

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Spécialité : *Optronique et Systèmes*

Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg

**Modélisation et conception d'un capteur de
vibrations à fibre optique par analyse
polarimétrique : application à la sismologie**

Par

Antoine LEBRUN

Soutenue le 15 Juin 2011 devant la commission d'examen :

M. B. SERIO	Examineur - Directeur de thèse
M. P. AMBS	Rapporteur
M. E. BIGLER	Rapporteur
M. J.-J. HUNSINGER	Examineur
M. P. MEYRUEIS	Examineur
M. P. PFEIFFER	Examineur

Membre invité :

M. A. CHAKARI

Remerciements

L'auteur souhaite adresser ses remerciements aux personnes suivantes pour leur contribution respectives à ces travaux de thèse :

- Dr Bruno Serio et Dr Ayoub Chakari, mes directeurs de thèse qui m'ont portés pendant toutes ces années jusqu'à la fin des travaux, à travers toutes les difficultés et les pièges, un très grand merci à eux,
- Le Professeur Emmanuel Bigler pour avoir accepté la présidence du jury de thèse,
- Le Professeur Pierre Ambs pour son retour très apprécié sur la rédaction du mémoire,
- Le Professeur Patrick Meyrueis, directeur du laboratoire LSP,
- Dr Pierre Pfeiffer et Dr Jean-Jacques Hunsinger, pour tous leurs conseils et leurs aides lors de cette dernière étape de thèse et leur intérêt à ces travaux,
- Toute l'équipe administrative de l'ENSPS.
- Merci à tous mes collègues qui m'ont supporté avec patience et dont les discussions passionnantes et les avis m'ont fait garder un esprit ouvert et curieux.
- Un grand merci à tous mes amis et à ma famille pour m'avoir poussé jusqu'à la soutenance et qui n'ont jamais relâché leur vigilance; je leur dirai maintenant : ça y est, c'est fait !
- Enfin, je remercie Émilie pour toute l'aide et le soutien qu'elle m'a apporté au cours de ces dernières années de thèse, et pour toute l'affection qu'elle m'a témoigné.

Sommaire

Introduction.....	9
Chapitre 1 Étude bibliographique des vibrations sismiques et des capteurs de vibrations.....	13
1.1 Métrologie et sources des vibrations dans le sol.....	13
1.1.1 Objectifs scientifiques de l'étude des vibrations du sol.....	13
1.1.2 Risques sismiques sur l'infrastructure et impact social.....	15
1.1.3 Fondements de la sismologie	17
1.1.4 Modèle de la structure interne de la Terre.....	19
1.1.5 Origine de la formation des ondes sismiques.....	21
1.2 Les différents types d'ondes sismiques rencontrées.....	23
1.2.1 Ondes de volume.....	23
1.2.2 Ondes de surface.....	26
1.2.3 Distribution des ondes sismiques.....	26
1.2.4 Qualification de l'intensité et de la magnitude d'un séisme.....	28
1.3 Principes des sismomètres.....	29
1.3.1 Principe du sismomètre à masse inerte.....	29
1.3.2 Sismomètres à courte période et longue période.....	32
1.3.3 Sismomètres non linéaire.....	33
1.3.4 VASE, Outil d'extraction et de visualisation des sismogrammes.....	34
1.4 État de l'art des capteurs de vibrations.....	37
1.4.1 Transducteur mécanique.....	37
1.4.2 Accéléromètre piézo-électrique.....	38
1.4.3 Accéléromètre piézo-résistif.....	38
1.4.4 Transducteur opto-électronique.....	39
1.4.5 Transducteur électro-dynamique.....	39
1.4.6 Transducteur capacitif	40
1.5 Capteurs de vibrations à fibres optiques.....	41
1.5.1 Classification : capteurs intrinsèques et extrinsèques.....	41
1.5.2 Capteur à fibre optique monomode et multimode.....	42
1.5.2.a Capteur à modulation de phase.....	43
1.5.2.b Capteur à modulation d'état de polarisation.....	43
1.5.3 Détection du retard de phase	44
1.5.3.a Détection par méthode interférométrique.....	44
1.5.3.b Interféromètre Fabry-Perot.....	45

1.5.3.c	Détection par mesure spectrale.....	46
1.5.3.d	Détection par mesure polarimétrique.....	47
1.5.4	Principe général des capteurs à fibre optique pour des mesures en mécanique.....	49
1.5.4.a	Capteur de pression à fibre optique monomode.....	49
1.5.4.b	Capteur de déplacement à l'échelle micrométrique.....	51
1.5.4.c	Hydrophone par interférométrie.....	52
1.6	Conclusion de l'étude bibliographique.....	53
Chapitre 2 Modélisation d'un capteur de vibration à fibre optique par modulation de polarisation.....		56
2.1	Principe du sismomètre.....	56
2.2	Modélisation de la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice.....	58
2.2.1	Définition d'un guide de lumière à saut d'indice.....	58
2.2.2	Distribution du champ électrique dans la fibre.....	60
2.2.3	Approche simplifiée des modes dans un guide d'onde à saut d'indice.....	61
2.2.4	Équation de propagation des ondes électromagnétiques en espace libre.....	64
2.2.5	Approximation scalaire.....	66
2.2.6	Quantités transportées par une onde électromagnétique.....	67
2.2.7	Étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde cylindrique	68
2.2.7.a	Approche ondulatoire	68
2.2.7.b	Considération sur la polarisation.....	72
2.2.8	Modélisation de la propagation lumineuse polarisée	73
2.2.8.a	Définition de la polarisation.....	74
2.2.8.b	Formulation de l'état de polarisation.....	74
2.2.8.c	Méthode d'analyse polarimétrique.....	76
2.2.8.d	Outil de calcul : le vecteur de Stokes.....	77
2.2.8.e	Représentation conceptuelle sur la sphère de Poincaré.....	78
2.2.9	Phénomène de biréfringence dans une fibre optique.....	79
2.2.9.a	Biréfringence intrinsèque.....	80
2.2.9.b	Anisotropie de réfringence due à la courbure.....	81
2.2.9.c	Anisotropie de réfringence due à la torsion.....	81
2.2.9.d	Anisotropie de réfringence due à la force latérale.....	82
2.3	Modélisation de la réponse dynamique du sismomètre opto-mécanique.....	83
2.3.1	Solution de l'équation du mouvement de la masse inerte	83
2.3.2	Réponse à une vibration cosinusoidale.....	86
2.3.3	Réponse à un choc bref.....	87
2.3.4	Modélisation de l'effet de transduction opto-mécanique.....	88
2.4	Caractérisation des constantes opto-mécaniques du capteur.....	91

2.4.1	Fréquence de résonance.....	91
2.4.2	Sensibilité de la réponse du sismomètre à l'amortissement.....	94
2.4.3	Phase à l'origine.....	95
2.5	Conclusion.....	96
Chapitre 3 Élaboration du capteur de vibration.....		98
3.1	Implémentation technique du principe du capteur.....	98
3.1.1	Objectifs.....	98
3.1.2	Spécifications du capteur.....	99
3.1.3	Conception du capteur.....	100
3.2	Fibre optique monomode.....	102
3.2.1	Caractéristiques physiques de la fibre optique SM600.....	102
3.2.2	Mesure de la longueur de battement.....	102
3.2.3	Mesure de la charge statique de la fibre optique.....	105
3.3	Choix de la source optique et couplage avec la fibre.....	106
3.3.1	Source laser à fibre amorce.....	106
3.3.2	Couplage avec la fibre optique de mesure.....	107
3.3.3	Méthode de soudure des fibres amorce et de mesure.....	108
3.4	Conception et fabrication du contrôleur de polarisation.....	111
3.4.1	Calculs des boucles de Lefèvre.....	111
3.4.2	Réglage de l'état de polarisation entrant.....	113
3.5	Système mécanique de transduction opto-mécanique.....	114
3.5.1	Assemblage mécanique du système masse – ressort.....	114
3.5.2	Mise en place de la fibre optique.....	116
3.6	Analyseur de polarisation.....	116
3.6.1	Détection.....	116
3.6.2	Programme d'acquisition et contrôle du banc d'essai.....	118
Chapitre 4 Évaluation expérimentale du sismomètre.....		119
4.1	Calibration du capteur à fibre optique.....	120
4.1.1	Conception et réalisation du banc d'essais.....	120
4.1.2	Étalonnage du mouvement du haut-parleur.....	122
4.1.3	Procédure de réglage de l'état de polarisation à l'entrée du transducteur.....	125
4.1.4	Réponse du capteur à une excitation connue.....	129
4.1.5	Étude de la sensibilité du capteur.....	132

4.1.6	Évaluation du bruit du capteur.....	136
4.1.7	Analyse de la réponse fréquentielle du transducteur.....	138
4.1.8	Évaluation de l'amortissement du capteur.....	141
4.2	Application du capteur à la mesure d'un choc.....	142
4.3	Perspectives de développement.....	146
4.3.1	Modification du mode de polarisation incident.....	146
4.3.2	Intégration de la source et du guide d'onde.....	148
4.3.3	Optimisation du système masse-ressort en fonction de l'application visée.....	148
Conclusion		152
Communications		156
Références bibliographiques		157
Symboles et notations		160

Introduction

L'utilisation des fibres pour les télécommunications a réellement débuté au début des années 1970. L'essentiel des recherches portaient à l'époque sur l'extraordinaire perspective offerte par la fibre optique pour des applications en télécommunication. A l'époque de ces travaux initiaux, récompensés en 2009 par l'attribution du prix Nobel de physique partagé entre Charles Kao et ses compatriotes Smith et Boyle [Kao, 1968], les pertes optiques typiquement observées dans les fibres étaient supérieures à 1000 dB/km. Ces pertes ne permettaient pas encore d'envisager leur utilisation pour des applications de communication. Avec les avancées réalisées dans le domaine des procédés d'élaboration des matériaux, les fibres optiques sont aujourd'hui réalisées à bas coût en utilisant une technologie de production de masse. Elles permettent une réduction ultime de l'atténuation des signaux à quelques dixièmes de dB/km seulement dans la fenêtre de 1,5 μm et a permis l'essor des réseaux de communication entre autre d'Internet.

Bien que principalement et massivement utilisées pour des applications en télécommunications, l'usage de la fibre optique trouve depuis son origine de nouvelles applications. Elles sont par exemple, un composant essentiel pour concevoir des sources lasers nouvelles aux caractéristiques temporelles et énergétiques sans précédents. En participant au développement de nouvelles sources de lumière, les fibres à cristaux photoniques illustrent ce point. De plus, ce type de fibre intervient aussi dans la conception d'instruments, de capteurs pour d'innombrables applications plus ou moins complexe et onéreuses à mettre en œuvre.

Sous leur forme la plus simple, les fibres jouent également un rôle clef dans le déploiement de capteurs optiques à bas coût en profitant des caractéristiques techniques et économiques de ce type de guide d'onde.

Les techniques proposées sont souvent fondées sur la possibilité de sensibiliser le guide d'onde que constitue la fibre optique pour la mesure d'une grandeur physique.

Il est bien connu qu'un solide homogène et isotrope soumis à des contraintes statiques perd son isotropie. Ce phénomène est à l'origine de nombreuses techniques d'analyse et de mesures physiques. Par exemple, une contrainte exercée sur un matériau semi-transparent isotrope fait apparaître une anisotropie de ces propriétés optiques. Laquelle peut être utilisée pour évaluer la contrainte elle-même, très souvent par mesure de la rotation du plan de polarisation de la lumière propagée dans le milieu, appelée analyse polarimétrique.

Dans ce travail, nous proposons la modélisation et la conception d'un capteur de vibration à fibre optique fonctionnant par analyse polarimétrique. Ce type de capteur bien connu dans la littérature, souvent proposés pour des applications en acoustiques sous atmosphère ou sous l'eau, offre de nombreux avantages, comme par exemple une parfaite isolation électrique avec la possibilité de déporter l'électronique du point de mesure ou encore, l'immunité aux perturbations électromagnétiques permettant de travailler dans des environnements bruyés et/ou hostiles.

Ce type de capteur est plus rarement proposé pour des applications à la mesure des vibrations de très basses fréquences telles que celles observées au niveau du sol dans les phénomènes d'origine naturelle avec les tremblements de terre ou produites par l'activité humaine avec les machines ou les explosions par exemple.

Outre l'objectif de développer un capteur adapté pour permettre des mesures de vibrations de fréquences inférieures à quelques hertz, nécessitant de proposer un concept opto-mécanique adapté, un autre objectif concerne la maîtrise de son implémentation technique puis son étalonnage permettant de définir sa capacité à répondre aux besoins spécifiques rencontrés en sismologie.

Disposer de capteurs pour suivre l'impact des vibrations du sol sur les infrastructures prend tout son sens au moment de la rédaction de cette introduction, au regard des tremblements de terre et des tsunamis qui ont toujours existé, mais qui aujourd'hui, peuvent avoir des conséquences sans précédents dans l'histoire des hommes, comme l'ont montré les événements malheureux survenus à la centrale nucléaire de Fukushima au Japon en mars 2011.

Pour présenter le travail de thèse répondant aux objectifs précédents, le mémoire de thèse a été organisé en quatre chapitres.

Les capteurs utilisés pour mesurer les vibrations du sol sont généralement des accéléromètres initialement électromagnétiques et aujourd'hui principalement piezo-électriques, parfois intégrés en utilisant la technologie microélectronique. Le premier chapitre du manuscrit présente une étude bibliographique des différents principes mis en oeuvre pour détecter et mesurer les vibrations du sol. Cette étude commence par présenter les phénomènes à l'origine des vibrations sismiques, pour étudier ensuite les sismomètres conventionnels avant de finir en présentant les capteurs de vibrations dont le principe est fondé sur l'optique. Ce chapitre établit les définitions du domaine, et

les spécifications du capteur à développer sont présentées en synthèse.

Les matériaux réels sont rarement isotropes. En effet, les processus d'élaboration ou de mise en forme des matériaux peuvent produire, suivant le cas, une texturation de la matière et l'apparition de contraintes résiduelles. Le concept du capteur repose sur l'anisotropie provoquée par une masse inerte dont le poids est appliqué sur un tronçon de fibre optique. L'analyse polarimétrique permet de convertir les effets élasto-optiques dû à la vibration du support en modulation d'intensité lumineuse. Ce phénomène fait intervenir des aspects mécanique et optique.

Le second chapitre développe un modèle opto-mécanique permettant de simuler le comportement du capteur proposé pour optimiser les paramètres physiques en fonction de l'application visée. Le formalisme de Stokes est mis en œuvre pour étudier les conditions nécessaires pour développer le capteur polarimétrique à fibre optique. Le principe et le réglage du contrôleur de polarisation nécessaire au réglage du capteur sont présentés. Les grandeurs d'influence du capteur (masse, raideur du ressort, biréfringence de la fibre, déphasage initial) sont présentées, évaluées au regard de l'application et discutées.

L'implémentation technique du capteur fait appel à un laser polarisé. Plusieurs possibilités ont été expérimentées. Nous présentons en chapitre 3, les aspects concernant la fabrication du capteur. Le prototype développé fait appel à une source laser fibrée. L'état de polarisation du signal transmis depuis cette source par la fibre est un élément déterminant. Il est réglé au moyen d'un contrôleur de polarisation dont l'influence a été modélisée et prise en compte dans la réalisation. Le transducteur élasto-optique utilise le principe d'un ensemble masse-ressort pour détecter et transmettre une vibration du support vers la fibre optique. Enfin, un système d'analyse polarimétrique classique utilisant un polariseur et une photodiode est utilisé pour mesurer les modulations d'intensité en phase avec les vibrations (voir photographie du capteur ci-dessous).

Le capteur est destiné à mesurer des vibrations naturelles ou industrielles se propageant dans le sol. L'étape de calibration et de validation du capteur doit être réalisée au moyen d'une source de vibrations calibrée. Le chapitre 4 propose une méthode de calibration du capteur par comparaison avec des mesures réalisées en utilisant un vélocimètre de précision. Pour mettre en vibration le capteur, plusieurs méthodes ont été proposées et sont présentées. Les résultats ont montré une sensibilité du capteur dans une plage d'excitation comprise entre 5 et 1200 mm/s² d'environ $2 \cdot 10^{-4}$

V/mm/s². Notre capteur suit un comportement linéaire dans la bande de fréquence comprise entre 1 à 10 Hz correspondant au domaine des grandes fréquences sismiques. L'architecture modulable du transducteur permet d'étendre cette bande de fréquence jusqu'à 50 Hz pour observer des vibrations correspondant au domaine industriel. La dispersion dans la bande de 1 à 10 Hz est de 0,17 $\mu\text{m/s/Hz}$ et augmente pour des fréquences inférieures à 1 Hz.

Les résultats expérimentaux montrent que le capteur proposé est en partie compatible pour une application en sismologie (détection à distance des tremblements de terre) et pleinement valable pour une application à la surveillance de l'endommagement des infrastructures sollicitées par des vibrations naturelles ou industrielles locales.

Enfin, les perspectives en terme d'optimisation technique et économique du capteur sont proposées avant de conclure le manuscrit.

Chapitre 1 Étude bibliographique des vibrations sismiques et des capteurs de vibrations

Chapitre 1 Étude bibliographique des vibrations sismiques et des capteurs de vibrations.....	13
1.1 Métrologie et sources des vibrations dans le sol.....	13
1.2 Les différents types d'ondes sismiques rencontrées.....	23
1.3 Principes des sismomètres.....	29
1.4 État de l'art des capteurs de vibrations.....	37
1.5 Capteurs de vibrations à fibres optiques.....	41
1.6 Conclusion de l'étude bibliographique.....	53

1.1 Métrologie et sources des vibrations dans le sol

1.1.1 Objectifs scientifiques de l'étude des vibrations du sol

Les principales sources de vibrations dommageables pour les infrastructures sont les vibrations sismiques ou volcaniques et également les ondes de choc provoquées par les explosions (explosion nucléaire, détonation d'une poche de gaz, etc.). Ces vibrations de forte amplitude génèrent des mouvements de terrain, en translation comme en rotation accompagnés de projection de matière et parfois de forts dégagements de chaleur. Souvent, ces événements contribuent à la destruction ou à la fragilisation irréversible des bâtiments, des infrastructures et des ouvrages d'art touchés. De moindre amplitude, une machine industrielle tournante ou roulante par exemple peut elle aussi transmettre un flux continu de vibrations dans le sol affaiblissant à la longue les sols, les routes, les ponts et les autres structures. Bien que généralement évitée, un outil peut générer une onde

vibratoire de par sa nature comme par exemple une presse industrielle mais également par un dérèglement de son fonctionnement ou un déséquilibre structural. Enfin, une vibration continue ayant les mêmes conséquences que celles évoquées précédemment peut aussi être générée par des phénomènes naturels comme le vent soufflant entre les piliers d'un pont, ou encore par un mouvement de foule se déplaçant sur un pont. Ainsi quelque soit leurs origines, les sources de vibrations doivent être détectées et contrôlées en temps réel pour permettre une maintenance préventive, même si celles-ci ont le plus souvent une faible amplitude. Les vibrations dues aux tremblements de terre sont de loin les plus importantes en vue des conséquences socio-économiques dramatiques qu'elles occasionnent. L'activité sismique continue justifie l'obligation d'une surveillance organisée à l'échelle planétaire. Le but est de prévenir en temps réel les gouvernements, les services de sécurité et les particuliers des risques évalués (par exemple le déclenchement d'un tsunami). Nous verrons dans la première partie de ce chapitre comment l'activité volcanique et le mouvement des plaques terrestres génèrent des séismes à l'origine des ondes sismiques et aussi les moyens dont dispose la communauté scientifique mondiale pour surveiller les mouvements de la croûte terrestre.

L'étude des mouvements du sol contribue également à l'élaboration des modèles de la structure interne de notre planète. Cette science baptisée géophysique interne utilise les informations issues des réseaux de surveillance sismique pour en déduire la composition interne des couches terrestres par des méthodes comparables à celle de la tomographie médicale : un tremblement de terre ou une explosion d'origine humaine suffisamment puissante va générer un flot d'onde qui va se transmettre à l'intérieur de la planète. Les sismographes répartis sur la surface du globe détectent ces ondes à des instants différents. En analysant les temps de vol, les retards et la déformation des caractéristiques des ondes enregistrées par différentes stations, ils permettent d'établir une carte géologique de l'intérieur de la Terre. Les scientifiques font ainsi des images en profondeur de la Terre qui seraient impossibles à obtenir par des prélèvements obtenus par forage qui ne peuvent pas dépasser plus de quelques dizaines de kilomètre de profondeur dans la roche.

Enfin, une dernière et récente application de la sismologie expérimentale concerne la surveillance du bon respect des traités sur la non prolifération des armes nucléaires. En effet, une explosion nucléaire de surface ou souterraine réalisée par un état, génère de la même manière qu'un tremblement de terre, des ondes sismiques détectables à l'échelle du globe. Lorsque les états signent des traités internationaux interdisant la construction d'armes nucléaires ou d'essais nucléaires, ils ont par conséquent besoin de disposer de systèmes de détection pour contraindre chacun à se conformer aux termes du traité. Le défi de cette sismologie moderne pour la surveillance globale est sa

capacité à détecter de très petites explosions nucléaires localisées n'importe où dans le monde. Ceci implique la nécessité de multiplier les points de mesure en ayant recours à toujours plus de sismographes répartis partout dans le monde.

1.1.2 Risques sismiques sur l'infrastructure et impact social

Les vibrations et chocs engendrés par l'activité sismique impactent l'homme et son environnement de diverses manières. De la manière la plus directe, un tremblement de terre de magnitude suffisante fait s'écrouler les infrastructures publiques, détruisant des vies humaines et modifiant durablement la topologie du terrain en engendrant par exemple, le détournement d'une rivière ou le déclenchement d'un glissement de terrain. Ces dangers, relayés par les médias à travers la planète sont fréquents et restent malheureusement non prévisibles. Pour quantifier la fréquence des tremblements de terre à l'échelle de la planète, nous avons réalisé deux représentations statistiques calculées sous le logiciel Mathematica à partir d'une base de données répertoriant tous les séismes durant la période comprise entre les années 1964 et 2002. Cette base de données est publique comme c'est souvent le cas en sismologie. Elle est accessible depuis le serveur du site internet de l'organisation scientifique américaine USGS (U.S. Geological Survey). Un des principaux objectifs de cette organisation gouvernementale est de contrôler, analyser et fournir des explications scientifiques aux phénomènes géologiques [site USGS].

L'histogramme en figure 1.1a illustre sur la période précédente, la fréquence annuelle des séismes d'amplitude significative dont la magnitude supérieure à 5.5 est susceptible d'être meurtrière. La figure 1.1b montre que la distribution de ces séismes, les plus meurtriers (de magnitude supérieure à 7) sont heureusement faibles en nombre devant la majorité des séismes d'amplitude inférieure à 6 environ. Il y a ainsi en moyenne 250 séismes de magnitude supérieure à 5,5 par an dans le monde, qui ont occasionné cependant depuis le milieu du siècle dernier, la mort de plusieurs centaines de milliers de personnes (228 800 personnes pour la seule année 2004). Pour conclure sur l'impact socio-économiques des séismes, nous avons reproduit une illustration en figure 1.2 localisant et faisant le bilan des séismes les plus meurtriers durant ce siècle à travers le monde [site Reuters]. A l'heure actuelle, les scientifiques ne peuvent qu'identifier les zones à risques, c'est-à-dire les zones possédant une forte activité sismique mais également les zones présentant des risques de glissement de terrain en cas de séismes.

Il faut cependant remarquer que même si les séismes de magnitude inférieure à 5.5 entraînent plus rarement la mort d'homme, ce type de séisme de faible amplitude contribuent à la fragilisation

locale des infrastructures. Les bâtiments qui semblent intacts après une secousse, même à peine perceptible, peuvent néanmoins avoir vu leur fondation se fragiliser. Il est par conséquent très important de disposer d'outils de surveillance in situ et en temps réel des vibrations vécues par une infrastructure afin d'en contrôler l'intégrité. Bien sur, ces risques de détérioration sont liés à toutes les sources possibles de vibration, et non uniquement celles issues des secousses sismiques Une étude exhaustive des sources de vibration impactant les infrastructures est consultable en référence [Harris, 2009].

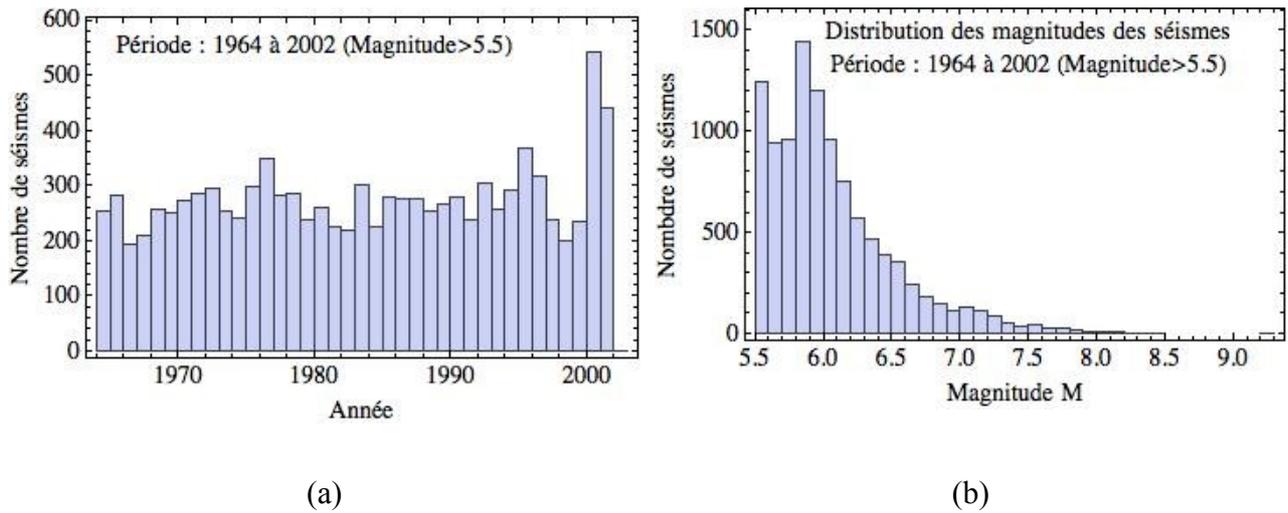


Figure 1.1: Représentations statistiques des séismes de magnitude supérieure à 5,5: (a) Nombre des séismes par année, (b) Distribution des magnitudes supérieures à 5.5. Graphiques réalisés sous Mathematica source [site USGS].

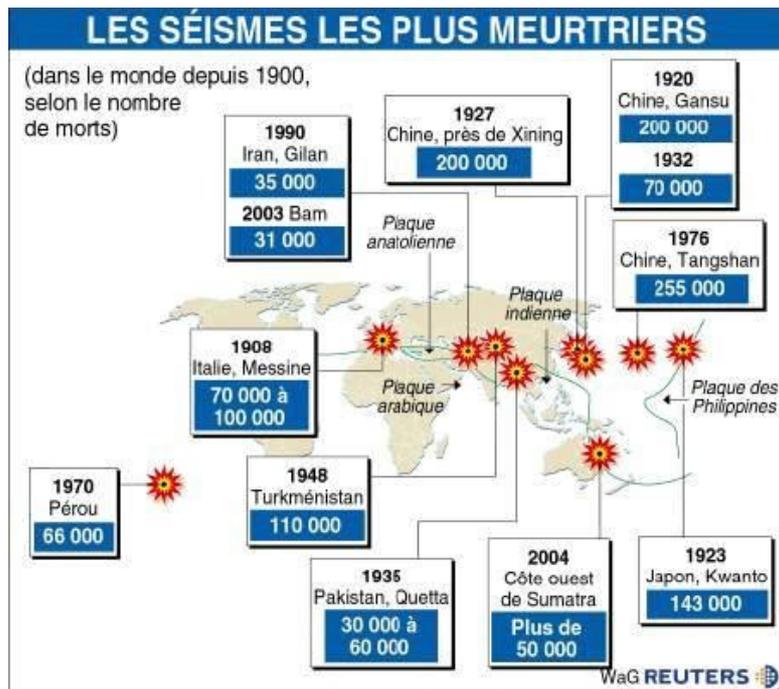


Figure 1.2: Fréquence et localisation à l'échelle de la planète des séismes les plus meurtriers du siècle. Source Agence Reuters.

1.1.3 Fondements de la sismologie

Dans le but d'établir les spécifications attendues pour un capteur optique destiné à mesurer les vibrations d'origine sismique du sol, il est utile de consacrer une partie pour résumer les différents aspects fondamentaux rencontrés en sismologie. Sans être exhaustif, ce chapitre présentera d'abord les hypothèses admises pour élaborer le modèle actuel reconnu pour expliquer le mouvement des continents. L'extrême difficulté pour expliquer la sismologie sur Terre rend toute prédiction de tremblement de terre encore impossible aujourd'hui. Nous illustrerons d'abord ce point en présentant l'évolution au cours du siècle dernier des modèles concernant la tectonique de la planète.

Nous présenterons ensuite les réponses techniques apportées par les ingénieurs géologues pour détecter, enregistrer et localiser les mouvements sismiques traduits sous forme de tremblement de terre.

Durant la première moitié du vingtième siècle, deux modèles se sont opposés pour expliquer les mouvements des continents, la théorie de l'expansion de la terre dite tectonique d'expansion (TE) et la tectonique des plaques (TP). Même si les deux théories ont en point de départ commun les

travaux de Alfred Wegener [Wegener, 1966], elles s'opposent radicalement. Cet explorateur polaire, constatant que les côtes sud américaines et africaines s'emboîtent parfaitement, a proposé en 1920 une conception de la dérive des continents qui a été plus tard intégrée à la théorie de la tectonique des plaques. Il a fait l'hypothèse qu'à l'origine, les autres continents étaient regroupés pour ne former qu'un seul continent, la Pangée, illustré en figure 1.3.

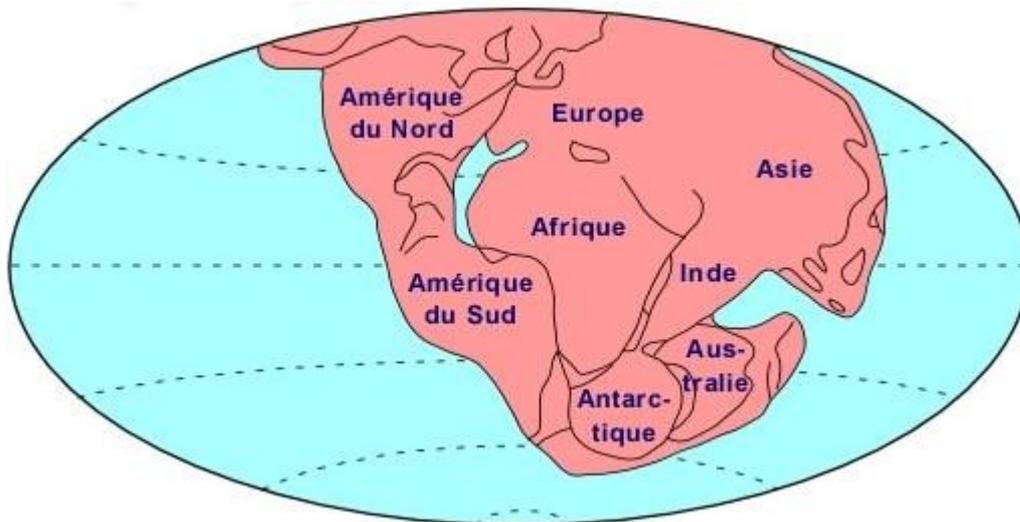


Figure 1.3: Représentation hypothétique de la Pangée il y a 250 millions d'années. Illustration libre de droit.

Entourée d'océan, ce super continent se serait ensuite morcelé à la suite d'un processus de divergence intervenant il y a quelques 100 million d'années. La théorie de l'expansion de la Terre, exposée dans les années 60 par plusieurs équipes de chercheurs dont entre autre Samuel Warren Carey suggère [Carey, 1976] qu'il y a 250 millions d'années (durant le Permien), le rayon de la Terre ne mesurait que la moitié environ de son rayon actuel. Les continents d'aujourd'hui auraient alors été joint en une seule surface recouvrant la quasi totalité de la surface de la planète. Un des arguments de cette théorie réside dans l'observation de la durée du jour terrestre qui ralentit régulièrement d'environ 40 micro-seconde tous les ans. Ainsi, une journée de 24 heures à notre époque n'en comptait que 21 heures au Permien. La conservation du moment cinétique de la rotation de la planète imposerait donc un rayon plus petit pour expliquer la période plus courte.

Cette théorie qui fait intervenir la modification du rayon de la planète au cours des temps géologiques fut abandonné il y a 40 ans au profit de la théorie de la tectonique des plaques, théorie qui défendait l'hypothèse d'un rayon constant de la planète, plus conforme à l'esprit de l'époque. De plus, les expérimentations de l'époque n'avaient pas une précision suffisante pour confirmer leur théorie. Enfin, les scientifiques soutenant cette théorie ne pouvaient expliquer de manière

convaincante la raison d'une modification du rayon de cette planète.

Cette seconde théorie, reconnue dans les milieux scientifiques, est appelée tectonique des plaques. Dans cette théorie, c'est l'énergie générée par le noyau actif de la Terre qui déplace les différentes strates qui la composent dont la strate supérieure, le manteau, sur laquelle repose toute la vie connue sur Terre et bien sur les infrastructures humaines. Ces mouvements telluriques, qui engendrent régulièrement des vibrations sismiques, causent un énorme impact en terme d'arrangement, de réarrangement ou de destruction sur l'écologie et les constructions. L'homme a donc essayé de se doter des moyens de prévoir ces mouvements sismiques, anticiper les catastrophes et distinguer les zones à risques des zones plus stables. Depuis un peu plus d'un siècle, les scientifiques développent en conséquence des instruments destinés à percevoir les moindres vibrations du sol ainsi que les modèles de déplacement des plaques océaniques et continentales.

1.1.4 Modèle de la structure interne de la Terre

Ce paragraphe présente les premières notions de géologie pour comprendre l'origine des mouvements du sol. La Terre est une planète ayant un rayon moyen d'environ 6380 km à l'équateur. Elle est composée de différentes couches de matériaux dont nous proposons d'énoncer sommairement les propriétés afin d'expliquer la nature des différents types de vibrations sismiques qui interviennent dans le cadre de notre étude. Les principales couches sont depuis le centre de la planète, le noyau, le manteau et la croûte terrestre.

Le noyau est une région dense et chaude d'une épaisseur d'environ 3500 km. Il est constitué de deux parties, la partie interne supposée solide qui tourne de manière uniforme et une partie supérieure supposée liquide. Le noyau est constitué à 80% de fer, ainsi que d'autres matériaux plus léger comme le nickel. Il tourne à une vitesse légèrement supérieure à celle de la croûte terrestre de 9 ms par an [Song, 1996]. Par effet dynamoélectrique, la rotation du noyau solide produit des courants électriques en surface en raison de la friction entre les parties solide et liquide. Ce courant produit à son tour un champ magnétique dont la présence joue un rôle d'écran en protégeant l'irradiation de la surface de la planète par des particules de rayonnement solaires très énergétiques, rendant ainsi possible la vie sur Terre.

