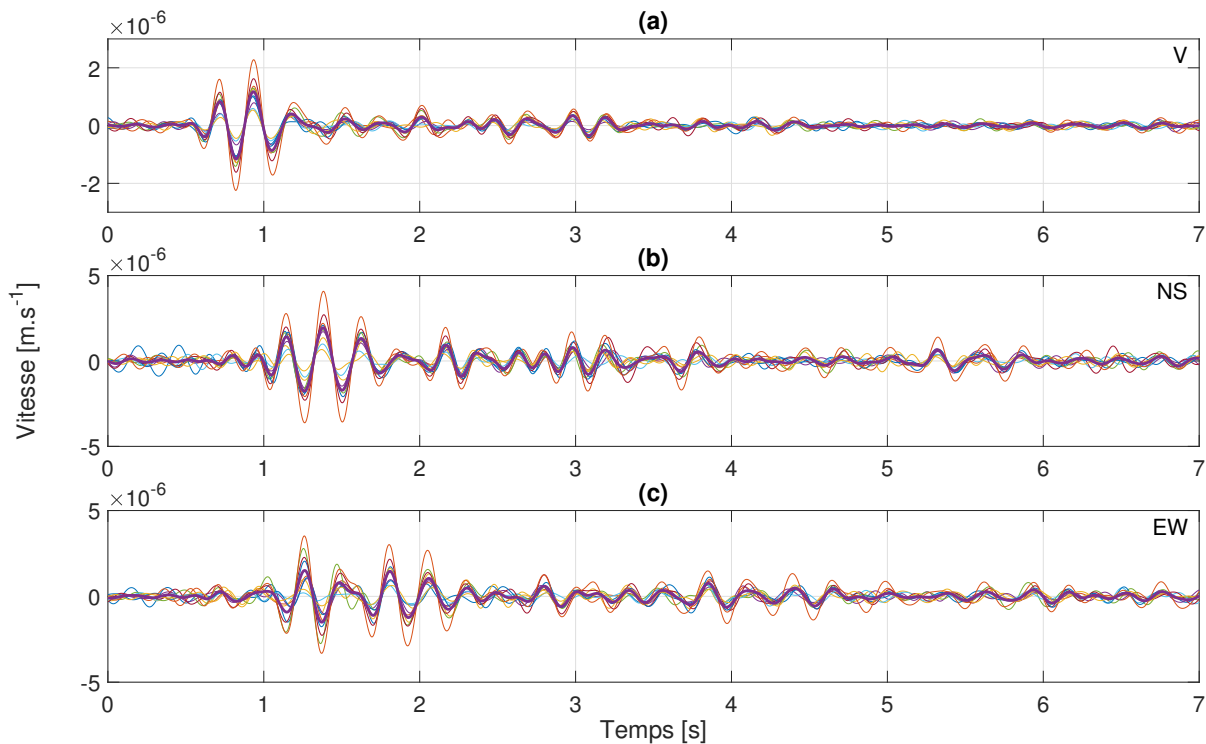


FIGURE 4.20 – Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020 : empilement d'événements VT1 (tableau 4.1) et *stack* (gras). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c) de la station CSC. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.

Une fois cette étape accomplie, nous avons cherché à savoir si la forme d'onde de notre événement *stacké* était similaire à celle du *Master Event* du node 18. La figure 4.21 montre la superposition du *Master Event* du node 18 (rouge) à notre forme d'onde résultante (bleu) des dix événements précédemment identifiés précédemment (gris). Il apparaît une très bonne correspondance pour la voie verticale dans la bande de fréquence considérée de [3-6] Hz. Ceci nous permet de considérer la forme d'onde du *Master Event* du node 18 comme *template* pour la détection automatique d'événements. Nous avons repris les signaux du 21 novembre 2020, filtrés dans la bande [3-6] Hz, et procédé au calcul de la fonction de corrélation avec le *template*. Nous avons ensuite déterminé empiriquement un seuil de détection sur la fonction d'intercorrélation. Enfin, nous datons les événements et les comparons à la base d'événements détectés grâce aux stations du réseau de l'OSVG. Le taux de détection s'en trouve bien entendu amélioré (environ 43% sur la journée du 21.11.2020). La fonction de corrélation sur la journée du 21 novembre est présentée en annexe B. Les croix rouges marquent la détection d'un événement de la famille VT1.

De la même manière, nous avons cherché à repérer et à *stacker* des événements de la famille VT2, moins active, mais néanmoins identifiée par la routine de *template* de l'OSVG. Les événements utilisés pour ce *stack* sont présentés dans le tableau 4.2, et les formes d'ondes filtrées dans l'intervalle [3-6] Hz figure 4.22. On observe un bon rapport signal à bruit sur la voie verticale, ce qui nous permet d'attester la présence effective d'événements. Ceci étant, cette observation est moins évidente sur les voies horizontales. Un travail supplémentaire sera donc nécessaire à leur étude. A noter qu'il n'existe pas de forme d'onde de référence aux coordonnées de notre sismomètre, puisque cette famille de VTs n'était pas encore en activité en 2017 lors du projet NODE.

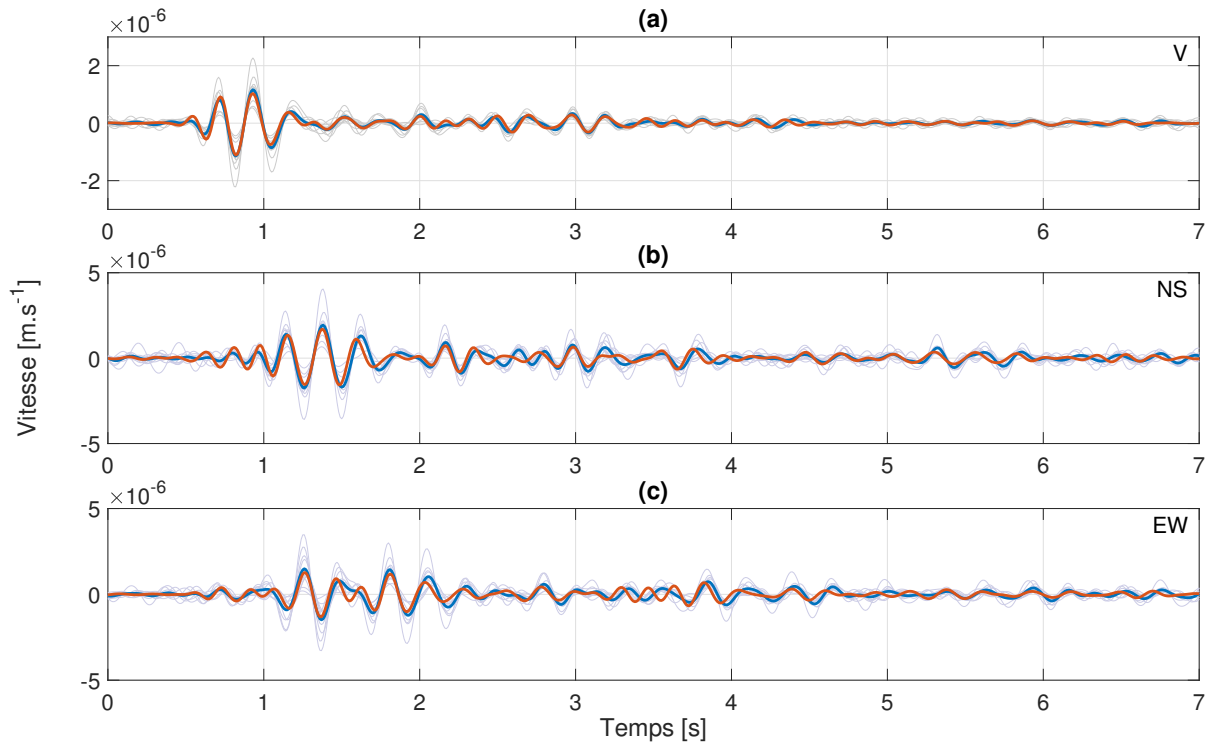


FIGURE 4.21 – Séquence micro-sismique du 21 novembre 2020 : empilement d'événements VT1 (gris), *stack* CSC (bleu) et *stack* du Node 18 (rouge). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c). Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.

Concernant la famille VT3, nous avons notamment pu repérer un événement le 17 novembre 2020. Cette source étant bien moins active que les deux premières, nous ne nous y attarderons pas. Les signaux de la station CSC sont présentés dans l'annexe C.

L'étape suivante consistera à réaliser les pointés d'arrivée des trains d'ondes P et S de ces différents événements sur nos signaux, et sur l'ensemble des stations pertinentes du réseau de l'OVSG. Par « événement », nous entendons un *stack* d'événements localisés dans le temps (sur quelques heures à une journée par exemple). Ensuite, nous utiliserons les différences de temps d'arrivée des ondes P et S sur les paires de stations afin de relocaliser la position de l'hypocentre du *repeater*. Comme nous l'avons mentionné plus haut, cette façon de procéder, basée sur la méthode de [Zhou, 1994], a été proposée par [Lomax et al., 2009] notamment.

On commence par créer un espace représentant la structure étudiée, intégrant la localisation des stations, et on lui associe un modèle de vitesse de propagation des ondes. L'espace ainsi créé permet d'obtenir une prédiction des temps d'arrivée des trains d'onde aux différentes stations. Ensuite, on cherche à minimiser les différences des temps d'arrivée inter-stations entre le modèle de prédiction et la réalité, tout en intégrant des estimations des incertitudes liées aux pointés en temps des ondes P et S dans la routine de calcul. Le résultat de cette méthode est une fonction densité de probabilité, renvoyant un nuage de point de forme ellipsoïdale, dont le centre correspond à la localisation la plus probable de l'hypocentre. Ce travail est pour l'instant en cours de réalisation, en étroite collaboration avec l'IPGP.

Numéro événement	Famille VT	T0 OVSG (HH :MM :SS.FFF)
1	2	00 :03 :33.450
2	2	00 :46 :39.702
3	2	01 :16 :39.087
4	2	02 :44 :01.024
5	2	03 :25 :20.455
6	2	03 :54 :11.730
7	2	04 :39 :00.595
8	2	05 :14 :20.073
9	2	05 :41 :44.940
10	2	05 :45 :35.028

TABLE 4.2 – Évènements du 22.11.2020 de la famille VT2 sélectionnés pour créer un premier *stack* de la station CSC. « T0 OVSG » indique l’heure d’occurrence de l’évènement, calculée par la routine de l’OVSG.

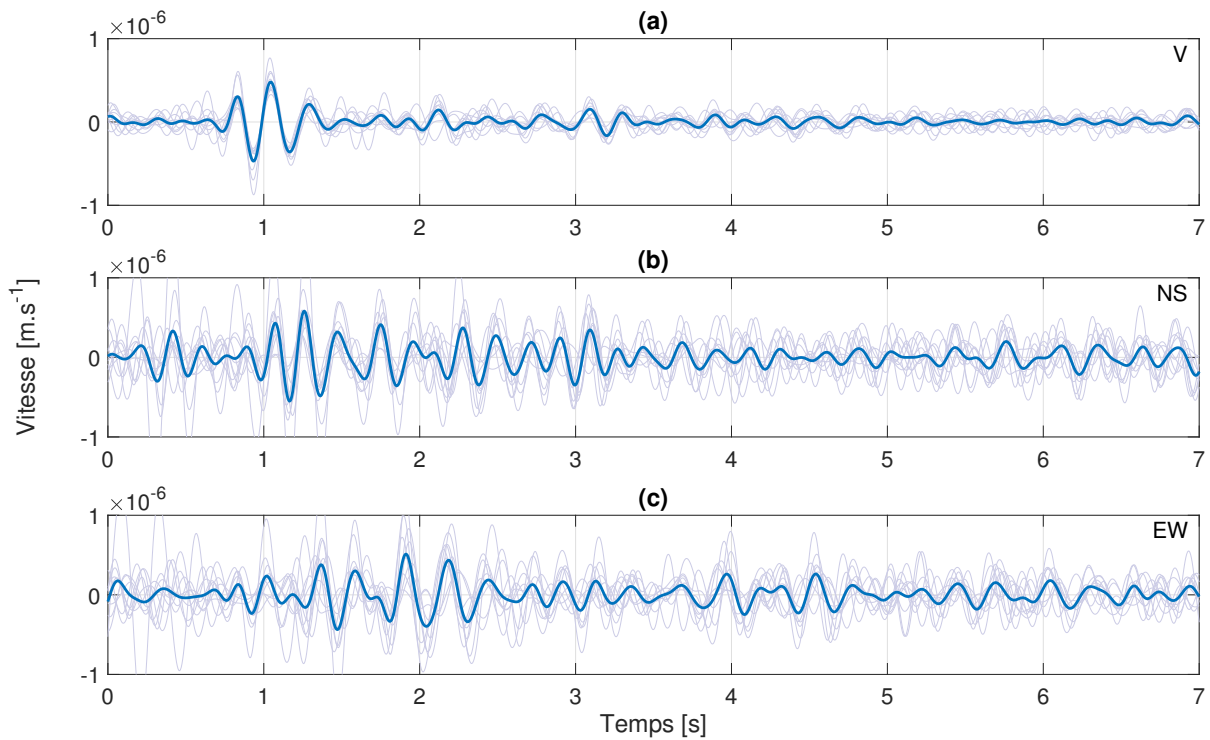


FIGURE 4.22 – Séquence micro-sismique du 22 novembre 2020 : empilement d’évènements VT2 (tableau 4.2) et *stack* (bleu). Voies Verticale (a), Nord (b) et Est (c) de la station CSC. Les signaux sont filtrés dans la bande [3-6] Hz.

En résumé, les résultats obtenus par [Pantobe, 2020] ont permis de relocaliser l’hypocentre de la famille VT1. La routine utilisée par les physiciens de l’IPGP permet déjà de repérer, d’identifier et de relocaliser les événements VTs. Le réel apport de la station CSC sera donc d’améliorer l’estimation de la position verticale des hypocentres de ces *repeaters*, aujourd’hui évaluée à ± 250 mètres pour une profondeur de 1 km environ.

4.2.3.2 Surveillance de l'activité fumerollienne

Comme énoncé plus haut, l'analyse des vibrations directement issues de l'activité de l'une des principales fumerolles du dôme est l'un des enjeux importants dans l'étude plus globale de la structuration de la Soufrière. Ainsi, nous avons choisi d'installer notre sismomètre optique à proximité de la fumerolle du cratère sud, l'une des fumerolles les plus actives du volcan (figure 4.10).

Tout d'abord, il semble que l'activité enregistrée par nos capteurs soit en partie corrélée à la météo, et particulièrement à son impact sur le bruit microsismique généré par les vagues sur la côte proche. La vitesse du vent (et dans une moindre mesure sa direction) nous permet de vérifier cette hypothèse. A titre d'illustration, la figure 4.23 présente le spectrogramme de la voie Nord dans l'intervalle $[0,17-1]$ Hz (de 1 à 6 secondes de période) de la station CSC du 15 octobre au 15 décembre 2019, ainsi que la vitesse du vent sur la même période. Nous présentons ci-après quelques observations préliminaires.

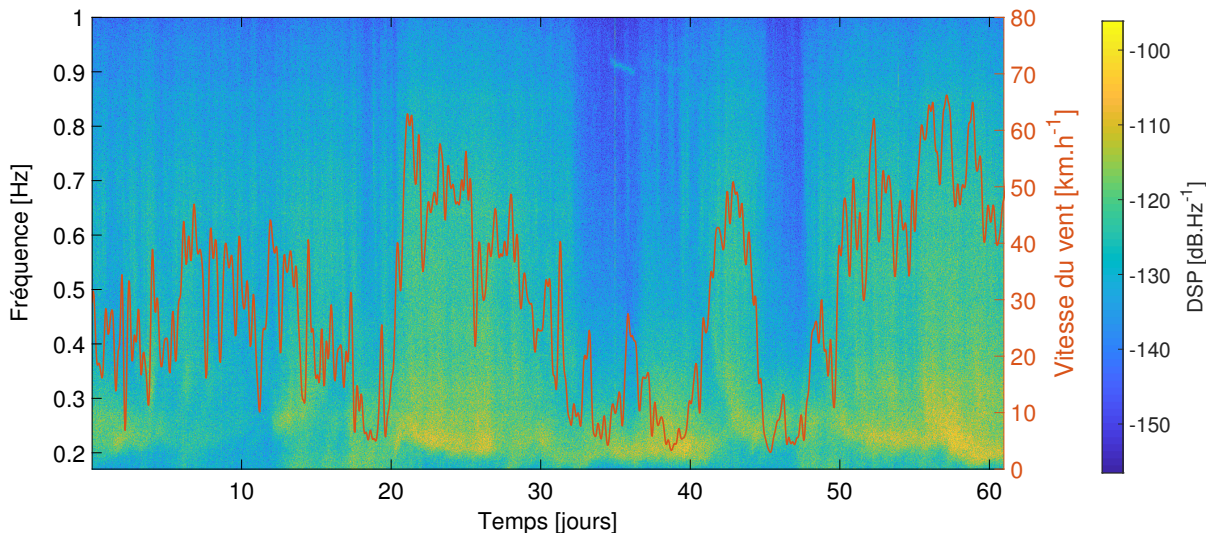


FIGURE 4.23 – Spectrogramme de la vitesse du sol du 15 octobre au 15 décembre 2019 et vitesse du vent (rouge) enregistrée sur la même période.