A une profondeur d'environ 2900 km, la discontinuité de Gutenberg sépare le noyau liquide supérieur de la couche principale du manteau. Le manteau est composé de plusieurs strates : le manteau inférieur, l'asthénosphère et la lithosphère (voir figure 1.4). Certains ouvrages lient la lithosphère à la croûte terrestre et non au manteau bien que leur composition et leur comportement

soient proche. Les principaux composants du manteau sont des silicates sous plusieurs formes, tel que l'olivine (contenant du fer et du magnésium), ou le pyroxène, ainsi que d'autres formes de matériaux comme la pérovskite (CaTiO_3). Le manteau inférieur est épais d'environ 2100 km et laisse place à l'asthénosphère avec une transition à 670 km. L'asthénosphère possède une épaisseur de 100 à 150 km et est ductile. Ce qui signifie que la chaleur radiative dégagée par le noyau en fusion peut être évacuée vers la surface par convection des plaques du manteau supérieur (voir figure 1.4). Ce mouvement qui donne naissance à l'activité sismique voit l'apparition des ondes de vibration qui se propagent dans l'asthénosphère. Les ondes de compression et de cisaillement se propagent dans ce milieu à leur vitesse maximale, respectivement à 10 km/s et 5,5 km/s.

La lithosphère est considérée comme la zone principale des phénomènes sismiques. Elle est séparée de l'asthénosphère par une zone dite de faible vitesse (Low Velocity Zone, LVZ). Elle marque une frontière entre les zones en fusion que l'on trouve dès l'asthénosphère dont la température monte à plus de 1300 °C, correspondant au point de fusion de l'olivine, constituant majeur du manteau, et les zones supérieures, plus froides et solides. C'est dans cette zone de séparation thermique que la propagation des ondes sismiques est la plus lente. La lithosphère est continuellement en mouvement, donnant naissance aux mouvements des plaques tectoniques afin d'évacuer par convection la chaleur du noyau. La fusion d'une plaque a lieu à partir de 200 km de profondeur.

La croûte terrestre qui repose sur la lithosphère lui est parfois associée dans la littérature. Sa principale différence est sa composition plus variée, toujours en grande partie à base de silice, le granite, le gneiss ainsi que tous les résidus de la fusion de l'olivine, le basalte.

Pour localiser le contour des plaques tectoniques, nous avons représenté sur une mappemonde en figure 1.5, l'ensemble des tremblements de terre qui se sont produits entre l'année 1964 et l'année 2002 [site USGS]. Chaque point correspond à l'épicentre d'un séisme de magnitude supérieur à 5,5 répertorié dans la base de données de l'USGS. Ce graphique original a été calculé à l'aide du logiciel Mathematica. Les épicentres ont été localisés sur une carte monde dont les contours et coordonnées géographiques sont disponibles dans une base de donnée consacrée à la géographie accessible depuis le serveur de la société Wolfram commercialisant le logiciel Mathematica [site World Data]. Les lignes qui apparaissent par la superposition de ces points permettent de distinguer les plaques tectoniques dont elles représentent la frontière. Nous avons représenté ainsi l'atlantique séparé au milieu entre les plaques nord-américaine et eurasienne. Il y a également une plaque africaine, une plaque océanique, une plaque sud-américaine. La plaque pacifique est également bordé à l'ouest du Pérou par la plaque de Nazca, engendrant une zone de subduction. Une zone de collision apparaît entre la plaque eurasienne et la plaque indienne qui remonte à l'intérieur de la plaque continentale

donnant naissance à l'Himalaya.

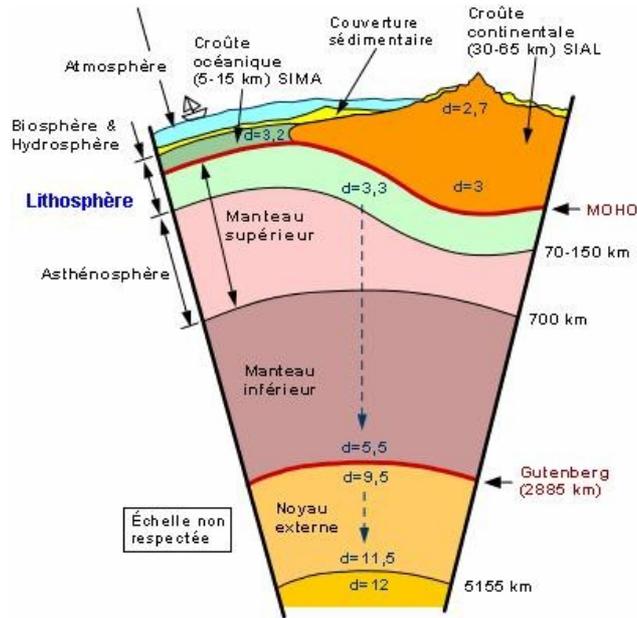


Figure 1.4: Structure interne des couches terrestres. Illustration libre de droit.

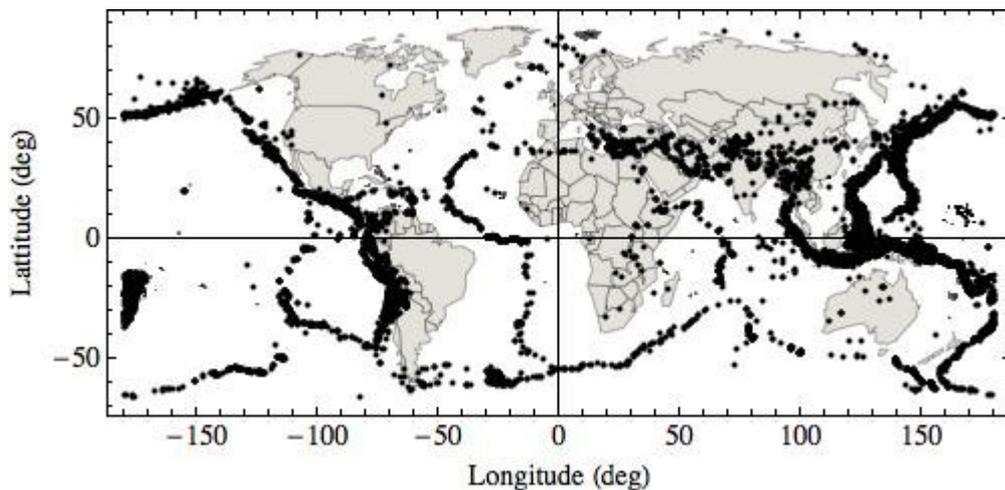


Figure 1.5: Localisation des tremblements de terre de magnitude supérieure à 5,5 intervenus entre 1964 et 2002. Graphique réalisé sous Mathematica à partir de la base de données World Data [site World Data] de la société Wolfram et des données statistiques [site USGS].

1.1.5 Origine de la formation des ondes sismiques

Le mouvement relatif des plaques tectoniques engendre différents scénarios de rencontre. Les 4 principaux que nous allons sommairement détailler sont la collision, la subduction, le glissement, la

divergence, illustrés sur un dessin réalisé à main levée en figure 1.6.

Une collision résulte du contact entre deux plaques continentales ou océaniques dont aucune ne glisse sous l'autre. Il y a alors une chaîne montagneuse en formation comme c'est le cas entre la plaque indienne qui forme la chaîne himalayenne en rentrant dans la plaque eurasiennne.

Un mouvement de subduction a lieu lorsqu'une plaque de faible épaisseur glisse sous une seconde plaque de plus grande épaisseur. Le phénomène intervient notamment au niveau de la plaque de Nazca qui plonge sous la plaque sud-américaine. Une plaque rigide passe sous une autre plaque rigide voisine moins dense en engendrant de la friction. Dans le cas considéré, un relâchement de la plaque supérieure intervient régulièrement, la faisant remonter à un point d'équilibre, libérant au passage une rupture sismique le long de la faille de séparation. La plaque qui disparaît sous la seconde plonge sous le manteau terrestre et les sédiments et roches à sa surface se décomposent dans le magma terrestre.

Le phénomène de glissement entre plaques, ou transcurrence amène deux plaques à glisser l'une contre l'autre avec des phénomènes de compression et d'extension qui se situent cette fois-ci dans le plan horizontale. La séparation entre les deux plaques s'appelle un décrochement. La faille de San Andréas présente plusieurs points de décrochement ou ensembles de failles s'étendant sur 1300 km de long pour environ 140 km de large. Le mouvement relatif entre les deux plaques est d'environ 4 à 5 cm par an, donnant naissance à 200 tremblements de terre par an ressentis par l'homme pour cette région uniquement.

Enfin, le phénomène de divergence se traduit par l'éloignement de deux plaques tectoniques. L'asthénosphère pousse les deux plaques à s'écarter afin de libérer sa chaleur. C'est ici que la lithosphère et la croûte océanique se renouvelle avec création de basalte et autres roches issues de la fusion des silicates. Les failles normales éloignent les plaques les unes des autres, comme c'est le cas avec la faille que l'on rencontre au centre de l'océan Atlantique.

Toutes ces activités tectoniques donnent lieu à de nombreux phénomènes sismiques (tremblements de terre et activités volcaniques,...). Les causes étant nombreuses, la sismologie cherche non seulement à identifier la naissance d'un séisme, mais également sa nature en espérant un jour modéliser les phénomènes pour prédire l'apparition de séisme.

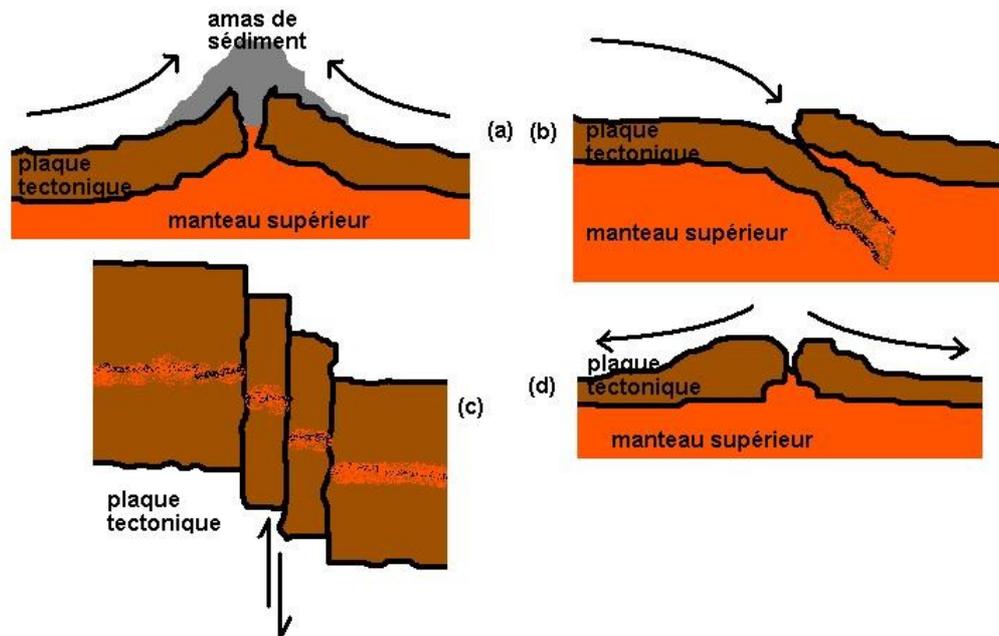


Figure 1.6: Schéma de principe des mouvements tectoniques : (a) collision, (b) subduction, (c) glissement, (d) divergence.

1.2 Les différents types d'ondes sismiques rencontrées

1.2.1 Ondes de volume

Les ondes de volume se propagent à l'intérieur du globe avec une vitesse qui dépend de l'épaisseur du matériau traversé. Compte tenu des différences de densité entre les différentes couches terrestres, cette vitesse augmente avec la profondeur. On distingue :

- Les ondes primaires de type P sont des ondes de compression et ont une propagation longitudinale (voir figure 1.7). Leur passage s'accompagne d'une ondulation du sol sous la forme d'une alternance de dilatation et de compression. La vitesse de propagation des ondes dépend évidemment des propriétés physiques (module d'élasticité, masse volumique, module d'incompressibilité) des couches dans lesquelles elles se propagent. Ainsi, la vitesse moyenne V_p de propagation des ondes de type P est donnée par la formule (1.1) suivante :

$$V_p = \sqrt{\frac{K + 4/3 \mu}{\rho}} \quad (1.1)$$

avec K le module d'incompressibilité, μ le module de cisaillement et ρ la masse volumique du milieu. Elles peuvent ainsi atteindre 6 km/s près de la surface, 14 km/s dans des milieux riches en fer solide, et 9 km/s dans le noyau externe en fer liquide. Elles sont donc les premières ondes relevées par les sismomètres. Elles produisent un grondement sourd au début du tremblement de terre.

- Les ondes secondaires de type S sont des ondes de cisaillement qui ont une propagation transversale. À leur passage, les mouvements du sol s'effectuent perpendiculairement au sens de propagation de l'onde. Leur vitesse dépend du module de cisaillement μ et de la masse volumique ρ du milieu traversé. Elles sont calculées à partir de la relation (1.2) suivante :

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1.2)$$

La vitesse maximum des ondes de type S est estimée autour de 4 km/s en surface. Elles apparaissent après les ondes P et l'intervalle de temps mesuré entre l'arrivée des ondes P et celle des ondes S est une donnée fondamentale pour évaluer la distance séparant l'épicentre du tremblement de terre à la station sismique.

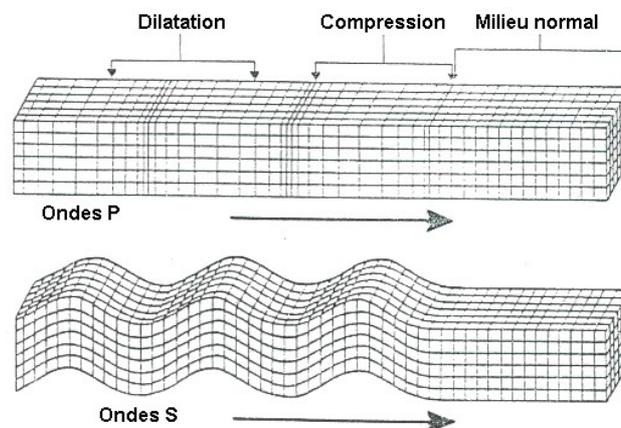


Figure 1.7: Propagation des ondes P et S [EOST]

Lors d'un tremblement de terre, un sismographe enregistre un sismogramme représentant les données dont l'évolution en intensité du signal met en évidence l'arrivée des ondes P et S à deux instants distincts, comme illustré en figure 1.8. Ainsi, pour un même événement sismique enregistré à différents points du globe, les scientifiques déduisent par triangulation, à partir des sismogrammes, la localisation géographique de l'épicentre du phénomène sismique, sa profondeur et sa magnitude comme nous le verrons au paragraphe 1.2.4 suivant.

La propagation des ondes de volume est comparable à celle des rayons lumineux en espace libre. En

effet, elles peuvent être réfléchies ou réfractées aux interfaces, c'est-à-dire déviées à chaque changement de milieu comme au passage manteau-noyau par exemple (voir figure 1.9). Elles peuvent aussi suivre des trajets très complexes à l'intérieur de la Terre. Leur temps de parcours dépend du trajet, ce qui explique pourquoi elles n'arrivent pas toutes en même temps au même endroit. La vitesse des ondes de type P et S variant suivant les matériaux traversés, les géophysiciens utilisent ces relevés pour cartographier les milieux traversés par chaque type d'onde. En recoupant toutes ces informations, il leur a été possible d'identifier les différentes strates constituant l'intérieur de la Terre et présentées précédemment (figure 1.4, paragraphe 1.1.4) bien qu'aucune sonde actuelle ne puisse descendre au-delà de quelques dizaines de kilomètres de profondeur.

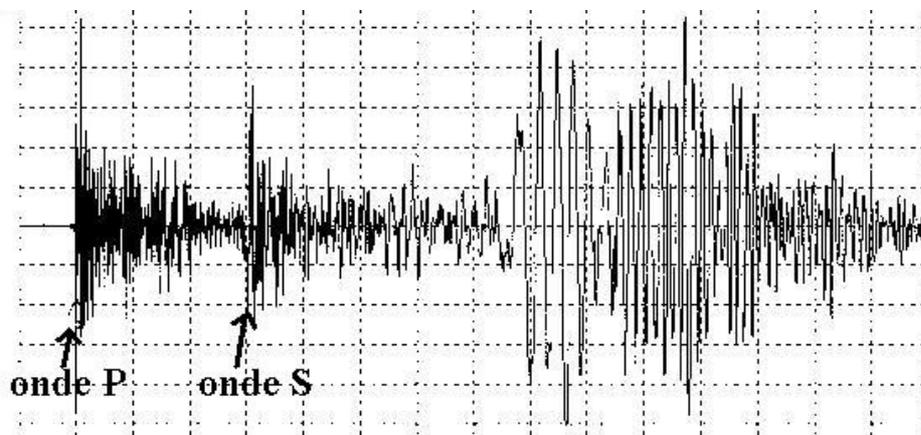


Figure 1.8: Sismogramme d'un tremblement de terre. Le début du signal constitue l'arrivée de l'onde P, suivi de quelques secondes plus tard du front d'amplitude de l'onde S. Illustration libre de droit.

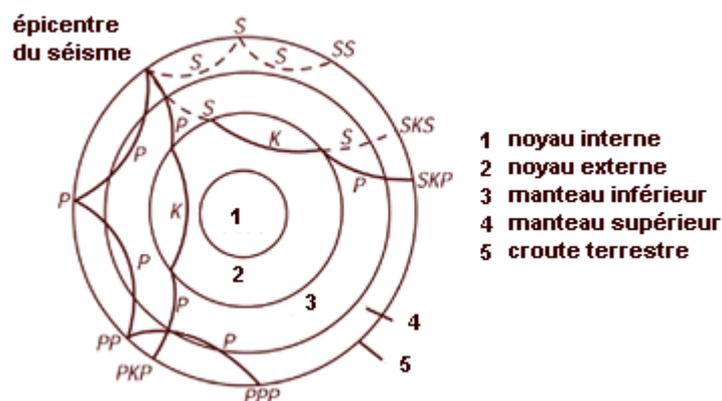


Figure 1.9: Propagation des ondes de type P et S dans les couches terrestres permettant d'identifier leur nature. D'après [site USGS, 2002]

1.2.2 Ondes de surface

Ce sont des ondes se propageant dans la croûte terrestre qui se comporte comme un guide d'onde. Elles sont moins rapides que les ondes de volume mais leur amplitude est généralement plus forte et donc plus destructrice. On peut distinguer :

- L'onde de Love découverte par le britannique A. E. Hough Love en 1911. Son déplacement est comparable à celui des ondes de type S sans le mouvement vertical. Les ondes de Love provoquent un ébranlement horizontal qui est l'origine de dégâts irréversibles sur les fondations des édifices qui ne respectent pas les normes de construction parasismique. Les ondes de Love se propagent autour de la vitesse d'environ 4 km/s.
- L'onde de Rayleigh découverte par J. W. Strutt Rayleigh en 1885. Son déplacement est complexe, assez semblable à celui d'une poussière portée par une vague, constituant un mouvement à la fois horizontal et vertical.

Le tableau 1 ci-dessous fait la synthèse des caractéristiques des ondes produites lors d'un tremblement de terre.

Onde	Vitesse	notes
Compression P	6 km/s	Énergie parallèle à la propagation
Cisaillement S	4 km/s	Énergie orthogonale à la propagation
Rayleigh	lente	plus destructrice que les ondes de volume, similaire à une vague
Love	4 km/s	plus destructrice que les ondes de volume, cisaillement horizontal

Tableau 1 : Tableau de synthèse des différentes ondes sismiques.

1.2.3 Distribution des ondes sismiques

Les ondes sismiques générées par un tremblement de terre proche de la surface du globe sont perçues par différents réseaux de stations sismiques. De ces relevés, les sismologues peuvent localiser précisément par le calcul l'épicentre et évaluer sa puissance. De nombreuses bases de

données qui enregistrent les vibrations du sol diffusent leurs informations librement sur internet. Par exemple, les institutions comme Caltech et l'université de Berkeley surveillent et diffusent en continu les données sismiques délivrées par le réseau de stations installées en Californie. Pour notre étude, nous utilisons un agrégateur de réseaux sismologique mondial, IRIS (Global Seismographic Network) qui reçoit en permanence les données issues de dizaines de réseaux à travers le monde [site IRIS].

Pour déterminer et caractériser le type des signaux habituellement mesurés par les sismomètres, nous avons entrepris de télécharger et d'analyser des données issues d'un séisme. Pour illustrer l'intérêt de ces outils, nous avons choisi de déterminer les retards qui existent entre l'arrivée entre les ondes de types P et S. Ainsi, nous avons téléchargé et analysé les données enregistrées par 6 stations réparties à environ 2000 km autour de l'épicentre du séisme du 9 novembre 2010 (magnitude 5,5) situé aux Philippines en utilisant les données du réseau de l'IRIS GSN. Les sismogrammes ont été traités en utilisant le logiciel libre GEE (Global Earthquake Explorer) [site GEE], développé par l'université de Caroline du Sud membre du consortium IRIS.

En figure 1.10 suivante, nous avons représenté les signaux captés par les 6 stations sismiques. Les ondes P et S générées ont traversé le globe et atteint ces stations après un certain temps. De ceci, on peut déduire que le tremblement de terre a eu lieu à quelques centaines de kilomètres des îles Samoa et à environ 800 km, 3000 km et 6700 km des îles Salomon. En triangulant ce signal sur plusieurs stations, l'épicentre a été localisé aux Philippines ($7^{\circ}14'50''$ N, $126^{\circ}58'00''$ E).

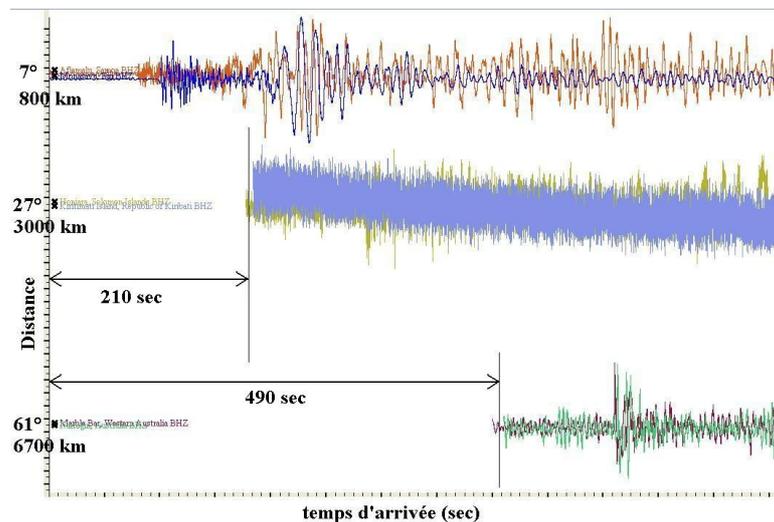


Figure 1.10: Relevés sismiques enregistrés par 6 stations du Pacifique lors du tremblement de terre le 9 novembre 2010 aux Philippines (magnitude 5,5). Source IRIS, traitement GEE.

Nous remarquons que les relevés donnés par chaque station comportent des enregistrements sur les

directions nord-sud, est-ouest, et vertical. Ainsi, les systèmes de surveillance sismiques disposent de capteurs multi-directionnels ou déclinent plusieurs capteurs monodirectionnels pour enregistrer la totalité du mouvement du sol. L'analyse des données mesurées suivant ces axes permet de localiser et de caractériser la nature des mouvements générés (ondulations du sol, déplacement transversal) ainsi que la magnitude du séisme. La figure 1.11 suivante montre un ensemble d'ondes à propagation verticale mesurées lors du même événement. La magnitude du séisme ainsi que la profondeur de l'épicentre apparaissent en comparant les différentes composantes et les fréquences de chaque ondes. Dans ce cas elle a été évalué par les scientifiques à 5,5 sur l'échelle de Richter avec un épïcentre à 20 km de profondeur.

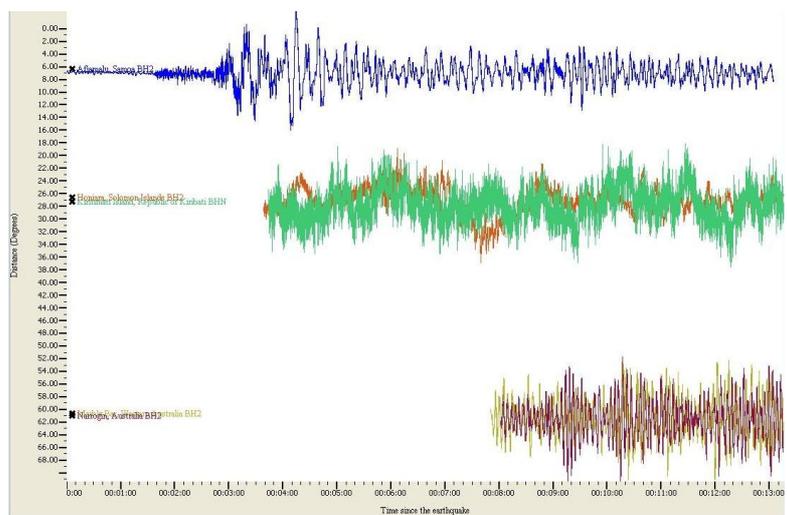


Figure 1.11: Relevés sismiques du tremblement de Terre aux Philippines (9 nov. 2010) pour des ondes se propageant verticalement. Source IRIS, Traitement sous GEE.

Pour conclure, chacune des ondes qui ont été citées dans le paragraphe précédent sont présentes lors d'une activité sismique. Leur répartition et leur fréquence sont ce qui va déterminer l'intensité du séisme et sa gravité.

1.2.4 Qualification de l'intensité et de la magnitude d'un séisme

L'intensité d'un séisme est définie par rapport au lieu d'observation. Elle décroît généralement avec la distance à l'épicentre mais dépend également de la configuration géologique. L'intensité ne peut être donnée que sous la forme d'une estimation. A l'inverse, la magnitude ne dépend pas du point d'observation mais uniquement de la caractéristique du tremblement de terre et est calculée directement à son épïcentre. Il s'agit d'une mesure de l'énergie libérée par le séisme. En 1935, C. F. Richter étudie les différentes quantités d'énergie libérés par les tremblements de terre afin d'établir une modélisation [Richter, 1956]. Pour cela, il appuie ses travaux sur les mesures enregistrées par

un sismomètre de torsion développé par Wood et Anderson. Les travaux révèlent un comportement logarithmique de l'impact des séismes en fonction de leur énergie. De même, l'énergie transmise par les ondes de compression et de cisaillement (voir paragraphes suivants) se dissipe différemment suivant la composition et la densité du milieu traversé. Il en résulte que la modélisation d'une telle propagation doit tenir compte de la géologie des sols en présence. Richter propose d'attribuer une magnitude de 3 (sur une échelle qui portera son nom) à un séisme survenant à 100 km de l'instrument de mesure, soulevant le sol de 1/2800 mm. Ce facteur de 1/2800 est en réalité l'amplification du capteur qu'il utilisait à l'époque pour caractériser les vibrations du sol. Ce qui signifie qu'un déplacement du sol de 1/2800 mm entraîne un déplacement de 1 mm de l'aiguille de mesure de son appareil. Une première modélisation simplifiée est apportée en tenant compte de la distance Δ du sismomètre par rapport à l'épicentre du séisme, la profondeur h de l'épicentre, l'amplitude maximale u_M de l'onde sismique et sa période T_M correspondante. Les sismologues évaluent la magnitude m du séisme en utilisant la relation (1.3) suivante :

$$m = \log\left(\frac{u_M}{T_M} + f_{amort}(\Delta, h)\right) + C \quad (1.3)$$

avec C une constante dont la valeur est fonction du milieu et f_{amort} la fonction d'amortissement du signal sismique. Le comportement logarithmique de l'énergie en fonction de la magnitude est traduit par la relation (1.4) suivante :

$$\log\left(\frac{E}{E_{ref}}\right) = 4,8 + 1,5 * m \quad (1.4)$$

avec $E_{ref} = 1$ Joule. Le calcul montre que l'augmentation d'une unité de la magnitude produit une multiplication par 32 de l'énergie libérée. Pour une magnitude de 3 sur cette échelle, un séisme libère $1,99 * 10^9$ Joules.

1.3 Principes des sismomètres

Pour enregistrer les mouvements du sol produits par un tremblement de terre, plusieurs types de sismomètres ont été proposés au cours des deux derniers siècles. Nous allons aborder ici les principes généraux des sismomètres et constater ici la diversité des transducteurs existants.

1.3.1 Principe du sismomètre à masse inerte

Les sismomètres sont des instruments de mesures conçus pour enregistrer les sursauts vibratoires de la Terre afin d'en évaluer l'intensité locale d'un séisme. La multiplication des points de contrôle sismique et l'amélioration des modèles décrivant leur apparition pourrait ouvrir la voie aux prédictions des séismes futurs. Ainsi, un sismomètre est souvent un objet susceptible d'un mouvement harmonique comme un pendule en oscillation, ou un objet considéré comme inerte par rapport au sol dont le comportement va être modifié de façon perceptible lors d'un tremblement. Le premier sismomètre moderne était un "simple" pendule mis au point par les professeurs J. Milne, J. A. Ewing et T. Gray au Japon en 1880 [Milne, 1898], illustré en figure 1.12, dans le but d'étudier les tremblements de terre fréquents sur cette île. Un pendule géant de 21 pieds de long (6,40 m) était suspendu au-dessus d'un papier se déroulant continuellement. La période propre d'oscillation du pendule était d'environ 5 secondes, ce qui correspond à une période sismique détectable. Le pendule était inerte et une pointe encreée était accrochée à son extrémité. Lorsqu'un tremblement de terre survenait, le support du pendule tremblait en phase avec la terre et le pendule oscillait en contre-réaction dans le sens opposé à la vibration en respect du premier principe de la mécanique. La pointe traçait ainsi sur papier les oscillations du pendule examinées ensuite et mises en corrélation avec d'autres sismomètres. Les professeurs Milne, Ewing et Gray ont développés quelques instruments de ce type entre 1880 et 1895 pour étudier en leur temps les mouvements géologiques et les tremblements qui secouaient le Japon. Ils enseignaient pendant cette période au département de Géologie et Minage de l'Université Impériale de Tokyo. Cette étude comprenait notamment l'enregistrement du Grand Tremblement de Terre de Nobi au Japon de 1891 qui fit 7 273 morts et se terminera en Février 1895 avec une secousse qui détruisit malheureusement la plupart des instruments de mesures ainsi que les données du département de géologie et de minage de l'université de Tokyo.

En 1898, John Milne de retour en Angleterre consacra son temps à développer et multiplier les exemplaires de son sismographe en installant le premier réseau d'étude de séisme comprenant 52 instruments répartis en 1910 sur tout le territoire de l'empire britannique. Milne est considéré aujourd'hui comme le père de la géologie moderne [Herbert-Gustar, 1980]. Le principe du pendule inerte sera repris et sans cesse amélioré avec beaucoup d'imagination au cours du siècle suivant. Cependant, le concept général derrière tous les sismomètres modernes reste toujours le même, celui d'un objet inerte utilisé en référence pour enregistrer les mouvements du sol.

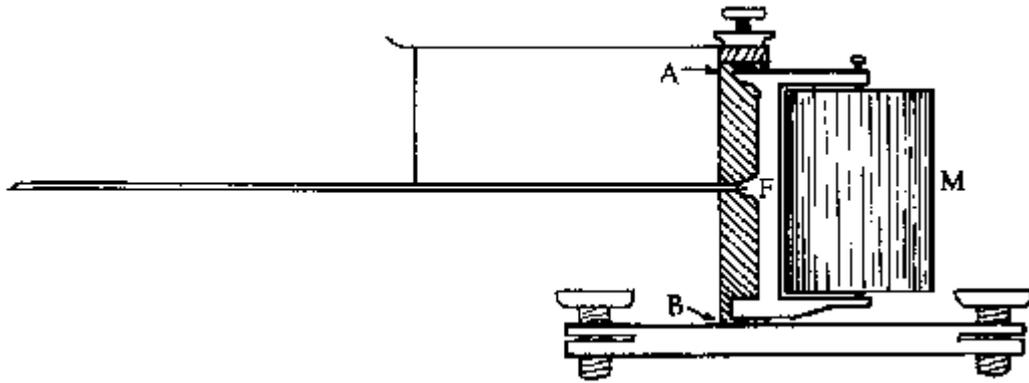


Figure 1.12: Sismomètre horizontal à pendule inerte dit modèle de Ewing. Conçu dans les années 1880 par Ewing, Milne et Gray à Tokyo.

Un sismomètre est la partie sensible d'un sismographe. Cette distinction sera prise en compte dans la suite du document. Tout sismographe moderne comporte les éléments suivants :

- Le capteur et le transducteur constitue le sismomètre objet de l'étude. Le capteur de déplacement du sol (capteur à inertie ou parfois capteur de déformation) permet de suivre le mouvement et le transducteur convertit ce mouvement en un signal « lisible » de type électrostatique, électrodynamique, magnétodynamique, parfois même à effet Hall ou optique dans notre cas.
- Un amplificateur pour améliorer la sensibilité du capteur.
- Un enregistreur (à encre, à style chauffant, à style électriquement chargé, photographique, magnétique-analogique, magnétique-numérique, etc.), permanent ou déclenché par un niveau d'intensité sismique minimum pour enregistrer le déroulement des événements telluriques. Une partie des sismomètres utilisés à la surface du globe numérisent également leur données pour les envoyer sur le réseau, afin d'obtenir une surveillance en temps réel de l'activité sismique [site IRIS].

L'ensemble capteur-transducteur qui constitue le sismomètre est en général constitué d'une masse inerte, ou d'un pendule dont le mouvement relatif au support est enregistré. Les premiers sismographes étaient imprimés sur papier déroulant à l'aide d'une aiguille encreée fixée sur le pendule. Une évolution du sismomètre est intervenue lorsque certains systèmes ont intégré une contre-réaction sur la position du capteur (à inertie). Ce type de sismomètre sera décrit au paragraphe 1.3.3.

Dans la plupart des cas, les industriels s'efforcent de construire des systèmes linéaires dont les oscillations propres sont amorties. Le gain et le déphasage sont une fonction de la période. Un sismographe agit également comme un filtre, que l'on peut accorder pour atténuer les bruits de fond

toujours présents, même dans les installations souterraines : déformation lente, agitation micro-sismique naturelle centrée vers 4 à 6 sec de période, ou artificielle de fréquence très supérieure. Pour chaque gamme de période, les constructeurs proposent des capteurs appropriés. Ainsi, il est essentiel de consulter la notice technique du sismomètre pour déterminer sa gamme d'utilisation. Chaque sismomètre a des performances bien spécifiques liées à sa conception (bande passante, sensibilité exprimée en mV/g). Ainsi certains sont développés pour analyser des phénomènes en longue période (supérieure à 10 s), d'autres répondent à des courtes périodes (>1 s) et enfin, certains sont à large bande et couvrent les deux domaines précédents. Cependant chaque système a sa propre bande passante qu'il est donc fondamental de caractériser. Un des objectifs du travail de thèse a été de déterminer la bande passante du capteur à fibre optique que nous avons développé en vue d'en qualifier son applicabilité en sismologie expérimentale. Ce point sera présenté au chapitre 4. D'autre part, les stations de surveillance sont souvent isolées des zones électrifiées. Par conséquent, une optimisation énergétique est à entreprendre au niveau du choix des composants et de la technologie pour en optimiser la consommation électrique, d'autant plus si la station est amenée à diffuser les données sur un réseau de télécommunication en plus de l'enregistrement local.

1.3.2 Sismomètres à courte période et longue période

Le domaine observable des fréquences des ondes sismiques couvre une bande allant du milliHz à environ 10 Hz. Celle-ci est trop large pour qu'un seul sismographe puisse les enregistrer avec une sensibilité suffisante. Les capteurs sont classés en deux catégories et une station d'observation comporte des instruments de chacune des catégories pour analyser la plus grande distribution de signal sismique possible :

- les sismographes à courte période "CP" observent les vibrations ayant une fréquence supérieure à 1 Hz. Celles-ci peuvent être d'origines naturelles mais sont également générées par les machines industrielles sur les chantiers ainsi que d'autres activités humaines.
- les sismographes à longue période ou large bande, "LP" ou "LB" observent les vibrations de fréquences inférieures à 1 Hz.

Notre étude s'intéresse au développement d'un capteur sensible aux vibrations mesurables avec un capteur à fibre optique, donc comme nous le verrons plus loin, adapté à des mesures de vibrations de courte période (CP).

Pour couvrir le spectre complet des périodes, les stations de surveillance sismique sont équipées de

différents types de sismomètres ou intègrent des systèmes pour filtrer les différents signaux. Dans la plupart des cas, nous avons observé que les sismographes conventionnels séparent les trois composantes du signal sismique, suivant la direction Ouest-Est (W-E), Sud-Nord (S-N), et verticale. Cet aspect n'aura pas d'incidence sur notre développement puisqu'il suffirait de multiplier le nombre des transducteurs et de les orienter convenablement s'ils étaient amenés à être installés dans un sismographe.

1.3.3 Sismomètres non linéaire

Le principe général du sismomètre présenté précédemment correspond à un système de base non asservi dont l'architecture est optimisée pour présenter une réponse linéaire. Une contre-réaction sur l'élément sensible (la masse inerte par exemple) permet d'améliorer la sensibilité de mesure. Même si dans le cadre de cette étude nous nous sommes attachés à développer un capteur à réponse linéaire, il est intéressant d'étudier les améliorations possibles utilisant une contre réaction. Ce point fera l'objet d'un développement en conclusion car il représente une perspective importante pour notre capteur à fibre optique. Les effets d'une contre-réaction pour un sismomètre sont de renvoyer le premier signal détecté par le sismomètre à l'entrée du capteur afin d'en améliorer réponse du transducteur. En général, une contre-réaction est utile pour des sismomètres à faible bande passante. Dans ce cas, la contre-réaction par une balance de force permet d'élargir les fréquences perçues mais également la sensibilité du capteur.

Pour un sismomètre en boucle ouverte, la fonction de transfert est le rapport entre le déplacement du capteur (masse inerte) en sortie X_r et son accélération A_e en entrée, donné par la relation (1.5) suivante :

$$T(s) = \frac{X_r}{A_e} = \frac{1}{s^2 + 2\varepsilon\omega_0 s + 2\omega_0^2} \quad (1.5)$$

Avec ω_0 la pulsation propre du système et $\varepsilon = 1/2Q$: amortissement où Q est le facteur de qualité.

Dans le cas d'un appareil fonctionnant en boucle fermée, comme illustré figure 1.13, la force de contre-réaction est proportionnelle à l'accélération A_e , ce qui revient à augmenter la masse M du transducteur et donc à diminuer la pulsation propre ω_0 .

La nouvelle fonction de transfert utilise donc un terme d'amplification A du signal et un facteur correcteur β , respectant la relation (1.6) :

$$T(s) = \frac{A}{s^2 + 2\epsilon\omega_0 s + (\omega_0^2 + A\beta)} \quad (1.6)$$

La raideur équivalente du transducteur est augmentée d'un facteur $A\beta/\omega_0^2$ ce qui permet d'obtenir une réponse plus rapide du système.

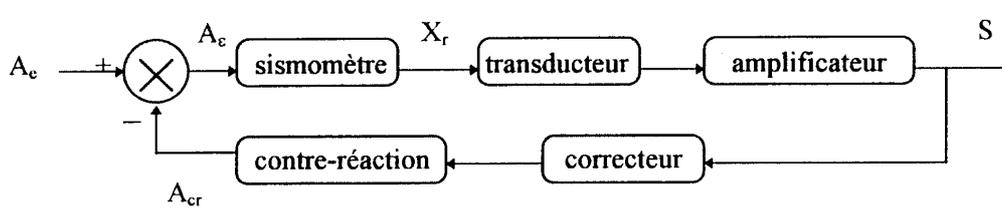


Figure 1.13: Schéma de principe d'un sismomètre non linéaire avec un amplificateur et un correcteur de contre-réaction.

En sismologie, il n'est pas possible de séparer le bruit naturel d'une mesure du signal mesuré puisqu'il s'agit de la même source, les vibrations terrestres. Ainsi, un sismologue ne peut améliorer le rapport signal sur bruit d'un capteur, mais il doit amplifier le signal et le bruit de façon équivalente et choisir la bande de fréquence dans laquelle il souhaite restreindre l'observation.

Comme nous allons le voir dans le prochain chapitre, la transduction de la vibration doit permettre une large bande passante suffisante pour la sismologie.

1.3.4 VASE, Outil d'extraction et de visualisation des sismogrammes

Pour cette étude, nous aurons besoin de comparer les performances du capteur que nous cherchons à développer avec celles des sismomètres du commerce. Afin de collecter un ensemble complet de données sur la nature des séismes, leur échelle de grandeur et leur durée, comme il a déjà été mentionné, plusieurs banques de données mondiales mises à jour en temps réel sont à disposition. Plusieurs logiciels sont également proposés pour faciliter le téléchargement et l'analyse. VASE par exemple, (Viewer And Seismogram Extraction tool) a été développé par le groupe IRIS (Incorporated Research Institutions for Seismology) est distribué gratuitement à l'ensemble de la communauté scientifiques.

L'interface général du logiciel, présentée figure 1.14, permet d'interroger les banques de données sismiques du réseau de l'IRIS après la saisie de la région d'intérêt et de la période. VASE interroge ensuite les différents serveurs disponibles dans la région pour déterminer la liste des stations sismiques proche du lieu désiré qui partagent en ligne leur relevés. Les sismogrammes peuvent ensuite être téléchargés par l'utilisateur en mode local pour être analysés avec des algorithmes

spécifiques.

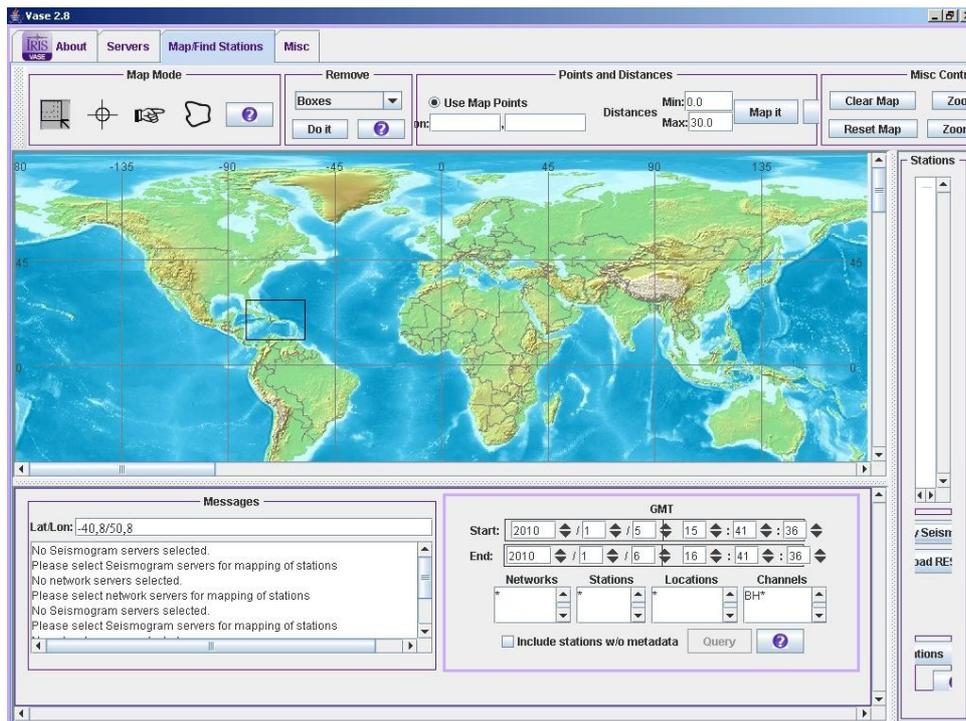


Figure 1.14: Interface du logiciel VASE. La localisation et la date que l'utilisateur souhaite observer sont transmis à l'ensemble des serveurs partenaires disponibles pour le téléchargement de données de stations sismiques.

Dans le signal exemple qui suit (figure 1.15), nous avons interrogé le réseau IRIS GSN pour obtenir les sismogrammes disponibles dans la région de Cuba le 12 janvier 2010, soit le jour du tremblement de terre de magnitude 7,2 qui a frappé Haiti. Le sismomètre le plus proche ayant distribué son information sur le réseau est la station de Guantanamo Bay, et l'extrait suivant courant montre une des secousses du séisme de Haiti, réalisé sous Matlab pour une période de 30 min avec en ordonnée la tension mesurée par le sismographe (en mV).

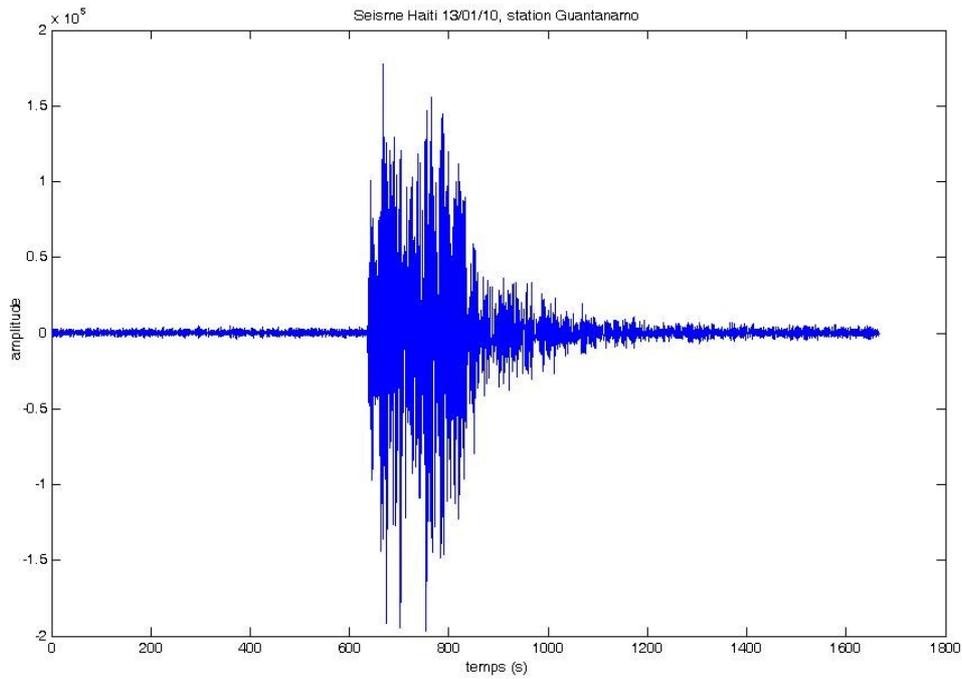


Figure 1.15: Données sismiques enregistrées par la station de Guantanamo Bay le 13 janvier 2010. Réalisé sous Matlab, données extraites depuis le réseau IRIS.

Le logiciel VASE permet d'obtenir des sismogrammes pour ensuite les analyser par des outils propres à chaque étude. Dans notre cas, nous avons utilisé une simple recherche de spectre dans un format utilisable sous Matlab pour analyser le spectre de la vibration (représenté en figure 1.16). Celui-ci montre que la fréquence principale du signal sismique est inférieure à 1 Hz (environ 0,2 Hz) mais que l'amplitude des fréquences supérieures à 1 Hz reste suffisante pour une détection à 50 mV/g. Cependant, cette accélération est visible sur le sismomètre de Guantanamo se situant à moins de 1000 km de l'épicentre. Évidemment, avec l'éloignement, la puissance du signal diminue et les instruments doivent être plus sensibles pour pouvoir les détecter.

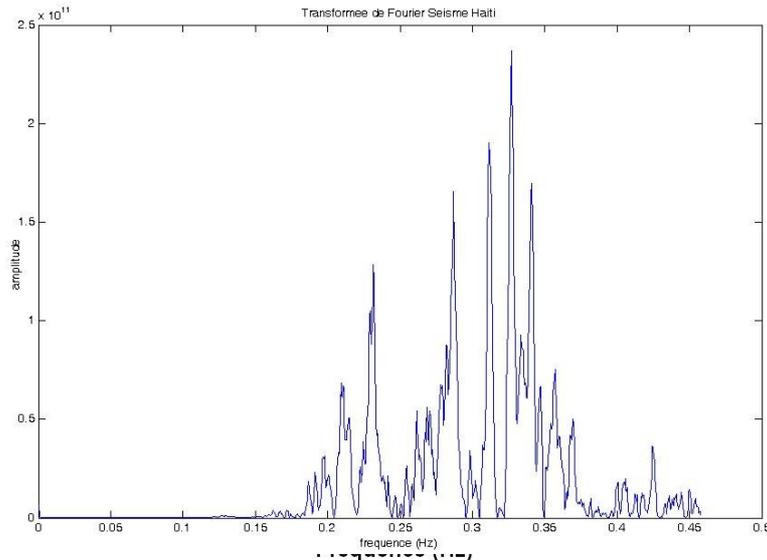


Figure 1.16: Spectre de fréquence du sismogramme pris par la station de Guantanamo Bay. Réalisé sous Matlab.

1.4 État de l'art des capteurs de vibrations

Pour détecter les vibrations, plusieurs techniques ont été mises en avant sur des principes mécaniques, optiques et électromagnétiques divers. Chaque technique présentée par la suite ne s'applique qu'à des spectres bien définis de vibrations, qu'elles soient volumiques, surfaciques, ondes acoustiques ou ondes dans un matériau solide. De plus, les sensibilités diffèrent ainsi que leur coût de revient. Nous reviendrons en détail un peu plus bas sur le domaine des capteurs optiques de vibrations qui constituent une activité importante du Laboratoire des Systèmes Photoniques qui a une longue expérience dans le domaine des capteurs à fibre optique pour des applications variées en métrologie vibratoire, des chocs et des température notamment. Même si les capteurs optiques de vibration ne sont pas les plus utilisés pour la transduction d'une onde acoustique ou sismique, nous étudierons les différents principes proposés dans la littérature, en particulier ceux mettant à profit les propriétés avantageuses des fibres optiques.

1.4.1 Transducteur mécanique

Comme décrit dans les paragraphes précédents, un ensemble mécanique représente une méthode efficace pour mesurer une vibration. L'oscillation d'une masse suspendue est opposée avec une inertie à l'oscillation de son support rigide qui suit les mouvements du sol sur lequel il repose. Deux

types de systèmes mécaniques sont mis en œuvre, le pendule oscillant dont le comportement est perturbé par le déplacement du sol et la masse inerte suspendue par un système de ressort. Dans les deux cas, l'objet au centre du détecteur n'est pas soumis directement à la vibration mais c'est son mouvement relatif et opposé au mouvement du sol qui permet de mettre en évidence l'activité sismique.

1.4.2 Accéléromètre piézo-électrique

Dans ce cas, un élément piézo-électrique remplace le ressort soutenant la masse (figure 1.17). Lorsqu'une vibration parcourt le support, la force appliquée sur l'élément piézo-électrique est convertie en variation du signal électrique par effet piézoélectrique qui peut être mesuré aux bornes de l'élément piézo. Les capteurs de vibration piézo-électriques sont très utilisés dans l'industrie pour des applications variées (acoustique, mesure de pression, force, etc.). Leur principal avantage est le faible coût. Il nécessite cependant des études particulières pour le montage, notamment sur le système à étudier [Harris, 2009].

Les capteurs piézo-électriques sont peu sensibles à la température et peuvent travailler dans des environnements de haute température et pression mais présentent une faible sensibilité. Ils sont souvent utilisés pour des capteurs de pression dans le secteur automobile ou aérospace (pression des pneus). Ils possèdent une étroite bande passante entre 1 Hz et 3 KHz pour une sensibilité de 50 mV/g lorsqu'ils sont utilisés comme accéléromètre.

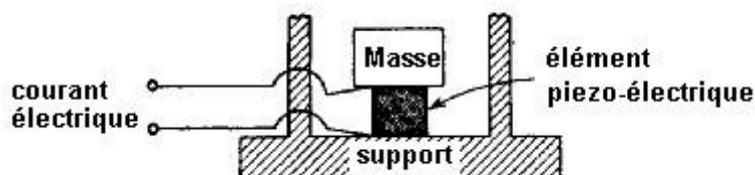


Figure 1.17: Élément piézo-électrique ayant le même rôle qu'un ressort pour un transducteur de vibrations.

1.4.3 Accéléromètre piézo-résistif

Dans cette configuration, une masse inerte est suspendue au bout d'un bras horizontal à un support fixe. De part et d'autre du bras, deux éléments piézo-résistifs vont travailler en opposition.

Lorsqu'une vibration parcourt le bras et fait osciller la masse, un élément subit une compression et sa résistance équivalente augmente proportionnellement tandis que l'autre élément subit une détente et sa résistance diminue.

Deux paires d'éléments disposés suivant la distribution précédente sont placés sur le bras de manière à obtenir un circuit électrique équivalent du type pont de Wheatstone. On obtient ainsi une lecture simple de la résistance équivalente des éléments piézo-résistifs et donc de la force qu'ils ont subie.

Les capteurs piézo-résistifs sont souvent utilisés dans la mesure de déplacement ou de déformation, tels des jauges de contrainte. Les matériaux piézo-résistifs sont souvent intégrés dans des circuits couplés avec un pont de Wheatstone, ce qui permet d'avoir un capteur de taille réduite et facilement utilisable dans tout genre de véhicule. Ils peuvent supporter plusieurs centaines de g en accélération pour une sensibilité de 1 mV/g.

1.4.4 Transducteur opto-électronique

Les éléments opto-électriques permettent de mesurer différentes quantités de déplacement suivant les effets observés. Ainsi, une mesure directe de la vitesse de mouvement d'un support peut être réalisée à partir d'un laser par effet Doppler. Les avantages d'un vibromètre à effet Doppler sont l'absence de masse inertielle, la mesure effectuée à distance, sur une grande plage spatiale avec une très bonne résolution spatiale (5 à 100 μm typiquement, pour une sensibilité de 0,1 μm , avec une large bande passante entre 1 Hz et plusieurs MHz). Ils trouvent des applications dans l'industrie en calibration, en analyse des vibrations des systèmes (moteur automobile, machine tournante, etc.). Nous utiliserons un vibromètre à effet Doppler pour calibrer notre capteur. Son principe et ses caractéristiques seront décrites au chapitre 3. Les transducteurs à fibre optiques appartiennent à la famille des systèmes opto-électroniques. Étant donné qu'il font l'objet de l'étude, ils ont été décrits en détail au paragraphe 1.5 ci-dessous.

1.4.5 Transducteur électro-dynamique

Ils sont sans aucun doute la version la plus simple de capteur de vibration. Une bobine électrique illustré en figure 1.18 est placé entre les pôles d'un aimant électromagnétique. Le mouvement relatif de cette bobine par rapport à l'aimant immobile induira un courant dans la bobine dans la tension e sera proportionnelle à la vitesse v suivant la relation (1.7) :

$$e = -Blv \quad (1.7)$$

Avec B le champ magnétique, l la longueur du conducteur soumis au champ magnétique et v la vitesse relative de la bobine par rapport à l'aimant.

Leur utilisation la plus courante est en acoustique avec une bande passante couvrant la plupart des fréquences audibles par l'homme, de 100 Hz à 20 kHz environ avec une sensibilité à 1000 Hz de -70 dB/V. Ce genre de capteur est très peu utilisé en revanche pour des fréquences inférieures à 100 Hz; il est donc incompatible avec le domaine sismique.

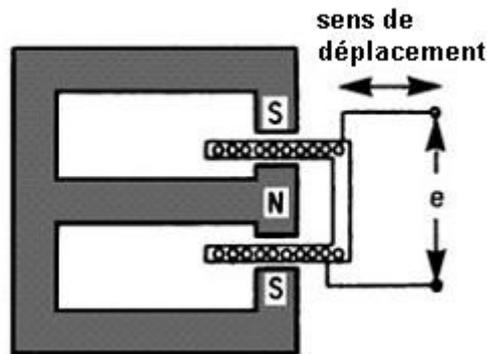


Figure 1.18: Vélocimètre par courant induit entre une bobine mobile et un aimant immobile

1.4.6 Transducteur capacitif

De réalisation très simple, on mesure la variation de la capacité mesurée entre deux plaques dont l'une est fixée au support et la deuxième est libre. Le déplacement du support provoque un changement de capacitance proportionnel à l'écart entre les plaques. Ce système est simple à assembler et peu cher. Il mesure le déplacement et non la vitesse ou l'accélération.

Les capteurs capacitifs peuvent résister à de très fortes températures et s'intègrent dans les circuits miniaturisés. Ils sont utilisés comme accéléromètre ou capteur de déplacement pour une bande passante allant du domaine statique à 2 kHz.

1.5 Capteurs de vibrations à fibres optiques

1.5.1 Classification : capteurs intrinsèques et extrinsèques

Formellement, un capteur optique peut être défini comme un système dans lequel un signal optique est modifié de façon reproductible lorsque sollicité par une source d'excitation extérieure telle qu'une contrainte ou une évolution de la température par exemple. Cette définition couvre une très grande variété de capteurs puisqu'un faisceau lumineux est caractérisé par des grandeurs telles que son intensité; sa longueur d'onde, sa phase ou son état de polarisation. Ainsi, dans un capteur optique n'importe laquelle de ces grandeurs, et parfois une combinaison de celles-ci, peut être mise à contribution pour réaliser l'effet sensible. Un capteur à fibre optique rentre dans le cadre de cette définition très générale comme illustré en figure 1.19. Cependant dans ce cas particulier, deux possibilités peuvent se présenter. La fibre peut être intrinsèquement utilisée comme support de l'élément sensible à la grandeur à mesurer, ou alors simplement servir de guide d'onde flexible pour véhiculer une information optique mesurée à partir d'une interaction entre un faisceau lumineux et le milieu extérieur. Cette distinction amène à classifier dans la littérature les capteurs à fibre optique en deux groupes : les capteurs intrinsèques forment la première catégorie décrite précédemment et les capteurs extrinsèques relèvent de la seconde catégorie. Un schéma fonctionnel adapté à notre étude est présenté en figure 1.20. Le signal d'entrée E_e est transmis par la fibre optique jusqu'au transducteur sensibilisé au mesurande X . Le signal perturbé repart dans la fibre et est mesuré E_s par le dernier élément de détection. Le matrice de transfert T entre les deux quantités mesurables de signal permet d'obtenir une lecture du mesurande X , suivant la relation (1.8) ci-dessous.

$$E_s = E_e T(x) \quad (1.8)$$

Dans les deux cas, les capteurs à fibres optiques permettent de véhiculer l'information. Ils simplifient en conséquence le conditionnement et le traitement du signal.

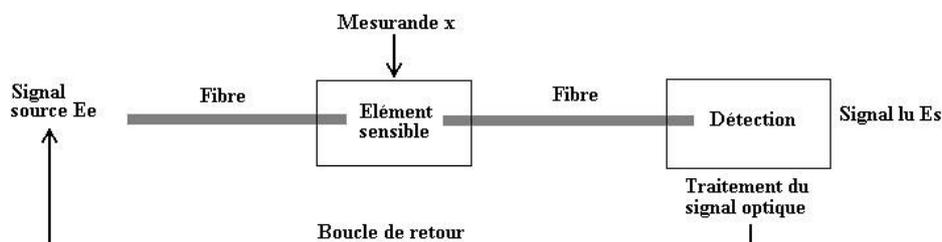


Figure 1.19: Schéma d'un capteur typique à fibre optique.

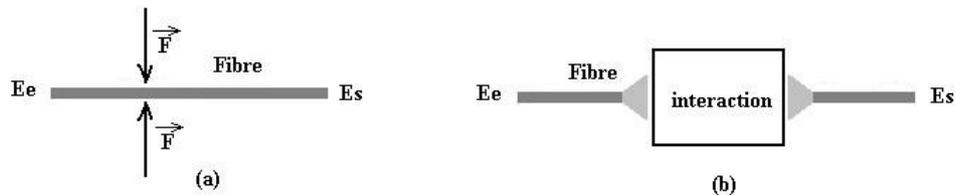


Figure 1.20: Classification des capteurs à fibre optique (a) capteur intrinsèque, (b) capteur extrinsèque.

1.5.2 Capteur à fibre optique monomode et multimode

Même si l'état de l'art sur les capteurs à fibre optique sera consacré aux capteurs à fibre optique monomode, il est intéressant de préciser qu'il existe deux types de fibre optique mis en œuvre pour élaborer des capteurs : les fibres monomode et multimode.

Les capteurs à fibre optique monomode ont la propriété très importante de conserver la cohérence spatiale du faisceau guidé [Williams, 1993]. La plus grande partie des capteurs à fibre optique monomode développés et présentés dans la littérature exploite cette propriété. Dans ce cas, le mécanisme de transduction à la base du capteur est la modulation de phase du faisceau souvent mesurée par interférométrie ou par mesure du taux de modulation de l'état de polarisation (capteurs polarimétriques). Les capteurs interférométriques sont bien établis dans la littérature, ils ont été utilisés pour mesurer avec une très grande précision de nombreux paramètres dont les vibrations [Miller, 1987]. Cependant les techniques interférométriques requièrent l'utilisation de composants de haute précision montés avec une très grande stabilité mécanique et sont souvent très contraignants à mettre en œuvre sur des systèmes amenés à fonctionner hors du laboratoire. Ces deux critères rendent incompatibles leur usage pour une application en sismologie où les critères stabilité et économie sont prépondérants.

Les capteurs à fibre optique multimode ont un diamètre de cœur de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la longueur d'onde de la lumière qu'ils guident ($250 \mu\text{m}$ est une valeur typique). Leur propriétés peuvent être décrites en utilisant un modèle de tracé de rayons relevant de l'optique géométrique et il est évident qu'ils permettent de guider un grand nombre de trajet de rayons correspondant à des modes. Ainsi, l'intensité de la lumière mesurée en sortie de ce type de guide d'onde correspond à une sommation de modes. Par conséquent, il devient impossible de développer à partir d'une fibre optique multimode un capteur à modulation de phase sans y adjoindre un système de transduction optique pour convertir une modification de phase en modulation d'intensité de lumière (Braggs par exemple). Ce type de capteur est donc en général préféré pour développer

des applications ou la transduction mise en œuvre correspond à une modulation locale de l'ouverture numérique de la fibre [Bichler, 2010] conduisant à une modulation d'intensité en sortie de la fibre. Bien que les fibres monomodes peuvent elles aussi fonctionner en capteur à modulation d'intensité mais elles n'offrent aucun avantage supplémentaire à l'utilisation des fibres multimodes plus économiques pour ce type d'application.

Pour conclure, nous établirons au chapitre 2 les mécanismes de modulation de la polarisation dans une fibre optique monomode et montrerons le nombre varié des principes de transduction utilisables. L'équation (1.8) reliant les champs électriques entrants et sortants par la matrice de transfert du capteur est la description générale d'un transducteur à fibre optique. Nous pouvons distinguer deux matrices de transfert particulières qui sont souvent exploitées pour l'élaboration de capteur. Il s'agit d'une matrice de traduisant une modulation en phase ou d'une matrice linéaire traduisant une modulation de polarisation.

1.5.2.a Capteur à modulation de phase

Dans une fibre optique parfaite (ne présentant pas de biréfringence), la matrice de Jones, qui sera explicitée au chapitre 2, de l'élément sensible est la matrice identité. La relation de transduction précédente s'écrit dans ce cas, suivant la relation (1.9) :

$$E_s = E_e \alpha \exp[i \varphi_1(x)] \quad (1.9)$$

Avec X la grandeur mesurande et φ la phase moyenne du retard de propagation du faisceau à travers l'élément sensible. Le retard est uniforme suivant X , la phase est donc directement modulée par le mesurande (à travers son indice de réfraction n) comme indiqué par la relation (1.10) suivante :

$$\varphi_1 = \frac{2\pi n l}{\lambda} \quad (1.10)$$

Avec l la longueur de chemin optique et λ la longueur d'onde du signal monochromatique. A partir de ce changement de phase, nous pouvons remonter à la valeur de la grandeur mesurande X en utilisant une technique par interférométrie par exemple (voir paragraphe 1.5.3.a).

1.5.2.b Capteur à modulation d'état de polarisation

Dans une fibre optique monomode, les imperfections dans le matériau créent une dégénérescence du mode fondamental avec l'apparition de deux axes de propagation, axe lent et axe rapide. L'état de polarisation d'un signal transmis à travers la fibre est donc perturbé par la projection de son vecteur

de champ sur les deux constantes de propagation. Les modes propres de la matrice de Jones du capteur sont dans ce cas, de la forme donnée par l'équation (1.11) :

$$E_s = a E_e \begin{bmatrix} \exp(i\varphi_2/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\varphi_2/2) \end{bmatrix} \exp(i\varphi_1) \quad (1.11)$$

Avec φ_2 le retard en phase entre les deux modes. Nous pouvons exprimer ce retard en fonction des indices de réfraction propres à chaque mode dégénéré n_1 et n_2 par la relation (1.12) suivante :

$$\varphi_2 = 2\pi \frac{(n_1 - n_2)}{\lambda} \quad (1.12)$$

Avec λ la longueur d'onde du signal monochromatique. Cette dépendance linéaire du retard de phase peut être induite de diverses façons lors du processus de fabrication de la fibre par stress mécanique, perturbation thermique et amène une sensibilité suffisante à de nombreux facteurs environnementaux.

Dans ce cas, le système de détection du retard de phase utilise une mesure polarimétrique en associant la biréfringence de la fibre à la biréfringence introduite par le mesurande. Ainsi une fibre optique est utilisée pour mesurer une grandeur physique comme la rotation entre ces deux extrémités [Gaumont, 2000]. La mesure polarimétrique sépare ensuite l'influence de l'angle de torsion des autres sources de biréfringence telles que les défauts de la fibre ou la température.

1.5.3 Détection du retard de phase

La modulation du champ électrique permet de faire la transduction entre la grandeur étudiée et un signal optique. Mais il reste une étape de lecture de ce retard de phase pour disposer d'un capteur complet. Suivant les grandeurs de retard de phase observées, il peut être nécessaire d'amplifier le signal de phase ou de modifier l'architecture du transducteur pour lire cette valeur.

1.5.3.a Détection par méthode interférométrique

Lorsque le retard de phase que nous souhaitons mesurer est trop faible, la détection directe devient inefficace. Pour compenser cette perturbation, une méthode interférométrique basée l'analyse des interférences entre le signal en retard avec un signal de référence permet d'accentuer le retard dans des domaines à plus basse fréquence pour améliorer le rapport signal à bruit. Plusieurs types d'interféromètre sont applicables à un dispositif utilisant une fibre optique monomode. L'interféromètre Mach-Zender illustré en figure 1.21, utilise deux fibres couplées en entrée et en

sortie par un coupleur directionnel, une des deux fibres représentant le bras de référence et la seconde le bras de transduction. La détection simultanée des deux sorties permet de mettre en avant l'interférométrie. Cette méthode suppose que les deux fibres ne subissent pas de biréfringence intrinsèque et que les états de polarisation sont communs en entrée. Ces conditions étant presque impossible à réunir, une méthode consiste à forcer l'état de polarisation en bouclant les fibres [Lefèvre, 1980] ou d'utiliser des fibres à forte biréfringence intrinsèque de manière à forcer un état de polarisation identique entre les deux fibres avec une excitation d'un mode propre.

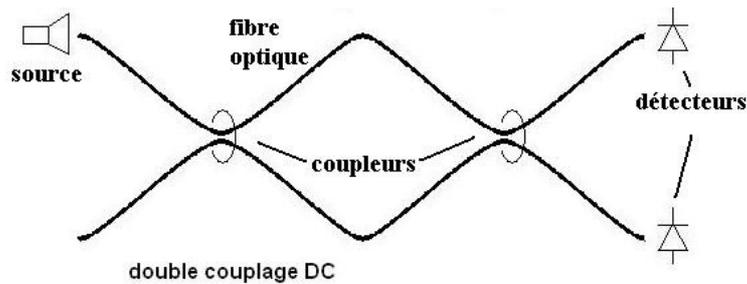


Figure 1.21: Schéma de principe d'un capteur par mesure interférométrique de type Mach-Zender

1.5.3.b Interféromètre Fabry-Perot

Pour suivre des variations très rapides du retard de phase φ et pour obtenir celui-ci avec une très grande précision, une méthode interférométrique à deux bras peut être insuffisante. L'interféromètre à ondes multiples de Fabry-Perot [Fowles, 1975] utilise un grand nombre de faisceaux interférant pour obtenir une matrice de transfert donnant une intensité transmise variant rapidement. Un signal est envoyé dans une fibre optique bornée par de deux miroirs à forte réflectivité. La cavité optique ainsi créée permet d'obtenir une intensité de sortie vérifiant la relation (1.13) suivante [Harris, 2009] :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\varphi/2)} \quad (1.13)$$

Avec I_0 l'intensité de référence et R la réflectivité du miroir de sortie. Cette fonction de modulation décrit une série de pics en fonction de l'évolution du retard φ qui deviennent de plus en plus étroits lorsque la réflectivité R augmente. Pour un R élevé, nous obtenons des variations d'intensité I bien plus prononcée que pour un interféromètre à deux bras comme décrit plus haut. Des miroirs à forte réflectivité sont difficiles à assembler pour de tels transducteurs mais des techniques simples de

dénudage de fibre optique avec altération du cœur permettent d'obtenir des réflectivités basses mais suffisantes pour la lecture de I.

1.5.3.c Détection par mesure spectrale

Un retard ϕ peut être analysé par des techniques d'éclairage à multiples longueurs d'onde. Dans le cas le plus simple d'utilisation de deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , nous construisons un interféromètre à deux fibres couplées mais éclairées chacune par une source de longueur d'onde différente, comme illustré en figure 1.22. Le détecteur placé en sortie d'une des fibres permettra de lire une intensité I à une longueur d'onde donnée en fonction du retard observé, relation (1.14) [Harris, 2009] :

$$\begin{aligned} I(\lambda_1) &= I_0(\lambda_1) \left[1 + \cos \frac{2\pi n l}{\lambda_1} \right] \\ I(\lambda_2) &= I_0(\lambda_2) \left[1 + \cos \frac{2\pi n l}{\lambda_2} \right] \end{aligned} \quad (1.14)$$

Pour des illuminations I_0 identiques et en négligeant la variation de n entre les deux longueurs d'onde, nous pouvons avoir l'intensité de sortie totale en sortie I comme la somme des deux intensités aux longueurs d'onde partielles, relation (1.15) :

$$I = I(\lambda_1) + I(\lambda_2) = 2 I_0 \left\{ 1 + V \cos \left[\pi n l \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \right] \right\} \quad (1.15)$$

Avec le facteur de visibilité V décrit en relation (1.16) :

$$V = \cos \left[\pi n l \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} \right] \quad (1.16)$$

Cette modification de V permet d'augmenter le contraste des franges et de rendre la lecture de la grandeur mesurée plus fine que pour une mesure à une longueur d'onde.