On peut également observer les fluctuations du bruit fumerollien de manière moins macroscopique. La figure 4.24 présente l'évolution spectrale des signaux de vibration issus de l'activité de la fumerolle du 1^{er} au 4 novembre 2019, enregistrés par notre station CSC, mais également par la station LKG. Les glissements et sauts en fréquences, de même que les motifs parfois non corrélés entre les stations, suggèrent des sources multiples et une pressurisation complexe et instable du gaz dans un système hydrothermal, dont les détails doivent encore être cartographiés ou modélisés, à l'instar de [Giudicepietro et al., 2019]. Par exemple, on remarque que le rapport d'énergie entre le motif à 6,2 Hz et celui à 3 Hz est très faible à la position de la station CSC par rapport à celui de la station LKG. Cela suggère une source du motif à 3 Hz beaucoup plus proche de CSC - peut-être liée aux fumerolles proches - ce qui n'est pas le cas pour la source à 6,2 Hz probablement située beaucoup plus profondément.

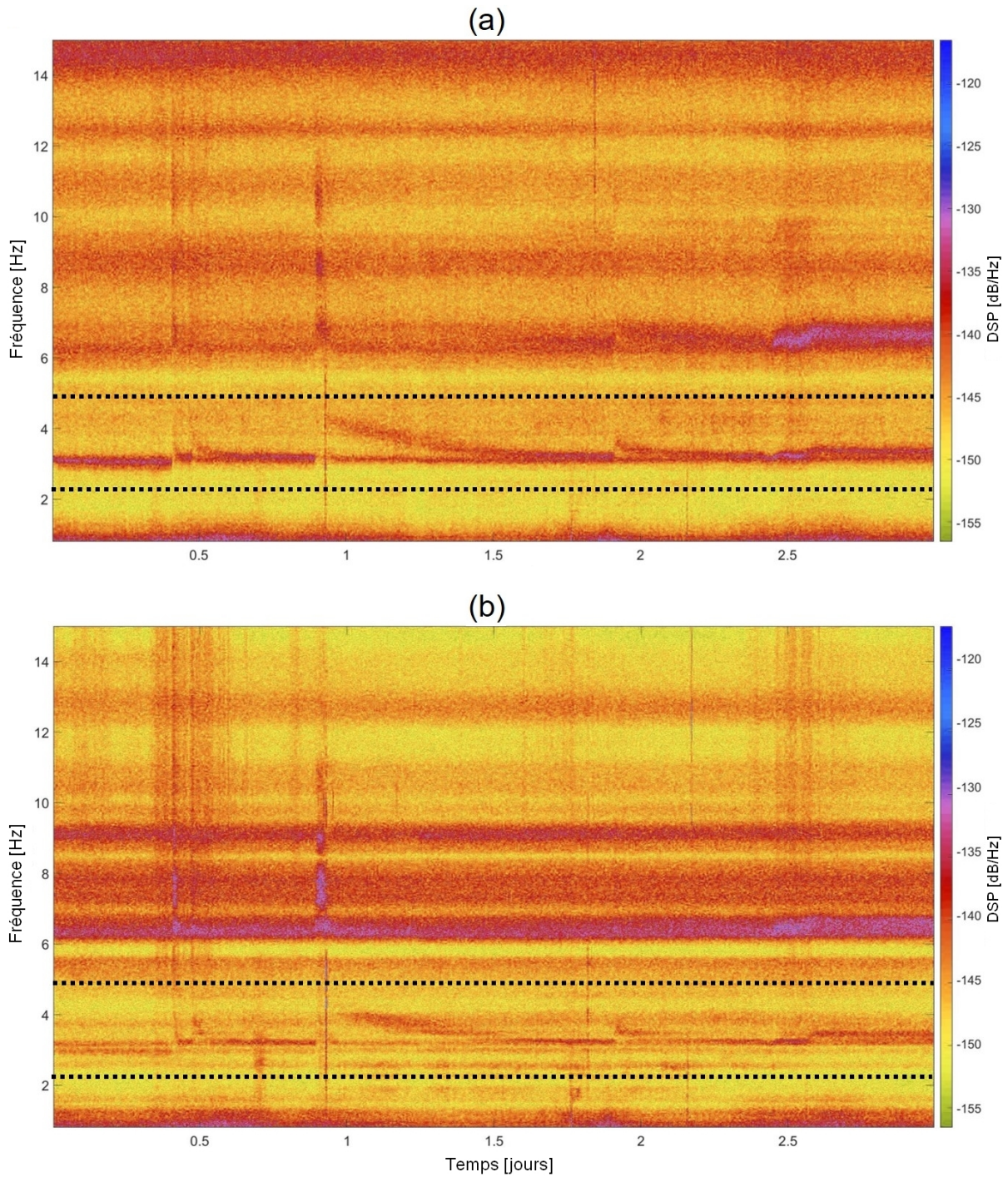


FIGURE 4.24 – Spectrogrammes de la vitesse du sol du 1^{er} au 4 novembre 2019. (a) Station CSC, voie Nord. (b) Station LKG, voie Nord. Certains des modes fondamentaux les plus pertinents sont situés entre les lignes noires en pointillés. Les harmoniques supérieures de ces modes sont également visibles à plus haute fréquence, mélangées à d'autres modes [Feron et al., 2020].

4.3 Bilan

Les travaux présentés dans les chapitres précédant celui-ci ont vu leur accomplissement lors des différentes campagnes expérimentales menées durant cette thèse. Au sortir de ce chapitre, on peut résumer les choses ainsi :

- Une version sous-marine de l’interrogateur optoélectronique GAIA et trois géophones types LINES ont été installés en rade de Brest pendant 9 mois. Ils ont été accompagnés par un OBS Güralp, qui nous a servi de référence pour attester du bon fonctionnement de notre système ;
- Une seconde campagne, intégrée dans l’ANR HIPERSIS, a permis le déploiement du sismomètre optique comprenant l’interrogateur GAIA et un sismomètre 3 axes basé sur le géophone GHIP sur la Grande Soufrière de Guadeloupe. Ce dernier, spécialement conçu, modélisé et réalisé dans la cadre des travaux présentés dans ce manuscrit a fait l’objet d’une calibration en laboratoire (à l’aide de sismomètre Trillium compact 120s), et d’une calibration *in situ* ;
- Les premiers éléments d’observation et de réflexion quant à l’apport d’un tel sismomètre dans l’étude de la microsismicité et la structuration de l’édifice volcanique ont été présentés ici. Nous avons notamment pu repérer et identifier plusieurs familles de séismes d’origine volcano-tectonique (VT) ;
- Le système HIPERSIS est toujours en fonctionnement 1 an et demi après son installation. Un travail de relocalisation des sources VTs est en cours. A noter que l’interrogateur GAIA actuellement en place va être remplacé par LOKI (cf. section 2.6.2.2). La consommation de ce nouvel équipement est divisée par 4 par rapport à GAIA (de 25 W à 6 W). Ceci permettra d’assurer une continuité des mesures (sans panne d’alimentation) et un flot de données télémétrées directement intégrable dans les systèmes temps réel de l’OVSG.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

5.1 Synthèse des travaux	144
5.2 Perspectives	145
5.2.1 Modèles optiques et applications	145
5.2.2 Mécanique et instrumentation	148
5.2.3 Hybridation avec des capteurs à fibre optique	148
5.2.4 Techniques d'analyse de données	151
5.2.5 Études de phénomènes géophysiques et surveillance sismique	152
5.3 Conclusion générale	153

5.1 Synthèse des travaux

Les travaux présentés dans ce manuscrit visent au développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre longue, de grande résolution et de faible coût, pour des applications temps réels académiques et industrielles. Ainsi, les systèmes que nous avons décrits ici permettent de ne pas intégrer d'électronique au point de mesure, de fournir des données en continu dans des environnements difficiles à grande distance. Ils se sont inscrits dans le cadre de l'ANR HIPERSIS, projet mené par le laboratoire LAUM-ESEO et l'IPGP. Ce travail mêle plusieurs approches physiques et technologiques : optique, mécanique, géophysique, traitement du signal, instrumentation et électronique.

Nous avons pu y détailler les différentes contributions apportées à cette problématique, en termes de compréhension, de modélisation et d'expérimentations. Un premier modèle comportemental du capteur optique de déplacement basé sur un interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque (EFFPI) a été proposé. Ce modèle intègre et quantifie l'impact des conditions environnementales et des caractéristiques intrinsèques des composants du système sur le comportement de l'interrogateur optique. Une première mise en application a été menée, au sein des locaux du groupe ESEO à Angers, afin de valider une partie de ces modèles à l'aide d'un dispositif zéro-déplacement (ZD) spécialement conçu et développé à cette finalité. Nous avons ainsi identifié les principales sources de bruit (*noise budget*) qui perturbent la mesure. Une attention particulière a été portée au bruit de phase de la Diode Laser, source de lumière cohérente utilisée dans notre interféromètre Fabry-Perot extrinsèque. Nous avons en particulier montré que nous atteignons actuellement le seuil de bruit imposé par une longueur de cohérence finie de la Diode Laser.

Ensuite, un travail de modélisation, de réalisation et d'étude d'un géophone passif spécifique à la problématique du projet HIPERSIS a été proposé : le géophone GHIP. Ce dispositif a ensuite pu être testé en laboratoire à l'aide d'instruments de mesures de référence - vibromètre laser et platine de déplacement nanométrique notamment - puis à l'aide de sismomètres du commerce (Trillium 120s Nanometrics). Le modèle comportemental de ce géophone associé à l'interrogateur optique a également été décrit. Nous sommes désormais capable d'estimer les performances d'un géophone associé à un interrogateur optique, en prenant en compte les non-linéarités géométriques potentielles du géophone.

Enfin, nous avons contribué à une mise en application complète *in situ* et à l'étude des phénomènes observés, tout d'abord dans la rade de Brest, puis au sommet de la Grande Soufrière de Guadeloupe. Nous avons ainsi pu démontrer la pertinence de nos développements, et plus largement des travaux menés par les instituts LAUM-ESEO et IPGP en la matière. Le sismomètre constitué de 3 géophones GHIP et d'un ZD est installé sur le volcan, proche de la fumerolle du cratère Sud, et fournit des données depuis la fin du mois de septembre 2019.

La richesse et la diversité des thématiques mises en jeu permettent d'envisager nombre de perspectives dans lesquelles s'inscrivent déjà ces travaux. Nous détaillons ci-après certaines d'entre elles, plus ou moins directement liées aux travaux présentés dans ce manuscrit.

5.2 Perspectives

5.2.1 Modèles optiques et applications

Concernant les aspects optiques, les travaux menés au cours de cette thèse ont vocation à être poursuivis. Nous n'avons pas discuté des procédures de réglages de l'instrumentation lors de la mise en route d'une expérimentation, lesquelles nécessitent tout de même un certain degré d'expertise. En effet, la section 2.1 mentionne le comportement spiroïdal de la courbe de Lissajous des voies en quasi-quadrature, mais nous n'apportons pas ici de réponse directe à cette problématique. Ce comportement est dû à la variation de puissance optique de la diode laser, conséquence de la modulation en courant de cette dernière. Les modèles proposés par [Chawah et al., 2012] peuvent servir de point départ à une démarche de réduction systématique de la spiralisation en jouant sur la profondeur de modulation. Cette approche, décrite par [Li et al., 2009] et [Wang et al., 2012] permettrait sans doute une forme de linéarisation de la relation phase instantanée / déplacement estimé.

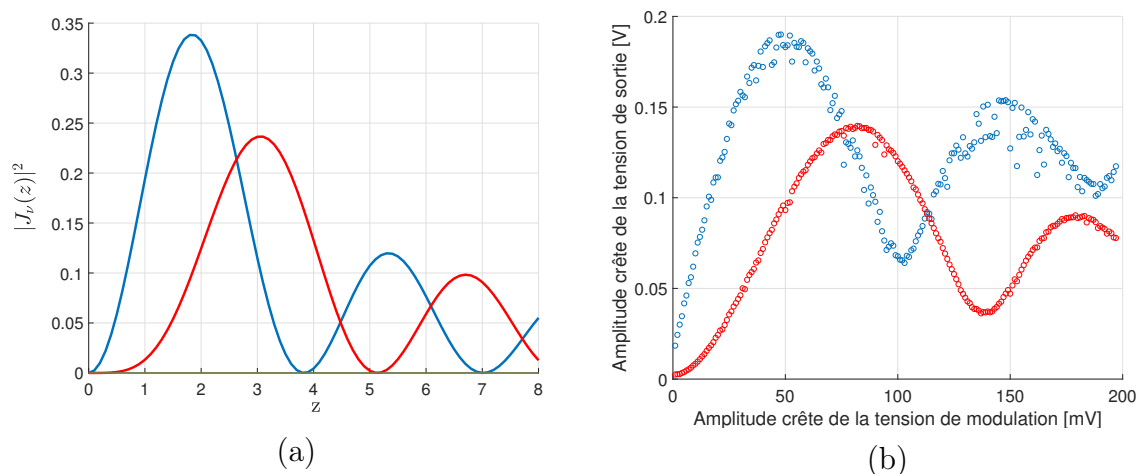


FIGURE 5.1 – (a) Tracés des modules au carré des deux fonctions de Bessel de première espèce. Bleu : $J_1(z)$. Rouge : $J_2(z)$. (b) Visualisation des amplitudes crête des signaux $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ (rouge) en sortie de photodiode. Paramètres d'entrée $T=25^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=30\text{mA}$

La figure 5.1 est une illustration expérimentale de ce phénomène. On relève les amplitudes des voies $I(t)$ et $Q(t)$ en sortie de photodiode pour différentes profondeurs de modulation. Le résultat semble en accord avec les développements proposés par [Chawah, 2012], en ce sens que les deux voies présentent un comportement suivant les décompositions J_1 et J_2 de Bessel en module au carré (figure 5.1 (a)) en fonction de l'amplitude de la modulation. D'autres figures similaires, obtenues en faisant varier la température de fonctionnement et le point de fonctionnement en courant de la diode laser sont présentées en annexe D. De manière plus générale, le modèle optique proposé à la fin de la section 2.5 doit être davantage consolidé via de nouvelles expérimentations.

Un autre comportement des sources laser actuellement à l'étude concerne les sauts de modes de la cavité laser. Comme détaillé dans la section 2.2, la longueur d'onde de la diode laser varie en fonction de la température notamment, dans un certain intervalle. Cette variation de température est provoquée soit par une variation du courant de polarisation

de la diode laser, soit par un changement des conditions environnementales au voisinage de la diode laser. Si cette variation de température atteint une certaine limite, la longueur d'onde de la diode laser subit un changement brutal (*i.e.* un saut) d'une longueur d'onde à une autre, voire fait cohabiter deux modes en même temps ([Ogasawara et al., 1983], [Ogasawara and Ito, 1986],[Heumier, 1992]).

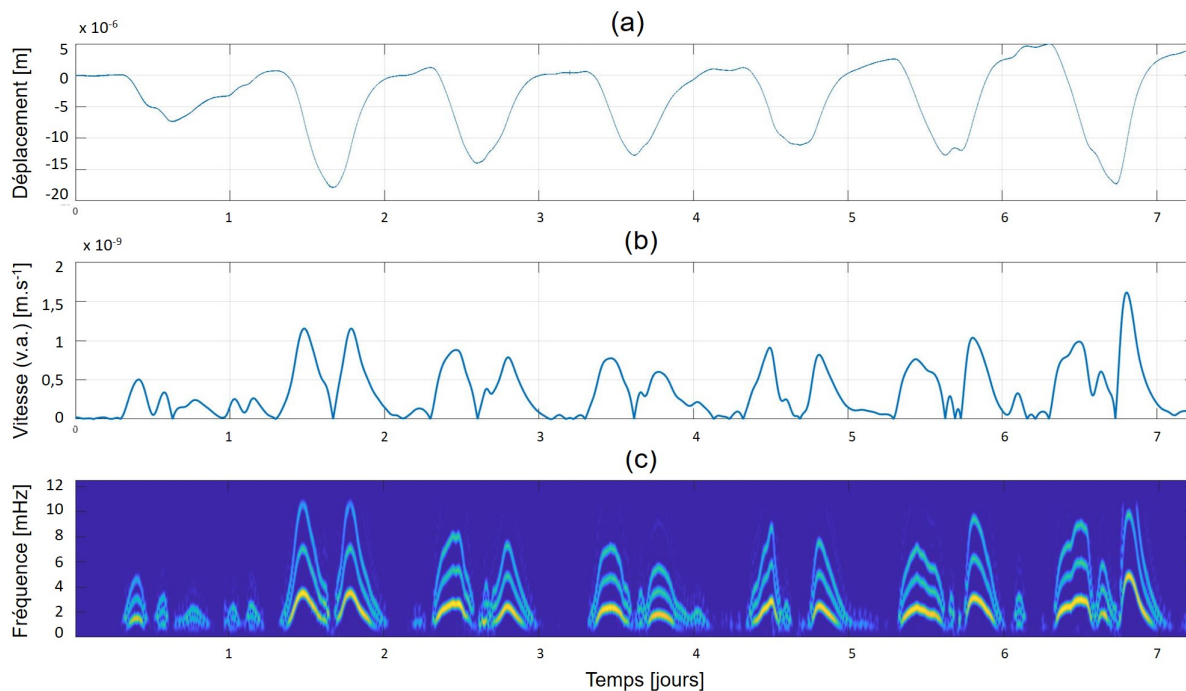


FIGURE 5.2 – Signaux de la composante Nord du sismomètre HIPERSIS sur la Soufrière du 24.09 au 01.10 2019. (a) Déplacement mesuré sur la voie Nord du sismomètre HIPERSIS. (b) Valeur absolue de la vitesse de la composante Nord filtrée passe-bas à 20000 secondes ($5 \cdot 10^{-5}$ Hz). (c) Spectrogramme de la composante Nord.

Dans les conditions maîtrisées d'un laboratoire, cela pose peu de problèmes. Par contre, l'exploitation de la même solution dans un environnement réel, qui plus est soumis à de fortes variations de température, est une toute autre histoire. Il est important de rappeler ici que nous avons cherché à réduire au maximum la consommation électrique de l'ensemble de l'interrogateur installé sur la Soufrière. De ce fait, la température de la diode laser installée là-bas n'est pas régulée. Une partie des travaux portés par l'ESEO concerne la stabilisation de la température de la diode laser par des méthodes passives, et la régulation active à faible consommation.

Ainsi, l'expérimentation menée sur la grande Soufrière de Guadeloupe fait apparaître des motifs très basse fréquence en totale concordance avec les variations de température extérieure¹. La figure 5.2 présente des signaux de la voie Nord du sismomètre HIPERSIS installé sur la Soufrière, sur une période de 7 jours. On observe tout d'abord un caractère cyclique journalier dans les déplacements bruts, fictifs, de la voie Nord (figure 5.2 (a)). Ceci s'explique très simplement par la variation de température extérieure au voisinage de la diode laser. La température extérieure, ainsi que la variation de cette température

1. On rappelle ici que la diode laser utilisée n'est pas régulée en température.

en valeur absolue sont présentées figure 5.3. On peut observer des écarts journaliers allant jusqu'à 15 degrés Celsius environ. Plus encore, on a vu que la longueur d'onde de la diode laser augmente avec la température. La phase instantanée en sortie de démodulation synchrone étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde (équation 2.1), on retrouve un déplacement fictif inversement proportionnel à cette variation de température au cours de la journée.

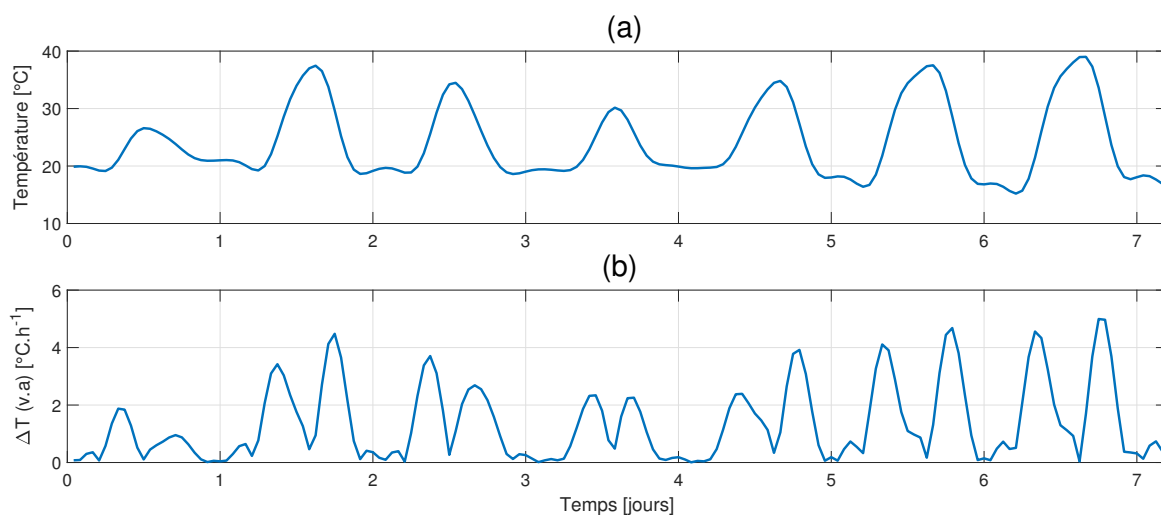


FIGURE 5.3 – Température enregistrée sur la Soufrière du 24 septembre au 01 octobre 2019. (a) Température extérieure (b) Valeur absolue de la variation de température extérieure.

Ensuite, il est intéressant de s'attarder sur la vitesse en valeur absolue, présentée sur la figure 5.2 (b), et au spectrogramme très basse fréquence des signaux de la composante Nord du sismomètre HIPERSIS. On remarque sans grande surprise une excellente concordance entre ces deux observations. Pour aller plus loin dans l'analyse, on présente les mêmes signaux de déplacement, filtrés dans la bande $[0,001-0,05]$ Hz (soit de 20 à 1000 secondes) figure 5.4. On note l'apparition de motifs de bruit en cohérence avec les observations précédentes. L'amplitude du bruit généré par ce phénomène est de l'ordre de 2 nanomètres crête, ce qui est loin d'être négligeable devant les quelques dizaines de picomètres d'écart-type estimés dans les zones « calmes ».

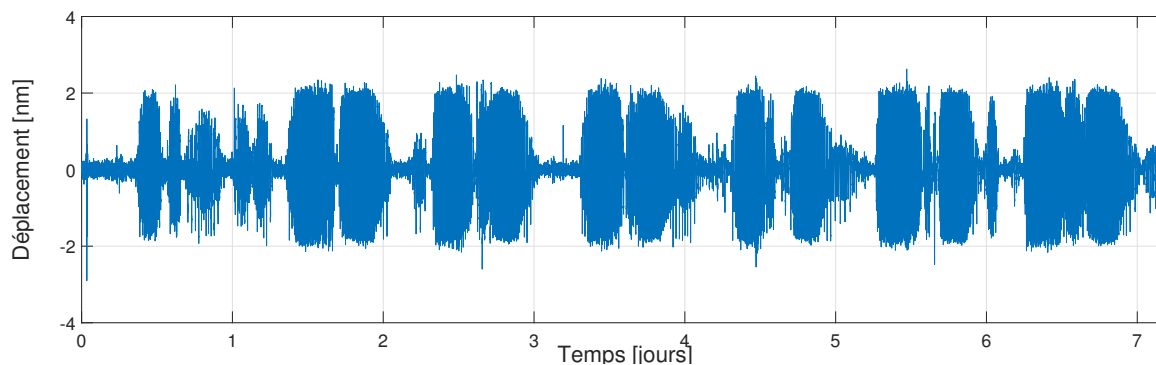


FIGURE 5.4 – Signaux de la composante Nord du sismomètre HIPERSIS sur la Soufrière 24 septembre au 01 octobre 2019, filtrés dans la bande $[0,001-0,05]$ Hz

5.2.2 Mécanique et instrumentation

Concernant les aspects mécanique et instrumentation associées, nous avons évoqué dans le chapitre 3 la possibilité de faire du *tracking* de fonction de transfert d'un oscillateur mécanique pendant la vie de l'instrument. Cette idée est toujours à l'étude. On va par exemple chercher à augmenter le facteur de qualité de l'oscillateur GHIP afin d'accroître la précision de ce *tracking*. Pour finir, l'identification de systèmes non-linéaires selon des modèles types Hammerstein par exemple [Novák et al., 2010] va très certainement être mise en place.

Ensuite, il est clair que les systèmes développés ces dernières années par le Groupe ESEO et le laboratoire LAUM ont vocation à adresser d'autres types de capteurs, en fonction des besoins. Certains, comme des hydrophones, ou des extensomètres, sont déjà en cours d'étude.

5.2.3 Hybridation avec des capteurs à fibre optique

Les capteurs à fibre optique utilisés dans le cadre des travaux de cette thèse font partie de la famille des capteurs à fibre optique extrinsèque. Ainsi, la fibre optique est utilisée à des fins de transmission de l'information. Il existe également des techniques de mesures pour lesquelles la fibre optique ne se limite pas à sa seule capacité de transport, mais constitue bel et bien un capteur, dit intrinsèque. A ce stade, on pourrait imaginer une utilisation jointe, voire une hybridation de ces systèmes. On distingue deux modalités de capteurs à fibre optique : les réseaux de Bragg et les systèmes DAS².

5.2.3.1 Les capteurs à fibre optique ponctuels : capteurs à réseau de Bragg

Un réseau de Bragg résulte en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique. Si une source lumineuse large spectre est envoyée dans la fibre, le réseau ainsi créé réfléchit la lumière à une certaine longueur d'onde dite longueur d'onde de Bragg, qui est fonction du pas du réseau de longueur Λ (cf. figure 5.5). La longueur d'onde de Bragg (notée λ_B) peut être déterminée par l'analyse de franges d'interférences constructives produites par ces réflexions.

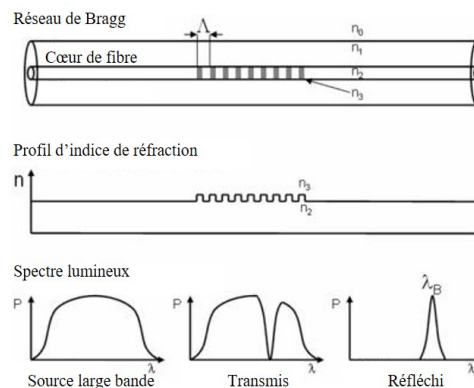


FIGURE 5.5 – Réseau de Bragg fibré et sa réponse spectrale.

Les réflexions émises par chaque segment d'indice de réfraction alterné interfèrent de manière constructive uniquement pour une longueur d'onde particulière appelée longueur d'onde de Bragg et décrite dans l'équation.

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad . \quad (5.1)$$

En résumé, un réseau de Bragg reflète une fréquence spécifique de lumière tout en transmettant toutes les autres.

Lorsque le réseau est sollicité mécaniquement ou thermiquement, ses caractéristiques influent sur la longueur d'onde de Bragg (figure 5.6 (a)). Ce principe permet de mesurer les déformations et les changements de température à l'endroit où est positionné le réseau dans la fibre optique.

Étant donné que la longueur d'onde de Bragg dépend du pas du réseau, les capteurs à réseau de Bragg peuvent être fabriqués avec des longueurs d'onde de Bragg variées, ce qui permet à différents capteurs de réfléchir des longueurs d'onde de lumière uniques. Plusieurs réseaux peuvent donc être inscrits avec des espacements allant de quelques centimètres à plusieurs dizaines de mètres ; on multiplexe alors ces capteurs ponctuels (figure 5.6 (b)). Un compromis doit être trouvé entre l'étendue de mesure souhaitée et le nombre de réseaux.

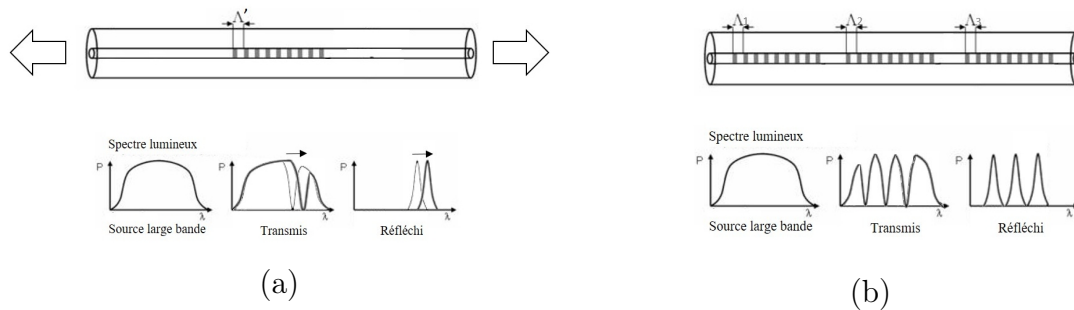


FIGURE 5.6 – (a) Réseau de Bragg fibré soumis à une déformation longitudinale et sa réponse spectrale (b) Multiplexage en longueur d'onde de réseaux de Bragg fibrés.

D'autres techniques sont également mises en place comme le multiplexage temporel, réalisé grâce à des réseaux de même longueur d'onde et de faible réflectivité [Crunelle et al., 2009]. La principale limitation de cette technique est justement liée au fait que plus on souhaite insérer de réseaux, plus leur réflectivité doit être faible, afin de rendre possible la détection des réseaux les plus éloignés.

Finalement, les capteurs à réseaux de Bragg présentent d'excellentes performances. Leur point faible majeur réside dans le fait qu'il est impossible de mesurer un quelconque phénomène entre les différents réseaux de Bragg présents dans la fibre. D'autres types de capteurs à fibre optique - dits répartis - permettent des investigations « continues ». Ces techniques de mesures ont été mises en œuvre dans des contextes géophysiques par [Bostick, 2000] et [Keul et al., 2005] notamment.

5.2.3.2 Les capteurs à fibre optique distribués

Les capteurs à fibre optique distribués, ou répartis, sont basés sur l'exploitation du phénomène de diffusion de la lumière dans la silice le long de la fibre optique. Ainsi, lorsqu'une onde monochromatique de longueur d'onde λ_0 injectée dans la fibre rencontre les aspérités de la silice, une partie de cette onde est diffusée de manière isotrope dans le milieu, tandis qu'une autre est absorbée par le matériau. La fibre optique étant un guide d'onde privilégiant les deux sens de propagation, les parties diffusées et retrodiffusées se propagent alors dans le milieu. la figure 5.7 présente un schéma de principe d'un système DAS.

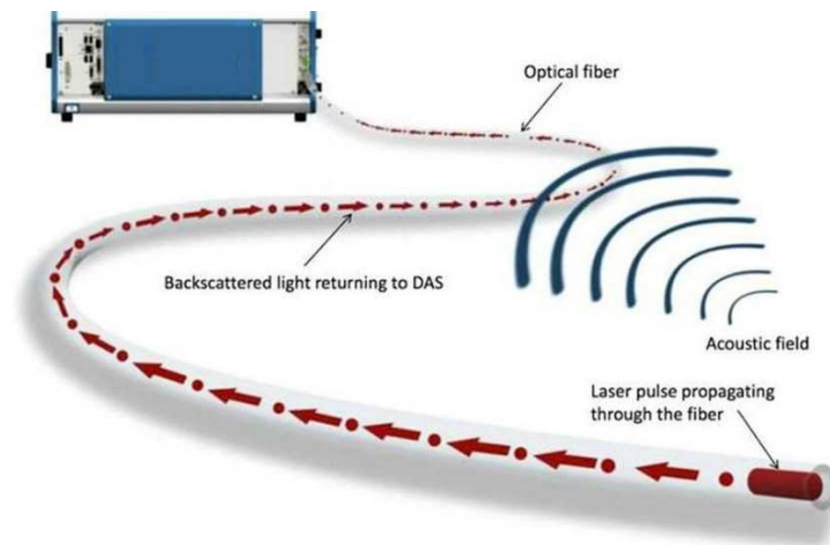


FIGURE 5.7 – Schéma de principe d'un système DAS. Le système envoie une onde lumineuse dans une fibre optique, et capte l'onde rétropropagée, porteuse d'une éventuelle information de déformation de la fibre optique, ou une évolution de la température et/ou de la pression au voisinage de la fibre optique [Bernard et al., 2019a].