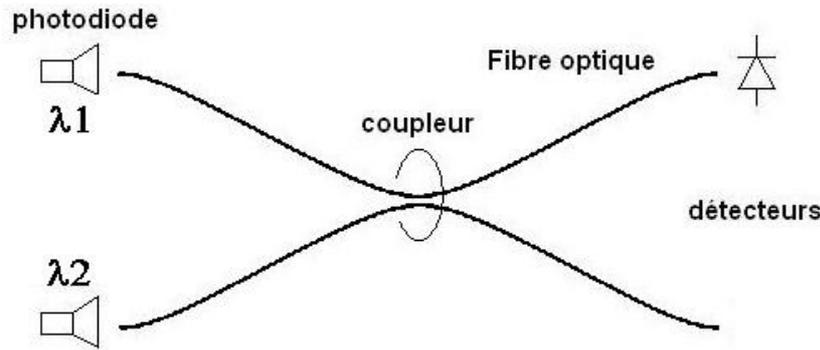


Figure 1.22: Illustration du principe d'un capteur à deux longueurs d'ondes émises.

1.5.3.d Détection par mesure polarimétrique

Dans une fibre optique monomode, une méthode de transduction souvent mise à profit est la modulation de l'état de polarisation du signal par la grandeur mesurande. Pour pouvoir lire cette modulation, il faut transposer celle-ci d'une modification de l'état de polarisation vers une modification de l'intensité du signal lorsqu'il est observé sous certaines conditions. La technique la plus courante pour cette conversion consiste à utiliser un analyseur polarimétrique. En général, une lame séparatrice polarisée est utilisée en sortie en tant qu'analyseur. L'état de polarisation général est reconstruit à partir de l'intensité mesurée le long de chacun des axes, comme illustré en figure 1.23.

La matrice de transfert du transducteur est la multiplication des matrices de transfert de chacun des éléments, avec \mathbf{B}_f la matrice de la biréfringence de la fibre et $\mathbf{P}_j(\alpha)$ celle de la lame séparatrice. Nous injectons dans ce transducteur un signal monochromatique ayant un état de polarisation connu \mathbf{E}_{in} . La matrice de transfert de la lame séparatrice sera la composition de la matrice de Jones pour une rotation de l'état de polarisation d'un angle α , suivi de la matrice de Jones pour une lame séparatrice parfaite, et enfin d'une rotation inverse d'angle $-\alpha$. Nous obtenons au final la relation (1.17) :

$$B_f = \begin{bmatrix} \exp(i\varphi_2/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\varphi_2/2) \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

$$P_j(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} P_j(0) \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}; j=1,2$$

Avec φ_2 le retard de phase dû à la biréfringence intrinsèque de la fibre. Chaque détecteur aura donc à la sortie de la lame séparatrice le champ électrique \mathbf{E}_j , relation (1.18).

$$E_j = P_j(\alpha) B_l E_{in} \exp(i\varphi_1); j=1,2 \quad (1.18)$$

En considérant que la lame séparatrice est parfaite, nous pouvons écrire que les matrices de séparation du faisceau $P_1(0)$ et $P_2(0)$ comme la projection suivant les deux axes neutres de la lame séparatrice, relation (1.19).

$$P_1(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ et } P_2(0) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Pour optimiser la modulation de l'intensité en fonction de la biréfringence de la fibre φ_2 , nous injectons en entrée de fibre un état de polarisation linéaire à 45° d'intensité I_0 et nous disposons la lame séparatrice à 45° également des axes propres de la fibre. En sortie, les détecteurs liront les intensités respectives en fonction du déphasage intrinsèque φ_2 , relation (1.20) :

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos(\varphi_2)) \\ I_2 &= \frac{1}{2} I_0 (1 - \cos(\varphi_2)) \end{aligned} \quad (1.20)$$

L'intensité lue peut donc être ajustée par la valeur de biréfringence de la fibre et la gamme de réponse du capteur peut être améliorée par la mesure de ces deux intensités.

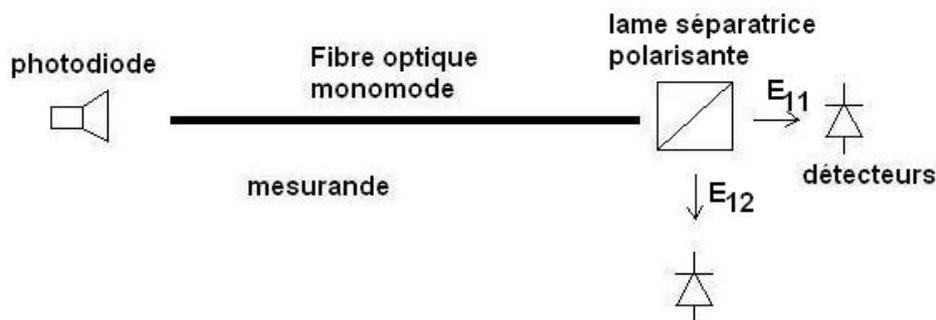


Figure 1.23: Schéma de principe d'un capteur polarimétrique à fibre optique monomode.

Pour une détection d'une vibration sismique, les fréquences à surveiller sont proches de 1 et 10 Hz. Les techniques interférométriques que nous avons développées dans ce chapitre s'appliquent dans la plupart des cas à des capteurs de bande passante plus haute (plusieurs kHz à plusieurs MHz). La réalisation d'un capteur par mesure à deux longueurs d'onde demande une architecture complexe et un analyseur adapté alors que nous préférons privilégier une architecture simple avec l'utilisation d'une fibre optique monomode unique. Nous allons réaliser un capteur intrinsèque à fibre optique monomode et utiliser la modulation de polarisation induite par la vibration pour réaliser la transduction. Le système mécanique le plus adapté à ce capteur est l'emploi d'une masse inerte

appliquant une contrainte directement sur la fibre optique. L'analyse de cette modulation devra se faire par une lecture polarimétrique du signal avec un système enregistrant l'état de polarisation en sortie comparé à l'état de polarisation entrant. Cette architecture est consistante avec la bande passante des systèmes opto-électronique proche de 0,1 Hz et donc compatible avec les besoins d'un sismomètre à courte période. La sensibilité de ce capteur devra être analysée afin d'évaluer sa compatibilité avec un fonctionnement comme sismomètre. L'étude de capteurs à fibre optique monomode pour la mesure de grandeurs mécaniques va permettre de mettre en avant les avantages d'un tel capteur dans le cadre de l'étude et les limitations auxquelles nous devons faire face pour la réalisation de notre transducteur.

1.5.4 Principe général des capteurs à fibre optique pour des mesures en mécanique

La vibration mécanique à détecter peut agir sur le transducteur fibré selon plusieurs composantes. Le déplacement direct mais également la vitesse de déplacement et l'accélération résultante (ou la force exercée de manière équivalente) sont trois grandeurs qui permettent de détecter des vibrations s'appliquant sur un support mécanique lié au capteur de manière suffisante. Dans ce chapitre, nous présentons différents transducteurs basés sur la détection de ces trois grandeurs, tous issus de la littérature.

1.5.4.a Capteur de pression à fibre optique monomode

Le principe de ce type de capteur propose l'enroulement d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation autour d'un tube dont on souhaite mesurer la pression en paroi [Gauthier, 1992], comme décrit en figure 1.24. La fibre optique décrit des arcs de cercles sur un demi-côté externe du tube. Le tube étudié et la fibre elle-même sont ensuite solidarisés par une couche de mousse puis emmanchée sur un cylindre rigide autour de cette structure.

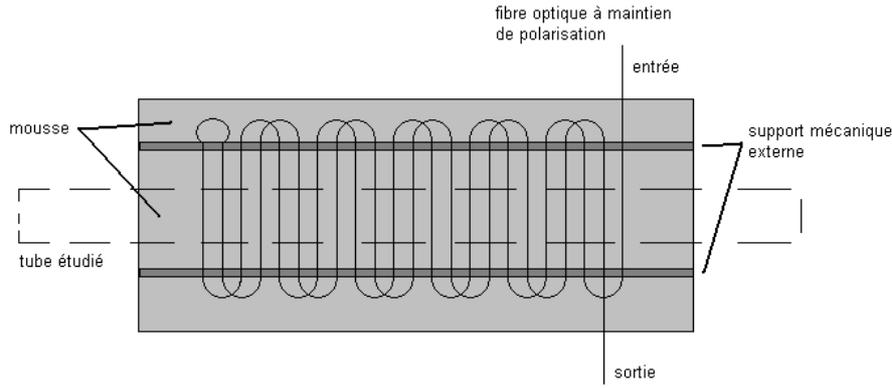


Figure 1.24: Schéma de principe d'un capteur de polarisation pour la détection de variations de pression dans un tube.

Ainsi, une modification de la pression du tube induit une déformation sur la fibre entre le tube perturbée et la mousse non perturbée par la pression. Cette force se traduit par une modification des propriétés optiques de la fibre optique et un changement dans la propagation d'un signal lumineux. La longueur de battement du dispositif est mesurée et permet de traduire la pression mesurée. Cette longueur de battement L_b (longueur de fibre pour laquelle les deux modes dégénérés du mode fondamental retrouvent un déphasage de 2π) permet de retrouver le stress latéral, relation (1.21) :

$$L_b = \frac{L_{b0}}{\sqrt{(1 + F^2 + 2F \cos(2\beta))}} \quad (1.21)$$

Avec L_{b0} représente la longueur de battement au repos de la fibre optique, β l'angle entre la direction de la force et l'axe de la fibre et F le terme de force donné par la relation (1.22).

$$F = 2n^3(1 + \sigma)(P_{12} - P_{11}) \frac{L_{b0}(f)}{\lambda \pi r_c Y} \quad (1.22)$$

Où P_{11} et P_{12} sont les coefficients élasto-optiques de la fibre, σ le coefficient de Poisson, Y le coefficient d'Young, n l'indice de réfraction, r_c le rayon du cœur de la fibre et enfin f la force latérale exercée par le tube et la mousse sur la fibre.

Ce capteur permet de suivre avec une grande précision la pression sur un élément placé à l'intérieur de la structure tel un tuyau. En revanche, ce dispositif n'est pas applicable pour des surfaces de transmission de vibrations comme le sol. La méthode que nous choisirons par la suite se base néanmoins sur le même phénomène physique de modification des propriétés optiques de la fibre lorsque soumise à une force externe mais pour une géométrie plus adaptée à une vibration

volumique extérieure comme une vibration sismique par exemple.

1.5.4.b Capteur de déplacement à l'échelle micrométrique

Plusieurs méthodes simples d'implémentation peuvent permettre de mesurer le déplacement de la tête d'une fibre optique. Une première méthode [Tankovsky, 2003] consiste à utiliser le côté transverse d'une fibre optique comme une micro-lentille captant le faisceau entrant et le focalisant dans le cœur de la fibre optique, figure 1.25. Lorsque celle-ci est parfaitement alignée, le faisceau se propage proche de l'axe et ressort de manière similaire. En revanche, lorsque la fibre s'est déplacée de quelques microns à peine, celui-ci ne frappe plus le centre du cœur et va donc subir une déflexion.

La section droite de la fibre optique est équivalente pour ce raisonnement à une lentille cylindrique de diamètre r égal au rayon du cœur de la fibre, c'est à dire la section de la fibre laissant passer le mode fondamental. On considère maintenant deux rayons se propageant perpendiculairement à l'axe optique de la fibre, arrivant avec une différence de hauteur de Δy et frappant l'interface de la fibre avec un angle β et $\beta + \alpha$. Chaque rayon sera dévié selon la loi de Snell-Descartes selon un angle de sortie β' tel que $(\sin \beta / \sin \beta') = n$, avec n l'indice de réfraction de la fibre. Pour les petits déplacements, nous pouvons approximer la différence d'angle entrant entre les deux rayons par la relation (1.23) :

$$\alpha \approx \frac{\Delta y}{r \cos \beta} \quad (1.23)$$

Les angles de sortie sont ensuite calculés de la même manière afin de pouvoir remonter à l'information sur la différence de hauteur Δy entre deux moments d'observations. Cette méthode permet des observations de déplacement sub-micrométrique pour un coût modeste. Un des inconvénients de cette méthode réside cependant dans l'enregistrement de la sortie qui doit être fait sur une caméra matricielle ou linéaire et non sur une simple photodiode.

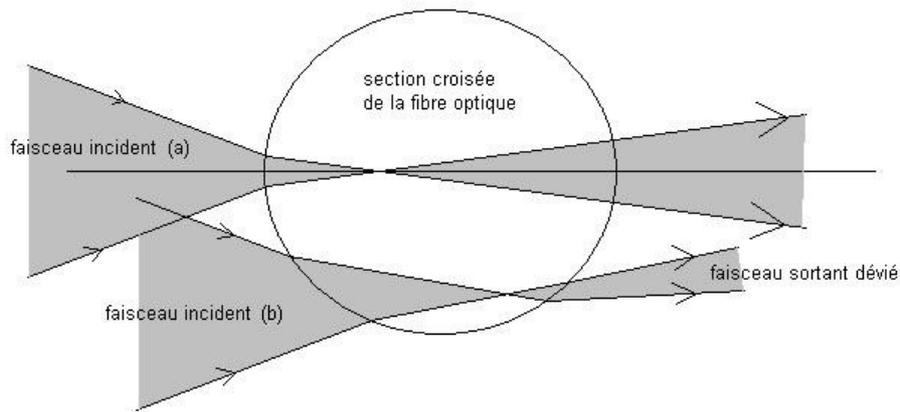


Figure 1.25: Capteur de déplacement, la section droite de la fibre optique est équivalente à une micro lentille qui dévie les faisceaux ne passant pas par le centre optique (faisceaux b).

1.5.4.c Hydrophone par interférométrie

Un cylindre creux sert de base à la réception d'onde acoustique sous-marine [Garrett, 1989]. Les deux bouts de ce cylindre sont tapissés d'une fibre optique disposée en spirale. Lorsqu'une onde acoustique vient exciter le cylindre, les deux plaques se mettent à vibrer en opposition et la fibre optique de chaque plaque subit donc une contrainte opposée. Ce décalage en réponse des deux fibres est mis en avant par un dispositif interférométrique de Michelson.

En théorie, une seule des deux plaques du cylindre aurait besoin d'une fibre optique pour percevoir l'onde, mais la présence d'une deuxième fibre en comportement opposé permet d'augmenter la sensibilité du capteur en annulant les effets d'accélération du signal par la déformation de la fibre.

Ainsi une fibre optique d'un seul côté présente la déformation ϵ à partir d'une différence de pression entre les deux plaques du cylindre, relation (1.24) :

$$\epsilon = \frac{3(1-\sigma)(3+\sigma)}{16} \frac{P}{Eh^2} \left\{ a^2 - \frac{1+\sigma}{3+\sigma} r^2 \right\} \quad (1.24)$$

Avec σ le coefficient de Poisson, P la pression sonore, E le module d'Young, h la demi-épaisseur du disque en bout de cylindre et a le rayon du disque.

Alors qu'un même dispositif mais avec un disque serré des deux côtés présente la déformation donné par la relation (1.25) :

$$\epsilon = \frac{3(1-\sigma^2)}{16} \frac{P}{Eh^2} \{a^2 - r^2\} \quad (1.25)$$

La déformation finale sur la fibre mesuré en interférométrie est donc $\Delta L/L$, relation (1.26).

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{-3(1-\sigma)(3+\sigma)}{32} \frac{P}{Eh^2} \left\{ 2a^2 - \frac{1+\sigma}{3+\sigma} (c^2 - b^2) \right\} \quad (1.26)$$

Avec b et c les rayons minimum et maximum de l'enroulement de la fibre en spirale.

Ainsi un cylindre de 8 cm de diamètre avec une épaisseur de 3 mm tapissé d'un côté par une fibre optique montre une sensibilité de 0,21 rad/Pa alors qu'un cylindre plus petit de 4,5 cm de diamètre épais de 1mm mais tapissé aux deux extrémités atteint une sensibilité de 1,0 rad/Pa.

1.6 Conclusion de l'étude bibliographique

Les différents capteurs de vibrations présentés dans ce chapitre sont appliqués dans des domaines variés dont pour certains la sismologie mais également la mécanique, l'acoustique et parfois la caractérisation d'un mouvement (accélération, vitesse, position). L'étude bibliographique a montré d'une part, que les capteurs appliqués en sismologie, ou susceptibles de l'être, doivent être optimisés pour répondre dans un domaine spectral compris entre 1 mHz et 20 Hz environ. D'autre part, ils doivent présenter une sensibilité proche du mV/g pour détecter l'essentiel des tremblements de terre et envisager leur installation dans une station de surveillance. Le tableau 2 ci-dessous présente une synthèse des caractéristiques et du domaine d'application des capteurs de vibrations identifiés au cours de cette étude.

Pour ces applications, l'étude a montré qu'il existait une grande variété d'effets physiques mis en œuvre pour implémenter un transducteur compatible basé sur un couplage entre cet effet physique et une action mécanique (masse inerte, pendule). Les caractéristiques métrologiques des transducteurs que nous avons identifiés pour mesurer des vibrations dans le cas général ne sont pas toutes adaptées à la métrologie des vibrations du sol. Parmi ces transducteurs, certains répondent aux besoins attendus en sismologie. Ainsi les capteurs piézo-électriques constituent l'essentiel des systèmes aujourd'hui utilisés en sismologie. L'industrie du sismomètre continue d'étendre ses installations en créant de nouveaux réseaux sur des zones non couvertes ou mal couvertes jusqu'à présent. La faiblesse des réseaux de détection dans certaines régions du monde ne permet pas de prévenir les populations de danger imminent et donc est source de catastrophes humaines notamment les raz-de-marée qui ont déferlé sur les côtes d'Asie du Sud-Est le 26 Janvier 2004 et faisant des centaines de milliers de victimes sans qu'une alerte ait pu être donnée. Cependant, un

sismomètre ou sismographe moderne reste encore un instrument cher, environ 12000 euros pour un sismomètre boucle ouverte à un axe.

De nouveaux systèmes de détection sont donc continuellement à l'étude afin de diminuer le coût de fabrication et de production. Parmi les solutions recherchées, la montée en puissance de la fibre optique en raison de l'essor des télécommunications amène de nouvelles solutions. Le faible coût de fabrication d'une fibre optique silice-silice et sa grande sensibilité aux paramètres environnementaux en font un bon candidat pour créer une nouvelle génération de sismomètre comme nous le montrerons dans la suite de ce document. Un capteur à fibre optique sera donc limité à des fréquences supérieures à 0,5 Hz, ce qui correspond à la gamme des sismomètres à courte période, soit 1 à 20 Hz environ. Afin de faire la preuve de concept du capteur, nous garderons une architecture simple et robuste du capteur. Celui-ci sera donc un capteur-transducteur fonctionnant en mode linéaire. Le gain attendu de ce capteur ne sera pas amplifié pour l'étude par une boucle de contre-réaction, le signal sortant ne présentera pas une sensibilité équivalente aux sismomètres du commerce. Cependant, pour arriver à une détection de séisme standard à 1 mV/g, notre capteur devra s'approcher à un facteur d'échelle de cette sensibilité. Pour garder une architecture simple, le modèle de transducteur à masse inerte est le plus indiqué, en couplant celle-ci à une fibre optique monomode basé sur un effet de modulation d'état de polarisation. Pour les fréquences observés, une technique de mesure par interférométrie ne serait pas indiquée, de même qu'une lecture par modulation spectrale. Le capteur utilisera une analyse polarimétrique pour enregistrer la modulation de la biréfringence occasionnée par la vibration.

<i>Transducteurs</i>	<i>Bande passante</i>	<i>Sensibilité</i>	<i>Applications typiques</i>
piézo-électrique	0,5 Hz - 3 kHz	10 mV/g	détection de chocs, vibrations, percussions, accélération ¹
piézo-résistif	Accélération maximum 1000 g	0,2 mV/g	Capteur de vibration pour le transport, l'automobile ²
électrodynamique	50 Hz -15 kHz	-54,5 dBV/Pa (1,85mV) à 1000 Hz	microphone ³
capacitif	0-2 kHz	7 μ V/ \sqrt Hz	métrologie, vibration, vitesse, niveau ⁴
Optique, effet Doppler	0,1 Hz – 20 kHz	5 μ m/s – 1 m/s	vibromètre ⁵
Optique, interférométrie	1 MHz – 1 THz		Gyroscope
Optique, fibre optique	0,5 Hz – 40 kHz		Capteur de vibrations, capteur structurel, microphone

Tableau 2: Principes physique de transduction d'une vibration. Les applications couvrent plusieurs domaines dont la sismologie, l'acoustique, etc.

1 <http://www.hellopro.fr/accelero-piezoelectrique-3143-1002545-36795-produit.html>

2 <http://www.dbstop.com/annuaire/Caracteristiques.xpx?idProduit=1426&idSegment=140>

3 <http://www.shure.com/americas/products/microphones/sm/sm58-vocal-microphone>

4 <http://specialty.bfioptilas.fr/Accelerometres-60.htm#2748>

5 <http://www.hgl-dynamics.fr/hgl-197-Vibrom%C3%A8tre-LASER-Monopoint.html>

Chapitre 2 Modélisation d'un capteur de vibration à fibre optique par modulation de polarisation

Chapitre 2 Modélisation d'un capteur de vibration à fibre optique par modulation de polarisation.....	56
2.1 Principe du sismomètre.....	56
2.2 Modélisation de la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice.....	58
2.3 Modélisation de la réponse dynamique du sismomètre opto-mécanique.....	83
2.4 Caractérisation des constantes opto-mécaniques du capteur.....	91
2.5 Conclusion.....	96

2.1 Principe du sismomètre

Le principe du capteur représenté en figure 2.1 repose sur l'utilisation d'une diode laser fibrée polarisée dotée d'une fibre amorce monomode à saut d'indice alignée avec précision avec la sortie de la diode et connectée de façon à délivrer un rendement de couplage optimal (élément 1). La fibre amorce est soudée par nos soins (voir le chapitre 3) en série avec deux sous-systèmes opto-mécaniques dont les rôles respectifs sont de permettre d'une part, le réglage de l'état de polarisation à l'entrée du capteur (élément 2), et d'autre part, d'assurer la transduction des vibrations du sol en signal optique transmis puis mesuré (élément 3 et 4). Dans notre cas, la modulation de l'état de polarisation de la lumière à travers le transducteur constitue l'effet sensible du sismomètre. Cette variation analysée avec un polariseur linéaire conduit à une modulation de l'intensité lumineuse. Celle-ci est convertie en signal électrique avec une photodiode. La mise en œuvre pratique des différents éléments constituant le sismomètre sera décrite au chapitre 3 suivant.

La fibre optique a un double rôle. Elle est d'une part le support physique du guidage du signal lumineux polarisé en vue de son analyse en sortie de fibre. Et d'autre part, elle est un élément de transduction opto-mécanique intrinsèque convertissant la force appliquée en une modulation d'intensité lumineuse. L'implémentation du transducteur consiste en un système mécanique de type masse-ressort assurant une pression de contact sur la fibre optique. La fibre est placée entre une plaque plane (support) et le plan d'une masse inerte reliée au support par un ressort. Lorsqu'une vibration se produit, la masse inerte se déplace en contre-réaction du mouvement du support. La force d'inertie résultante crée une pression sur la fibre qui modifie ses propriétés physiques (optiques et mécaniques). Comme nous le verrons dans ce chapitre, ces modifications changent l'état de polarisation du signal lumineux transporté. L'effet mesuré étant l'état de polarisation du signal, l'utilisation d'un polariseur linéaire permet de mesurer la modulation de l'intensité de la lumière induite.

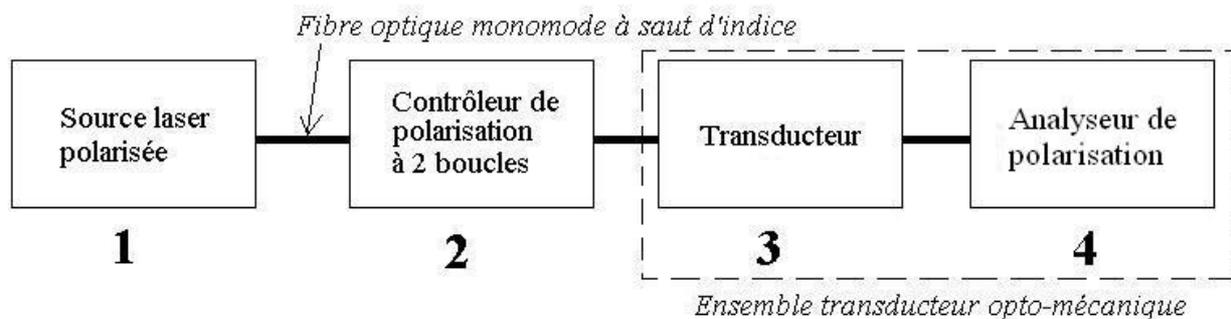


Figure 2.1: Schéma de principe du capteur avec (1) source lumineuse (2) contrôleur de polarisation (3) transducteur (4) analyseur linéaire. La fibre optique (trait noir épais) est à la fois porteur du signal et élément transducteur.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des effets physiques fondamentaux dont la présentation est nécessaire pour comprendre le concept du sismomètre à fibre optique polarimétrique que nous proposons. Comme indiqué plus haut, la fibre optique joue deux rôles. Nous commencerons par présenter le principe de la théorie de la propagation de la lumière dans ce type de guide d'onde (fibre optique à saut d'indice). Une fibre monomode permet un guidage optique avec maintien de la polarisation sur de courtes distances. Ce type de guide d'onde est donc à la base de notre capteur polarimétrique. Par conséquent, nous déterminerons ensuite les conditions nécessaires pour satisfaire une propagation monomode de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice. La fibre joue aussi le rôle de l'élément sensible du transducteur. Ainsi, nous aborderons également l'étude des effets élasto-optiques à l'origine de la transduction opto-mécanique des vibrations en modulation d'intensité. Cette étude est d'autant plus importante que ces effets

interviennent aussi pour expliquer la mise au point du capteur, notamment pour régler l'état de la polarisation de la lumière à l'entrée du transducteur afin d'optimiser la réponse.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à la modélisation du système mécanique (ensemble masse-ressort) permettant de reproduire les vibrations et de les appliquer à la fibre optique. Cette modélisation est nécessaire pour établir la réponse harmonique théorique du système oscillant afin d'en déduire le choix du couple masse d'inertie et raideur du ressort optimale pour suivre les accélérations typiques rencontrées lors d'un séisme (voir chapitre 1). Le problème mécanique avec ses conditions aux limites établies, nous avons cherché sa solution formelle en utilisant la méthode de calcul de la transformée de Laplace. Confrontée aux résultats expérimentaux, la modélisation a permis d'évaluer l'amortissement du transducteur opto-mécanique, constitué de la fibre et des éléments mécaniques soumis aux frottements (voir paragraphe 2.3.4). Cette donnée est difficilement modélisable car elle nécessite de mettre en équation le contact hertzien entre la fibre optique (cylindre) et la masse inerte (plan).

Enfin, la dernière partie du chapitre est consacrée à la présentation du modèle opto-mécanique du capteur avec lequel sont évaluées les conditions de réglage optimal des paramètres mécaniques et optiques : raideur du ressort, masse et état de polarisation optimaux à l'entrée du transducteur. L'évaluation de la fréquence de résonance et la linéarité du sismomètre pour des vibrations sismiques typiques ont été calculées et présentées.

2.2 Modélisation de la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice

2.2.1 Définition d'un guide de lumière à saut d'indice

L'intensité lumineuse émise par une source ponctuelle se propageant dans un milieu homogène sous la forme d'une onde sphérique décroît au cours de la propagation. Les guides de lumière tels que la fibre optique par exemple, permettent de s'affranchir de cet effet. Ils exploitent le phénomène de réflexion totale intervenant à l'interface entre deux milieux. Ainsi, une fibre optique permet de guider la lumière sur un long trajet qui, suivant la technologie utilisée, peut atteindre plusieurs centaines de kilomètres, notamment dans le cas des applications en télécommunication [Daly, 1984]. La condition de réflexion totale existe à l'interface d'un milieu d'indice plus grand et d'un milieu d'indice plus petit. Avec ce type de fibre, les indices de réfraction du cœur (n_c) et de la gaine optique (n_g) constituant le guide sont de valeurs constantes (avec $n_g < n_c$). Dans ce cas, l'indice de réfraction suit un profil axial en créneau (voir figure 2.2) et la fibre est dite à saut d'indice. Les

milieux du cœur et de la gaine seront considérés, pour la suite de l'étude, homogènes et isotropes en accord avec la fibre optique utilisée pour le sismomètre.

Comme cela sera montré, un guide d'onde ne permet de propager que certaines ondes électromagnétiques, chacune étant caractérisée par une constante de propagation β . En effet, la propagation d'une onde vectorielle électromagnétique est caractérisée par sa direction de propagation déterminée par son vecteur d'onde k . La résolution du problème de la propagation dans un guide cylindrique est complexe. Le résultat montre qu'il n'existe qu'un nombre discret de modes satisfaisant les conditions de propagation pour lesquels l'énergie peut se propager. De plus, on montre que lorsque le rayon du cœur de la fibre diminue, le nombre des modes propagés diminue également jusqu'à n'autoriser que la propagation d'un unique mode lorsque le diamètre du cœur atteint une valeur proche de celle de la longueur d'onde de la lumière propagée. Dans ce cas, la fibre optique est qualifiée de monomode. Une propriété remarquable des fibres monomodes concerne la possibilité de modéliser la propagation d'une onde polarisée, en permettant de déterminer la valeur de la rotation de l'état de polarisation. Cette modélisation étant essentielle pour développer un capteur polarimétrique, nous avons retenu ce type de fibre pour notre capteur.

La figure 2.2 ci-dessous représente une fibre optique à saut d'indice en silice (FIBERCORE Single Mode Fiber SM 600 pour 633 nm). Dans ce cas, le cœur de la fibre a un indice de réfraction $n_c = 1,50$ et un rayon $a = 2,25$ microns. Il est recouvert d'une gaine optique de rayon 62,5 microns constituée du même matériau légèrement dopé (bore et/ou fluor) pour abaisser la valeur de son indice de réfraction n_g , tel que $n_g/n_c = 0,997$. Il faut préciser que la fibre optique est recouverte d'une gaine de protection mécanique qui n'intervient pas dans le guidage de la lumière (non représentée sur le schéma en figure 2.2). Celle-ci a néanmoins une incidence sur le fonctionnement du capteur puisqu'elle participe à l'amortissement du système mécanique.

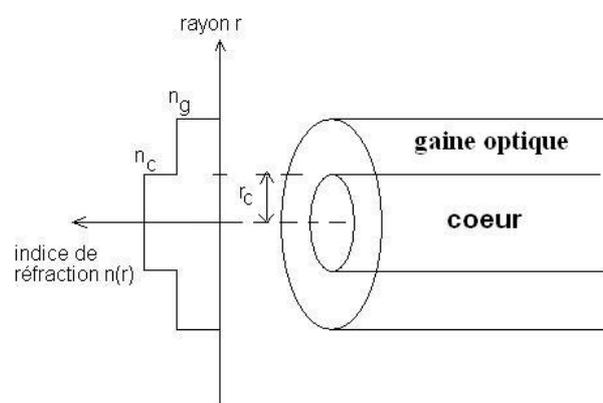


Figure 2.2: Schéma d'une fibre optique à saut d'indice.

2.2.2 Distribution du champ électrique dans la fibre

Pour une fibre multimode, lorsque le mode ayant un angle de propagation θ_c atteint la réflexion totale, il apparaît une onde évanescente à l'interface se propageant dans une direction parallèle à la direction de propagation de la lumière. Cette onde est représentée en figure 2.3. L'angle d'incidence limite θ_c est donné par l'angle θ_e d'entrée dans le cœur. Cet angle correspond à l'angle de réfraction d'un rayon lumineux accepté dans le cœur de la fibre.

Le demi-angle d'acceptance angulaire α_a à l'entrée de la fibre est déterminé à partir de la réflexion totale en utilisant les relations de Snell-Descartes :

$$n_0 \sin \alpha_a = n_c \sin \theta_e = n_c \cos \theta_c \quad (2.1)$$

L'angle critique θ_c est donné par l'application suivante $n_c \sin \theta_c = n_g \sin \pi/2 = n_g$. La condition de réflexion totale pour un rayon d'angle θ_e est donc :

$$\sin \theta_e < \frac{n_g}{n_c} \quad (2.2)$$

A partir des deux relations précédentes, on exprime une relation entre l'angle d'acceptance et les indices de réfraction de la fibre à saut d'indice $n_0 \sin \alpha_a = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$.

Enfin, par définition l'ouverture numérique ON de la fibre sera déterminée par la relation (2.3) suivante :

$$ON = n_0 \sin \alpha_a = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.3)$$

Une fibre optique monomode ayant des indices de cœur $n_c = 1,504$ et de gaine $n_g = 1,50$ possède une ouverture numérique $ON = 0,11$ et un angle d'acceptance $2\alpha_a = 12,6^\circ$.

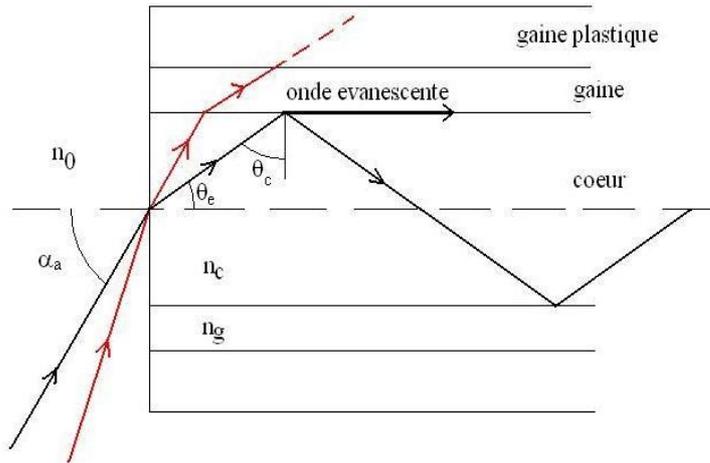


Figure 2.3: Schéma de principe du trajet des rayons dans une fibre optique à saut d'indice.

Dans une fibre optique monomode, le champ électrique sera toujours en partie évanescent. Le caractère évanescent du champ n'intervient toute fois pas au niveau de la polarisation.

2.2.3 Approche simplifiée des modes dans un guide d'onde à saut d'indice

Pour comprendre la notion de modes propagés dans une fibre optique, nous proposons une approche simplifiée basée sur un guide d'onde planaire et correctement établi en référence [Taillet, 2006]. L'étude théorique de ce cas est intéressante car elle permet d'introduire la notion de mode et aussi de définir les grandeurs modales (nombre de mode, fréquence normalisée). Cette modélisation utilise dans ce cas une approche simplifiée basée sur l'établissement des conditions d'interférences constructives des rayons propagés dans le guide.

La description du problème à deux dimensions correspond à une tranche d'indice n_c , de hauteur $2r_c$ limitée suivant x par deux milieux d'indice n_g , illustrée en figure 2.4. Une onde monochromatique de longueur d'onde λ est émise en un point source S_0 suivant un angle θ_e compté par rapport à l'axe optique de la fibre et se propageant dans le milieu n_c le long de l'axe (Oz). Nous définissons ainsi le vecteur de propagation \mathbf{k} d'un rayon issu de S_0 et sa norme $k = 2\pi/\lambda$.