On distingue aujourd'hui trois phénomènes de rétro-diffusion utilisés dans les capteurs à fibre optique répartis :

- La rétro-diffusion Rayleigh.
Il s'agit d'une rétro-diffusion linéaire. Elle est due à la diffusion élastique entre les photons incidents et les molécules de silice. Ainsi, l'onde incidente est en partie rétro-diffusée à une fréquence identique. C'est ce phénomène qui est en grande partie responsable des pertes linéaires passives dans les fibres optiques utilisées en télécommunications.
- La rétro-diffusion Brillouin.
Elle est due à une diffusion inélastique de la lumière dans la silice. Les photons gagnent ou perdent de l'énergie au contact de la matière, ce qui provoque un décalage de longueur d'onde entre la lumière incidente et rétro-diffusée. Lors d'une perte d'énergie, la fréquence de l'onde rétro-diffusée diminue (*i.e.* la longueur d'onde augmente) par rapport à la fréquence de l'onde incidente ; on parle alors d'onde Stokes. À l'inverse, lors d'un gain d'énergie, la fréquence de l'onde rétro-diffusée augmente par rapport à la fréquence de l'onde incidente, on parle d'onde anti-Stokes (figure

5.8).

— La rétro-diffusion Raman.

Son principe est le même que la rétro-diffusion Brillouin, à ceci près qu'elle n'est sensible qu'aux vibrations moléculaires essentiellement dues à la température du matériau. La rétro-diffusion Raman est sensible à la température et à la déformation.

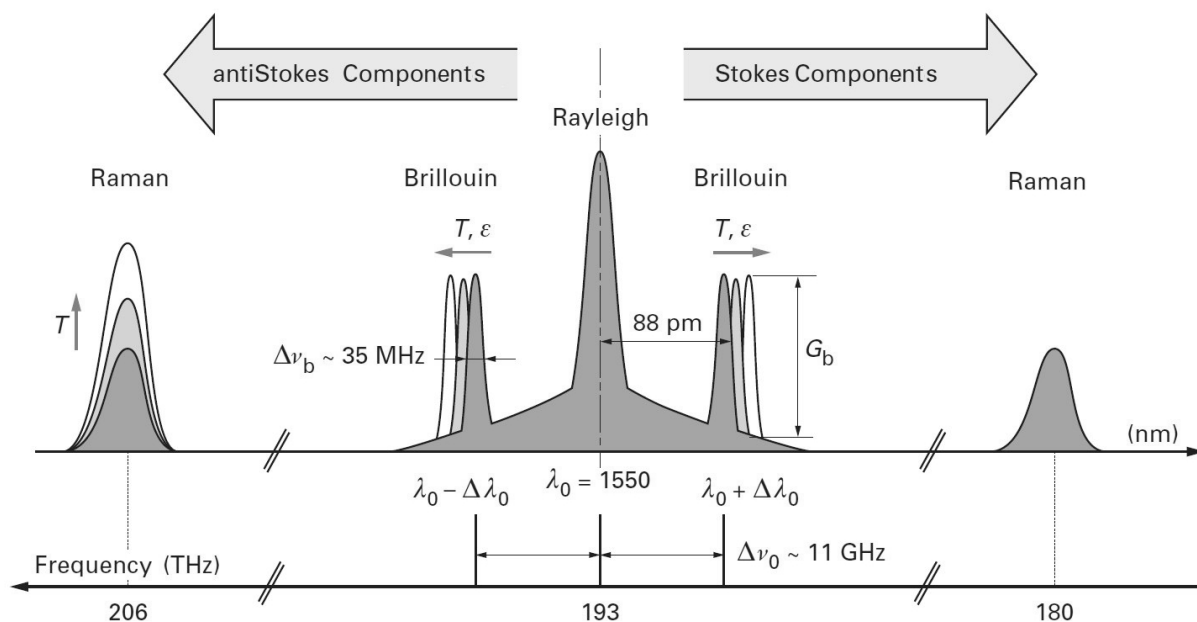


FIGURE 5.8 – Spectre de rétro-diffusion illustrant les phénomènes Rayleigh, Raman et Brillouin dans les fibres en silice, pour une excitation à λ_0 égale à 1550 nm [Ferdinand, 2014]

On peut exploiter ces trois phénomènes de bien des manières selon les objectifs visés en termes de type de mesure (température, déformation etc.), des performances attendues (résolution spatiale, longueur de la portion étudiée etc.) et du type de fibre utilisée (mono-mode, multimode). [Lu et al., 2019] notamment propose une revue relativement complète de toutes ces modalités et des applications associées.

Plus proches de nos problématiques géophysiques, [Jousset et al., 2018], [Lindsey et al., 2017], [Lellouch et al., 2019] ou encore [Karrenbach et al., 2019] sont autant de mises en application de ces techniques de mesure pour la géophysique au sens large. [Zhan, 2020] propose d'ailleurs une belle rétrospective *géophysique* orientée systèmes DAS.

5.2.4 Techniques d'analyse de données

Un autre axe d'étude intéressant à considérer est celui de l'analyse de données pour la détection et la classification d'événements sismiques. Cette thématique n'est pas nouvelle dans la communauté des géophysiciens [Allen, 1978], [Lahr et al., 1994], et déjà explorée dans des contextes volcaniques notamment [Hibert et al., 2014], [Langer et al., 2006], [Malfante et al., 2018] et jusqu'à récemment [Falcin et al., 2020].

5.2.5 Études de phénomènes géophysiques et surveillance sismique

Pour finir cette section relative aux perspectives, nous citerons deux mises en application à court et moyen terme. Tout d'abord, nos observations sur le dôme de la Soufrière en Guadeloupe vont se poursuivre, en collaboration avec l'IPGP et l'OVSG. En effet, nous réfléchissons déjà à l'éventuelle relocalisation du sismomètre déjà en place, afin d'optimiser le rapport signal à bruit des signaux microsismiques provenant de l'actuelle zone active sous le dôme. En outre, il nous faut encore présenter des preuves effectives d'un réel apport de nos système à l'étude et à la surveillance du volcan la Soufrière. Le cas échéant, il sera possible d'envisager l'implantation d'autres capteurs similaires, participant à la création d'un véritable réseau de sismomètres optiques.

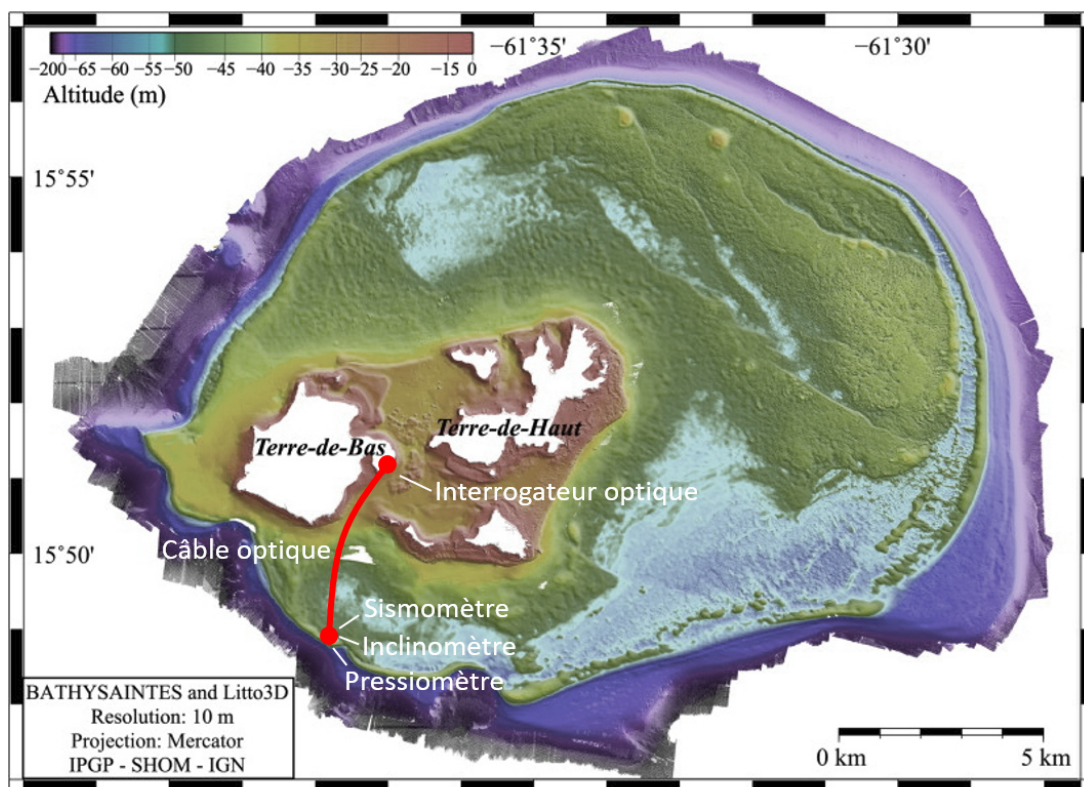


FIGURE 5.9 – Plan d'implantation des équipements de surveillance et d'observation sismique au large de l'archipel des Saintes (Guadeloupe)

Ensuite, un sismomètre composé des géophones développés dans le cadre de cette thèse, accompagnés d'un système ZD, va être déployé au large de l'archipel des Saintes de Guadeloupe. La zone visée par cette étude, située par 45 mètres de fond à environ 5 kilomètres des côtes les plus proches, présente une microsismicité importante, que les géophysiciens cherchent à caractériser. Ceci ne pourra se faire qu'en disposant de données locales accessibles en temps réel sur le long terme. La figure 5.9 présente le plan d'implantation de l'interrogateur optique et du sismomètre. Cette campagne de surveillance fait partie du projet INTERREG Caraïbes PREST³.

3. PREST : plateforme régionale de surveillance tellurique - <https://www.interreg-caraibes.fr/prest>

Pour terminer, on peut citer trois autres projets notables en cours :

- le projet MARMOR⁴ qui inclut notamment l’installation de sismomètres optiques en fond de mer (1000-2000 mètres) au large de Mayotte et la R&D associée pour la construction de sismomètres large bande interrogeables à longue distance (plusieurs dizaines de kilomètres) ;
- le projet ANR MONIDAS⁵ qui vise à développer et à appliquer la technologie DAS (cf. section 5.2.3.2) à la surveillance et à la réduction des risques sismiques et volcaniques sur le Stromboli (Italie) notamment ;
- le projet INERIS-IPGP, au sein duquel seront testés *in situ* les premiers prototypes d’extensomètres Fabry-Perot sur fibre, dans la mine de Garpenberg (Suède).

5.3 Conclusion générale

Nous avons commencé ce travail de thèse avec une idée en tête : contribuer à l’émergence de nouveaux systèmes de mesure de vibrations du sol, adaptés aux environnements difficiles et pouvant permettre une surveillance améliorée, longue durée et à coût moindre de sites présentant un intérêt en termes de compréhension des mécaniques sismiques, et de protection de la population (on peut ajouter à cela des besoins industriels variés : forages géothermiques ou pétroliers, sites d’enfouissements, etc.).

Si les travaux présentés dans ce manuscrit ne répondent bien évidemment pas à l’entière-té de cette problématique, ils auront néanmoins apporté un certain nombre de réponses (et de questions!) quant à la faisabilité de cet objectif, ceci grâce à la modélisation, la validation mais également l’expérimentation en conditions réelles de systèmes précurseurs en la matière.

Les systèmes opérationnels décrits ici ont d’ores et déjà vu une augmentation de leurs performances, en termes de qualité de mesure, d’intégration algorithmique temps réel, de consommation énergétique et de portabilité. L’intérêt de la communauté scientifique à leur égard ne cesse lui aussi de grandir, en témoignent les nombreux projets d’installation programmés par le groupe ESEO, le LAUM et l’IPGP.

4. Marine Advanced geophysical **R**esearch equipment and **M**ayotte multidisciplinary **O**bservatory for research and **R**esponse.

5. Natural hazard **M**onitoring using Distributed Acoustic Sensing (**DAS**).

Annexe A

Décompositions modales supplémentaires

Cette annexe présente les résultats complets des points de mesure lors de l'expérimentation de qualification du géophone GHIP en laboratoire (section 3.4). Les index des points de mesures sont précisés sur la figure 3.17.

A.1 Mesures sur la platine de déplacement

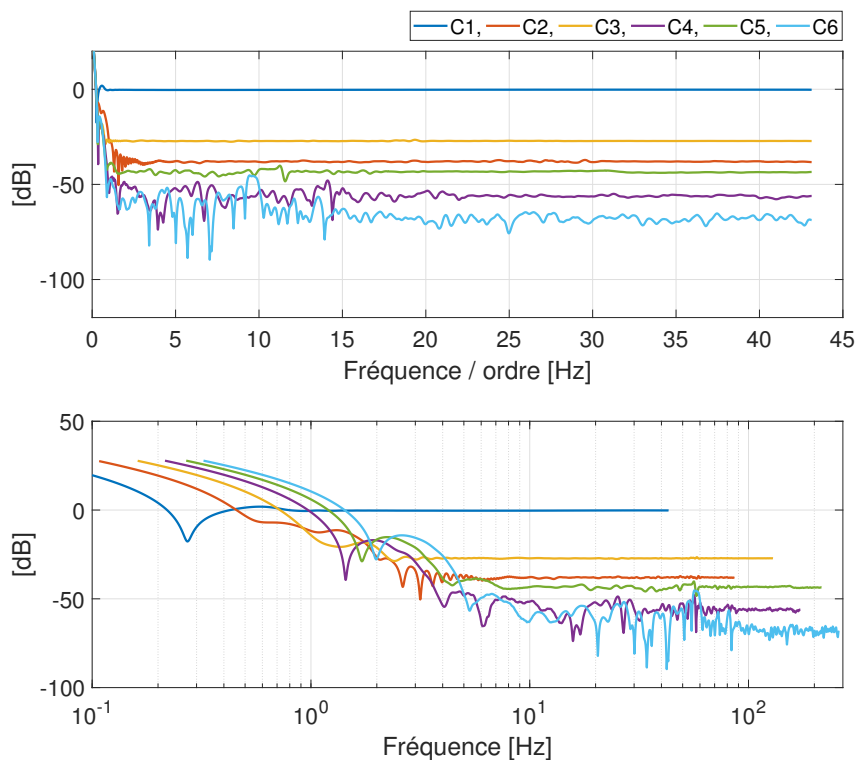


FIGURE A.1 – Décomposition modale sur la platine de déplacement

A.2 Mesures sur le bâti du géophone GHIP

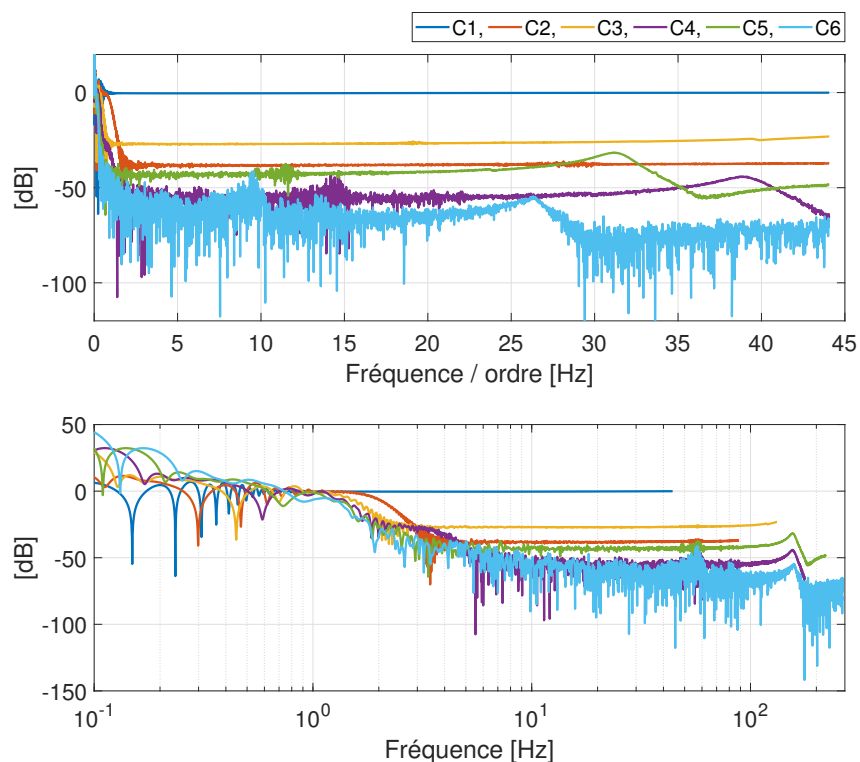


FIGURE A.2 – Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 3.