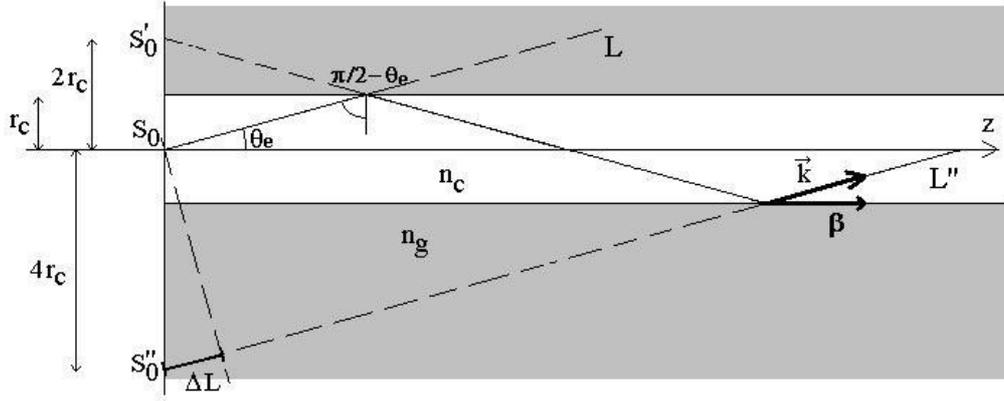


Figure 2.4: Schéma de propagation d'un rayon lumineux dans un guide d'onde planaire.

On considère que l'angle d'entrée de fibre θ_e vérifie la condition établie en équation (2.1) et donc la réflexion du rayon considéré est totale. Après une première réflexion à l'interface, le rayon se comporte comme s'il provenait d'une source secondaire virtuelle S_0' , symétrique de S_0 par rapport à cette interface et se propage selon la direction $(-\theta_e)$. On montre que la distance séparant S_0 de S_0' est deux fois la demi-hauteur r_c .

Après une seconde réflexion à l'interface, le rayon se propage à nouveau selon sa direction initiale $(+\theta_e)$ mais provient d'une nouvelle source virtuelle S_0'' , symétrique de S_0' par rapport à la seconde interface. La distance séparant S_0 de S_0'' vaut alors $4 r_c$ et la différence de marche optique ΔL entre les deux rayons virtuels L et L'' issus de S_0 et S_0'' vaut $\Delta L = 4 r_c \sin \theta_e$ correspondant à une différence de phase $\Delta\phi$ entre les deux ondes :

$$\Delta \phi = 4 r_c k \sin \theta_e = \frac{8 \pi r_c}{\lambda} \sin \theta_e \quad (2.4)$$

Les interférences produites par ces deux sources peuvent être destructives ou constructives selon la valeur de leur différence de marche. Un mode de propagation est défini comme le résultat d'une interférence constructive (différence de phase égale à 2π).

Chaque réflexion de l'onde donne une nouvelle source virtuelle qui interfère à son tour avec la source d'origine, l'ensemble de la propagation est donc équivalent à un réseau de sources virtuelles cohérentes de pas $4 r_c$.

Ainsi pour un angle θ_p donné correspond un mode de propagation lorsque la condition (2.5) suivante est vérifiée (déphasage multiple de 2π) :

$$\Delta \phi = \frac{8 \pi r_c}{\lambda} \sin \theta_p = 2 \pi p \quad (2.5)$$

Où p est un entier non nul.

Dans un guide d'onde, on définit la constante de propagation β_p comme la projection selon l'axe de propagation (Oz) du vecteur d'onde \mathbf{k} normal à la surface d'onde et donnant la direction d'un rayon transmis :

$$\beta_p = k \cos \theta_p = \frac{\omega}{c} \cos \theta_p = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 p^2}{4 r_c^2}} \quad (2.6)$$

La condition de réflexion totale du rayon est donnée par la relation (2.2) précédente. Ainsi en tenant compte de cette condition et de la relation (2.5) déterminant les angles produisant des interférences constructives, on a :

$$\sin \theta_p = \frac{p \lambda}{4 r_c} < \sqrt{\frac{n_c^2 - n_g^2}{n_c^2}} \quad (2.7)$$

On en déduit le nombre maximum de modes propagés p_{max} dans ce guide d'onde planaire :

$$p_{max} = \frac{ON}{n_c} \frac{4 r_c}{\lambda} \quad (2.8)$$

Ainsi, pour une longueur d'onde donnée, plus le cœur du guide est petit, moins il y a de modes transmis. Dans ce cas, le guide d'onde planaire est considéré monomode lorsque le nombre de mode possible vaut 1, la condition suivante devant être satisfaite :

$$\frac{ON}{n_c} \frac{4 r_c}{\lambda} < 1 \quad (2.9)$$

Le cas qui vient d'être traité correspond à un guide plan qui peut être assimilé en première approximation au cas d'une section méridienne (plan de coupe comprenant l'axe optique) d'un guide d'onde de type cylindrique à saut d'indice.

Dans le cas d'une propagation monomode, en prenant l'ouverture numérique égale à 0,11 et l'indice de réfraction du cœur de la fibre, on trouve d'après la relation (2.5) une valeur de rayon maximum r_{cmax} correspondante de 2,155 microns pour une longueur d'onde de 632 nm. Cette valeur est proche de la valeur du rayon du cœur de la fibre que nous avons sélectionnée pour élaborer notre capteur (rayon de cœur de la fibre SM 600 égale à 2,25 microns).

Bien que satisfaisante pour décrire le principe du guidage dans une fibre optique, l'approche géométrique (tracé de rayons) précédente est insuffisante pour déterminer les modes propagés dans

ce type de guide d'onde.

En effet, l'application numérique donne une bonne approximation du rayon maximum pour obtenir une fibre monomode mais cette approche simplifiée ne permet pas de tenir compte des rayons de lumière se propageant hors d'un plan méridien et produisant des modes appelés modes hybrides. Dans ce cas, le champ électrique des ondes qui se propagent dans des modes qualifiés hybrides ne conserve pas une direction de polarisation constante (polarisation linéaire). Leur modélisation est donc nécessaire pour comprendre les effets rencontrés sur la propagation dans une fibre optique monomode. Cette modélisation nécessite la résolution de l'équation des ondes dans un guide d'onde cylindrique.

Dans le paragraphe suivant, nous commençons par présenter les équations générales du calcul vectoriel de la propagation du champ électromagnétique en espace libre. Nous en déduisons l'équation vectorielle de la propagation lumineuse dans un guide d'onde cylindrique.

Cette équation sera ensuite résolue pour déterminer les modes propagés dans une fibre optique à saut d'indice dans le cas général, avant de décrire le cas particulier d'une fibre optique monomode. L'effet d'une contrainte mécanique appliquée sur ce type de fibre, introduisant une biréfringence et modifiant la polarisation de l'onde propagée, sera ensuite étudié en utilisant le formalisme de Stokes. Cet effet est à la base du principe du capteur proposé.

2.2.4 Équation de propagation des ondes électromagnétiques en espace libre

Nous rappelons ici les équations de Maxwell qui décrivent l'évolution du champ électromagnétique tel que celui de la lumière. Nous traitons d'abord le cas de la propagation dans le vide pour aborder ensuite l'étude dans un milieu semi-transparent isotrope tel que celui que l'on peut rencontrer dans une fibre optique. La démonstration abondamment développée dans la littérature [Masson, 1959] permet d'établir l'équation de propagation en espace libre appelée équation d'onde. Nous avons pensé utile de rappeler cette démonstration dans le but de définir les notations et les grandeurs physiques intervenant pour décrire la propagation d'une onde monochromatique tel que celle produite par un laser (célérité, indices optiques). Nous traitons le cas en espace guidé dans le paragraphe suivant. Les équations de Maxwells établissent les relations entre le vecteur champ électrique \mathbf{E} et le vecteur d'induction magnétique \mathbf{B} d'une onde électromagnétique. Elles permettent de décrire la propagation du champ électromagnétique dans un milieu présentant une densité volumique de charges ρ et une densité de courant \mathbf{j} . En tout point $M(x,y,z)$ de l'espace, le champ électromagnétique satisfait aux équations générales suivantes :

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r}, t) \\ \text{rot } \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}(\vec{r}, t) + \mu_0 \vec{j} \\ \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \text{div } \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

Nous nous plaçons dans un espace décrit par un trièdre (O,x,y,z) au point M de coordonnées (x,y,z) tel que $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$ le vecteur position, voir figure 2.5,

- **E** le vecteur champ électrique en V.m^{-1} ,
- **B** le vecteur d'induction magnétique en Tesla,
- **j** la densité de courant en A.m^{-2} ,
- ρ la densité volumique de charges en C. m^{-3} .
- $\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ la permittivité du vide, et $\mu_0 = 4 \pi .10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ la perméabilité du vide.

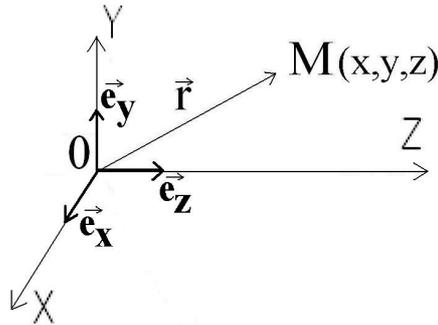


Figure 2.5: Définition d'un point M dans un repère (Oxyz).

Ces équations permettent de décrire totalement la propagation du champ électromagnétique dans un milieu possédant une densité de courant j et une densité volumique de charges ρ .

Le milieu généralement utilisé pour guider la lumière dans une fibre optique est diélectrique, il possède donc une charge et un courant nul. Ainsi, nous pouvons simplifier les équations (2.10) en posant :

$$\begin{aligned} \rho &= 0 \\ \vec{j} &= \vec{0} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Puisque le cœur et la gaine d'une fibre optique sont des milieux non magnétiques, nous devons introduire la permittivité relative du milieu ϵ_r dans les équations précédentes. Par la suite, on utilisera l'indice de réfraction n à la place de la permittivité pour des raisons pratiques d'écriture tel que :

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.12)$$

De la description du milieu, nous allons chercher les solutions de propagation des ondes électromagnétiques en réécrivant les équations (2.10) :

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \frac{-\partial \text{rot } \vec{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

Soit en introduisant l'opérateur Laplacien

$$\nabla^2 = \text{grad div} - \text{rot rot} \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

Les équations (2.10) permettent d'annuler le terme $\text{grad}(\text{div } \vec{E})$. Nous obtenons ainsi l'équation générale de la propagation du champ électrique de l'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique en espace libre :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.17)$$

Le champ magnétique \mathbf{B} obéit à la même équation de propagation.

On montre également par des manipulations vectorielles que les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} d'une onde vectorielle lumineuse ϕ vérifie l'équation générale des ondes de Helmholtz :

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \phi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \nabla^2 \phi(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.18)$$

Avec v la vitesse de l'onde. Nous avons alors l'expression de v en fonction des grandeurs optiques du guide :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0}} \quad (2.19)$$

2.2.5 Approximation scalaire

Dans le repère orthonormé (Oxyz), l'onde électromagnétique se propage dans une direction donnée par le vecteur d'onde \mathbf{k} (porté par l'axe Oz). L'équation vectorielle (2.17) peut donc se réécrire sous

forme scalaire :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

On montre que toute fonction d'onde de la forme $\phi(\vec{r}, t) = f(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})$ vérifie l'équation générale des ondes (2.20) [Perez, 1988]. Ainsi, le champ \mathbf{E} d'une onde lumineuse monochromatique peut être représentée par la fonction périodique :

$$E(\vec{r}, t) = E_0 \cos(\omega t \pm \phi(\vec{r}, t)) \quad (2.21)$$

Pour les prochaines manipulations, le champ électrique est écrit sous forme complexe, mais seul la partie réelle du champ correspond aux grandeurs physiques :

$$E = E_0 \exp(i(\omega t - k z)) \quad (2.22)$$

Avec ω la pulsation de l'onde électromagnétique exprimée en rad/s, k la norme du vecteur d'onde \mathbf{k} et E_0 l'amplitude du champ électrique.

2.2.6 Quantités transportées par une onde électromagnétique

L'évolution temporelle des champs électrique et magnétique d'une onde lumineuse conduit au transport d'énergie. Le vecteur de Poynting \mathbf{S} et l'éclairement E_c s'écrivent en notant \vec{e}_z la direction de propagation :

$$\vec{S} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0 c} E^2 \vec{e}_z \quad (2.23)$$

$$E_c = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (2.24)$$

La moyenne temporelle de \mathbf{S} intégrée sur une période T vaut donc :

$$\langle \vec{S} \rangle_T = \frac{\epsilon_0 c}{2} E^2 \quad (2.25)$$

Nous introduisons ici l'intensité I d'une onde lumineuse proportionnelle à l'éclairement E_c , donc en utilisant la notation complexe :

$$I_0 \propto E^2 = E \cdot E^* \quad (2.26)$$

En utilisant la définition vectorielle de \mathbf{S} donnée en équation (2.23) et en remplaçant les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} grâce aux équations de Maxwell (2.10), nous trouvons l'égalité entre les constantes universelles :

$$c = \frac{1}{\sqrt{(\mu_0 \epsilon_0)}} \quad (2.27)$$

En reprenant l'égalité (2.19) sur la vitesse de phase de l'onde v , nous trouvons la relation :

$$v = \frac{c}{n} \quad (2.28)$$

2.2.7 Étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde cylindrique

Dans un guide d'onde tel qu'une fibre optique, l'approche planaire que nous avons présentée au paragraphe 2.2.3 donne une première approximation sur la propagation lumineuse mais ne permet pas de distinguer la totalité des types de modes existants.

Pour expliquer le principe du capteur, il est essentiel de comprendre la nature des modes transmis dans une fibre et ensuite la condition de comportement monomode d'une fibre.

Nous allons dans cette partie proposer une résolution de l'équation de propagation dans le cas d'un guide d'onde cylindrique en introduisant les fonctions de Bessel. Nous montrerons que la quantification des modes diffère légèrement de celle donnée par l'approche planaire [Taillet, 2006]. La nature des modes déterminés dans une fibre nous permettra d'observer l'existence de modes pour lesquels la propagation du champ électrique n'est pas planaire. C'est à partir de cet aspect que nous allons pouvoir définir l'état de polarisation d'une onde et l'importance de l'analyse de cet état dans le cadre de cette étude.

2.2.7.a Approche ondulatoire

Seules certaines configurations de l'onde peuvent se transmettre d'un bout à l'autre d'une fibre optique, d'une manière similaire à ce qui a été montré dans l'approche planaire (paragraphe 2.2.3).

Dans cette étude, le champ électrique satisfait l'équation (2.20) et une solution générale peut s'écrire sous la forme suivante :

$$E = E_0(x, y) \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad (2.29)$$

Comme pour l'approche planaire, une onde monochromatique de longueur d'onde λ couplée dans le guide avec un angle θ_e possède un vecteur d'onde \mathbf{k} et nous appelons β la projection de \mathbf{k} le long de l'axe de propagation (Oz) :

$$\beta = k \cos \theta_e = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta_e \quad (2.30)$$

Le champ électrique E se propageant dans le guide selon le mode β s'écrit :

$$E = E_0(x, y) \exp(i(\omega t - \beta \cdot z)) \quad (2.31)$$

En reprenant l'équation de propagation vectorielle (2.17), nous obtenons une relation pour le champ électrique :

$$\Delta \vec{E} = -\frac{n^2}{c^2} \omega^2 \vec{E} \quad (2.32)$$

Soit en exprimant le laplacien du champ E :

$$\Delta E + (-\beta^2 + \frac{\omega^2}{c^2} n^2) E = 0 \quad (2.33)$$

Cette équation décrit la propagation du champ E de l'onde dans le cœur et la gaine de la fibre optique ainsi qu'à l'interface. La condition de propagation des ondes impose pour les modes de propagation les valeurs telles que [Masson, 1959] :

$$\beta > \frac{\omega}{c} n_c \quad (2.34)$$

$$\beta < \frac{\omega}{c} n_g \quad (2.35)$$

Nous proposons de résoudre l'équation (2.33) en coordonnées cylindriques (ρ, ψ) en posant :

$$\begin{aligned} x &= \rho \cos \psi \\ y &= \rho \sin \psi \end{aligned} \quad (2.36)$$

En considérant la symétrie axiale du guide, nous cherchons des solutions $E(\rho, \psi)$ dont les variables sont indépendantes et donc séparables en deux fonctions de ρ et ψ :

$$E(\rho, \psi) = f(\rho) g(\psi) \quad (2.37)$$

Pour résoudre (2.33), il faut exprimer le laplacien sous sa forme cylindrique, ce qui donne :

$$\Delta E = \Delta f g = f'' g + \frac{1}{\rho} f' g + \frac{1}{\rho^2} f g'' = (\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n^2) f g \quad (2.38)$$

Nous divisons cette expression par le produit $f \cdot g$, on obtient l'expression :

$$\frac{f''}{f} + \frac{1}{\rho} \frac{f'}{f} + \frac{1}{\rho^2} \frac{g''}{g} = (\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n^2) \quad (2.39)$$

Pour trouver les solutions de l'expression (2.39), les conditions aux limites imposent une continuité

du champ E autour de ψ et à l'interface coeur/gaine :

$$\begin{aligned} g(0) &= g(2\pi) \\ f_{\text{coeur}}(r_c) &= f_{\text{gaine}}(r_c) \end{aligned} \quad (2.40)$$

L'équation (2.39) étant vérifiée pour tout ψ , nous avons

$$\frac{g''}{g} = \text{constante} \quad (2.41)$$

Et la condition aux limites (2.40) impose des solutions sinusoïdales pour g :

$$g(\psi) = g_0 \cos(q\psi + \psi_0) \quad (2.42)$$

Avec g_0 et ψ_0 des constantes arbitraires et q un entier. Nous pouvons injecter ces solutions dans l'équation (2.39) pour trouver la relation en f :

$$f'' + \frac{1}{\rho} f' + \left(\frac{q^2}{\rho^2} + n^2 \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right) f = 0 \quad (2.43)$$

Cette équation est de la forme d'une équation de Bessel (voir l'annexe 1), et les solutions de f dépendent du signe de $n^2 \omega^2 / c^2 - \beta^2$.

Dans le coeur de la fibre, $n=n_c$ et l'inégalité (2.34) donne $n_c^2 \omega^2 / c^2 - \beta^2 < 0$. La solution est une onde caractérisée par les fonctions de Bessel de première espèce $f(\rho) = A J_q(\alpha \rho)$ avec

$$\alpha = \sqrt{\left(n_c^2 \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 \right)} \quad (2.44)$$

Dans la gaine, $n=n_g$ et $n_g^2 \omega^2 / c^2 - \beta^2 > 0$, la solution est une onde évanescente, fonction de Bessel modifiée $f(\rho) = C K_q(\gamma \rho)$ avec

$$\gamma = \sqrt{\left(\beta^2 - n_g^2 \frac{\omega^2}{c^2} \right)} \quad (2.45)$$

A et C sont déterminés par la continuité du champ à l'interface et la continuité de sa dérivée

$$\begin{aligned} A J_q(\alpha r_c) &= C K_q(\gamma r_c) \\ A \alpha J'_q(\alpha r_c) &= C \gamma K'_q(\gamma r_c) \end{aligned} \quad (2.46)$$

Les relations entre les dérivées des fonctions de Bessel établissent les rapports entre les ordres q et $q-1$ des modes :

$$\alpha \frac{J_{q-1}(\alpha r_c)}{J_q(\alpha r_c)} = \gamma \frac{K_{q-1}(\gamma r_c)}{K_q(\gamma r_c)} \quad (2.47)$$

Ainsi on a montré que pour chaque valeur de q , il existe un ensemble discret de vecteurs d'onde notés par l'indice p qui satisfont les conditions de propagation.

L'amplitude du champ E dans le coeur pour le mode p, q s'écrira comme suit :

$$E_{p,q}(\rho, \psi, z, t) = E_0 e^{i\beta_p z - i\omega t} \cos(q\psi + \theta_{pq}) J_q(\alpha_{pq} \rho) \quad (2.48)$$

Comme dans l'approche planaire, on définit une fréquence normalisée V du guide d'onde permettant de trouver le nombre de modes transmis dans la fibre.

$$V = k r_c ON \quad (2.49)$$

On distingue deux types de modes dans une fibre optique, les modes transverses électrique et magnétique (TE et TM) et les modes hybrides (HE et EH).

Dans un mode transverse représenté en figure 2.6, un vecteur de champ se propage le long d'un plan méridien de la fibre. On parle d'un mode transverse électrique TE si la composante E_z du vecteur champ électrique le long de l'axe de propagation Oz est nulle et transverse magnétique TM si la composante B_z du champ magnétique est nulle.

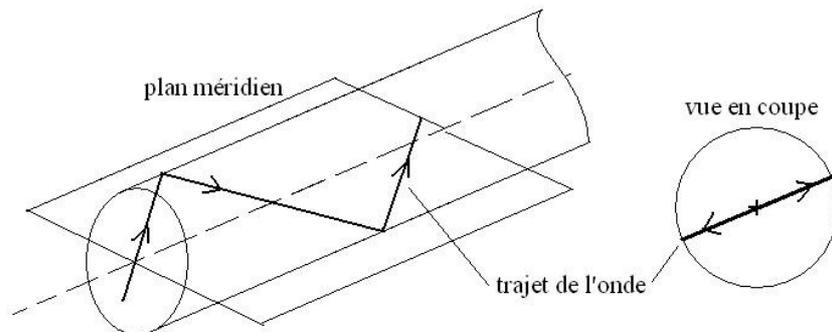


Figure 2.6: Trajet d'un mode transverse dans une fibre optique à saut d'indice.

Dans un mode hybride illustré figure 2.7, les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} tournent autour de l'axe optique de la fibre et du plan d'onde. Les composantes axiales des champs électriques et magnétiques sont non nulles. Ici encore, on sépare les modes hybrides en mode EH si $E_z > B_z$ ou mode HE si $E_z < B_z$.

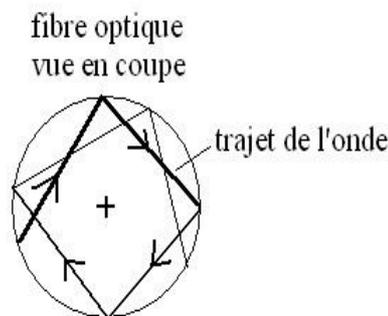


Figure 2.7: Modes hybrides dans un cœur de fibre optique. La propagation ne se fait pas dans un plan méridien mais en tournant autour de l'axe optique.

2.2.7.b Considération sur la polarisation

La démonstration précédente établie pour une fibre optique à saut d'indice montre qu'il existe un grand nombre de modes d'indices p, q qui permettent de propager un signal polarisé. Le principe de notre capteur étant basé sur l'analyse des effets de polarisation rencontrés dans la fibre (biréfringence), en présence d'une action mécanique extérieure, une analyse élémentaire de la polarisation en sortie d'une fibre multimode ne pourrait pas être traduite en information. En effet, chaque mode ayant un champ électrique propre (décrit par l'équation (2.48)), l'effet opto-mécanique sur la polarisation conduira à des modulations spécifiques à chaque mode (perte de l'information par superposition d'ondes de directions de polarisation différentes). Ainsi, pour qu'un capteur polarimétrique puisse être développé, la fibre optique doit être unimodale.

Le nombre de modes possible dans ce type de fibre dépend de la longueur d'onde du signal, des indices de réfraction de la fibre, et également du rayon du cœur de la fibre.

Pour établir les conditions de propagation monomode, l'équation (2.43) peut être résolue graphiquement (voir figure 2.8). Cette résolution montre que la fréquence de coupure normalisée V définie par l'équation (2.49) correspond pour le mode fondamental à $V = 2,40$.

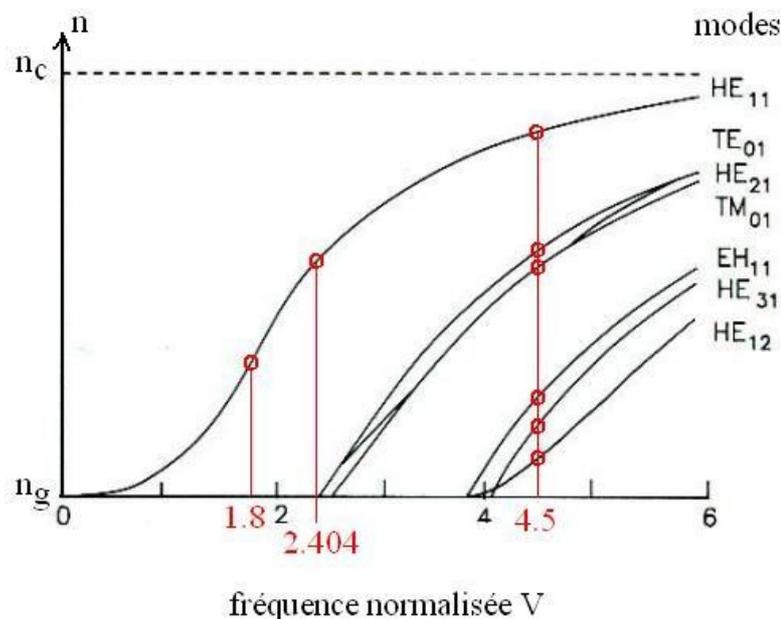


Figure 2.8: Modes présents dans une fibre optique circulaire suivant sa fréquence normalisée V , image tiré de [Gaumont, 2000].

Ainsi, pour une fréquence normalisée $V > 2,40$, plusieurs modes sont transmis, de types hybrides et transverses. Par exemple, le graphique montre que pour une fréquence $V = 4,5$ supérieur à cette

valeur, il se propage 6 modes contre un seul mode pour une fréquence $V = 1,5$, le mode fondamental HE_{11} .

Ainsi, pour assurer une propagation monomode d'une source monochromatique exploitable pour réaliser un sismomètre polarimétrique, nous devons choisir une fibre optique dont le cœur aura un

rayon maximum r_{cmax} donné par la relation $r_{cmax} = \frac{2,4048}{ON} \frac{\lambda}{2\pi} = 2,42 \mu m$.

Dans notre cas, nous avons choisi une fibre optique commerciale SM 600 d'ouverture numérique $ON = 0,11$ et transmettant un rayon lumineux de longueur d'onde $\lambda = 632$ nm vérifiant les conditions précédentes ($r_{cmax} = 2,42$ microns). Cette fibre monomode a un rayon de cœur de 2,25 microns respectant la condition établie précédemment.

Le calcul précédent basé sur l'approche planaire (paragraphe 2.2.3) donnait un rayon critique $r_{cmax} = 2,15 \mu m$. Cette bonne approximation avait le mérite d'être beaucoup plus simple à établir et expliquait habilement la notion de mode.

Pour achever cette étude théorique concernant la propagation d'une onde monochromatique dans une fibre optique au regard de notre application, il faut encore discuter les aspects concernant la notion de dégénérescence d'un mode et les effets de biréfringence induits.

Le mode fondamental d'une fibre optique monomode est décomposé en deux composantes modales notées HE_{11x} et HE_{11y} identiques mais orthogonales et portés par des axes arbitraires (Ox) et (Oy) [Snyder, 1983]. Nous verrons par la suite que la brisure de symétrie dans la fibre (due à des contraintes internes ou externes) introduit une différence de vitesse de propagation entre ces deux composantes conduisant à un déphasage entre ces deux modes.

Dans une fibre multimode, ce déphasage apparaît pour chaque mode p,q et les transferts d'énergie résultants de cette brisure de symétrie se combinent et compliquent la mesure du déphasage initial. A l'inverse, dans une fibre optique monomode, il suffit d'observer le retard entre les deux composantes du mode fondamental pour retrouver le déphasage. Cette méthode est appelée analyse de polarisation et fera l'objet du prochain paragraphe.

2.2.8 Modélisation de la propagation lumineuse polarisée

2.2.8.a Définition de la polarisation

Comme indiqué précédemment, une onde optique est caractérisée par un vecteur champ électrique. L'étude de la polarisation d'une onde lumineuse consiste à étudier le déplacement de l'extrémité S_E du vecteur champ électrique au cours du temps. Les composantes E_x et E_y du champ électrique orthogonales à la direction de propagation (figure 2.9) varient dans le temps. Lorsque le milieu ne peut pas être considéré comme isotrope et qu'il existe une direction pour laquelle la lumière se propage plus rapidement, ces composantes se propagent à des vitesses différentes, introduisant un déphasage δ dans l'onde. Ainsi, la polarisation d'une onde traduit le comportement au cours du temps du vecteur \mathbf{E} .

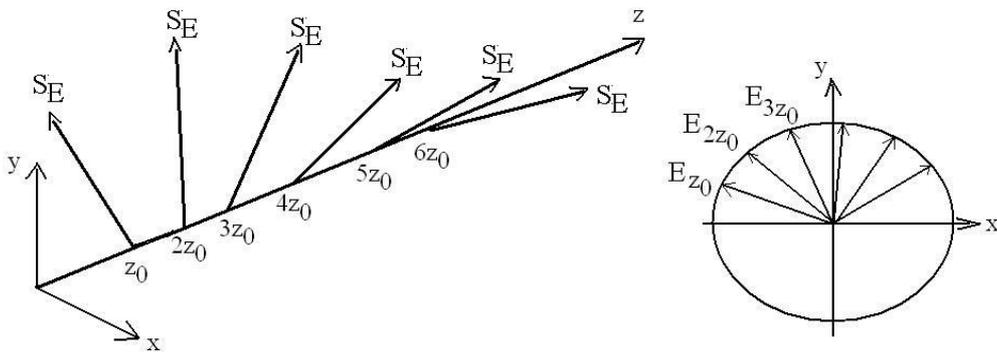


Figure 2.9: Représentation des composantes du champ électrique orthogonales à la propagation. L'extrémité du vecteur décrit une ellipse au cours du temps.

2.2.8.b Formulation de l'état de polarisation

Une onde monochromatique de vecteur d'onde \mathbf{k} , se déplaçant le long de la fibre optique selon l'axe Oz possède un vecteur champ électrique décrit en équation (2.31) sous la forme complexe par :

$$E(z, t) = E_0(x, y) \exp(i(\omega t - kz)) \quad (2.50)$$

Le vecteur $E_0(x, y)$ décrit l'état de polarisation de l'onde. Les deux composantes de ce vecteur sont notées :

$$E_0(x, y) = \begin{cases} A_x \exp(-i \delta_x) \\ A_y \exp(-i \delta_y) \end{cases} \quad (2.51)$$

Avec A_x et A_y les amplitudes constantes réelles et δ_x et δ_y les retards de phase de chaque composantes. Les grandeurs A_x et A_y permettent de retrouver l'intensité de l'onde I_0 , norme du vecteur E_0 grâce à la formule (2.26), soit :

$$I_0 = A_x^2 + A_y^2 \quad (2.52)$$

En revenant en notation réelle, nous pouvons trouver une relation décrivant entre les grandeurs E_x/A_x , E_y/A_y et la différence de phase $\delta = \delta_y - \delta_x$:

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2 E_x E_y}{A_x A_y} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.53)$$

Cette relation correspond à la description d'une ellipse. Lorsqu'une onde est polarisée, cela signifie donc que le vecteur \mathbf{E} décrit une ellipse au cours de sa propagation. Ce mouvement peut être une ellipse quelconque (polarisation elliptique) mais également un cercle lorsque le retard de phase vaut $\pm \pi/2$ (polarisation circulaire) ou encore un segment de droite, lorsque le retard de phase est un multiple entier de π (polarisation linéaire), comme illustrées en figure 2.10.

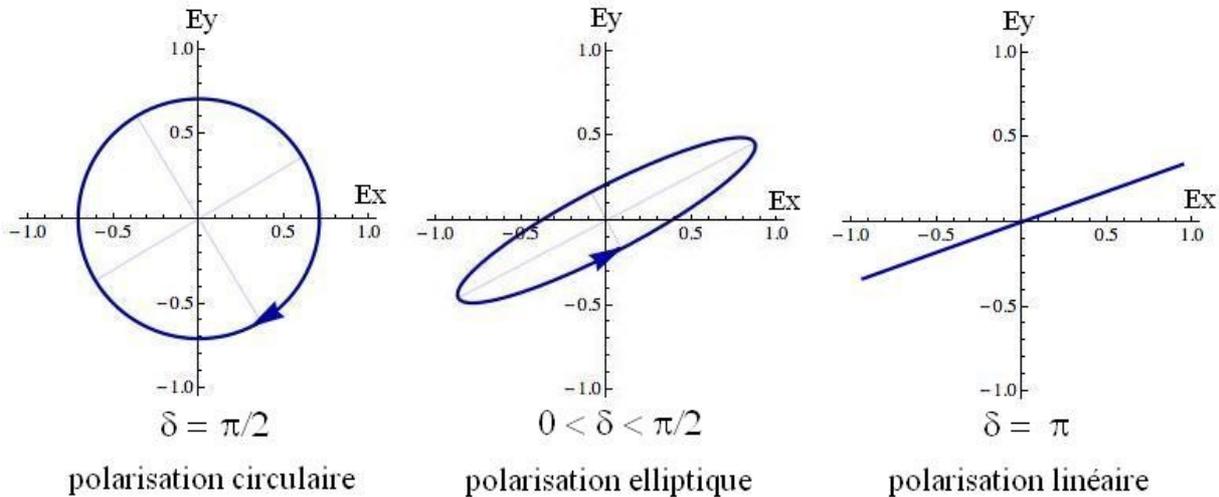


Figure 2.10: Différentes ellipses possibles représentant une polarisation (circulaire, elliptique ou linéaire).

Les deux grandeurs importantes d'une ellipse sont son orientation ϕ et son ellipticité e définies par :

$$\tan 2\phi = \frac{2 A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \delta \quad (2.54)$$

$$e = \frac{b}{a} \quad (2.55)$$

Avec a et b le demi-grand axe et le demi-petit axe d'ellipse représenté figure 2.11.

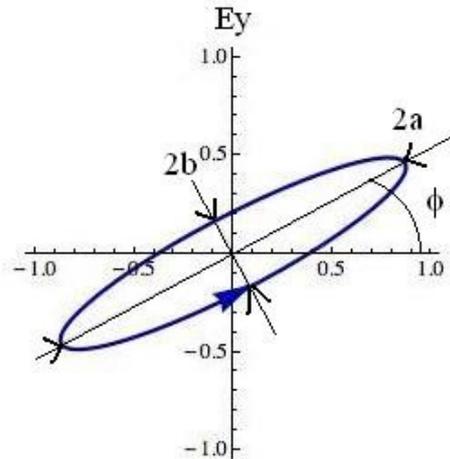


Figure 2.11: Grandeurs caractéristiques d'une ellipse : demi-grand axe a, demi-petit axe b et orientation ϕ .

2.2.8.c Méthode d'analyse polarimétrique

Pour observer expérimentalement un état de polarisation, il est nécessaire de décomposer cet état en différentes projections mesurables sous la forme d'une intensité. Pour y parvenir, on utilise un polariseur, un élément optique qui transmet un certain état de polarisation et ne transmet pas l'état de polarisation orthogonal. Un polariseur peut être soit rectiligne et ne laisser passer qu'une direction privilégiée, l'état de polarisation sortant sera donc linéaire, ou bien circulaire.

Une onde d'intensité I_{en} traversant un polariseur orienté d'un angle θ par rapport au demi-grand axe de l'état de polarisation aura une intensité sortante I_{sor} qui suivra la loi de Malus :

$$I_{sor} = I_{en} \cos^2 \theta \quad (2.56)$$

En faisant tourner ce polariseur, on recherche les intensités minimales I_{min} et maximales I_{max} en sortie (observées à 90° l'une de l'autre). Le degré de polarisation d est noté :

$$d = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.57)$$

Ce degré de polarisation traduit l'ellipticité vu précédemment de l'état de polarisation et peut ainsi être mesuré. Ce degré de polarisation vaut 0 pour un état circulaire (le rayon du cercle étant constant et donc l'intensité est également constante à travers un polariseur linéaire), 1 pour un état linéaire et une valeur entre 0 et 1 pour un état elliptique.

Pour la réalisation expérimentale du capteur, il est important de pouvoir trouver les états de polarisation linéaires et circulaires de l'onde à des fins d'étalonnage ou de préparation de la mesure.