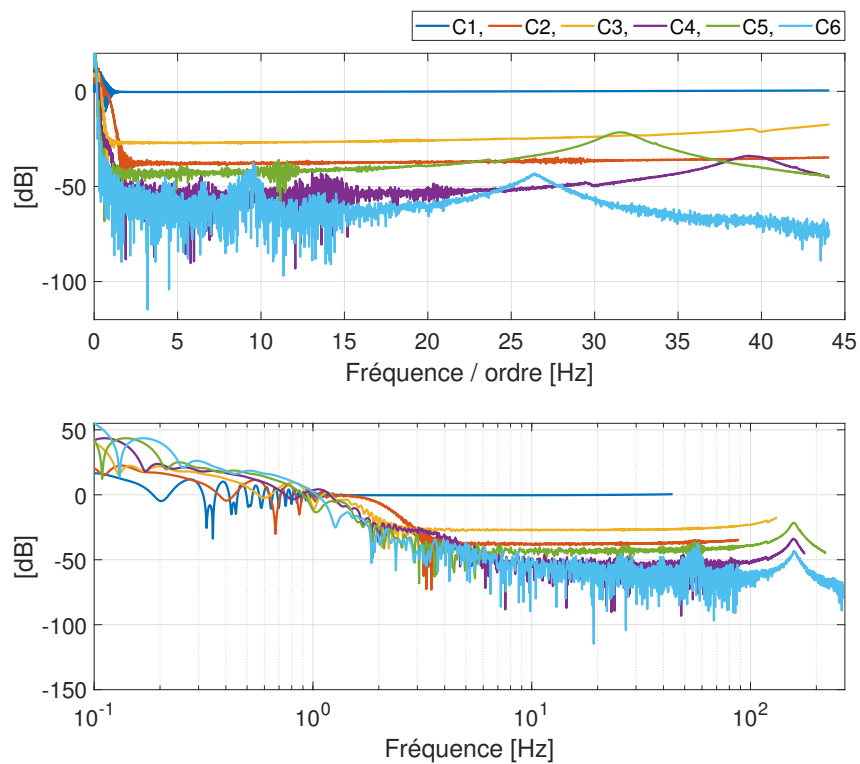


FIGURE A.3 – Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 4.

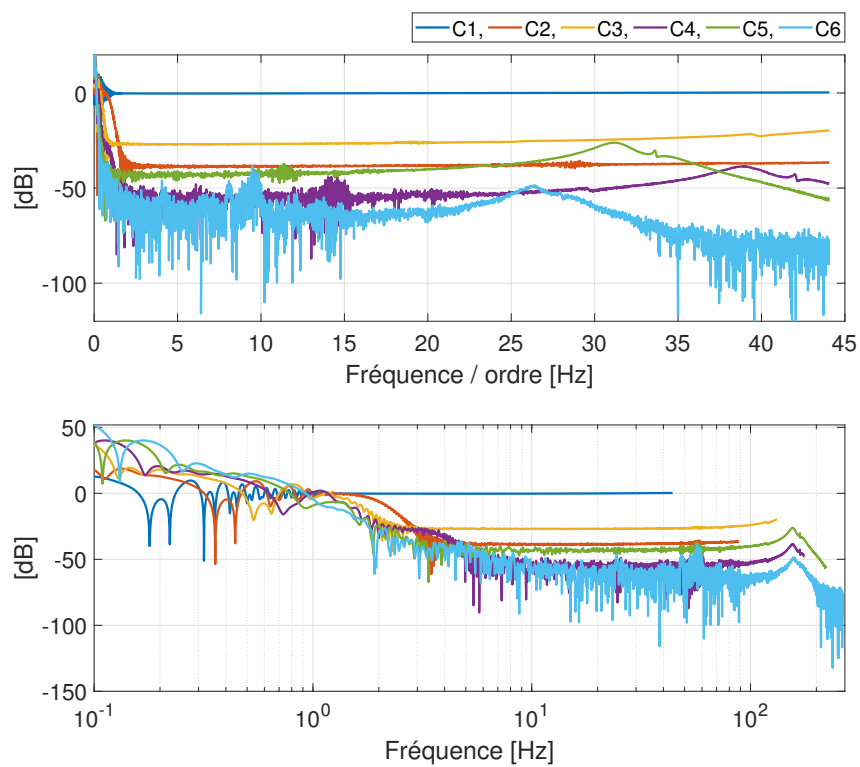


FIGURE A.4 – Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 8.

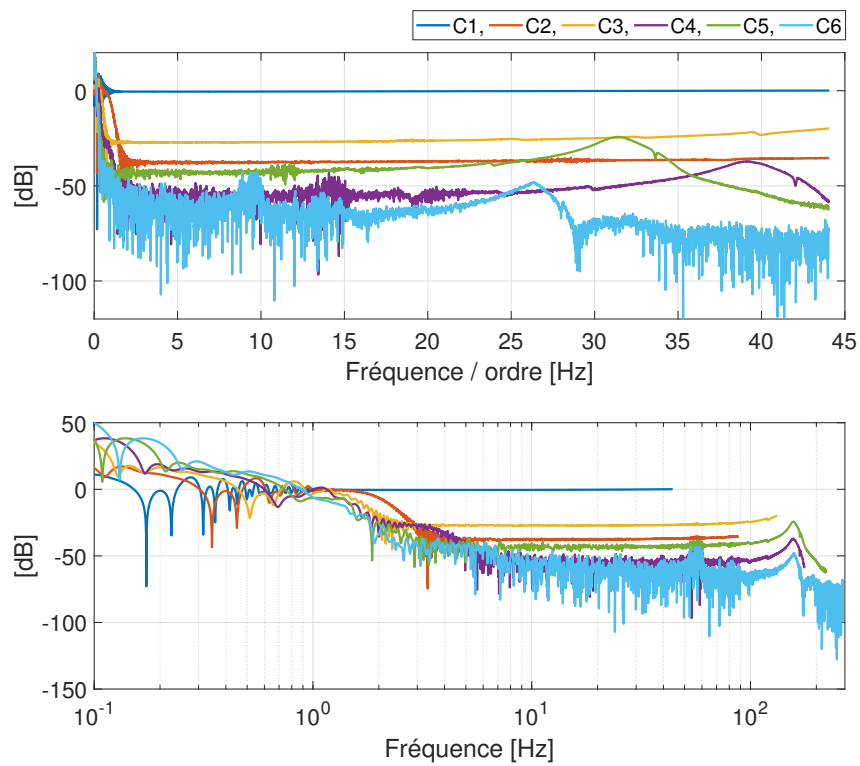


FIGURE A.5 – Décomposition modale sur le bâti du géophone à l'index 9.

A.3 Mesures sur la masse du géophone GHIP

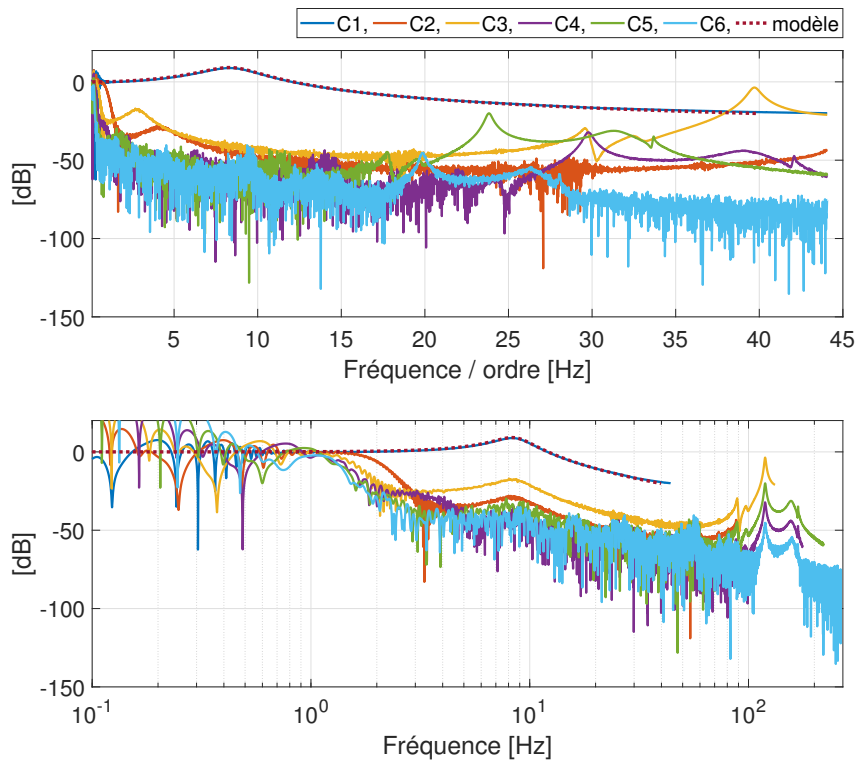


FIGURE A.6 – Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 1.

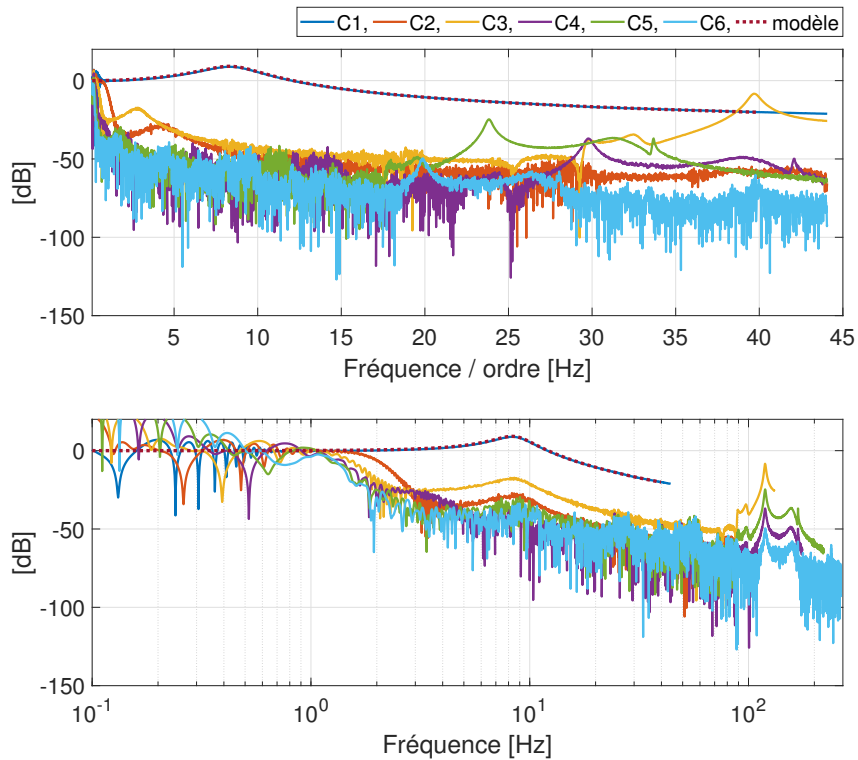


FIGURE A.7 – Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 5.

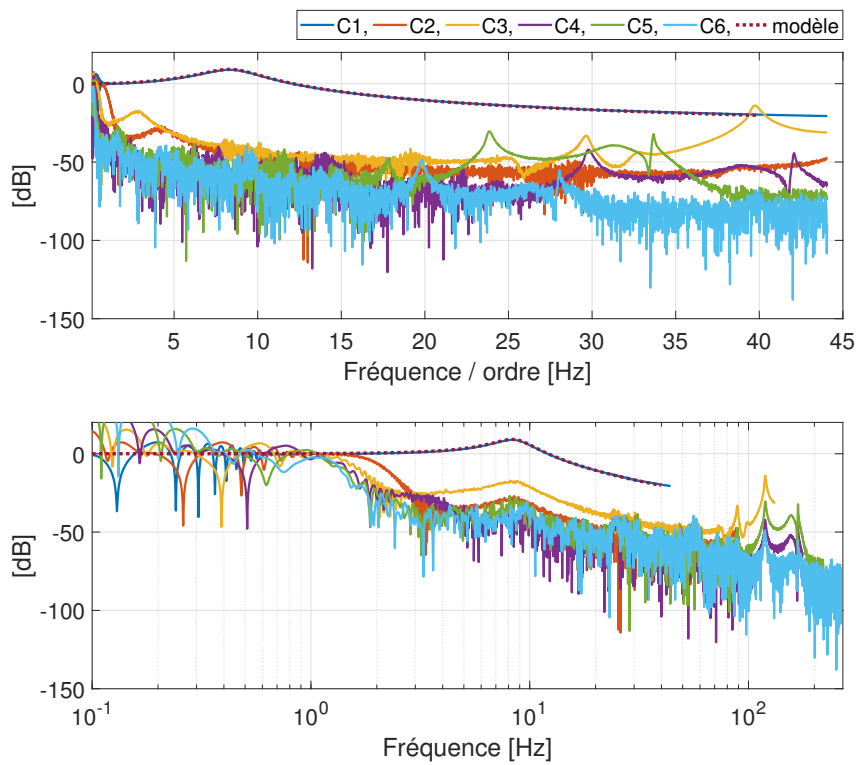


FIGURE A.8 – Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 6.

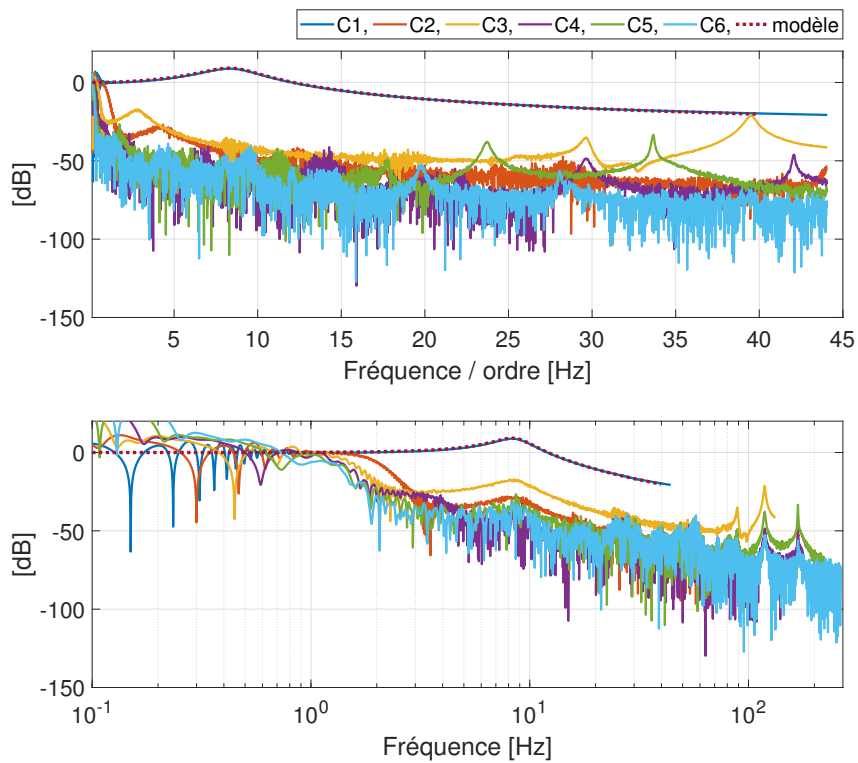


FIGURE A.9 – Décomposition modale sur la masse du géophone à l'index 7.

Annexe B

Détection automatique de séismes volcano-tectoniques de type 1 sur la station CSC.

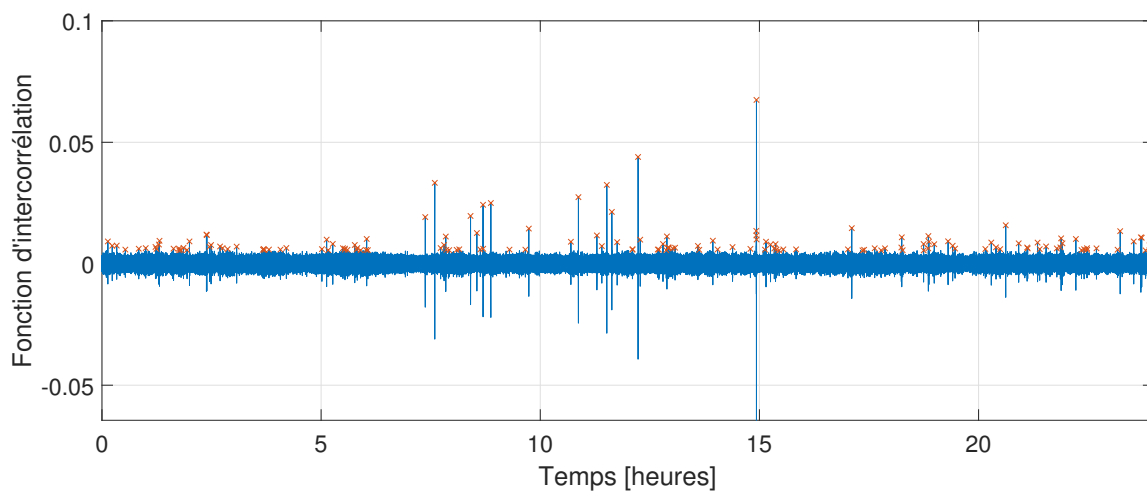


FIGURE B.1 – Fonction d'intercorrélation des signaux CSC avec le *template* Node 18 sur la journée du 21 novembre 2020. Les croix rouge indiquent la détection d'un événement VT1.