2.2.8.d Outil de calcul : le vecteur de Stokes

Le principe de notre transducteur à fibre optique repose sur l'influence des contraintes induites sur la fibre monomode qui modifient ses propriétés opto-géométriques locales, notamment l'indice de réfraction effectif. Ces modulations de l'indice conduisent à une modification de l'état de polarisation qui constitue la grandeur à mesurer pour le capteur.

Afin de décrire simplement l'état de polarisation d'une onde monochromatique, nous avons choisi d'utiliser le formalisme décrit par Georges Gabriel Stokes en 1852. Ce formalisme est bien connu des opticiens car il permet d'utiliser le cadre rigoureux du calcul matriciel pour résoudre les problèmes de la propagation de la lumière en lumière polarisée et que les paramètres qu'il fait intervenir sont des grandeurs mesurables par l'expérience. Nous utiliserons ce formalisme pour finaliser le modèle opto-mécanique du capteur présenté au paragraphe 2.3. Avec ce formalisme, l'intensité I_0 d'une onde et son état de polarisation sont présentées sous la forme d'un vecteur de 4 éléments (S_0, S_1, S_2, S_3) tel que :

$$\begin{aligned} S_0 &= I_0 \\ S_1 &= |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ S_2 &= |E_a|^2 - |E_b|^2 \\ S_3 &= |E_l|^2 - |E_r|^2 \end{aligned} \quad (2.58)$$

Avec (x,y) les axes d'une base cartésienne à deux dimensions, (a,b) une autre base cartésienne tournée de 45° par rapport à (x,y) et (l,r) une base cylindrique telle que

$$\begin{aligned} \vec{l} &= (\vec{x} + i\vec{y})/\sqrt{2} \\ \vec{r} &= (\vec{x} - i\vec{y})/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (2.59)$$

En développant les projections des axes sur (a,b) et (l,r) sur la base (x,y) , nous pouvons remonter à l'égalité entre l'intensité I et la norme du vecteur (S_1, S_2, S_3) pour des ondes entièrement polarisées :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.60)$$

Des ondes partiellement non polarisées présentent une inégalité par rapport à cette relation (2.60) mais nous ne nous intéresserons pour cette modélisation qu'à un cas entièrement polarisé :

$$S_0^2 < S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.61)$$

Les grandeurs expérimentales mesurables aisément sont l'intensité suivant certaines polarisations. Les coefficients de Stokes sont donc des grandeurs que l'on peut extraire de l'expérimentation et facilement intégrées dans les calculs.

Les coefficients S_1 et S_2 sont mesurables en utilisant un polariseur linéaire et en mesurant l'intensité sortante à 0° et 90° par rapport à l'azimut pour S_1 et 45° et 135° pour la valeur S_2 . Le coefficient S_3 est mesurable en utilisant un polariseur circulaire.

2.2.8.e Représentation conceptuelle sur la sphère de Poincaré

Les grandeurs polarimétriques, traduites en intensité par les coefficients de Stokes, sont représentables comme des points sur une sphère en coordonnées sphériques avec le rayon de la sphère égal à 1. Cette sphère est appelée sphère de Poincaré, figure 2.12.

Les coefficients S_1/S_0 , S_2/S_0 et S_3/S_0 du vecteur de Stokes deviennent les coordonnées sur cette sphère et l'égalité (2.60) nous donne une sphère de rayon unitaire.

Pour des états non entièrement polarisés, leur représentation sur la sphère de Poincaré se retrouverait à une distance inférieure à 1, soit à l'intérieur de la sphère.

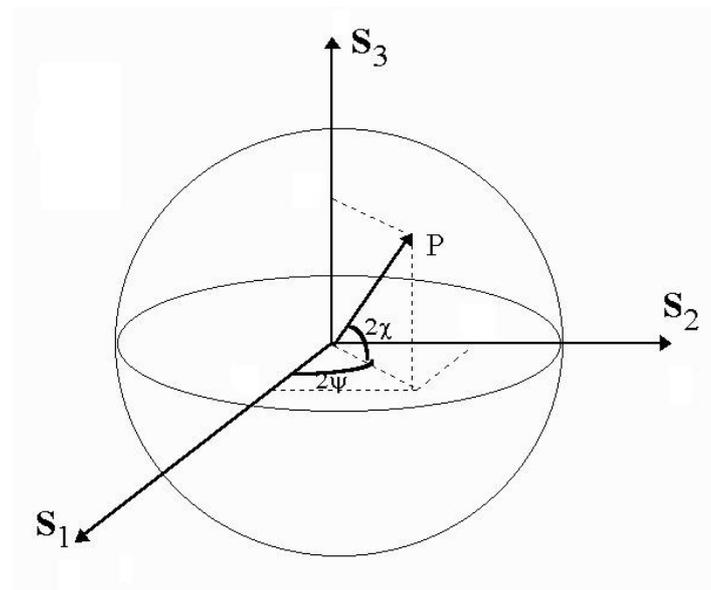


Figure 2.12: Représentation de la sphère de Poincaré avec un état de polarisation P décrit par les 4 grandeurs du vecteur de Stokes, projetées sur les axes 1 2 3.

Sur cette sphère, on retrouve comme illustré par la figure 2.13 :

- les 2 états de polarisation circulaire pour lesquels S_1 et S_2 sont nuls, soient les pôles de la sphère,
- les états de polarisation linéaire avec S_3 nul sont placés à l'équateur,

- les états elliptiques placés sur le reste de la sphère de Poincaré.

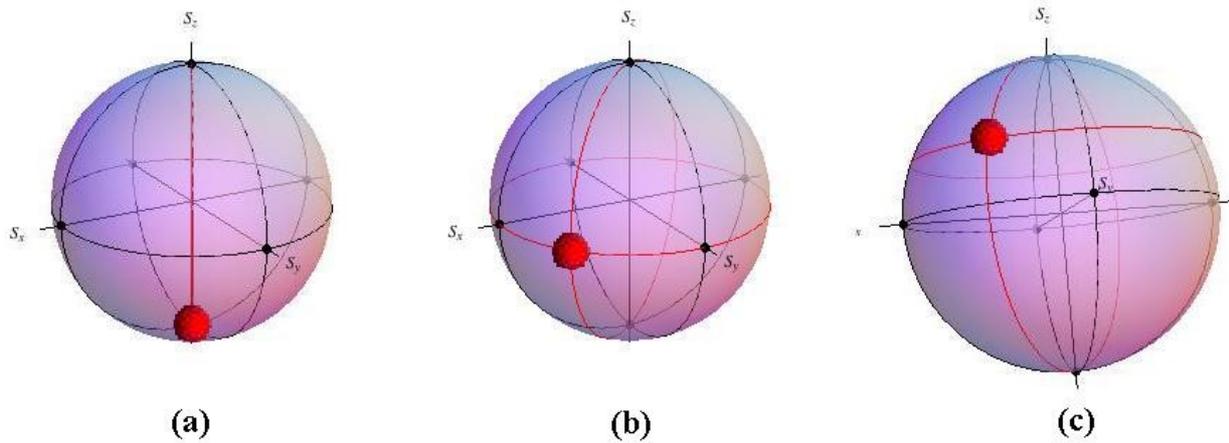


Figure 2.13: Représentation sur la sphère de Poincaré des états de polarisation (a) circulaires, (b) linéaires et (c) elliptiques.

Ce type de représentation conceptuelle permet de visualiser facilement un changement d'état de polarisation et les états intermédiaires que l'onde a occupé. Ainsi, passer d'un état linéaire à un état circulaire (figure 2.14) se traduit par un quart de cercle sur la sphère de Poincaré et les états transitoires elliptiques sont visualisables.

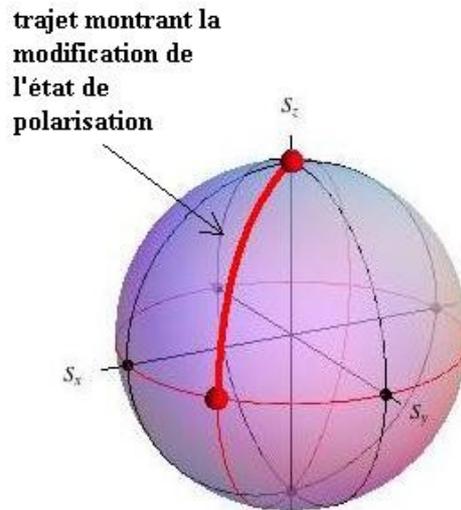


Figure 2.14: Passage d'un état de polarisation linéaire à un état de polarisation circulaire représenté sur la sphère de Poincaré.

2.2.9 Phénomène de biréfringence dans une fibre optique

Dans une fibre optique à saut d'indice monomode parfait qui n'est soumise à aucune contrainte, le milieu est isotrope et l'indice de réfraction est constant dans le cœur. Il ne devrait donc y avoir qu'un seul mode transmis. Mais on a vu qu'en pratique, ce mode dégénérerait en 2 modes orthogonaux,

ayant chacun leur vitesse, et donc un indice de réfraction effectif différent. La différence Δn entre les deux indices effectifs est appelée biréfringence et permet d'obtenir un déphasage entre les deux modes et donc un changement d'état de polarisation.

Nous allons maintenant étudier cette biréfringence et son effet sur le déphasage d'une onde transmise en fonction des contraintes qui seront importantes pour le capteur.

2.2.9.a Biréfringence intrinsèque

Comme nous l'avons vu précédemment, le mode fondamental d'une fibre optique est amené à dégénérer en mode HE_{11x} et HE_{11y} . A cause de certaines imperfections dans la fibre, notamment le mécanisme de fabrication, la symétrie axiale de la fibre est brisée. Il se dégage alors deux axes dans la fibre qui vont guider à deux vitesses de propagation différentes les composantes du champ \mathbf{E} (figure 2.15). Le déphasage entre ces deux modes est alors $\Delta\phi$ tel que :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot l \quad (2.62)$$

Avec λ la longueur d'onde du signal optique monochromatique, Δn la différence d'indice de réfraction entre HE_{11x} et HE_{11y} et l la longueur de la fibre optique sur laquelle le signal est envoyé.

Dans le cas de la fibre optique SM600, on observe des différences Δn de l'ordre de 10^{-7} . Pour un état quelconque de polarisation en entrée, le déphasage en sortie est égal à 2π pour une longueur de 2,45m. Cette longueur est nommée longueur de battement l_b .

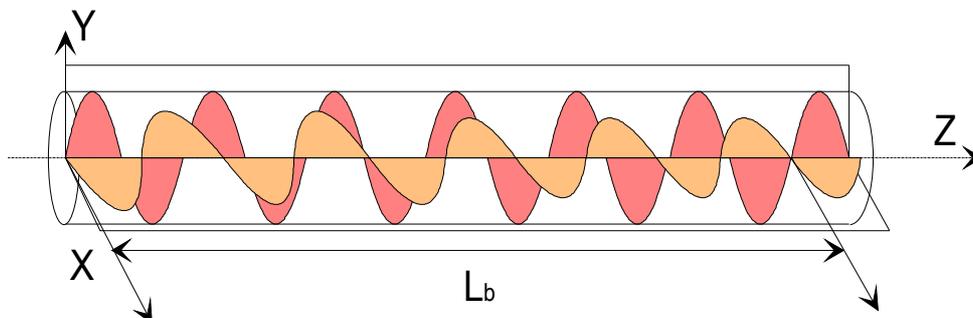


Figure 2.15: morceau de fibre optique de longueur l_b dans lequel le signal monochromatique subit un déphasage $\Delta\phi$

Dans le cadre de notre sismomètre, nous allons utiliser une longueur de fibre optique de 6 cm environ, très inférieur à la longueur de battement L_b . Nous pouvons alors négliger l'influence de la biréfringence intrinsèque sur le comportement en fonctionnement dynamique du capteur. La détermination de la longueur de battement est cependant un point important de l'élaboration du capteur puisqu'on peut la mesurer expérimentalement et calculer ensuite le facteur Δn de la

biréfringence. Ce facteur permet de calculer les différentes contraintes qui s'appliquent ensuite sur la fibre optique.

Différents types de contraintes appliquées à la fibre ont pour conséquence des modifications locales de la biréfringence de la fibre, les courbures, les forces exercées latéralement, et d'autres paramètres environnementaux qui n'ont pas d'influence directe sur la conception de notre capteur comme le champ magnétique, les radiations, la température. Les paramètres les plus pertinents vont être décrits dans les 3 paragraphes suivants.

2.2.9.b Anisotropie de réfringence due à la courbure

Une fibre enroulée sur un tour complet (figure 2.16) présente un stress entre la direction où la fibre est courbée et la direction orthogonales qui modifie les indices de réfraction effectifs et introduit un déphasage de la fibre :

$$\Delta \phi = n_c^3 \pi (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu) \frac{r_f^2}{\lambda \cdot R_{courb}} \quad (2.63)$$

Avec n_c l'indice du cœur de la fibre et r_f son rayon, p_{11} et p_{12} les coefficients élasto-optiques introduits dans la partie précédente, ν le coefficient de Poisson du milieu et R_{courb} le rayon de courbure appliqué à la fibre. Tous ces paramètres sont récapitulés dans le cas de notre capteur dans le tableau 3.

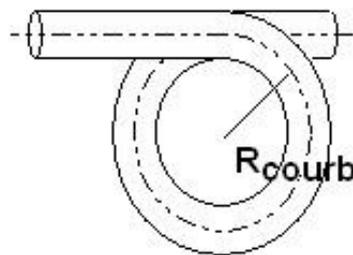


Figure 2.16: Fibre optique enroulée sur elle-même selon un rayon de courbure R_{courb}

En variant le rayon de courbure de la fibre, nous pouvons utiliser cette propriété pour transformer ce segment en une lame optique équivalente demi-onde ou quart-d'onde. Ainsi, comme nous le verrons dans le chapitre 3, nous pouvons modifier l'état de polarisation du système sans sortir le signal de la fibre optique [Lefevre, 1980].

2.2.9.c Anisotropie de réfringence due à la torsion

Lorsqu'une fibre optique subit une torsion sur sa longueur (figure 2.17), telles que deux directions transverses parallèles avant la torsion observent un angle ν , le déphasage $\Delta\phi(\nu)$ induit s'écrit :

$$\Delta \phi(\nu) = \frac{-n_c^2}{2} (p_{11} - p_{12}) \nu \quad (2.64)$$

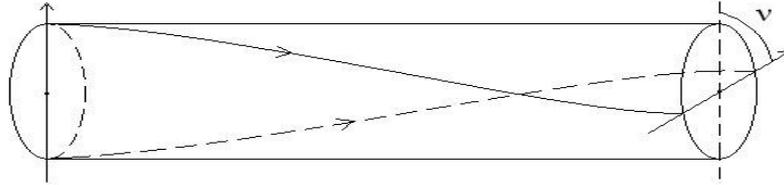


Figure 2.17: Torsion d'une fibre optique d'angle ν .

2.2.9.d Anisotropie de réfringence due à la force latérale

La force latérale linéique F appliquée le long d'une fibre optique (figure 2.18) induit un déphasage $\Delta\phi(F)$ proportionnel à cette même force [Gaumont, 2000] :

$$\Delta \phi(F) = 4 n_c^3 (p_{11} - p_{12}) (1 + \nu) \frac{F}{\lambda r_f E} \quad (2.65)$$

où E est le module de Young du matériau constituant la fibre (75 GPa pour la silice) et F la force appliquée. Là encore, on peut obtenir les forces linéiques nécessaires pour avoir un retard de $\pi/2$ ou un retard de π dans le système. Dans le chapitre suivant, nous utiliserons cette biréfringence pour réaliser la transduction entre la vibration d'un ensemble masse-ressort et un état de polarisation contenu dans un signal optique monochromatique transmis à travers une fibre optique monomode.

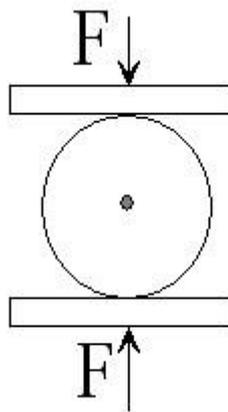


Figure 2.18: Force latérale F exercée sur une fibre optique

Le déphasage total de l'onde transmise est l'intégration de ce déphasage sur toute la longueur l d'application de la force. En connaissant la variation attendue de la force sur la fibre optique, nous pouvons calculer la longueur d'application nécessaire pour que l'amplitude de variation du déphasage soit maximale sur cette plage (tout en restant inférieure à 2π).

Pour la réalisation de notre capteur, la masse inerte à une largeur de 3 cm mais la fibre passe deux fois sous cette masse, pour une longueur totale de 6 cm. Cette disposition en aller-retour de la fibre permet d'équilibrer au maximum la répartition du poids sur la fibre et d'éviter tout effet de torsion qui fausserait l'étude.

2.3 Modélisation de la réponse dynamique du sismomètre opto-mécanique

Nous considérons maintenant le système mécanique de notre capteur dont le principe est similaire à celui des sismomètres présentées en chapitre 1.

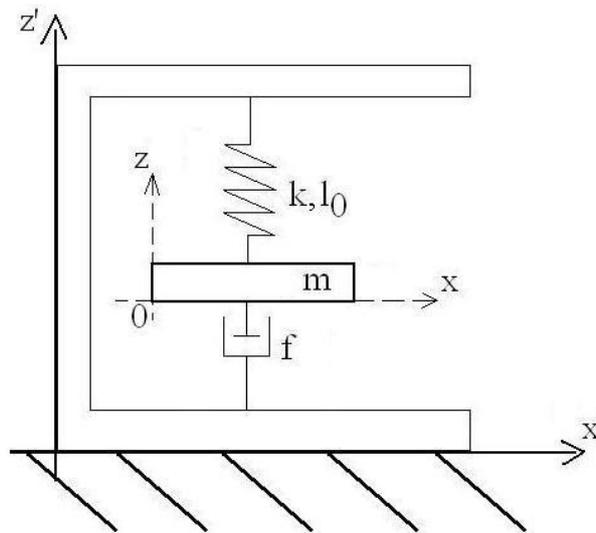


Figure 2.19: Schéma équivalent du système masse-ressort-fibre que constitue notre transducteur. La masse inerte m est retenue par un ressort de raideur k , et freinée par la fibre optique équivalent à une force résistive f .

Afin de le modéliser (figure 2.19), nous considérons que le transducteur est équivalent à une masse inerte m suspendue à un support rigide par un ressort de raideur k et de longueur à vide l_0 . La fibre optique est ici équivalente à un ressort et un amortisseur en parallèles qui agissent sur le mouvement de la masse. De par leur disposition, le ressort et la fibre optique sont considérés comme deux ressorts en parallèle et leur raideur s'additionnent en une raideur totale k du transducteur. La raideur du ressort est mesurable facilement, en revanche, celle de la fibre optique est plus difficile à obtenir. Les deux valeurs ne pouvant être facilement distinguées, le modèle présenté dans ce chapitre n'utilisera comme raideur que la valeur k totale.

2.3.1 Solution de l'équation du mouvement de la masse inerte

Examinons maintenant le comportement du transducteur d'un sismomètre classique composé d'une

masse m suspendue à un ressort de tension k , de longueur à vide l_0 . Nous considérons également que cette masse est freinée dans son mouvement par une force résistive f opposée au mouvement. L'oscillation $z(t)$ de la masse décrite dans un repère lié à la table lorsque l'ensemble masse-ressort est soumis à une vibration sismique d'amplitude $s(t)$ le long de l'axe z' sera donnée par la résolution de l'équation mécanique suivante :

$$\frac{m \cdot d^2 z(t)}{dt^2} = -m \cdot g + k(l(t) - l_0) - f \frac{dz(t)}{dt} - m \frac{d^2 s(t)}{dt^2} \quad (2.66)$$

Les conditions au repos de cette équation sont une masse inerte au départ $z'(t=0) = 0$, et un déplacement à l'origine de $z(t=0) = z_0$.

L'équilibre du système masse-ressort lorsque celui-ci n'est pas soumis à une vibration permet de considérer en outre une égalité des forces telle que :

$$m |\vec{g}| = k(l_e - l_0) \quad (2.67)$$

$$l(t) = l_e - z(t) - z(t=0) \quad (2.68)$$

soit :

$$m |\vec{g}| = k(l(t) + z(t) - l_0 - z_0) \quad (2.69)$$

En remplaçant les termes de cette égalité dans l'équation différentielle, nous arrivons à la réécriture suivante :

$$\frac{m \cdot d^2 z(t)}{dt^2} = k(z_0 - z(t)) - f \frac{dz(t)}{dt} - m \frac{d^2 s(t)}{dt^2} \quad (2.70)$$

Nous simplifions cette écriture en cherchant le déplacement relatif

$$u(t) = z(t) - z_0 \quad (2.71)$$

et ainsi, nous trouvons :

$$\frac{d^2 u(t)}{dt^2} + \frac{f}{m} \frac{du(t)}{dt} + \frac{k}{m} u(t) = -\frac{d^2 s(t)}{dt^2} \quad (2.72)$$

De manière standard, le coefficient d'amortissement ξ du système s'écrit :

$$\xi = \frac{f}{2m} \quad (2.73)$$

et la pulsation propre ω_0 du système :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.74)$$

L'équation finale de l'ensemble masse ressort est donc :

$$\ddot{u}(t) + 2\xi\dot{u}(t) + \omega_0^2 u(t) = \ddot{s}(t) \quad (2.75)$$

Pour résoudre cette équation différentielle, nous utilisons la méthode de résolution de la transformée de Laplace bien connue pour ce type de calcul, représentée schématiquement dans la figure 2.20. Elle permet de transformer une équation différentielle en une équation algébrique simple à résoudre. Il faut déterminer la transformée inverse de la solution dans le domaine de Laplace pour établir la solution de l'équation dans le domaine temporel. Cette méthode permettra également d'obtenir l'expression de la fonction de transfert du sismomètre, et d'analyser ainsi la réponse harmonique, ce qui fera l'objet du paragraphe 2.4.

<i>Domaine temporel (t)</i>	<i>Domaine de Laplace (p)</i>
1) Détermination de l'équation différentielle et ses conditions initiales du problème mécanique.	2) Transformation de Laplace de l'équation différentielle devient une équation polynomiale en p triviale à résoudre.
4) Transformée de Laplace inverse de U(p) permettant d'exprimer u(t).	3) Résolution de l'équation et expression de U(p)

Figure 2.20: Principe de la méthode de résolution d'une équation différentielle par la transformation de Laplace.

Pour une fonction $f(t)$ avec t positif, sa transformée de Laplace $F(p)$ est définie comme la valeur de l'intégrale suivante :

$$F[p] = \int_0^{\infty} f(t) \times \text{Exp}(-p t) dt \quad (2.76)$$

Avec p une variable complexe. Le processus de transformation sera appelé sous la forme $U(p)=L[u(t)]$. La transformée de Laplace inverse est notée $L^{-1}[U(p)] = u(t)$. La transformée de Laplace du mouvement du support $s(t)$ est notée $S(p)$.

Pour l'équation du mouvement de la masse inerte décrite plus haut, la transformée de Laplace donne l'égalité suivante

$$p^2 U(p) + \omega_0^2 U(p) + 2\xi p U(p) - 2Du(0) - pu(0) - u'(0) = p^2 S(p) - ps(0) - s'(0) \quad (2.77)$$

Avec $u(0)$ et $u'(0)$ les conditions au départ en position et en vitesse de la masse. On suppose la masse inerte au repos au temps $t=0$, soit $u(0) = u'(0) = 0$. Les conditions sur $s(0)$ et $s'(0)$ dépendront du modèle d'excitation du support :

$$U(p)[p^2 + 2\xi p + \omega_0^2] = p^2 S(p) - ps(0) - s'(0) \quad (2.78)$$

Deux types d'excitation serviront pour la suite du modèle opto-mécanique : un régime sinusoïdal pour calculer la réponse harmonique du capteur et un choc bref pour étudier l'amplitude en intensité ainsi que la détermination de la fréquence propre par analyse de Fourier.

2.3.2 Réponse à une vibration cosinusoidale

Une vibration sismique peut être décrite sous la forme d'un spectre de vibrations mécaniques se propageant dans le milieu possédant une amplitude et un spectre propre.

Dans une première approximation et afin de modéliser de façon plus simple le comportement d'une telle vibration, nous écrivons que celle-ci peut être décrite sous la forme d'une vibration sinusoïdale de période $f = \omega/2\pi$, avec une amplitude A_0 (et une phase nulle à l'origine, celle-ci n'influençant en rien l'étude).

$$s(t) = A_0 \cos(2\pi f \cdot t) \quad (2.79)$$

La transformée de Laplace de cette excitation est :

$$L(s''(t)) = \frac{-A_0 \omega p}{p^2 + \omega^2} \quad (2.80)$$

L'équation (2.78) s'écrit alors :

$$U(p)[p^2 + 2\xi p + \omega_0^2] = \frac{-A_0 \omega p}{p^2 + \omega^2} \quad (2.81)$$

Et la solution de l'équation du mouvement de la masse inerte dans le domaine de Laplace est donc :

$$U(p) = \frac{-A_0 \omega p}{p^2 + \omega^2} \frac{1}{p^2 + 2\xi p + \omega_0^2} \quad (2.82)$$

Cette équation possède un ensemble de solutions analytiques dont le comportement dépend de la valeur de l'amortissement ξ . On se positionne ici dans le cas où la période d'oscillation naturelle du ressort $2\pi/\omega_0$ est bien plus élevée que la période d'oscillation ω du support. Cette hypothèse est

vérifiée pour les vibrations sismiques qui ont un spectre s'étendant jusqu'à 10 Hz dans le domaine des courtes périodes.

On distingue ainsi trois régimes pour le mouvement du ressort selon l'importance de la force de freinage. Lorsque l'amortissement $\xi > 0,7$, la masse n'a pas le temps de suivre l'oscillation du support mais est soumise à la vibration naturelle du ressort. Le régime du système mécanique est suramorti. Les oscillations du ressort à la résonance ne seront donc pas transmises à la fibre car fortement amorties. Dans ce cas, la force appliquée sur la fibre suivra le mouvement du sol.

La partie 2.4 étudiera l'influence des différents paramètres mécaniques du capteur sur la réponse harmonique du capteur. Nous ne nous intéresserons donc pas à la solution temporelle de cette transformée de Laplace mais à la fonction de transfert résultante :

$$H(p) = \frac{U(p)}{S(p)} = \frac{1}{p^2 + 2\xi p + \omega_0^2} \quad (2.83)$$

2.3.3 Réponse à un choc bref

Dans le cas d'un choc bref de durée τ , nous exprimons $s(t)$ par

$$s(t) = \begin{cases} \psi & \text{pour } 0 \leq t < \tau \\ 0 & \text{pour } t \geq \tau \end{cases} \quad (2.84)$$

La transformation de Laplace de cette fonction $s(t)$ est de la forme suivante :

$$S(p) = \psi \left(\frac{1}{p} - \frac{e^{-p\tau}}{p} \right) \quad (2.85)$$

La solution générale de $U(p)$ dans l'espace de Laplace est :

$$U(p) = \frac{e^{-p\tau}(e^{p\tau} - 1)\psi}{p(p^2 + 2p\xi + \omega^2)} \quad (2.86)$$

Le calcul de la transformée de Laplace inverse de la solution $Z(p)$ a été réalisé en utilisant le logiciel de calcul formel Mathematica. La solution temporelle du mouvement de la masse $z(t) = u(t) + z_0$ pour un choc bref est :

$$z(t) = L^{-1} [Z(p)] = \frac{1}{2w_0^2 \sqrt{-w_0^2 + \xi^2}} \times \psi \left(e^{-t \left(\xi + \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right)} \left(\xi - e^{2t \sqrt{-w_0^2 + \xi^2}} \xi - (1 + e^{2t \sqrt{-w_0^2 + \xi^2}} - 2 e^{t \left(\xi + \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right)}) \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right) + e^{-\left(\xi + \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right) (t-\tau)} \right) \quad (2.87)$$

$$\times \left((-1 + e^{2 \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} (t-\tau)}) \xi + (1 + e^{2 \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} (t-\tau)} - 2 e^{\left(\xi + \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right) (t-\tau)}) \sqrt{-w_0^2 + \xi^2} \right) H[t-\tau]$$

Avec $H(t-\tau)$ la fonction de Heaviside telle que $H(t-\tau) = 0$ pour $t < \tau$ et 1 pour $t \geq \tau$.

Cette solution dans l'espace temporel sera utilisée au paragraphe 2.4 pour étudier l'influence de l'amortissement et de la phase initiale de l'état de polarisation dans la fibre sur le signal observé.

2.3.4 Modélisation de l'effet de transduction opto-mécanique

Le support de table transmet directement les ondes volumiques dans le cadre du support des capteurs à fibres optiques. La plaque inférieure du transducteur participe d'un mouvement solidaire avec son support et se soulève selon le même rythme. En revanche, la plaque supérieure est soutenue par un ressort et décrit un mouvement déphasé de la vibration. La pression entre les plaques induit une force latérale le long de la fibre optique. La relation (2.65) précédente montre que le déphasage $\Delta\phi$ est proportionnel à la force F appliquée à la fibre optique. Pour la fibre optique SM600 et la diode laser que nous utilisons par la suite, les paramètres sont les suivants :

Paramètre	Valeur
n_c (indice de réfraction du cœur)	1,456
p_{11} (coefficient photo-élastique)	0,121
p_{12} (coefficient photo-élastique)	0,27
ν (coefficient de Poisson de la silice)	0,17
r_f (rayon de la fibre)	62,5 μm
E (module d'Young de la silice)	$7 \cdot 10^{10}$ N/m ²
λ (longueur d'onde)	632 nm

Tableau 3 : Valeurs numériques des grandeurs physiques de la fibre optique utilisée pour le sismomètre.

Ainsi nous modélisons le déphasage par la relation :

$$\Delta\phi = CF \quad (2.88)$$

Avec $C = 0,77 \text{ N}^{-1}$ à la longueur d'onde de 632 nm.

En se référant au schéma en bloc du capteur figure (2.1) en début de chapitre, une décomposition en

matrice du Mueller des éléments optiques nous permet de trouver la relation entre le vecteur de Stokes entrant dans le transducteur S_{in} (avant l'élément 3) d'intensité $S0_{in} = I_{in}$ et le vecteur de Stokes S_{out} arrivant sur l'analyseur (élément 4) après être passé à travers le polariseur :

$$S_{out} = M_{rot}(\theta) M_{pol} M_{rot}(-\theta) M_{transducteur}(\Delta\phi) S_{in} \quad (2.89)$$

Avec M_{rot} la matrice de Mueller d'une rotation, M_{pol} la matrice de Mueller d'un polariseur linéaire et $M_{transducteur}$ la matrice de Mueller du transducteur, et θ l'angle de rotation du polariseur.

$$M_{rot} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & \sin(\theta) & 0 \\ 0 & -\sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.90)$$

$$M_{pol} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.91)$$

L'élément de Stokes $S0$ du vecteur S_{out} nous intéresse ici puisqu'il s'agit de l'intensité I_{out} qui sera mesuré après le polariseur par la photodiode.

$$I_{out} = S0 = \frac{1}{2} [I_{in} + S1_{in} \cos(2\theta) + (S2_{in} \cos(\Delta\phi) - S3_{in} \sin(\Delta\phi)) \sin 2\theta] \quad (2.92)$$

La partie intéressante de cette relation (2.92) est la dépendance en $(S2 \cos \Delta\phi - S3 \sin \Delta\phi)$ que nous pouvons réécrire en utilisant une transformation trigonométrique :

$$S2_{in} \cos(\Delta\phi) - S3_{in} \sin(\Delta\phi) = \sqrt{(S2_{in}^2 + S3_{in}^2)} * \sin(\Delta\phi + \Phi) \quad (2.93)$$

Avec $\tan \Phi = S2_{in}/S3_{in}$.

En reprenant la relation (2.60) entre les coefficients de Stokes pour une lumière polarisée :

$$\sqrt{(S2_{in}^2 + S3_{in}^2)} = S0_{in} \sqrt{\left(1 - \frac{S1_{in}^2}{S0_{in}^2}\right)} \quad (2.94)$$

La relation (2.92) peut se réécrire maintenant de façon réduite :

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{1}{2} \left[1 + S1_{in} \cos 2\theta + \sqrt{\left(1 - \frac{S1_{in}^2}{I_{in}^2}\right)} \sin(\Delta\phi + \Phi) \right] \quad (2.95)$$

L'intensité en sortie est maximale lorsque le terme $S1_{in}$ est nul. On a alors la relation entre l'intensité mesurée par la photodiode et la force appliquée sur la fibre :

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{1}{2} [1 + \sin(CF + \Phi)] \quad (2.96)$$

Le déphasage Φ est lié à l'état de polarisation d'entrée et n'est pas influencé par la contrainte sur la

fibre. Ce paramètre peut donc être ajusté au moment de la calibration du sismomètre de façon à avoir une variation de $\sin(C \cdot F + \Phi)$ maximale en fonction de la gamme de force choisie.

En considérant que la force résultante sur la fibre est principalement due au mouvement de la masse, nous pouvons exprimer la force F en fonction de l'accélération de la masse inerte $F = m \cdot a$ avec m la masse de la plaque supérieure du transducteur. Pour une masse de 120g et en considérant des accélérations du support entre 0 et 2000 mm/s², nous pouvons voir dans les graphiques 2.21 que la calibration de l'état de polarisation initial est cruciale pour avoir la meilleure plage de mesure d'accélération possible.

Avec un déphasage initial tel que $\Phi = 1$, le capteur a une réponse quasi-linéaire sur la plage d'accélération avec une variation d'intensité de 6%.

En revanche, pour un état initial $\Phi=1,5$, la réponse du capteur n'est plus linéaire et nous sommes alors incapables de détecter la plage complète d'accélération.

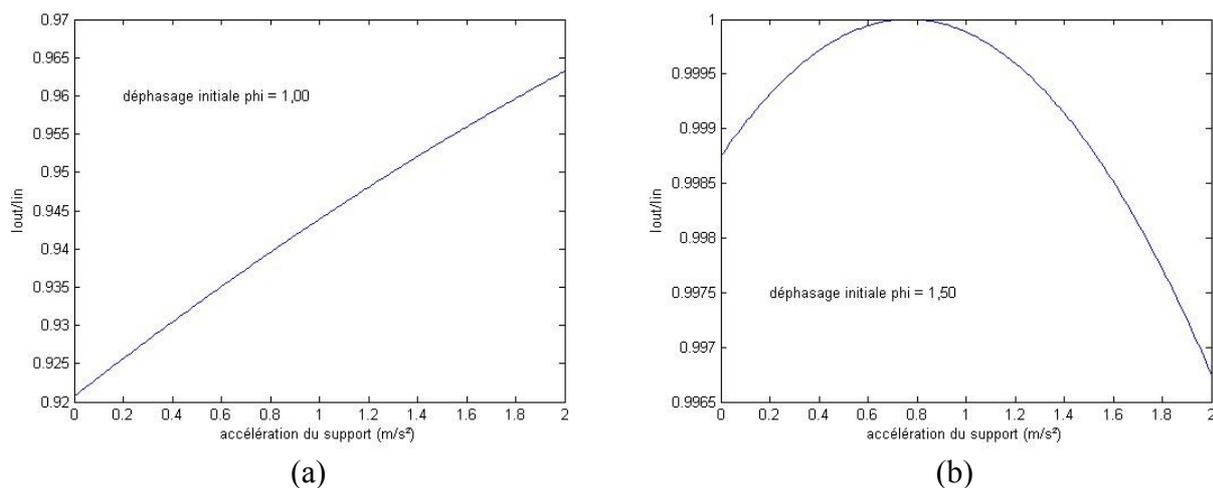


Figure 2.21: Réponse du capteur pour des états de polarisation initiaux différents : (a) l'état est calibré de manière à pouvoir détecter la plage de mesure complète et (b) la calibration est insuffisante pour détecter de manière satisfaisante les accélérations du support.

La dynamique en intensité du capteur dépend pour une gamme de force donnée de la phase initiale Φ . En figure 2.22, la dynamique du sismomètre est deux fois plus élevée pour une phase initiale de 1 rad contre une phase initiale de 3 rad. Ce point sera étudié dans la caractérisation des constantes du capteur, au paragraphe suivant.

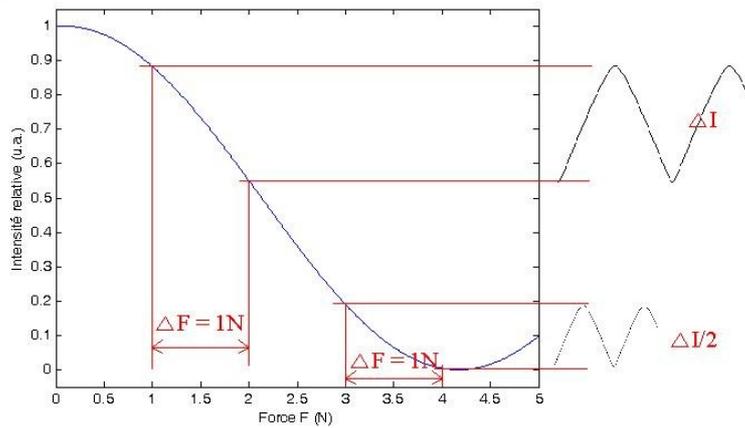


Figure 2.22: Dynamique en intensité du capteur pour deux phases initiales.

2.4 Caractérisation des constantes opto-mécaniques du capteur

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle complet du sismomètre présentant d'une part la réponse mécanique du transducteur et d'autre part les deux rôles de la fibre optique, la transmission du signal et la production de l'effet opto-mécanique. Les différentes contraintes qui influencent la biréfringence de la fibre ont été présentées. Ce paragraphe est consacré à l'étude des constantes mécaniques du capteur et de leur influence sur le comportement du sismomètre en vue d'en optimiser les choix. Les trois grandeurs qui permettent de caractériser le capteur sont la fréquence de résonance du système mécanique de transduction, son amortissement et la valeur de la phase initiale statique du signal optique à l'entrée du transducteur à fibre optique.

2.4.1 Fréquence de résonance

Le choix de la valeur de la fréquence de résonance $\omega_0/2\pi$ influencera la linéarité de réponse du capteur, en repoussant la fréquence de résonance de l'ensemble masse-ressort loin des fréquences des vibrations à mesurer, on assurera une réponse linéaire du capteur. La résonance est fonction des valeurs de la raideur du ressort et de la masse inerte sismique appliquée sur la fibre. La raideur du ressort du système est une constante difficile à évaluer précisément. En effet, le ressort utilisé est comprimé par une vis de pression pour assurer un contact satisfaisant de la masse sur la fibre (pression déterminée par calibration). Ce réglage est indispensable pour obtenir le fonctionnement correct du capteur, il a pour conséquence de modifier la raideur totale du système, du fait de la précontrainte comme expliquée au paragraphe 2.4.3 suivant. De plus, la fibre optique a elle aussi des propriétés élastiques traduites par une raideur équivalente (gaine mécanique, gaine optique) non quantifiées au moment de l'implémentation. Par conséquent, celle-ci influence également la raideur

totale du système et produira une résonance propre observée expérimentalement.

Une évaluation théorique de la fréquence de résonance est possible mais compliquée compte tenu des arguments précédents. Par conséquent, pour la déterminer, on mesurera sa réponse harmonique qui comparée à la réponse théorique permettra d'en déterminer les constantes mécaniques. La comparaison sera faite dans le chapitre 4 consacré aux résultats expérimentaux. Nous présentons ici le calcul théorique de la réponse harmonique du système. En reprenant l'équation (2.83), la réponse harmonique du sismomètre est calculée en substituant p par $j\omega$:

$$H(j\omega) = \frac{1}{2\xi j\omega - \omega^2 + \omega_0^2} \quad (2.97)$$

En figure 2.23, l'évolution de la réponse harmonique du système est présentée en prenant une fréquence propre $\omega_0/2\pi = 600$ Hz et un amortissement ξ de 30. Ces paramètres ont été choisis à partir d'évaluations expérimentales présentées au chapitre 4. Pour un sismomètre classique, la fréquence de résonance se situe dans la bande passante du capteur pour augmenter son gain et donc obtenir une meilleure sensibilité à très faible fréquence, $f < 1$ Hz. Dans notre cas, nous cherchons avant tout à avoir une réponse linéaire sur la plage de réponse du capteur (typiquement comprise entre 1 et 50 Hz). Comme nous le montrerons plus tard, le capteur est extrêmement sensible même en dehors de la résonance. Ceci explique pourquoi nous avons choisi des paramètres mécaniques (raideur et masse) permettant de rejeter cette dernière loin du domaine de fréquence souhaité. Avec une telle configuration, le graphique montre que la réponse du capteur est quasi-linéaire à 10^{-8} près sur la bande de 1 à 50 Hz.

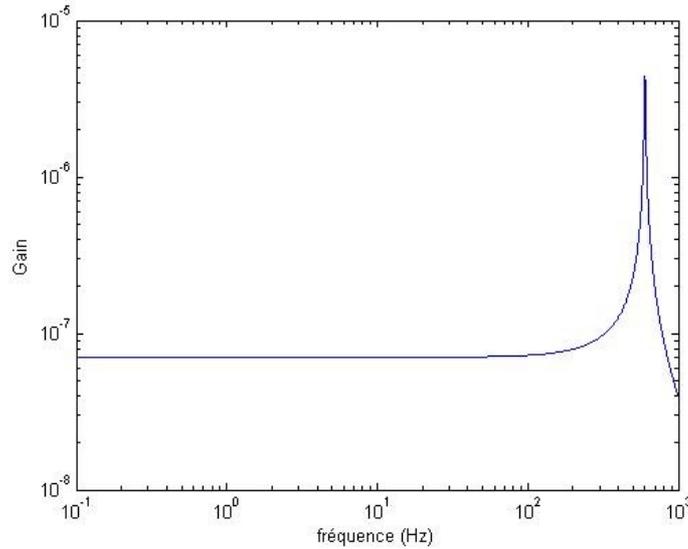


Figure 2.23: Réponse harmonique du capteur mettant en avant le comportement linéaire dans la bande de 1 à 50 Hz.

L'évaluation de la réponse harmonique pourra être entreprise en mesurant la réponse du capteur lorsqu'il est excité par un actionneur en régime sinusoïdal. Une autre méthode consiste à exciter le capteur avec un choc bref et de détecter les fréquences présentes dans sa réponse, par analyse de Fourier. L'étude de la réponse du capteur à un choc bref présente aussi l'intérêt de montrer l'influence de l'amplitude maximum admissible par le système opto-mécanique sans rebroussement de signal, la réponse du capteur étant une fonction sinusoïdale de la force, voir équation (2.96).

Pour évaluer la réponse théorique du capteur à un choc, nous avons calculé la solution du système d'équation (2.78) à une excitation de type dirac. Celle-ci donne l'évolution du mouvement de la masse lorsque soumise à un choc bref. En dérivant deux fois cette expression et en multipliant par la masse, on obtient la force résultante F_{fibre} de la masse appliquée à la gaine mécanique de la fibre :

$$F_{\text{fibre}}(t) = \frac{m e^{-\xi * t} (2 \xi \sqrt{\xi^2 - \omega_0^2} \cosh(t \sqrt{\xi^2 - \omega_0^2}) + (-2 \xi^2 + \omega_0^2) \sinh(t \sqrt{\xi^2 - \omega_0^2}))}{\sqrt{\xi^2 - \omega_0^2}} \quad (2.98)$$

La figure 2.24 présente l'intensité théorique relative du signal lumineux calculée en injectant la force précédente dans la relation (2.96), en prenant une pulsation propre ω_0 de 157 rad/s et un amortissement ξ de 30. Ces paramètres ont été choisis à partir de relevés expérimentaux présentés au chapitre 4. La période des oscillations sera déterminée expérimentalement car elle dépend des raideurs effectives inconnues des gaines mécanique et optique de la fibre écrasée par une masse. La fréquence de coupure du capteur est réglée en fonction de la raideur du ressort et de la valeur de la masse.

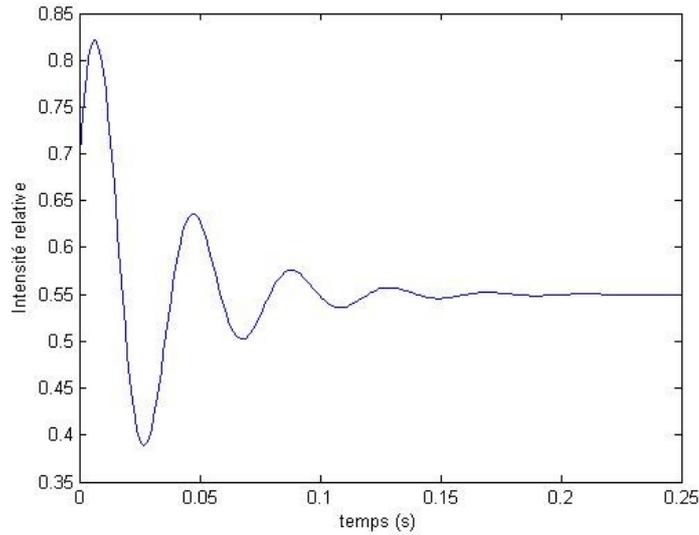


Figure 2.24: Réponse temporelle en intensité lorsque le capteur subit un choc bref.

2.4.2 Sensibilité de la réponse du sismomètre à l'amortissement

La valeur de l'amortissement théorique n'est pas une grandeur que l'on peut mesurer directement. Cependant elle sera évaluée plus tard expérimentalement. Le modèle théorique permet néanmoins d'évaluer l'influence de la valeur de l'amortissement sur la réponse harmonique du capteur. Nous avons représenté en figure 2.25 les réponses harmoniques du capteur pour deux valeurs de coefficients $\xi = 30$ et $\xi = 300$. On constate que la sensibilité aux basses fréquences (entre 1 et 10 Hz) est inchangée lorsque l'amortissement augmente d'un facteur 10 et la linéarité de la réponse harmonique dans cette même bande de fréquence est constante.

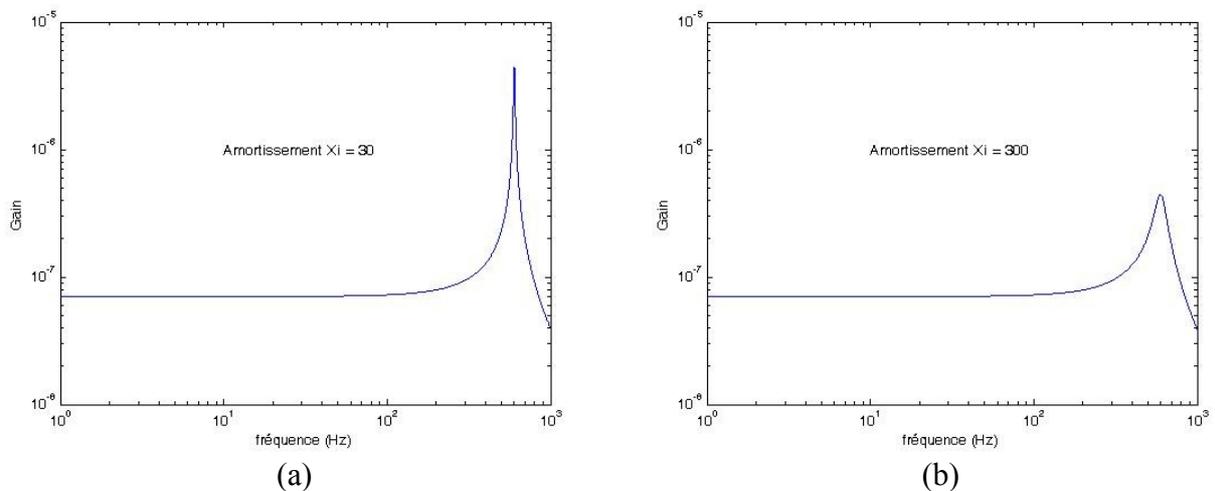


Figure 2.25: Influence de l'amortissement sur la réponse harmonique du sismomètre : (a) $\xi = 30$, (b) $\xi = 300$.

Nous devons garder un amortissement faible de manière à avoir une réponse linéaire sur une plage de fréquence étendue et également garder un gain correct pour la partie mécanique.

L'amortissement influence aussi la réponse du sismomètre à un choc, figure 2.26. Dans ce cas, le choix de sa valeur interviendra après le choix de la fréquence de résonance. En effet, sa valeur ne modifie pas la bande passante.

Contrairement à la fréquence de résonance, ce paramètre est difficile de contrôler avec précision car il fait intervenir la force de résistance f équivalente dont le calcul ne peut être qu'approximatif (approximation du premier ordre dans le modèle choisi).

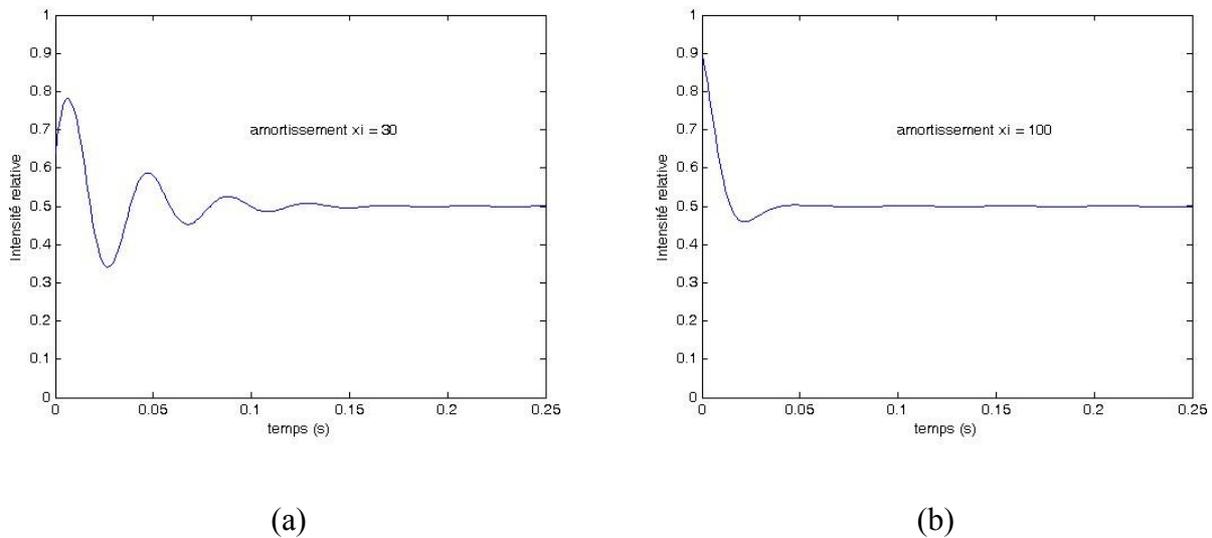


Figure 2.26: Influence de l'amortissement sur la réponse temporelle du capteur à un choc : (a) $\xi = 30$, (b) $\xi = 100$.

2.4.3 Phase à l'origine

La phase à l'origine Φ intervenant dans l'équation (2.96) traduit l'état de polarisation de la lumière sortant de la fibre lorsque le système n'est soumis à aucune vibration. Il dépend donc de l'état de polarisation entrant, mais également de la longueur de fibre et de la force statique exercée par la masse inerte au repos. Par conséquent, il est difficile à évaluer mais facile à ajuster. Le paramètre le plus accessible permettant de le modifier est l'état de polarisation d'entrée du transducteur réglable au moyen d'un contrôleur de polarisation (boucles de Lefèvre, figure 2.1) qui sera décrit au prochain chapitre. L'influence de la phase initiale sur la réponse optique du transducteur est importante. Lorsqu'elle est mal calibrée, la réponse du capteur peut ne plus être bijective sur la plage de force souhaitée du capteur comme montrée en figure 2.27. Comme illustration, nous avons calculé la réponse du capteur correspondante à différentes situation de réglage de la phase initiale (voir figures

2.27 et 2.28).

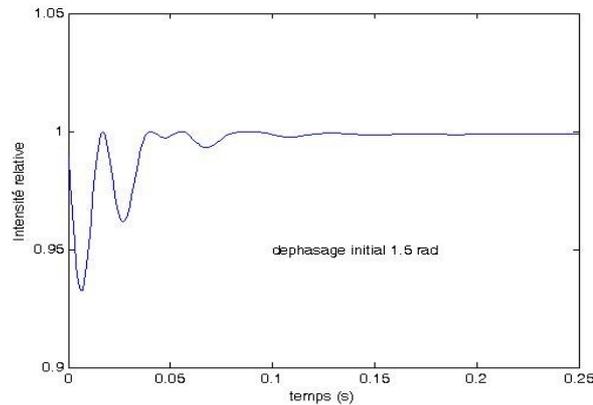
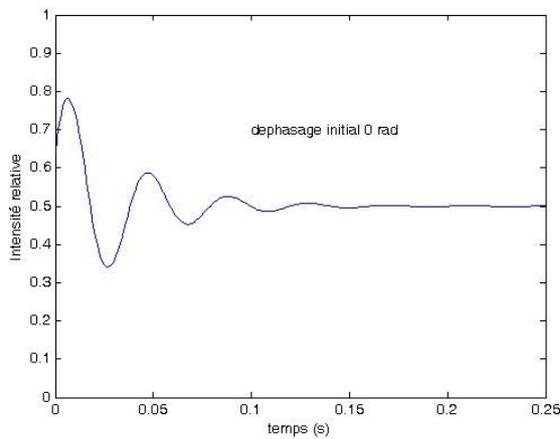
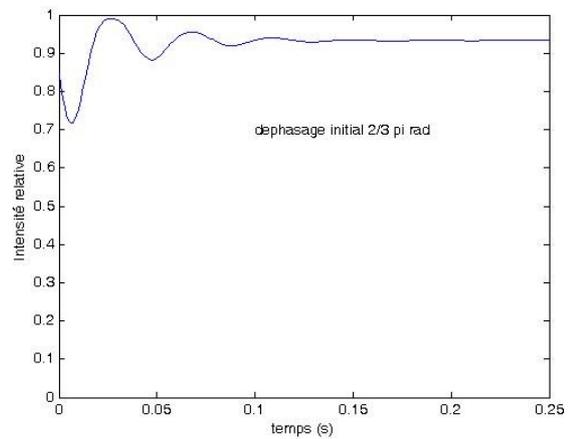


Figure 2.27: Réponse non bijective du sismomètre en prenant un déphasage initial $\Phi = 1.5$ rad.

On observe qu'en fonction de la valeur du déphasage, l'amplitude moyenne de la réponse peut être ajustée pour éviter un rebroussement apparaissant par exemple sur la figure 2.27 calculée pour un déphasage de 1,5 rad. En figure 2.28, on observe l'influence de Φ sur la dynamique du capteur. Ainsi en passant de $\Phi = 0$ à $\Phi = 2/3*\pi$, l'amplitude de l'intensité est deux fois plus grande.



(a)



(b)

Figure 2.28: Influence de la phase à l'origine sur l'amplitude du signal en sortie de capteur : (a) $\Phi = 0$, (b) $\Phi = 2/3 \pi$.

2.5 Conclusion

Ce modèle d'un capteur de vibrations sismiques basé sur la modulation de polarisation permet de quantifier les contributions des différents paramètres mécaniques et optiques. Afin de réaliser le

capteur, ces paramètres sont catalogués en deux catégories. D'un côté les éléments mécaniques (masse, ressort) peuvent être choisis avec précision et existent dans des gammes variées. De l'autre côté, les éléments optiques (source lumineuse, fibre optique) existent de façon plus limitée en choix. L'élément le plus limitant de ce capteur est la fibre optique monomode à saut d'indice. Une fois la longueur d'onde de travail établie, le choix se restreint à un petit nombre de fibres lorsque l'on ne souhaite pas recourir aux fibres exotiques (celles-ci obligeraient à modifier fortement le modèle optique pour des avantages limités). Pour garder une liberté suffisante dans le réglage de la bande passante et de la sensibilité de notre capteur, il faudra alors utiliser la contribution des grandeurs mécaniques établies dans ce modèle. De même, bien que le choix de la fibre soit restreint, les contraintes extérieures qui lui sont appliquées permettent de contrôler la biréfringence de la fibre avec suffisamment de degrés de liberté pour moduler avec précision les états initiaux de polarisation du signal et ainsi compléter la calibration.

La fibre optique étant l'élément sensible de ce capteur, nous devons tenir compte de toutes les contraintes vues dans ce chapitre pour l'élaboration du capteur, sa longueur totale utilisée et les contraintes appliquées.

Chapitre 3 Élaboration du capteur de vibration

Chapitre 3 Élaboration du capteur de vibration.....	98
3.1 Implémentation technique du principe du capteur.....	98
3.2 Fibre optique monomode.....	102
3.3 Choix de la source optique et couplage avec la fibre.....	106
3.4 Conception et fabrication du contrôleur de polarisation.....	111
3.5 Système mécanique de transduction opto-mécanique.....	114
3.6 Analyseur de polarisation.....	116

3.1 Implémentation technique du principe du capteur

3.1.1 Objectifs

Le modèle développé en partie 2.4 a permis d'établir les spécifications techniques du cahier des charges du sismomètre à fibre optique. Ces spécifications doivent répondre aux besoins rencontrés en caractérisation des vibrations du sol d'origines naturelles, industrielles ou militaires et qui ont été présentés en partie 1.4.

L'implémentation à partir d'une fibre optique offre des avantages techniques et économiques notamment en termes de sensibilité, d'immunité aux perturbations électromagnétiques, de mise en réseau, de coût et de rationalisation de la partie électronique. Parmi les différents types de capteurs à fibre optique exposés en partie 1.5, nous avons retenu une architecture de capteur de type intrinsèque avec pour effet sensible une modulation de l'état de polarisation par biréfringence et pour détection une analyse polarimétrique en sortie de fibre. En effet, cette méthode de détection permet d'obtenir une très bonne précision de mesure du changement de polarisation résultant d'une force appliquée par une masse sur une portion de fibre. La modélisation présentée au chapitre 2 a montré qu'il peut exister un grand nombre de modes se propageant dans un guide d'onde cylindrique

et que sous certaines conditions, le nombre de modes peut être réduit à un seul. L'emploi d'une fibre monomode offre l'avantage de permettre l'implémentation d'une analyse polarimétrique.

Par conséquent, nous avons retenu l'utilisation d'une fibre optique monomode assemblée dans un système mécanique permettant la transduction du déplacement sismique en variation d'indice. Cette assemblée est constituée d'éléments mécaniques simples pour une conception fonctionnelle dont les propriétés ont été évaluées à partir du modèle présenté en chapitre 2.

L'objectif du prototype que nous avons réalisé était de valider le concept du capteur polarimétrique proposé pour une application en mesure de vibrations du sol et de déterminer si son usage était applicable en sismologie.

3.1.2 Spécifications du capteur

Le capteur a pour but de mesurer des vibrations de surface de faible ampleur dans la gamme des hautes fréquences du domaine sismique, c'est-à-dire des accélérations du sol pouvant descendre jusqu'à quelques mm/s^2 dans une plage de fréquence de 1 à 10 Hz. Afin d'avoir un comportement linéaire du capteur dans cette plage, nous devons calibrer les différents paramètres mécaniques du capteur de manière à obtenir une fréquence de coupure supérieure à 20 Hz. Loin de la résonance mécanique du système, nous avons montré au paragraphe 2.4.1 que l'on pouvait espérer une linéarité théorique de mouvement de la masse inerte à 10^{-8} près. Ce choix d'une fréquence de coupure nous servira dans la partie 3.5 à déterminer le couple masse-ressort approprié.

Pour obtenir du sismomètre un comportement linéaire dans la bande d'accélération choisie, nous devons pouvoir calibrer la phase initiale du champ électrique à l'entrée du transducteur en utilisant un contrôleur de polarisation dont le principe est présenté au paragraphe 2.2.9.b. Le comportement de la fibre optique pouvant varier au cours du temps de fonctionnement du capteur, nous devons bénéficier d'un élément permettant de recalibrer à volonté le sismomètre, une fois sa construction achevée. Le contrôleur de polarisation, présenté paragraphe 3.4, doit pouvoir maintenir un état de polarisation précis pendant l'utilisation du capteur et être réglable en cas de détérioration de la réponse du capteur. Le tableau 4 récapitule les contraintes auxquelles doit répondre le capteur pour pouvoir fonctionner comme sismomètre haute fréquence.

Seuil de détection	50 mm/s ²
Fréquence de coupure mécanique	> 20 Hz
Fréquence de coupure électronique	>1 kHz
Plage de fonctionnement linéaire	1 - 10 Hz
Taux d'extinction du coefficient S1	< 0,01
Contrôleur de polarisation	Doit permettre le réglage des déphasages pour produire tous les états de polarisation permis.

Tableau 4 : Cahier des charges du capteur de vibrations à fibre optique.

3.1.3 Conception du capteur

Le capteur peut être décomposé en 5 éléments représentés en figure 3.1, une source d'émission de lumière polarisée, un contrôleur de polarisation, un transducteur opto-mécanique, une boucle de retour et un système de détection et d'acquisition du signal. Ces composants peuvent être regroupés en 3 sous-ensembles :

- Les éléments précédant le transducteur de la fibre optique constitue le premier sous-ensemble. La source, ici une diode laser fibrée émettant à 632.8 nm a une puissance optique de 5 mW. La fibre de sortie du module stabilisé en température est une fibre optique monomode (fibre SM600 standard). La lumière émise par la diode possédant un état de polarisation non déterminé, le signal est injecté dans un contrôleur d'état de polarisation constitué de deux boucles de fibres optiques aux rayons soigneusement choisis fonctionnant sur le principe des boucles de Lefèvre.
- Le transducteur placé directement après le contrôleur de polarisation constitue le deuxième sous-ensemble. Il consiste à encastrer la fibre optique entre deux plaques d'aluminium pour constituer la partie sensitive du capteur. La plaque supérieure est reliée à la plaque inférieure par l'intermédiaire d'un ressort placé au centre des plateaux. L'ensemble est posé à même la surface vibrante (la table d'expérimentation ou le sol) avec laquelle on applique un contact fort (par ajout de poids notamment). Pour équilibrer le plateau en contact, la fibre exécute un aller-retour dans le transducteur. Le demi-tour de la fibre optique est réalisé par un tube courbé dans lequel est glissée la fibre en faisant un tour et demi avec un retard de phase introduit calculé d'une manière similaire aux boucles du contrôleur de polarisation. On considère ici que le tube guide la fibre optique dans son trajet mais ne provoque pas de

pression latérale sur celle-ci, ceci afin de ne pas introduire une biréfringence supplémentaire qui fausserait la valeur de l'ajustement de la modulation de polarisation. Le diamètre interne du tube est de 500 μm . La longueur des deux plaques du transducteur fixant la longueur du tronçon de fibre optique sollicité (8 cm) ainsi que le rayon de courbure du demi-tour ont été calculés de façon à ce que l'état de polarisation de la fibre entre le point d'entrée de la plaque et le point de sortie produise un déphasage de π à $\pm 2\pi$ au repos.

- Le dernier sous-ensemble est constitué de l'analyseur de polarisation (polariseur linéaire), du photodétecteur et du système d'acquisition du signal. Une photodiode ayant une surface active de 10 mm^2 couplée à un polariseur permet de mesurer l'état de polarisation en sortie. La rotation du polariseur est manuelle et sera sollicitée avec les boucles du contrôleur de polarisation lors des calibrages. Une vis de blocage maintient la position de cet élément entre deux calibrages. L'acquisition du signal est réalisée avec une carte analogique numérique (boîtier NI-DAQ USB-6341, National Instruments) qui enregistre les modulations d'intensités liées aux variations d'indice produites dans le transducteur. Un programme a été développé sous Labview pour l'enregistrement des signaux provenant de la photodiode, du vélocimètre et du générateur de fréquence. Ces données sont ensuite traitées grâce à un programme développé sous Matlab.

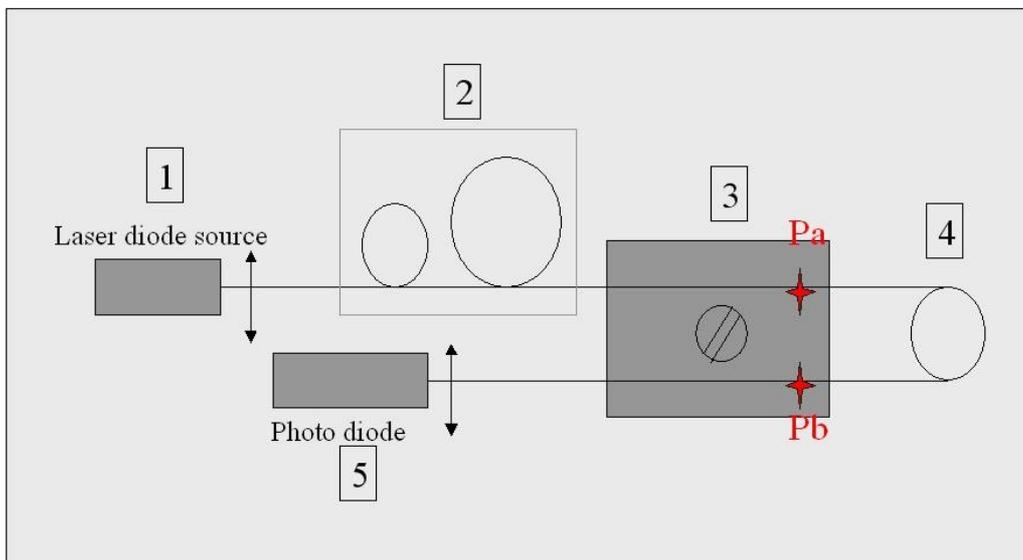


Figure 3.1: Schéma du capteur sismique (1) source lumineuse (2) contrôleur de polarisation (3) transducteur à fibre optique (4) retour de fibre optique (5) lecture du signal sortant.

3.2 Fibre optique monomode

3.2.1 Caractéristiques physiques de la fibre optique SM600

Afin de diminuer les coûts, nous avons choisi pour réaliser le capteur, d'utiliser des composants optiques développés pour le visible ($\lambda = 632 \text{ nm}$). Même si des avancées ont été faites durant les vingt années passées dans le domaine des fibres de télécommunications en proche infrarouge (à 1300 ou 1500 nm), souvent exploités pour les transmissions d'informations par réseau à bas coût, le coût des sources et des photodétecteurs dans ce domaine sont plus élevés.

La fibre amorce de la diode laser ainsi que la fibre optique utilisée dans le dispositif sont toutes les deux du type SM600, soit une fibre optique en silice/silice monomode à saut d'indice sans maintien de polarisation. Les caractéristiques techniques de la fibre sont décrites dans le tableau 5 :

Caractéristiques	Valeur
longueur d'onde d'utilisation	630-680 nm
longueur d'onde de coupure	500-600 nm
ouverture numérique	0,11
atténuation	< 15 dB/km
diamètre du cœur	4,5 μm
diamètre gaine optique	125 μm
diamètre gaine mécanique	250 μm
matériau optique	Silice
Matériau gaine	Polyimide

Tableau 5 : Caractéristiques techniques de la fibre optique SM600.

La fibre optique SM600 a un cœur en silice cylindrique de rayon constant et présente un saut d'indice à 2,25 μm du centre (gaine en silice). La gaine mécanique de protection en polyimide garantit une bonne résistance aux radiations ultra-violettes. La silice est suffisamment souple pour permettre de réaliser des courbures jusqu'à 5 mm de rayon. Elle peut également supporter un poids de 1 kilogramme sur la longueur du transducteur sans subir de dommages irréversibles.

3.2.2 Mesure de la longueur de battement

Une condition à respecter pour faire des mesures avec un capteur à fibre optique fonctionnant sur le principe de la modulation de polarisation est d'utiliser une fibre conservant l'état de polarisation des

ondes propagées. En pratique, les fibres optiques usuelles ne conservent pas leur état de polarisation. Dans ce cas, une onde présentant un état de polarisation bien déterminé à l'entrée de la fibre ressort après propagation avec une polarisation généralement aléatoire. Le fait qu'une fibre ne permette pas de conserver l'état de polarisation d'une onde est lié à des contraintes introduites lors de la fabrication. Ces contraintes produisent une certaine biréfringence de la fibre qui présente alors des indices de réfraction effectifs différents suivant les deux directions. Ces directions sont comparables aux axes lents et rapides des cristaux polarisant. Ainsi, une onde guidée polarisée suivant l'axe ayant un indice de réfraction plus élevé (axe lent) aura une vitesse plus petite que l'onde polarisée suivant un axe orthogonal ayant un indice plus faible (axe rapide). La différence entre les indices suivant ces deux axes traduit la biréfringence intrinsèque naturelle de la fibre. La longueur de battement correspond dans ce cas à la distance de propagation produisant un déphasage de 2π de l'onde initialement polarisée. Il s'agit d'une grandeur essentielle à la base des capteurs dont le principe repose sur la mesure des effets de biréfringence. Pour une fibre de type SM600, la longueur de battement est mesurée égale à $2,45 \text{ m} \pm 5 \text{ cm}$ et sa variation sur plusieurs centaines de mètres de fibre est négligeable. Afin de mesurer cette grandeur, nous avons utilisé un dispositif de mesure de l'état de polarisation composé d'une source laser à 632 nm, d'un polariseur linéaire placé en entrée de fibre et d'une photodiode couplée avec un deuxième polariseur linéaire comme indiqué dans la figure 3.2.

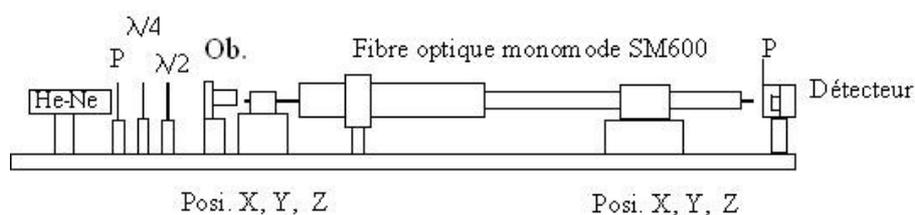


Figure 3.2: Dispositif de mesure de la longueur de battement L_b d'une fibre optique monomode

Le procédé consiste à mesurer l'état de polarisation en sortie de fibre optique pour différentes longueurs de fibre. L'étude de la biréfringence intrinsèque d'une fibre optique à saut d'indice qui a été décrite au paragraphe 2.2.9.a montre qu'il existe une dégénérescence du mode fondamental et que les deux modes subissent un déphasage proportionnel à la distance parcourue par le signal, exprimé par la relation (2.62). Le déphasage associé à la longueur de battement L_b est de 2π et les deux modes sont déphasés d'une même valeur en entrée et en sortie de fibre. Donc l'état de polarisation du signal est le même après une longueur de fibre L_b .

Cette mesure est effectuée en disposant une fibre optique de 3 mètres de long de manière linéaire et sans contrainte sur la table optique. Un signal polarisé linéairement est injecté à l'entrée de la fibre et récupéré en sortie. La fibre étant sans contrainte, la seule contribution à la modulation de cet état est la biréfringence intrinsèque qui est considéré comme constante sur une longueur de quelques mètres. En retranchant à la fibre des morceaux de 1 ou 2 centimètres de long, l'état de polarisation en sortie évolue entre les états linéaires, puis circulaires puis linéaires à nouveaux. Lorsque l'état de polarisation en sortie redevient égal à celui en entrée, la longueur de la fibre restante est donc égale à la longueur de battement L_b .