Annexe C

Séisme volcano-tectonique (famille 3)

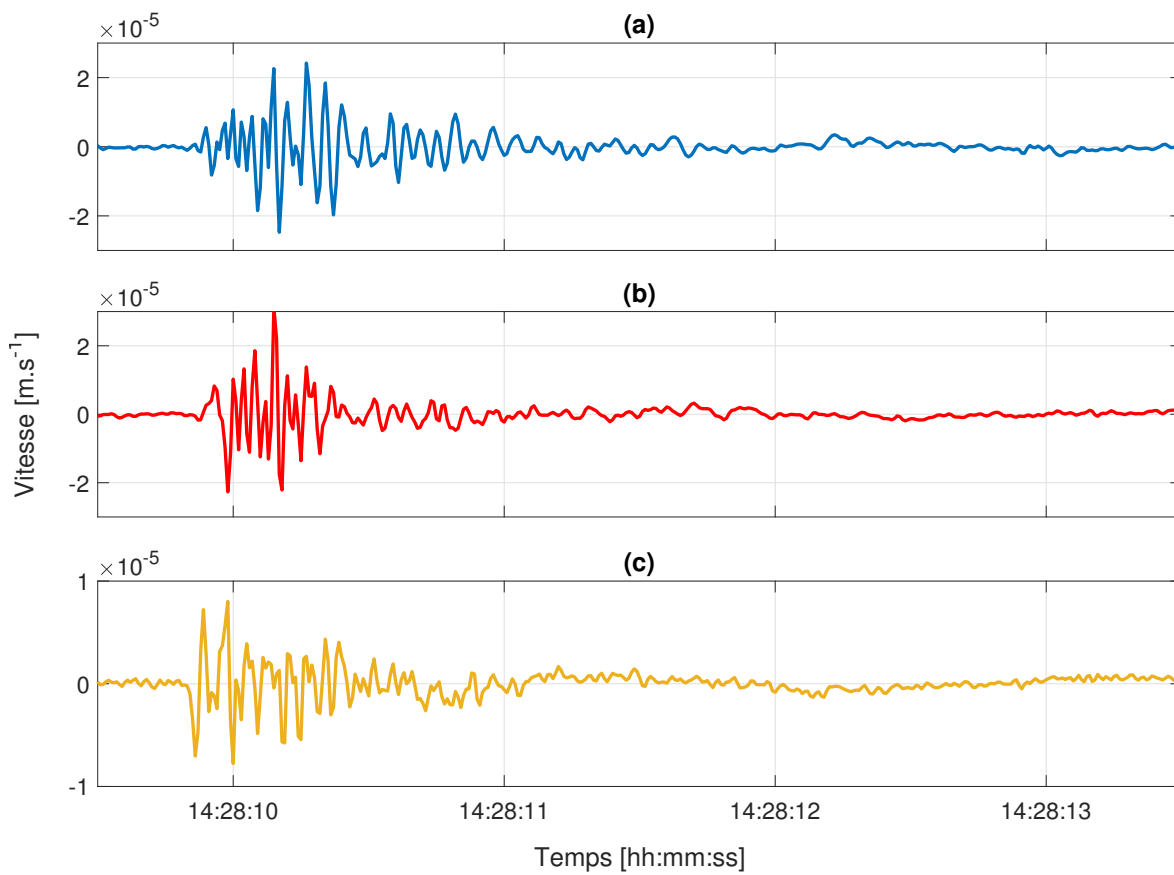
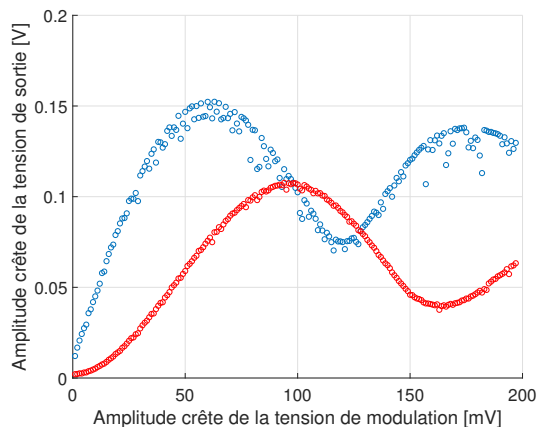


FIGURE C.1 – Séisme volcano-tectonique de type 3 du 17 novembre 2020. Vitesse du sol filtrée dans l'intervalle [0,5-30] Hz enregistrée par la station CSC. (a) Voie Nord - (b) Voie Est - (c) Voie Verticale.

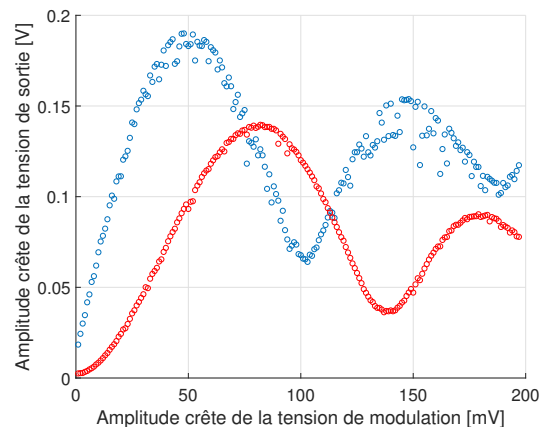
Annexe D

Variation des amplitudes des voies $I(t)$ et $Q(t)$

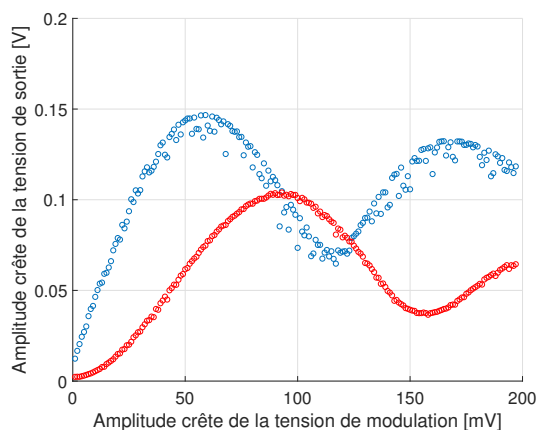
Cette annexe présente les résultats issus des mesures des amplitudes crête des signaux $I(t)$ et $Q(t)$ en sortie de photodiode en fonction de la température de fonctionnement et du point de fonctionnement en courant de la diode laser.



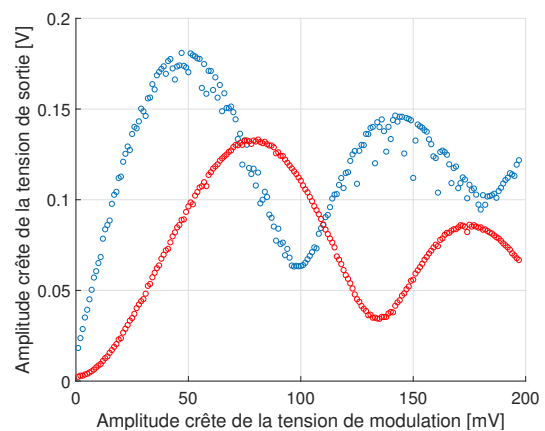
(a) $T=25^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=30\text{mA}$.



(b) $T=25^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=25\text{mA}$.



(c) $T=30^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=25\text{mA}$.



(d) $T=30^\circ\text{C}$, $I_{\text{moy}}=30\text{mA}$.

FIGURE D.1 – Visualisation des amplitudes crête des signaux $I(t)$ (bleu) et $Q(t)$ en sortie de photodiode.

Annexe E

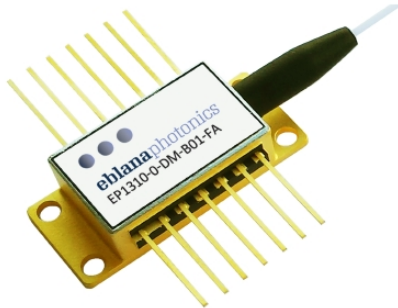
Datasheet EP1310-DM-B

1310nm DM LASER

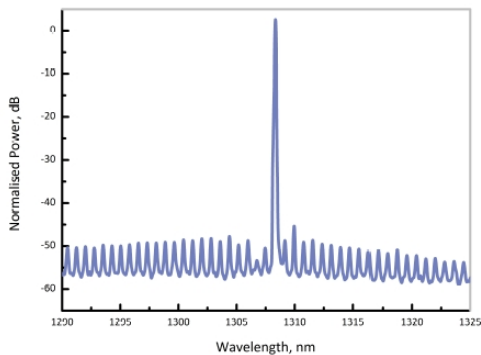
EP1310-DM-B



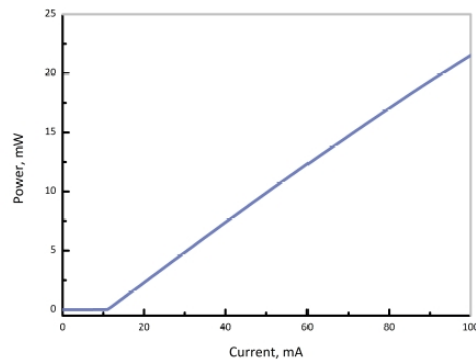
eblanaphotonics

**SUPERIOR PERFORMANCE**

Eblana Photonics EP1310-DM-B laser, available in the 1300-1310nm range, is designed for use in various comms and sensing applications, including FTTH, PON and datacomms systems. Eblana's Discrete-Mode (DM) technology enables tunable single-mode operation with no mode-hops, at a competitive price.



Typical optical spectrum at 25° C



Output power as a function of bias current

ELECTRO-OPTICAL CHARACTERISTICS* ($T_{SUB} = 25^{\circ}C$)

PARAMETER	SYMBOL	MIN	TYP	MAX	UNIT
Available Wavelength Range	λ	1300	1305	1310	nm
Wavelength Tolerance	λ_{spec}	$\lambda - 2$	λ	$\lambda + 2$	nm
Side Mode Suppression Ratio	SMSR	30	40	-	dB
Threshold Current	I_{th}	-	12	18	mA
Output Power in fiber	P_f	10	15	-	mW
Optical linewidth	Δf	-	-	2	MHz
Temperature Tuning Coefficient	T_{λ}	-	0.1	-	nm/°C
Current Tuning Coefficient	I_{λ}	-	0.015	-	nm/mA
Slope Efficiency	SE	0.14	0.2	-	mW/mA
Thermistor Resistance	R_T	9.5	10	10.5	k Ω
Thermistor Temp. Coefficient	C	-	-4.4	-	%/°C

* CW bias unless otherwise stated

©Eblana Photonics Series 1310-DM-B Rev 1.0



eblanaphotonics

www.eblanaphotonics.com

Sales@eblanaphotonics.com

Dublin, Ireland

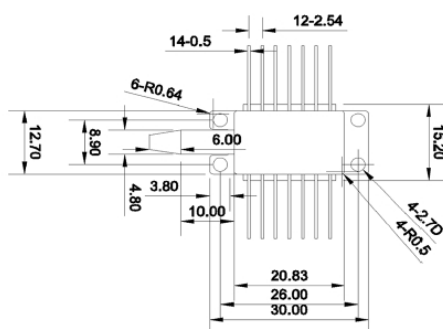
ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

PARAMETER	SYMBOL	MIN	MAX	UNIT
Forward Current	I_f	-	120	mA
Forward Voltage	V_f	-	2	V
TEC Current	I_{TEC}	-	1.2	A
Reverse Voltage LD	V_r	-	2	V
Reverse Voltage PD	V_{rev}	-	20	V
Case Temperature*	T_{Case}	-20	65	°C
Chip Submount Temperature	T_{Sub}	0	50	°C
Storage Temperature	$T_{storage}$	-40	85	°C

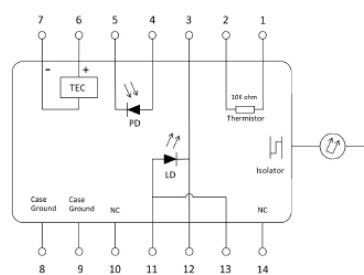
*For $T_{sub} < 25^{\circ}C$, Max Case Temperature should be derated to $T_{Case,Max} = T_{sub} + 40^{\circ}C$

PACKAGING

The EP1310-DM-B product series is offered in a 14-pin Butterfly package - Inquire for other packaging options. The standard package pinout is shown below, variations may be requested.



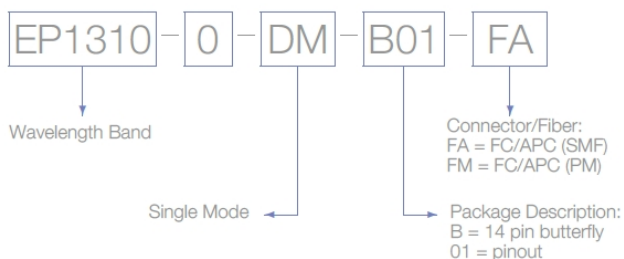
14-pin butterfly schematic



Standard "Pinout 01" option

HOW TO ORDER

Construct your part number using the following example and email your order to sales@eblanaphotonics.com, or call +353 1 675 3228.



Laser Safety

This is a Class 3R Laser Product as defined by International Standard IEC 60825-1, Edition 3. Invisible Laser radiation is emitted from the end of the fiber or connector. Avoid direct eye exposure to the beam. Laser safety labels are not attached to the module due to space limitations but instead are affixed to the outside of the shipping carton.

©Eblana Photonics 2017. Eblana Photonics Reserves the right to amend this document at any time, without prior warning. ©Eblana Photonics Series 1310-DM-B Rev 1.0

Bibliographie

- [Abramowitz and Stegun, 1965] Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (1965). *Handbook of Mathematical Functions : With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Applied mathematics series. Dover Publications.
- [Addy et al., 1996] Addy, R., Palmer, A., Thomas, K., and Grattan, V. (1996). Effects of external reflector alignment in sensing applications of optical feedback in laser diodes. *Journal of Lightwave Technology*, 14(12) :2672–2676.
- [Allard et al., 2014] Allard, P., Aiuppa, A., Beauducel, F., Gaudin, D., Di Napoli, R., Calabrese, S., Parello, F., Crispi, O., Hammouya, G., and Tamburello, G. (2014). Steam and gas emission rate from La Soufriere volcano, Guadeloupe (Lesser Antilles) : Implications for the magmatic supply during degassing unrest. *Chemical Geology*, 384 :76–93.
- [Allen, 1978] Allen, R. V. (1978). Automatic earthquake recognition and timing from single traces. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 68(5) :1521–1532.
- [Amorebieta et al., 2020] Amorebieta, J., Ortega-Gomez, A., Durana, G., Fernández, R., Antonio-Lopez, E., Schülzgen, A., Zubia, J., Amezcua-Correa, R., and Villatoro, J. (2020). Highly sensitive multicore fiber accelerometer for low frequency vibration sensing. *Scientific Reports*, 10(1) :16180.
- [Araya et al., 1993] Araya, A., Kawabe, K., Sato, T., Mio, N., and Tsubono, K. (1993). Highly sensitive wideband seismometer using a laser interferometer. *Review of Scientific Instruments*, 64(5) :1337–1341.
- [Beauducel et al., 2020] Beauducel, F., Lafon, D., Béguin, X., Saurel, J.-M., Bosson, A., Mallarino, D., Boissier, P., Brunet, C., Lemarchand, A., Anténor-Habazac, C., Nercessian, A., and Fahmi, A. A. (2020). WebObs : The Volcano Observatories Missing Link Between Research and Real-Time Monitoring. *Frontiers in Earth Science*, 8.
- [Berger et al., 2014] Berger, J., Davis, P., Zumberge, M., and Widmer-Schmidrig, R. (2014). Performance of an optical seismometer from 1 μ Hz to 10 Hz. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 104(5) :2422–2429.
- [Bernard, 2001] Bernard, P. (2001). From the search of ‘precursors’ to the research on ‘crustal transients’. *Tectonophysics*, 338(3-4) :225–232.

- [Bernard, 2017] Bernard, P. (2017). *Pourquoi la Terre tremble*. Belin edition.
- [Bernard et al., 2019a] Bernard, P., Feron, R., Plantier, G., Nercessian, A., Couteau, J., Feuilloy, M., Sourice, A., Cattoen, M., Seat, H.-C., Chawah, P., Chéry, J., Brunet, C., Boudin, F., Boyer, D., Gaffet, S., Géli, L., and Pelleau, P. (2019a). High resolution passive optical seismometer connected to a long fiber for onland and offshore remote applications. In *EGU General Assembly, Viena, Austria*, EGU General Assembly Conference Abstracts, page 17257, Viena.
- [Bernard et al., 2019b] Bernard, P., Feron, R., Plantier, G., Nercessian, A., Couteau, J., Sourice, A., Feuilloy, M., Cattoen, M., Seat, H., Chawah, P., Chéry, J., Brunet, C., Boudin, F., Boyer, D., Gaffet, S., Geli, L., and Pelleau, P. (2019b). Onland and Offshore Extrinsic Fabry–Pérot Optical Seismometer at the End of a Long Fiber. *Seismological Research Letters*, 90(6) :2205–2216.
- [Bernard et al., 2017] Bernard, P., Plantier, G., Brunet, C., Nercessian, A., Sourice, A., Feuilloy, M., Feron, R., Cattoen, M., Seat, H. C., Chawah, P., Chéry, J., Boudin, F., Boyer, D., and Gaffet, S. (2017). The lines high resolution optical seismometer. In *EAGE/DGG 2017*, Potsdam.
- [Bostick, 2000] Bostick, F. X. T. (2000). Field experimental results of three-component fiber-optic seismic sensors. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 19(1) :21–24.
- [Boudin et al., 2013] Boudin, F., Allgeyer, S., Bernard, P., Hébert, H., Olcay, M., Mada-riaga, R., El-Madani, M., Vilotte, J.-P., Peyrat, S., Nercessian, A., Schurr, B., Esnoult, M.-F., Asch, G., Nunez, I., and Kammenthaler, M. (2013). Analysis and modelling of tsunami-induced tilt for the 2007, $M = 7.6$, Tocopilla and the 2010, $M = 8.8$ Maule earthquakes, Chile, from long-base tiltmeter and broadband seismometer records. *Geophysical Journal International*, 194(1) :269–288.
- [Cecchi, 1877] Cecchi, F. (1877). Sismografo elettrico a carte affumicate scorrevoli. *L'Elettricista*, I(1).
- [Chawah, 2012] Chawah, P. (2012). *Développement d'un capteur de déplacement à fibre optique appliqué à l'inclinométrie et à la sismologie*. PhD thesis.
- [Chawah et al., 2015] Chawah, P., Chéry, J., Boudin, F., Cattoen, M., Seat, H., Plantier, G., Lizion, F., Sourice, A., Bernard, P., Brunet, C., Boyer, D., and Gaffet, S. (2015). A simple pendulum borehole tiltmeter based on a triaxial optical-fibre displacement sensor. *Geophysical Journal International*, 203(2) :1026–1038.
- [Chawah et al., 2011] Chawah, P., Sourice, A., Plantier, G., and Chery, J. (2011). Real time and adaptive Kalman filter for joint nanometric displacement estimation, parameters tracking and drift correction of EFFPI sensor systems. *Proceedings of IEEE Sensors*, 0 :882–885.

- [Chawah et al., 2012] Chawah, P., Sourice, A., Plantier, G., Seat, H. C., Boudin, F., Chery, J., Cattoen, M., Bernard, P., Brunet, C., Gaffet, S., and Boyer, D. (2012). Amplitude and Phase Drift Correction of EFPI Sensor Systems Using Both Adaptive Kalman Filter and Temperature Compensation for Nanometric Displacement Estimation. *Journal of Lightwave Technology*, 30(13) :2195–2202.
- [Chéry et al., 2012] Chéry, J., Boudin, F., Seat, H. C., Cattoen, M., Chawah, P., Plantier, G., Sourice, A., Bernard, P., Brunet, C., Gaffet, S., and Boyer, D. (2012). Detecting aseismic transient motion on faults using new optical tiltmeters and seismometers. In *AGU Fall Meeting, San Francisco, California*, San Francisco, California, USA, Unknown Region.
- [Clinton and Heaton, 2002] Clinton, J. F. and Heaton, T. H. (2002). Potential Advantages of a Strong-motion Velocity Meter over a Strong-motion Accelerometer. *Seismological Research Letters*, 73(3) :332–342.
- [Coogler, 1983] Coogler, J. M. (1983). Tapered geophone spring.
- [Crunelle et al., 2009] Crunelle, C., Caucheteur, C., Wuilpart, M., and Mégret, P. (2009). Quasi-distributed temperature sensor combining Fibre Bragg Gratings and temporal reflectometry technique interrogation. *Optics and Lasers in Engineering*, 47(3-4) :412–418.
- [Dandridge et al., 1982] Dandridge, A., Tveten, A., and Giallorenzi, T. (1982). Homodyne Demodulation Scheme for Fiber Optic Sensors Using Phase Generated Carrier. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30(10) :1635–1641.
- [Davis et al., 1987] Davis, C. M., Eustace, J. G., Zarobila, C. J., and Rodgers, P. W. (1987). Fiber-Optic Seismometer. page 203.
- [Di Domenico et al., 2010] Di Domenico, G., Schilt, S., and Thomann, P. (2010). Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape. *Applied Optics*, 49(25) :4801.
- [Elliott et al., 1982] Elliott, D. S., Roy, R., and Smith, S. J. (1982). Extracavity laser band-shape and bandwidth modification. *Physical Review A*, 26(1) :12–18.
- [Elliott and Yantis, 1965] Elliott, R. G. and Yantis, H. A. (1965). Compound diaphragm spring.
- [Elskamp and Hagedoorn, 1962] Elskamp, P. T. and Hagedoorn, J. G. (1962). Seismometer.
- [Fabry et al., 1997] Fabry, F., Frush, C., Zawadzki, I., and Kilambi, A. (1997). On the extraction of near-surface index of refraction using radar phase measurements from ground targets. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 14(4) :978–987.

- [Falcin et al., 2020] Falcin, A., Métaixian, J.-P., Mars, J., Stutzmann, E., Komorowski, J.-C., Moretti, R., Malfante, M., Beauducel, F., Saurel, J.-M., Dessert, C., Burtin, A., Ucciani, G., de Chabalier, J.-B., and Lemarchand, A. (2020). A machine-learning approach for automatic classification of volcanic seismicity at La Soufrière Volcano, Guadeloupe. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, page 107151.
- [Ferdinand, 2014] Ferdinand, P. (2014). The Evolution of Optical Fiber Sensors Technologies During the 35 Last Years and Their Applications in Structure Health Monitoring. In Cam, L., Vincent, Mevel, Laurent, Schoefs, and Franck, editors, *EWSHM - 7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, Nantes, France. IFSTTAR, Inria, Université de Nantes.
- [Feron et al., 2020] Feron, R., Bernard, P., Feuillo, M., Ménard, P., Nercessian, A., Deroussi, S., Kitou, T., and Plantier, G. (2020). First Optical Seismometer at the Top of La Soufrière Volcano, Guadeloupe. *Seismological Research Letters*, 91(5) :2448–2457.
- [Feron et al., 2018] Feron, R., Bernard, P., Plantier, G., Nercessian, A., and Feuillo, M. (2018). Sismomètre optique sous-marin : avancement et perspectives. In *G2 - Colloque annuel de géodésie et géophysique*, Montpellier, France.
- [Feuillard et al., 1983] Feuillard, M., Allegre, C., Brandeis, G., Gaulon, R., Le Mouel, J., Mercier, J., Pozzi, J., and Semet, M. (1983). The 1975–1977 crisis of la Soufriere de Guadeloupe (F.W.I) : A still-born magmatic eruption. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 16(3-4) :317–334.
- [Gardner et al., 1987] Gardner, D., Hoffer, T., Baker, S., Yarber, R., and Garrett, S. (1987). A fiber-optic interferometric seismometer. *Journal of Lightwave Technology*, 5(7) :953–960.
- [Geller, 1997] Geller, R. J. (1997). Earthquake prediction : a critical review. *Geophysical Journal International*, 131(3) :425–450.
- [Giudicepietro et al., 2019] Giudicepietro, F., Chiodini, G., Caliro, S., De Cesare, W., Esposito, A. M., Galluzzo, D., Lo Bascio, D., Macedonio, G., Orazi, M., Ricciolino, P., and Vandemeulebrouck, J. (2019). Insight Into Campi Flegrei Caldera Unrest Through Seismic Tremor Measurements at Pisciarelli Fumarolic Field. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 20(11) :5544–5555.
- [Goodman, 1985] Goodman, J. W. (1985). *Statistical Optics*. John Wiley & Sons.
- [Guidoboni and Poirier, 2004] Guidoboni, E. and Poirier, J.-P. (2004). *Quand la terre tremblait*. Odile jaco edition.
- [Hahn et al., 1998] Hahn, K. D., Johnson, E. M., Brokken, A., and Baldwin, S. (1998). Eddy current damping of a magnet moving through a pipe. *American Journal of Physics*, 66(12) :1066–1076.

- [Havskov and Alguacil, 2016] Havskov, J. and Alguacil, G. (2016). *Instrumentation in Earthquake Seismology*. Springer International Publishing, Cham.
- [Heald, 1988] Heald, M. A. (1988). Magnetic braking : Improved theory. *American Journal of Physics*, 56(6) :521–522.
- [Heumier, 1992] Heumier, T. A. (1992). *Mode Hopping in Semiconductor Lasers*. PhD thesis, Montana State University.
- [Hibert et al., 2014] Hibert, C., Mangeney, A., Grandjean, G., Baillard, C., Rivet, D., Shapiro, N. M., Satriano, C., Maggi, A., Boissier, P., Ferrazzini, V., and Crawford, W. (2014). Automated identification, location, and volume estimation of rockfalls at Piton de la Fournaise volcano. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(5) :1082–1105.
- [Holcomb, 1989] Holcomb, L. G. (1989). A direct method for calculating instrument noise levels in side-by-side seismometer evaluations. Technical report.
- [Ide et al., 2007] Ide, S., Beroza, G. C., Shelly, D. R., and Uchide, T. (2007). A scaling law for slow earthquakes. *Nature*, 447(7140) :76–79.
- [Jacquot, 1995] Jacquot, R. G. (1995). *Modern Digital Control Systems*. Taylor & Francis Group, second edi edition.
- [Johnson, 1967] Johnson, W. P. (1967). Spring suspension for a low-frequency geophone.
- [Jordan et al., 2011] Jordan, T., Jordan, T. H., Chen, Y.-T., Gasparini, P., Madariaga, R., Main, I., Marzocchi, W., Papadopoulos, G., Sobolev, G., Yamaoka, K., and Zschau, J. (2011). Operational Earthquake Forecasting. State of Knowledge and Guidelines for Utilization. *Annals of Geophysics*, 54(4).
- [Jousset et al., 2009] Jousset, P., Quang Vong, C., Lemoine, A., and Gal, F. (2009). Pré-curseurs de séismes majeurs : un état de l’art et étude bibliographique. Technical report, BRGM.
- [Jousset et al., 2018] Jousset, P., Reinsch, T., Ryberg, T., Blanck, H., Clarke, A., Aghayev, R., Hersir, G. P., Hennings, J., Weber, M., and Krawczyk, C. M. (2018). Dynamic strain determination using fibre-optic cables allows imaging of seismological and structural features. *Nature Communications*, 9(1) :2509.
- [Kamenev et al., 2016] Kamenev, O. T., Kulchin, Y. N., Petrov, Y. S., Khiznyak, R. V., and Romashko, R. V. (2016). Fiber-optic seismometer on the basis of Mach-Zehnder interferometer. *Sensors and Actuators A : Physical*, 244 :133–137.
- [KARNOPP, 1989] KARNOPP, D. (1989). Permanent Magnet Linear Motors Used as Variable Mechanical Dampers for Vehicle Suspensions. *Vehicle System Dynamics*, 18(4) :187–200.

- [Karrenbach et al., 2019] Karrenbach, M., Cole, S., Ridge, A., Boone, K., Kahn, D., Rich, J., Silver, K., and Langton, D. (2019). Fiber-optic distributed acoustic sensing of microseismicity, strain and temperature during hydraulic fracturing. *Geophysics*, 84 :11–23.
- [Keul et al., 2005] Keul, P. R., Mastin, E., Blanco, J., Maguárez, M., Bostick, T., and Knudsen, S. (2005). Using a fiber-optic seismic array for well monitoring. *The Leading Edge*, 24(1) :68–70.
- [Komorowski et al., 2005] Komorowski, J.-C., Boudon, G., Semet, M., Beauducel, F., Anténor-Habazac, C., Bazin, S., and Hammouya, G. (2005). Volcanic Hazard Atlas of the Lesser Antilles : Guadeloupe. In Lindsay, J., Robertson, R., Shepherd, J., and Ali, S., editors, *Volcanic Hazard Atlas of the Lesser Antilles*, chapter Guadeloupe, pages 65–102. University Of The West Indies, university edition.
- [Kutta, 1901] Kutta, M. (1901). Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen. *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 46 :435–453.
- [LaCoste, 1934] LaCoste, L. J. B. (1934). A New Type Long Period Vertical Seismograph. *Physics*, 5(7) :178–180.
- [Lahr et al., 1994] Lahr, J., Chouet, B., Stephens, C., Power, J., and Page, R. (1994). Earthquake classification, location, and error analysis in a volcanic environment : implications for the magmatic system of the 1989–1990 eruptions at redoubt volcano, Alaska. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 62(1-4) :137–151.
- [Langer et al., 2006] Langer, H., Falsaperla, S., Powell, T., and Thompson, G. (2006). Automatic classification and a-posteriori analysis of seismic event identification at Soufrière Hills volcano, Montserrat. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 153(1-2) :1–10.
- [Lellouch et al., 2019] Lellouch, A., Yuan, S., Spica, Z., Biondi, B., and Ellsworth, W. L. (2019). Seismic Velocity Estimation Using Passive Downhole Distributed Acoustic Sensing Records : Examples From the San Andreas Fault Observatory at Depth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 124(7) :6931–6948.
- [Levenberg, 1944] Levenberg, K. (1944). A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quarterly of Applied Mathematics*, 2(2) :164–168.
- [Levin et al., 2006] Levin, Y., da Silveira, F. L., and Rizzato, F. B. (2006). Electromagnetic braking : A simple quantitative model. *American Journal of Physics*, 74(9) :815–817.
- [Li et al., 2009] Li, Z., Wang, X., Bu, P., Huang, B., and Zheng, D. (2009). Sinusoidal phase-modulating laser diode interferometer insensitive to the intensity modulation of the light source. *Optik*, 120(16) :799–803.

- [Lindsey et al., 2017] Lindsey, N. J., Martin, E. R., Dreger, D. S., Freifeld, B., Cole, S., James, S. R., Biondi, B. L., and Ajo-Franklin, J. B. (2017). Fiber-Optic Network Observations of Earthquake Wavefields. *Geophysical Research Letters*, 44(23) :792–11.
- [Lo Feudo et al., 2015] Lo Feudo, S., Allani, A., Cumunel, G., Argoul, P., and Bruno, D. (2015). Experimental Tuned Mass Damper Based on Eddy Currents Damping Effect and Adjustable Stiffness. In *CSMA*, Giens.
- [Lomax et al., 2009] Lomax, A., Michelini, A., and Curtis, A. (2009). Earthquake location, Direct, Global-Search Methods. In Meyers, R. A., editor, *Encyclopedia of Complexity and Systems Science*, pages 2449–2473. Springer New York.
- [Lu et al., 2019] Lu, P., Lalam, N., Badar, M., Liu, B., Chorpening, B. T., Buric, M. P., and Ohodnicki, P. R. (2019). Distributed optical fiber sensing : Review and perspective. *Applied Physics Reviews*, 6(4) :041302.
- [MacLatchy et al., 1993] MacLatchy, C. S., Backman, P., and Bogan, L. (1993). A quantitative magnetic braking experiment. *American Journal of Physics*, 61(12) :1096–1101.
- [Main, 1999] Main, I. (1999). Is the reliable prediction of individual earthquakes a realistic scientific goal? *Nature*.
- [Malfante et al., 2018] Malfante, M., Dalla Mura, M., Metaxian, J.-P., Mars, J. I., Macedo, O., and Inza, A. (2018). Machine Learning for Volcano-Seismic Signals : Challenges and Perspectives. *IEEE Signal Processing Magazine*, 35(2) :20–30.
- [Marquardt, 1963] Marquardt, D. W. (1963). An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2) :431–441.
- [McCarthy, 1996] McCarthy, L. (1996). On the electromagnetically damped mechanical harmonic oscillator. *American Journal of Physics*, 64(7) :885–891.
- [McNamara and Boaz, 2006] McNamara, D. E. and Boaz, R. (2006). Seismic Noise Analysis System Using Power Spectral Density Probability Density Functions—A Stand-Alone Software Package. Technical report, U.S. Geological Survey.
- [McNamara and Buland, 2004] McNamara, D. E. and Buland, R. P. (2004). Ambient Noise Levels in the Continental United States. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(4) :1517–1527.
- [Millington, 1952] Millington, J. W. (1952). Apparatus for changing the resonant frequency of a seismic detector.
- [Milne, 1886] Milne, J. (1886). *Earthquakes and Other Earth Movements*. D. Appleton and company, New York.

- [Montagner et al., 2016] Montagner, J.-P., Juhel, K., Barsuglia, M., Ampuero, J. P., Chassande-Mottin, E., Harms, J., Whiting, B., Bernard, P., Clévéde, E., and Lognonné, P. (2016). Prompt gravity signal induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake. *Nature Communications*, 7(1) :13349.
- [Moré, 1978] Moré, J. J. (1978). The Levenberg-Marquardt algorithm : Implementation and theory BT - Numerical Analysis. pages 105–116, Berlin, Heidelberg. Springer Berlin Heidelberg.
- [Moretti et al., 2020] Moretti, R., Komorowski, J.-C., Ucciani, G., Moune, S., Jessop, D., de Chabalier, J.-B., Beauducel, F., Bonifacie, M., Burtin, A., Vallée, M., Deroussi, S., Robert, V., Gibert, D., Didier, T., Kitou, T., Feuillet, N., Allard, P., Tamburello, G., Shreve, T., Saurel, J.-M., Lemarchand, A., Rosas-Carbajal, M., Agrinier, P., Le Friant, A., and Chaussidon, M. (2020). The 2018 unrest phase at La Soufrière of Guadeloupe (French West Indies) andesitic volcano : Scrutiny of a failed but prodromal phreatic eruption. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 393 :106769.
- [Nanometrics, 2004] Nanometrics (2004). Trillium Seismometer - User Guide. Technical report.
- [Novák et al., 2010] Novák, A., Simon, L., Kadlec, F., and Lotton, P. (2010). Nonlinear System Identification Using Exponential Swept-Sine Signal. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 59(8) :2220–2229.
- [Obara and Kato, 2016] Obara, K. and Kato, A. (2016). Connecting slow earthquakes to huge earthquakes. *Science*, 353(6296) :253–257.
- [Ogasawara and Ito, 1986] Ogasawara, N. and Ito, R. (1986). Output Power Change Associated with Longitudinal Mode Jumping in Semiconductor Injection Lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 25(Part 2, No. 7) :L617–L619.
- [Ogasawara et al., 1983] Ogasawara, N., Ito, R., Kato, M., and Takahashi, Y. (1983). Mode Switching in Injection Lasers Induced by Temperature Variation and Optical Feedback. *Japanese Journal of Applied Physics*, 22(Part 1, No. 11) :1684–1690.
- [Ogata, 1987] Ogata, K. (1987). *Discrete-Time Control Systems*. Prentice-Hall.
- [Oliver et al., 1969] Oliver, J., Sykes, L., and Isacks, B. (1969). Seismology and the new global tectonics. *Tectonophysics*, 7(5-6) :527–541.
- [Olivero and Longbothum, 1977] Olivero, J. J. and Longbothum, R. L. (1977). Empirical fits to the Voigt line width : A brief review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 17(2) :233–236.
- [O’Mahony and Henning, 1983] O’Mahony, M. and Henning, I. (1983). Semiconductor laser linewidth broadening due to 1/f carrier noise. *Electronics Letters*, 19(23) :1000.

- [Oppenheim and Schafer, 2010] Oppenheim, A. V. and Schafer, R. W. (2010). *Discrete-time signal processing*. Person, Upper Saddle River, N.J. Harlow, 3rd edition.
- [OVSG-IPGP, 2020] OVSG-IPGP (2020). Monthly Public Report of Guadeloupe’s Volcanic and Seismic Activity. Technical report, OVSG-IPGP.
- [Pantobe, 2020] Pantobe, L. (2020). Apport d’un réseau dense de capteurs sismologiques dans l’étude de la microsismicité volcanique à la Soufrière de Guadeloupe. Technical report, IPGP, Paris.
- [Pavlis and Vernon, 1994] Pavlis, G. L. and Vernon, F. L. (1994). Calibration of seismometers using ground noise. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(4) :1243–1255.
- [Pelesko et al., 2005] Pelesko, J. A., Cesky, M., and Huertas, S. (2005). Lenz’s law and dimensional analysis. *American Journal of Physics*, 73(1) :37–39.
- [Peterson, 1993] Peterson, J. (1993). Observations and modeling of seismic background noise. Technical report.
- [Petty, 1940] Petty, O. S. (1940). Magnetic seismometer.
- [Préfecture Maritime de l’Atlantique, 2018] Préfecture Maritime de l’Atlantique (2018). Arrêté N° 2018/016.
- [Ravaud et al., 2008] Ravaud, R., Lemarquand, G., Lemarquand, V., and Depollier, C. (2008). Analytical Calculation of the Magnetic Field Created by Permanent-Magnet Rings. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(8) :1982–1989.
- [Ringler and Bastien, 2020] Ringler, A. T. and Bastien, P. (2020). A Brief Introduction to Seismic Instrumentation : Where Does My Data Come From ? *Seismological Research Letters*, 91(2A) :1074–1083.
- [Ringler et al., 2011] Ringler, A. T., Hutt, C. R., Evans, J. R., and Sandoval, L. D. (2011). A Comparison of Seismic Instrument Noise Coherence Analysis Techniques. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 101(2) :558–567.
- [Rosas-Carbajal et al., 2016] Rosas-Carbajal, M., Komorowski, J.-C., Nicollin, F., and Gibert, D. (2016). Volcano electrical tomography unveils edifice collapse hazard linked to hydrothermal system structure and dynamics. *Scientific Reports*, 6(1) :29899.
- [Runge, 1895] Runge, C. (1895). Ueber die numerische Auflösung von Differentialgleichungen. *Mathematische Annalen*, 46(2) :167–178.
- [Schawlow and Townes, 1958] Schawlow, A. L. and Townes, C. H. (1958). Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112(6) :1940–1949.
- [Sleeman, 2006] Sleeman, R. (2006). Three-Channel Correlation Analysis : A New Technique to Measure Instrumental Noise of Digitizers and Seismic Sensors. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(1) :258–271.

- [Sodano, 2004] Sodano, H. A. (2004). Eddy Current Damping in Structures. *The Shock and Vibration Digest*, 36(6) :469–478.
- [Stéphan et al., 2005] Stéphan, G. M., Tam, T. T., Blin, S., Besnard, P., and Têtu, M. (2005). Laser line shape and spectral density of frequency noise. *Physical Review A*, 71(4) :043809.
- [Tamburello et al., 2019] Tamburello, Moune, Allard, Venugopal, Robert, Rosas-Carbajal, Deroussi, Kitou, Didier, Komorowski, Beauducel, DeChabalier, Le Marchand, Le Friant, Bonifacie, Dessert, and Moretti (2019). Spatio-Temporal Relationships between Fumarolic Activity, Hydrothermal Fluid Circulation and Geophysical Signals at an Arc Volcano in Degassing Unrest : La Soufrière of Guadeloupe (French West Indies). *Geosciences*, 9(11) :480.
- [Ucciani, 2015] Ucciani, G. (2015). *Caractérisation spatiale et temporelle de la sismicité volcanique de la Soufrière de Guadeloupe : relation avec le système hydrothermal*. PhD thesis, Sorbonne Paris Cité.
- [Vallée et al., 2017] Vallée, M., Ampuero, J. P., Juhel, K., Bernard, P., Montagner, J.-P., and Barsuglia, M. (2017). Observations and modeling of the elastogravity signals preceding direct seismic waves. *Science*, 358(6367) :1164–1168.
- [Wang et al., 2012] Wang, B., Wang, X., Sasaki, O., and Li, Z. (2012). Sinusoidal phase-modulating interferometer insensitive to intensity modulation of a laser diode for displacement measurement. *Applied Optics*, 51(12) :1939.
- [Wielandt, 2011] Wielandt, E. (2011). Seismic Sensors and their Calibration. In Bormann, P., editor, *New Manual of Seismological Observatory Practice 2*, chapter 5, pages 1–51. Potsdam : edition.
- [Wielandt and Streckeisen, 1982] Wielandt, E. and Streckeisen, G. (1982). The leaf-spring seismometer : Design and performance. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(6A) :2349–2367.
- [Woo, 1991] Woo, D. M. (1991). Geophone spring.
- [Young, 2014] Young, P. (2014). Asymptotic expansion of the complementary error function.
- [Zhan, 2020] Zhan, Z. (2020). Distributed Acoustic Sensing Turns Fiber Optic Cables into Sensitive Seismic Antennas. *Seismological Research Letters*, 91(1) :1–15.
- [Zhou, 1994] Zhou, H.-W. (1994). Rapid three-dimensional hypocentral determination using a master station method. *Journal of Geophysical Research*, 99(B8) :15439.
- [Zumberge et al., 2018] Zumberge, M., Berger, J., Hatfield, W., and Wielandt, E. (2018). A Three-Component Borehole Optical Seismic and Geodetic Sensor. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 108(4) :2022–2031.

- [Zumberge et al., 2010] Zumberge, M., Berger, J., Otero, J., and Wielandt, E. (2010). An Optical Seismometer without Force Feedback. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(2) :598–605.
- [Zumberge et al., 2003] Zumberge, M., Berger, J., and Wielandt, E. (2003). Experiments With an Optical Seismometer. In *AGU Fall Meeting, San Francisco, California*, pages AGU Fall Meeting Abstracts, Pp. S52C–0144.

Publications et communications

Publications

Romain Feron, Pascal Bernard, Mathieu Feuillo, Philippe Menard, Alexandre Nercessian, Sébastien Deroussi, Gaëtan-Thierry Kitou and Guy Plantier. **First optical seismometer at the top of La Soufrière volcano, Guadeloupe.** *Seismological Research Letters*, Seismological Society of America, 2020, 91 (5) : 2448–2457.

Pascal Bernard, Romain Feron, Guy Plantier, Alexandre Nercessian, Julien Couteau, Mathieu Feuillo, Anthony Sourice, Michel Cattoen, Han Cheng Seat, Patrick Chawah, Jean Chery, Christophe Brunet, Frédéric Boudin, Daniel Boyer, Stéphane Gaffet, Louis Geli and Pascal Pelleau. **Onland and Offshore Extrinsic Fabry–Pérot Optical Seismometer at the End of a Long Fiber.** *Seismological Research Letters*, Seismological Society of America, 2019, 90 (6) : 2205-2216.

Communications scientifiques

Pascal Bernard, Romain Feron, Guy Plantier, Alexandre Nercessian, Julien Couteau, Mathieu Feuillo, Anthony Sourice, Michel Cattoen, Han Cheng Seat, Patrick Chawah, Jean Chery, Christophe Brunet, Frédéric Boudin, Daniel Boyer, Stéphane Gaffet, Louis Geli and Pascal Pelleau. **High resolution passive optical seismometer connected to a long fiber for onland and offshore remote applications.** *EGU General Assembly 2019*, Apr 2019, Vienne, Austria.

Romain Feron, Pascal Bernard, Guy Plantier, Alexandre Nercessian, Mathieu Feuillo. **Sismomètre optique sous-marin : avancement et perspectives.** *G2 · Colloque annuel de géodésie et géophysique : Instrumentation nouvelle et combinaison d'observations géophysiques*, Nov 2018, Montpellier, France.

Romain Feron, Pascal Bernard, Guy Plantier, Alexandre Nercessian, Mathieu Feuillo, Alexandre Nercessian, Julien Couteau et Philippe Ménard. **Sismomètre optique sous-marin : conception et déploiement (poster).** *G2 · Colloque annuel de géodésie et géophysique : Instrumentation nouvelle et combinaison d'observations géophysiques*, Nov 2018, Montpellier, France.

Pascal Bernard, Guy Plantier, Christophe Brunet, Alexandre Nercessian, Anthony Sourice, Mathieu Feuillo, Romain Feron, Michel Cattoen, Han Cheng Seat, Patrick Chawah, Jean Chery, Frédéric Boudin, Daniel Boyer and Stéphane Gaffet. **The lines high resolution optical seismometer.** *EAGE/DGG Workshop on Fibre Optics Technology in*

Geophysics (EAGE/DGG 2017), Mar 2017, Postdam, Germany. 2017.

Autres communications

Pascal Bernard, Romain Feron, Mathieu Feuillo, Philippe Ménard et Alexandre Nercessian. **Un sismomètre nouvelle génération sur la Soufrière** Vidéo de l'installation du sismomètre HIPERSIS sur la Grande Soufrière de Guadeloupe, [Lien pour visionnage en ligne](#), Oct. 2020.

Romain Feron, Mathieu Feuillo, Anne-Blandine Hélias et Philippe Ménard. **Du laboratoire au sommet d'un volcan : chronique d'un projet de recherche ESEO.** *GSII Extended*, Nov 2019, Angers, France.

Romain Feron **A l'écoute d'un volcan : La Grande Soufrière de Guadeloupe.** *Interventions en écoles maternelle et primaire*, Sep. 2019, Saint-Barthélemy d'Anjou, France.

Romain Feron **Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies à fibre plurikilométrique pour des applications temps réel.** *Classes préparatoires 2^{ème} année du groupe ESEO*, Mai 2019, Angers, France.

Romain Feron **Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies à fibre plurikilométrique pour des applications temps réel.** *Séminaire des doctorants de l'ED SPI en 2^{ème} année*, Avr. 2019, Nantes, France.

Romain Feron **LINES project : Laser Interferometry for Earth Strain**, *Colloque des objets connectés (poster)*, Nov. 2018, Angers, France.

Titre : Développement de sismomètres opto-mécaniques multivoies, à fibre plurikilométrique, pour des applications temps réel académiques et industrielles.

Mots clés : instrumentation, traitement du signal, optoélectronique, mécanique, géophone, sismologie.

Résumé : La recherche académique et la surveillance de zones présentant des aléas telluriques élevés nécessitent la mise en œuvre d'une instrumentation sismologique pouvant présenter certains facteurs limitants, tant en termes de coûts que de facilité de déploiement. Ainsi, les fortes contraintes environnementales inhérentes à certaines zones géographiques, comme les édifices volcaniques (température, acidité, foudre), les forages profonds, ou les fonds marins, ne permettent pas toujours l'installation de matériel de mesure et la surveillance en temps réel de zones actives sur le long terme.

Le projet LINES (ANR RiskNat – 2009-2012) a permis le développement d'un capteur de déplacement à fibre optique appliqué à la sismologie. Ce dernier, basé sur un interféromètre de Fabry-Pérot extrinsèque a permis d'envisager l'émergence de nouveaux sismomètres plus robustes et moins coûteux, tout en leur garantissant de bonnes performances métrologiques.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans la continuité de ce premier projet. Intégrés à l'ANR HIPERSIS (2017-2019), ils visent à **(i)** proposer un modèle du système de mesure optoélectronique, afin d'évaluer ses performances en termes de niveaux de bruits, de linéarité, de bande passante notamment, et l'impact des conditions environnementales sur son comportement, à **(ii)** concevoir, modéliser et réaliser un géophone adapté au système de mesure optique, et conforme aux attendus du projet HIPERSIS et à **(iii)** installer et qualifier l'ensemble du système sur un site d'intérêt : la Grande Soufrière de Guadeloupe. Un premier bilan quant à l'apport de ce sismomètre à l'étude de la microsismicité du volcan sera dressé.

Les résultats de cette étude pourraient notamment encourager le déploiement en réseau de ce type de capteur sur d'autres sites d'intérêt – naturels ou industriels (géoindustries ou génie civil), ainsi que la diversification des structures mécaniques associées à l'interrogateur optique (hydrophone, inclinomètre).

Title: Development of multi-channel opto-mechanical seismometers, connected to plurikilometric fiber, for academic and industrial real-time applications.

Keywords: instrumentation, signal processing, optoelectronics, mechanics, geophone, seismology.

Abstract: Academic research and monitoring of areas with high telluric hazards require number of seismic equipment that may present some limitations. Indeed, the cost of these systems can be high, and their deployment is sometimes very challenging. Thus, the harsh environment inherent to some geographical areas, such as volcanic edifices (temperature, acidity and lightning), deep boreholes, or seabed, do not always allow the installation of measurement devices and prevent the real-time monitoring of active areas on the long run.

A fiber optic displacement sensor applied to seismology, based on an extrinsic Fabry-Perot interferometer, was proposed at the end of the LINES project (RiskNat ANR – 2009-2012). This work aimed to enhance the robustness and reduce the cost of new seismometers, while maintaining good metrological performances.

The work presented in this thesis, part of the ANR HIPERSIS project (2017-2019), aims to **(i)** model the opto-electronic measurement system, in order to evaluate its performances (especially noise level, linearity, bandwidth), and the impact of the environmental conditions on its behavior, **(ii)** to design, model and engineer a geophone suitable for the optical measurement system, and compliant with the specifications of the HIPERSIS project, and **(iii)** to install and characterize the whole system on a site of interest : La Grande Soufrière Volcano, Guadeloupe. We will conduct a first assessment of the contribution of this seismometer to the study of the volcano microseismicity.

The results of this study might open promising perspectives for monitoring networks in harsh environments: natural or industrial environment (geoindustries or civil engineering), as well as the diversification of mechanical structures associated with the optical interrogator (hydrophone, inclinometer, etc.).