On retrouve la longueur de battement de cette fibre $L_b = 2,45 \text{ m} \pm 5 \text{ cm}$. La biréfringence naturelle β de la fibre est donc $\beta = 2\pi/L_b = 2,5633 \text{ m}^{-1}$.



Figure 3.3: Fibre optique monomode à saut d'indice utilisée à la longueur d'onde de 632nm.

Une fibre optique à maintien de polarisation aurait pu également être employé pour le capteur. Celle-ci présente les mêmes effets de modulation de la polarisation sous l'action d'une contrainte extérieure. La principale différence entre une fibre optique comme la SM600 et une fibre optique à maintien de polarisation réside dans leurs longueurs de battement respectives (2 m et plus pour la SM600 contre 2 à 3 cm pour une fibre à maintien de polarisation). Une longueur de battement si faible aurait conduit notre transducteur à avoir des effets de recouvrement de phase trop fréquents, avec par exemple une force de 1 N pouvant déphaser l'état de polarisation au-delà de 2π . Dans ce

cas, l'information aurait été perdue par le recouvrement et le capteur n'aurait plus été en mesure de faire une mesure exacte. Le choix de la SM600 s'est donc imposée pour des raisons pratiques au choix de la fibre à maintien de polarisation.

3.2.3 Mesure de la charge statique de la fibre optique

Avant d'assembler le capteur et d'évaluer ses performances en mode dynamique, nous nous intéressons à l'effet d'une charge statique sur la fibre optique afin d'obtenir la dynamique possible du transducteur opto-mécanique. Cette expérimentation permet de retrouver les paramètres optiques de la fibre qui apparaissent dans l'équation (2.65). Sur une section droite de fibre, soumise à aucune autre contrainte, des poids de masse croissante sont posés sur la fibre. Des lames optiques à retards sont placées en entrée de fibre et réglées de telle façon que l'état de polarisation sortant de la fibre au repos (en absence de masse) soit un état linéaire. Le polariseur linéaire de l'analyseur polarimétrique est orienté à 90° de l'axe rapide de l'état de polarisation, ce qui amène à une intensité nulle en absence de charge. Lorsque la masse posée sur la fibre optique augmente, l'état de polarisation sortant suit la loi de Malus exprimée dans l'équation (2.96). Quand l'intensité lue en sortie de fibre est maximale, comme illustrée en figure 3.5, le retard du à la biréfringence créée par la masse M est alors de π et nous déduisons la valeur des membres multiplicateurs de l'équation (2.65) en remplaçant, grâce aux lois de la dynamique de Newton, la force linéique F par Mg/L_f avec L_f la longueur de fibre sur laquelle la masse repose.

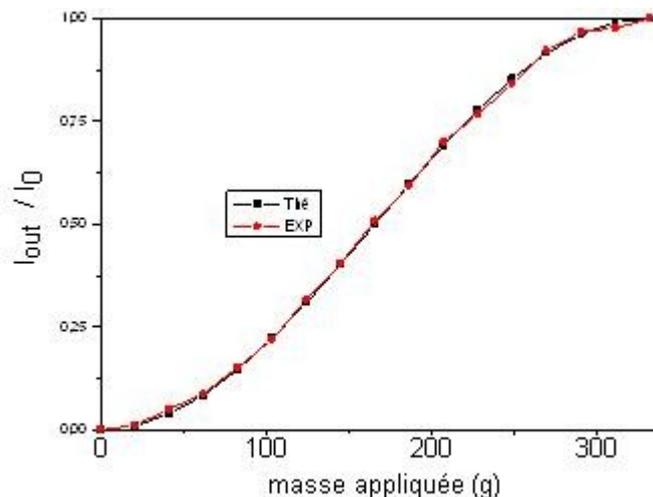


Figure 3.4: Mesures expérimentales (carrés rouges) obtenues par application de masses sur une fibre optique. Comparaison des points avec le modèle expérimental (trait noir).

3.3 Choix de la source optique et couplage avec la fibre

3.3.1 Source laser à fibre amorcée

La source choisie pour construire le dispositif, présentée en figure 3.5, est une diode laser pourvue d'une fibre amorcée vendue par la société OZ Optics [site Ozoptics] (Fiber pigtailed ultra stable Laser module OZ-2000). Elle émet une lumière de longueur d'onde de 635 nm avec une dispersion inférieure à 0,5 nm. La puissance en sortie de diode est de 5 mW. Les différentes contraintes appliquées sur la fibre peuvent faire diminuer la puissance totale d'environ 0,5 mW en moyenne en sortie de fibre amorcée. Le constructeur garantit un signal en sortie de diode linéairement polarisée avec un taux d'extinction de polarisation supérieur à 20 dB. La fluctuation en intensité de la source est inférieure à 4% avec un dispositif de stabilisation en température et un blindage contre les perturbations magnétiques. Ceci permet d'avoir une source lumineuse stable pendant la durée des expériences. La fibre amorcée associée à cette source est une fibre optique monomode à maintien de polarisation de caractéristiques optiques et géométriques proches de la SM600, avec un diamètre de cœur de 4 microns et un diamètre de gaine optique de 125 microns. La fibre se termine à l'origine par un connecteur FC-PC que nous avons retiré pour souder directement les fibres offrant ainsi un couplage optimal.



Figure 3.5: Photographie de la diode laser OZ-2000 utilisée dans le capteur. Photo constructeur.

3.3.2 Couplage avec la fibre optique de mesure

Deux méthodes de couplage optique entre une source optique et la fibre optique monomode de mesure sont envisageables. La première consiste à focaliser la source laser avec un objectif de microscope pour injecter la lumière dans la fibre de mesure. La seconde consiste à utiliser une source pré-fibrée et à souder entre elles les deux fibres. Une injection de la source laser par un objectif présente deux inconvénients pour le capteur. Nous avons expérimenté ces deux méthodes et en avons tiré quelques conséquences. En premier lieu, dans le cas de la première possibilité de couplage envisagée (voir figure 3.6), le cœur de la fibre optique monomode a une largeur de 4,5 microns seulement, l'injection du faisceau dans ce cas se fait avec des pertes en puissance importantes (50% de pertes et plus). Cette perte optique se traduit par un net affaiblissement du signal lumineux traversant la fibre optique et donc un signal plus faible en sortie. De plus, le sismomètre détecte des vibrations qui sont transmises au transducteur, mais les extrémités non bloquées de la fibre ainsi que l'objectif sont aussi susceptibles de vibrer avec ces mêmes excitations. Cela signifie une injection dégradée et également une nouvelle modulation en intensité du signal lumineux qui perturbera la modulation apportée par le transducteur. Les deux effets se cumulant en fin de fibre, la mesure est sensiblement faussée.

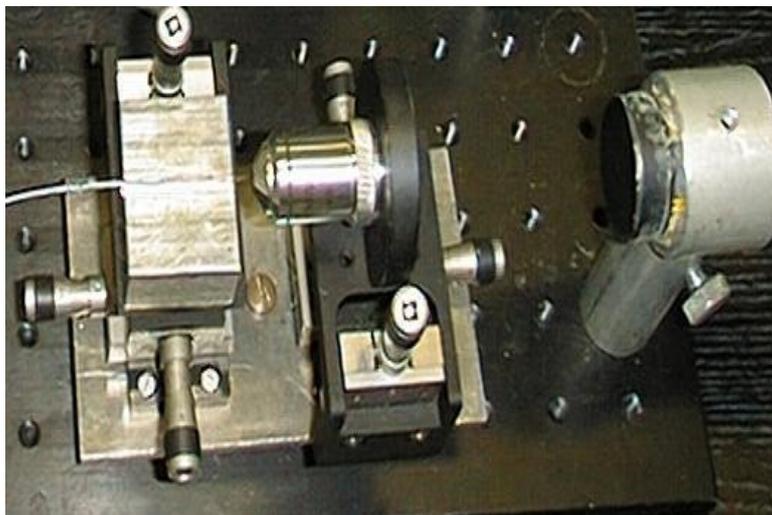


Figure 3.6: Configuration initiale faisant une utilisation erronée d'un objectif pour le couplage optique.

La deuxième solution de couplage utilisant une source laser fibrée avec une soudure entre la fibre amorce et la fibre de mesure permet une transmission avec des pertes inférieures à 0,1 dB. Dans ce cas, le capteur utilise toute la puissance délivrée par la source. De plus, tous les éléments du capteur peuvent être fixés au support de manière à vibrer en phase pendant une excitation et ne pas générer de perturbations indésirables dans la fibre optique. Cette injection a été retenue pour le sismomètre.

Elle n'a pu être mise en œuvre que plus tard dans le déroulement de la thèse après l'acquisition par le laboratoire d'une machine de soudure de fibres optiques.

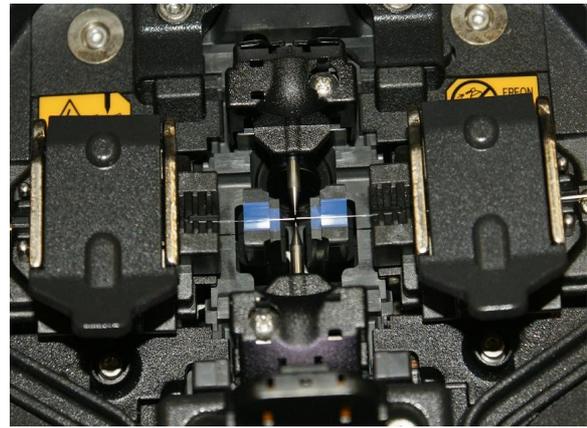
3.3.3 Méthode de soudure des fibres amorce et de mesure

La soudeuse à fibre utilisée présentée en figure 3.7a, est une machine commerciale : Single Fibre Arc Fusion Splicer FSM-60S de Fujikura [site Fujikura]. Cette machine de haute technologie est entièrement automatisée. Elle permet l'alignement des deux cœurs des fibres ainsi que la soudure et le contrôle de la qualité de la transmission optique de la soudure. La soudeuse possède une base de donnée complète répertoriant l'ensemble des caractéristiques des fibres optiques standards et de l'intensité de l'arc électrique à produire pour obtenir la bonne fusion. Elle est équipée de deux caméras associées à des systèmes de micro-déplacement pour assurer l'alignement automatique des fibres en X et en Y (zoom 300x et visualisation sur écran LCD). La figure (3.7) suivante présente quelques clichés de l'appareil.

L'ajustement automatique des fibres se fait par une manipulation de moteurs à deux axes associées à des pinces de maintien (visibles en figure 3.7c). Une caméra placée au centre du système permet de contrôler le positionnement des deux fibres ainsi que la qualité visuelle de la soudure finale. Enfin, la soudure des fibres est protégée par une gaine thermo-retractée dans un compartiment spécifique visible en figure 3.7b.



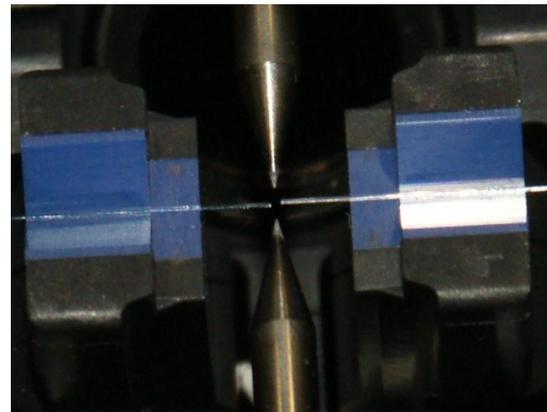
(a)



(c)



(b)



(d)

Figure 3.7: Photographies de la soudeuse FSM-60S de Fujikura : (a) vue d'ensemble, (b) espace de chauffage d'une gaine thermo-rétractable de protection de la soudure, (c) vue intérieure de l'arc de soudure, (d) zoom sur la partie centrale lieu de l'arc électrique de soudure.

Les extrémités des deux fibres sont préalablement débarrassées de leur gaine mécanique et nettoyées à l'alcool de manière à éviter que des impuretés viennent perturber l'arc électrique. La préparation des fibres est réalisée par clivage au moyen d'un dispositif complémentaire appelé cleaver modèle CT-30 vendu lui aussi par la société Fujikura. La coupe est obtenue avec une lame en diamant (voir figure 3.8).



Figure 3.8: Cleaver de Fujikura utilisé pour couper de façon nette les fibres optiques.

Les deux fibres préparées sont ensuite placées entre des pinces de maintien du « splicer ». L'utilisateur sélectionne le type des fibres qu'il souhaite souder dans une base de données. Ce choix est capital car il détermine la puissance et la durée de l'arc électrique nécessaire pour fusionner les deux fibres. La machine reconnaît la présence des fibres et ajuste automatiquement leurs positions en laissant un espace de 2 mm entre les extrémités, figure 3.9a. L'arc de soudure est maintenu pendant 2 sec avec une puissance choisie par la soudeuse selon son identification des fibres, figure 3.9b. Après soudure, la machine calcule les pertes en transmission de la jonction, soit dans notre cas 0,06 dB de perte (voir figure 3.9c). La jonction des deux fibres étant réalisée sur les gaines optiques uniquement demeure fragile. Elle est finalement protégée par une gaine thermo-rétractable chauffée dans un compartiment spécifique présent sur la soudeuse (voir figure 3.9b).

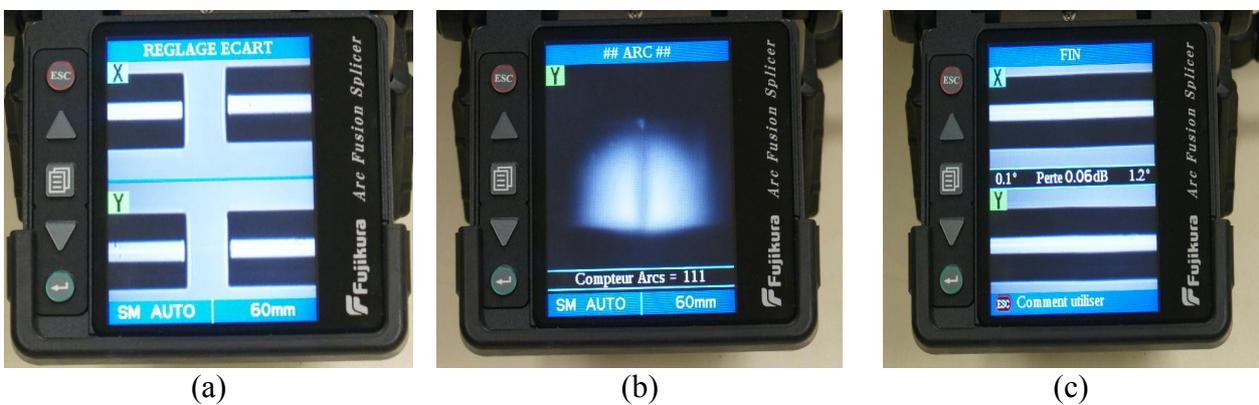


Figure 3.9: Soudeuse FSM-60S en cours d'utilisation : (a) positionnement des fibres , (b) arc de fusion des fibres, (c) calcul des pertes optiques.

3.4 Conception et fabrication du contrôleur de polarisation

3.4.1 Calculs des boucles de Lefèvre

Les boucles de Lefèvre sont un assemblage comprenant trois boucles successives, équivalentes à des lames quart d'onde, puis demi-onde et enfin quart d'onde à nouveau. Cet assemblage permet de transformer un état de polarisation entrant quelconque en un autre état de polarisation n'importe où sur la sphère de Poincaré (voir paragraphe 2.2.8.e). Comme la diode laser délivre un signal polarisé linéairement à 99%, la première boucle n'est pas nécessaire et l'assemblage du capteur comprend alors deux boucles successives, équivalentes à une lame demi-onde suivie d'une lame quart d'onde.

Pour qu'une boucle de fibre soit équivalente à une lame quart d'onde, le déphasage induit doit être de $\pi/2$ à π près, soit $\pi(N+1/2)$ avec N entier. Une lame demi-onde introduit un déphasage de π à 2π près, soit $\pi(2N+1)$ avec N entier.

Comme cela a été présenté au cours du chapitre 2, la fibre optique présente une biréfringence intrinsèque à laquelle s'ajoute des biréfringences dues aux contraintes extérieures comme la torsion et la courbure de la fibre, paragraphes 2.2.9.b et 2.2.9.c.

A partir de la formule de la biréfringence (2.63) établie pour une fibre optique réalisant un tour complet de rayon de courbure R_c , le déphasage induit vaut :

$$\Delta \phi (R_c) = \frac{-0,0325}{R_c} \quad (3.1)$$

Avec R_c exprimé en mm. Le tableau 6 récapitule les premiers rayons de courbure équivalents aux lames quart d'onde et demi-onde.

Déphasage	Lame à retard équivalente	R_c
$\pi/2$	$\lambda/4$	21 mm
π	$\lambda/2$	10 mm
$3\pi/2$	$\lambda/4$	7 mm
$5\pi/2$	$\lambda/4$	4 mm
3π	$\lambda/2$	3 mm

Tableau 6: Tableau récapitulatif des rayons de boucles équivalents aux lames quart d'onde et demi-

onde pour la fibre optique SM600.

Le contrôleur de polarisation du sismomètre est composé de deux boucles de rayons 10 mm pour la lame demi onde et 21 mm pour la lame quart d'onde, comme illustré en figure 3.10. La modulation de l'état de polarisation utilise les effets de la courbure sur la fibre pour obtenir un effet similaire aux lames à retard et l'inclinaison des deux plaques supportant ces boucles ajoute une biréfringence par torsion, comme décrit par l'équation (2.64). A la longueur de fibre utilisée pour les boucles s'ajoute 3 cm de fibre à chaque extrémité de boucle pour maintenir les plaques de support. Au total, une inclinaison d'angle θ_1 de la lame demi onde induit un déphasage de

$$\Delta \phi(\theta_1) = 0,158 * \theta_1 + 0,380 (rad) \quad (3.2)$$

Tandis qu'une inclinaison d'angle θ_2 de la lame quart d'onde induit un déphasage de

$$\Delta \phi(\theta_2) = 0,158 * \theta_2 + 0,572 (rad) \quad (3.3)$$

Il est important que la fibre optique soit guidée à travers le contrôleur sans contrainte autre que celle des boucles de manière à ne pas introduire de biréfringence supplémentaire sous forme de pression appliquée. Ainsi, la fibre optique est glissée dans une gaine en plastique qui empêche son écrasement dans le contrôleur.

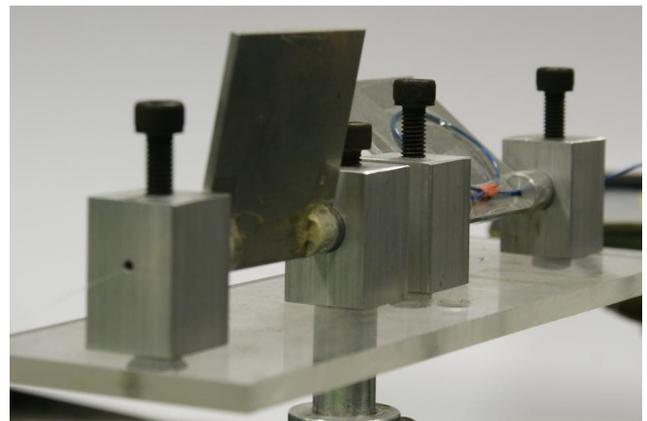
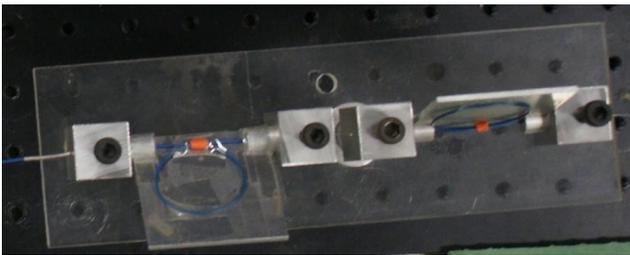


Figure 3.10: Photographies des boucles de Lefèvre réalisées avec la fibre optique SM600 pour des rayons de 21 et 10 mm équivalents respectifs de lames quart d'onde et demi-onde.

3.4.2 Réglage de l'état de polarisation entrant

Le réglage de l'état de polarisation à l'entrée du transducteur est fondamental. Au paragraphe 2.3.4,

il a été montré que la dynamique optique du capteur est optimale lorsque l'état de polarisation choisi en absence de vibration est tel que son coefficient de Stokes S1 est nul, soit $S_{\text{statique}} = (1, 0, S2, S3)$. L'analyse polarimétrique conduit alors à une mesure en intensité suivant la relation (2.96), ce qui donne avec la fibre optique du sismomètre la relation :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}(1 + \sin 0,77 * F + \Phi) \quad (3.4)$$

Avec I_0 l'intensité du signal entrant dans le transducteur, F la force appliquée le long de la fibre optique et Φ le déphasage initial.

Un tel vecteur de Stokes signifie que l'on doit observer au niveau de l'analyseur une même intensité I_{pol} suivant les deux axes de l'analyseur, séparés de 90° . L'état de polarisation peut encore être elliptique, circulaire ou linéaire comme nous le verrons dans le chapitre 4.

L'état de polarisation en statique du capteur fait intervenir l'action du contrôleur de polarisation mais également la contrainte en statique de la masse inerte du transducteur sur la fibre optique et la biréfringence intrinsèque de la fibre suivant sa longueur utilisée pour le capteur. Il est difficile de mesurer avec précision l'action du transducteur car le ressort est fortement précontraint. De même, les piliers qui guident la masse inerte induisent une résistance dans le transducteur difficile à évaluer avant calibration. Il faudrait adopter un guidage par lame souple pour pouvoir contrôler ce point, ce qui fera l'objet de prochaines améliorations du capteur après cette étude. De plus, le réglage du capteur peut se dégrader au cours du temps, notamment par le déplacement de la fibre, les variations de la masse inerte et de la contrainte du ressort à des fins d'expérimentations. Tous ces aspects pendant la phase d'étude font que le capteur doit être réglable rapidement.

En bloquant l'action du ressort, il convient, pour régler l'état $S1=0$, d'incliner les deux plaques du contrôleur en suivant un protocole d'observation par l'analyseur :

- Inclinaison d'une seule des deux lames du contrôleur.
- Recherche du maximum d'intensité à l'analyseur en tournant le polariseur.
- Positionnement du polariseur à $+45^\circ$ et -45° de la position précédente.
- Mesure de l'intensité pour ces deux nouvelles positions et calcul de S1.
- Lorsque la valeur S1 atteint un minimum non nul, recommencer l'analyse en inclinant la deuxième plaque.

Cette opération de recalibration du capteur doit être effectuée dès que le capteur est déplacé ou altéré. Néanmoins, après la phase de validation du capteur, cette opération n'a plus qu'à être

effectuée une unique fois lorsque le capteur est installé sur le lieu d'étude. En effet, tous les éléments mécaniques seront alors en place et il n'y aura plus de dérèglement du sismomètre.

3.5 Système mécanique de transduction opto-mécanique

3.5.1 Assemblage mécanique du système masse – ressort

Le modèle du système masse ressort décrit dans la partie 2.3, permet d'évaluer le comportement vibratoire du capteur en fonction du choix du couple masse et ressort. La fibre optique contribue à la raideur ainsi qu'à l'amortissement totale du système dans des proportions qui seront évalués pendant l'expérimentation.

Afin de ne pas déformer la fibre par écrasement, nous avons choisi une masse inerte de masse 120 g en alliage d'aluminium (Dural). Une seconde plaque identique à la masse est positionnée sous la fibre optique pour garantir un contact uniforme de la fibre avec le reste du transducteur. La plaque inférieure est fixée au support vibrant lors de l'expérimentation.

Comme on peut le voir sur la figure 3.11, la masse inerte est traversée par une vis connectée à la plaque inférieure et autour de laquelle est monté un ressort. Celui-ci a une longueur à vide de 25 mm pour une force statique maximum de $F = 4.4 \text{ N}$, soit une raideur de $k = 880 \text{ N/m}$ lorsqu'il est comprimé en spires jointives. Un nombre de spires faibles ($N < 10$) permet de compresser le ressort sur sa plus grande longueur possible et ainsi de renforcer le contact avec la masse inerte. Sur les 25 mm de longueur à vide du départ, le ressort est contraint par la vis de support et seul 6 mm de jeu sont utilisés pour transmettre la vibration. La course de la plaque lorsqu'elle est excitée par une vibration est minimum et la transmission de son mouvement à la fibre optique est maximum. La fibre optique ayant un diamètre externe de $250 \text{ }\mu\text{m}$, il est nécessaire de bien diminuer l'ampleur de mouvement du ressort pour coupler une force de quelques Newtons à peine avec une surface de contact faible.

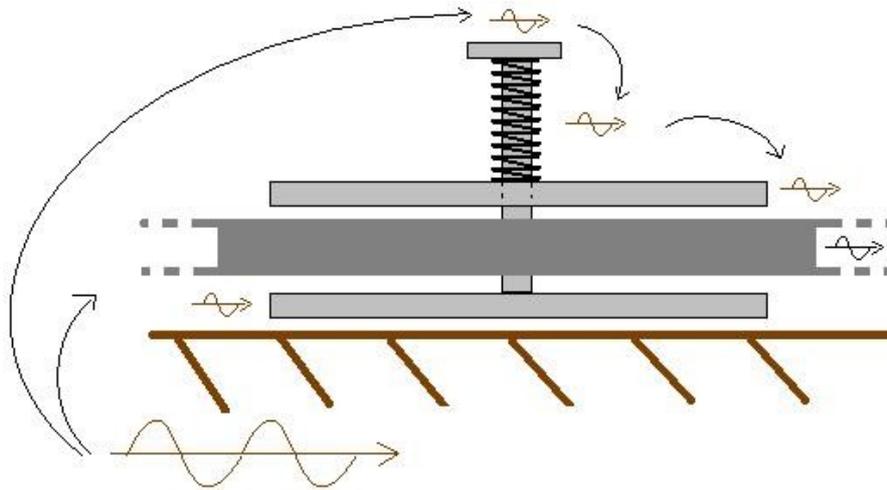


Figure 3.11: Transmission d'une vibration à l'intérieur du transducteur masse-ressort-fibre optique

Un ensemble masse-ressort avec différentes répartitions de ressorts sur la masse a été proposé pour avoir un meilleur couplage entre les différents éléments grâce à la multiplication des points de contact. Néanmoins, l'utilisation de plusieurs ressorts entraîne quelques contraintes. La masse inerte étant trop petite pour permettre de disposer plusieurs ressorts, il faudrait l'agrandir, ce qui aurait pour conséquence d'augmenter sa surface et donc sa masse en risquant de détériorer la fibre à long terme. Enfin, les différents ressorts utilisés devraient être rigoureusement identiques pour que la force soit répartie uniformément sur la fibre. Compte tenu de la géométrie du capteur, la contrainte d'un ressort est réglée par sa vis de support et il serait impossible d'ajuster précisément une précontrainte identique sur plusieurs ressorts compte tenu des pas de vis usuels. Il faudrait donc reconsidérer en profondeur la géométrie du transducteur afin de n'avoir plus qu'une seule vis contrôlant plusieurs ressorts. Ceci explique pourquoi notre conception ne comprend qu'un seul ressort offrant une répartition de la force appliquée homogène sur la fibre optique, illustré en figure 3.12.



Figure 3.12: Photographies du transducteur masse-ressort-fibre optique.

3.5.2 Mise en place de la fibre optique

La vibration sismique arrive en surface du banc optique et s'applique directement sur la plaque inférieure du transducteur. La vis étant solidaire de la plaque de support, elle se déplace selon les mêmes conditions. Le mouvement du ressort est ainsi déterminé par le déplacement relatif des deux plaques. Cette modulation se traduit donc par une force latérale appliquée sur 8 cm de fibre (deux passages de la fibre dans le transducteur d'une longueur de 4 cm) avec une biréfringence variant en conséquence.

La fibre optique réalise deux passages sous la masse inerte, de manière à répartir la pression de façon uniforme sur sa longueur. Avec un seul passage de la fibre, la masse inerte pourrait basculer d'un côté de la fibre et la force ne s'appliquerait plus de la même manière. La modulation de l'état de polarisation serait alors modifiée et le capteur serait alors mal calibré. La boucle de retour de la fibre optique est calculée de la même manière que les boucles de Lefèvre décrites en paragraphe 3.4 mais avec un rayon de 7 mm permettant un déphasage de 2π .

3.6 Analyseur de polarisation

3.6.1 Détection

La photodiode silicium utilisée en sortie de fibre possède une surface active de 10 mm^2 qui présente un pic de sensibilité à 850 nm mais est utilisable également pour une longueur d'onde de 632 nm. Elle n'est pas polarisée et l'intensité photonique est transmise en tension comme schématisée dans la figure 3.13. On considère que le mode de propagation de la fibre SM600 sollicite tout l'ensemble angulaire possible. En utilisant la modélisation d'un guide d'onde qui a été écrite au paragraphe

2.2.2, nous pouvons déterminer l'angle d'acceptation de la fibre 2α qui est égal dans cette configuration à l'angle de sortie de fibre par la relation (2.3). La fibre optique ayant une ouverture numérique de 0,11, son angle d'acceptation est de $12,62^\circ$. Celle-ci doit donc être disposée à moins de 5 centimètres de la photodiode pour que l'onde lumineuse soit entièrement détectée.

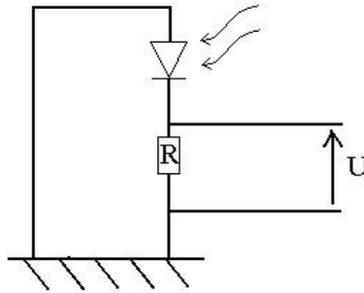


Figure 3.13: Schéma de la photodiode en mode non polarisé.

Entre la photodiode présentée en figure 3.14a et la fibre optique, une lame polarisée est montée sur une plate-forme de rotation à vis infinie avec un pas de déplacement de $0,5^\circ$, photographiée en figure 3.14b et 3.14c. Le polariseur linéaire est une lame commercialisée par la société Thorlabs avec un taux d'extinction de 1000 pour 1. La photodiode n'étant pas stabilisée en température, un bruit supplémentaire vient se rajouter à la mesure générale. De même, l'extrémité de la fibre n'étant pas connectée directement au polariseur, elle doit être fixée au support de manière à interdire toute vibration. Autrement, une excitation du support entraînerait un mouvement du spot lumineux avec une possible modulation de l'intensité, ce qui fausserait la mesure.



Figure 3.14: Photos de l'analyseur polarimétrique : (a) photodiode (b) vue avant de l'analyseur en sortie de fibre (c) vue de côté de l'analyseur.

3.6.2 Programme d'acquisition et contrôle du banc d'essai

Le sismomètre est piloté par un programme développé sous Labview. Un générateur de fréquence commande le signal électrique envoyé à l'actuateur et échantillonne les signaux générés par la photodiode et le vélocimètre. Ces signaux sont envoyés sur un boîtier d'acquisition NI-DAQ de National Instruments USB-6341 calibré pour recevoir un signal modulé en tension sur une plage maximale de -4 à +4 V. Dans les expérimentations qui suivent au chapitre 4, la puissance recueillie par la photodiode est faible et il n'y a pas d'implémentation d'un étage d'amplification. Par conséquent, la plage d'entrée du boîtier d'acquisition est réduite au domaine -0,1 - +0,1 V.

Chapitre 4 Évaluation expérimentale du sismomètre

Chapitre 4 Évaluation expérimentale du sismomètre.....	119
4.1 Calibration du capteur à fibre optique.....	120
4.2 Application du capteur à la mesure d'un choc.....	142
4.3 Perspectives de développement.....	146

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale du prototype du capteur optique de vibrations dont la conception et la fabrication ont été décrites au chapitre 3. Les paramètres du capteur ont été choisis pour optimiser sa réponse pour l'étude des vibrations du sol d'origines naturelles ou industrielles correspondant au domaine des basses fréquences. Néanmoins, certains paramètres du modèle utilisés pour le calcul ont fait l'objet d'approximations. Les valeurs choisies pour la masse, le ressort et sa longueur à vide sont accessibles à l'évaluation précise. Par contre, les propriétés mécaniques de la fibre constituée des gaines mécanique, optique et du cœur ainsi que les frottements et la contrainte initiale du ressort ne peuvent être déterminés pour leur part que par l'expérience. Ainsi, la première partie du chapitre est consacrée à la détermination des grandeurs du système en exploitant les réponses théoriques calculées et mesurées. Le banc d'essais nécessaire à cette étude est présenté et caractérisé. La calibration du capteur nécessite de maîtriser les conditions de polarisation de la lumière à l'entrée du transducteur. Cette étape de réglage fera l'objet d'un paragraphe consacré à la calibration du capteur. L'un des objectifs du travail de thèse vise à la conception d'un capteur optique de vibration adapté pour des mesures en sismologie, la deuxième partie du chapitre est consacré à la caractérisation du domaine d'utilisation du capteur, en particulier nous vérifierons son niveau de sensibilité. Enfin, nous concluons ce chapitre en présentant les perspectives techniques envisageables pour améliorer le concept proposé en termes de réglage et d'efficacité, telle que la miniaturisation du capteur, le passage à un guide d'onde intégré et l'optimisation de l'architecture du transducteur.

4.1 Calibration du capteur à fibre optique

4.1.1 Conception et réalisation du banc d'essais

Pour calibrer la réponse en vibration du capteur, nous devons disposer d'un actuateur dont le mouvement est parfaitement connu pour un signal de commande donné. Ne disposant pas de pot vibrant fonctionnant en très basse fréquence, nous avons choisi d'utiliser un haut-parleur de bonne qualité que nous avons exploité en dehors de sa bande de fonctionnement habituelle (voir photographie en figure 4.1). Cette solution s'est révélée très intéressante car économique et parfaitement reproductible après étalonnage de sa réponse en utilisant un vélocimètre optique de très grande précision.

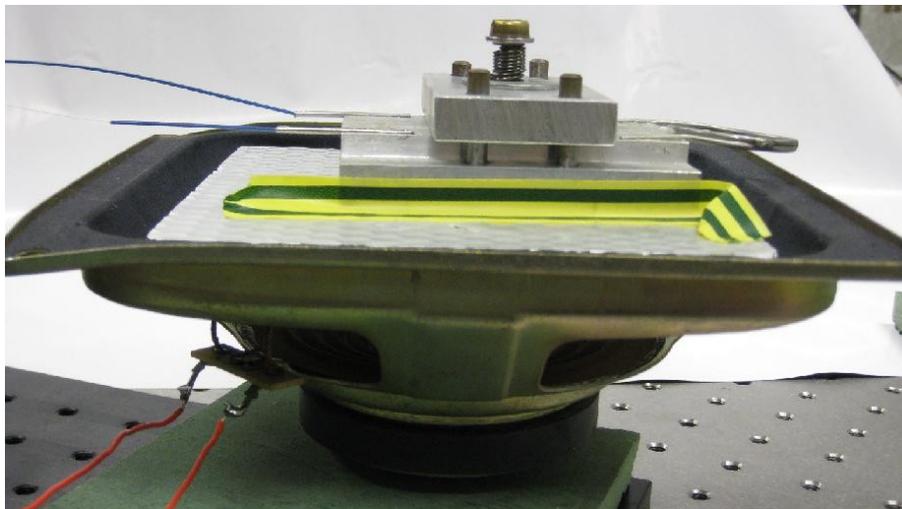


Figure 4.1: Photographie de l'actuateur électromagnétique utilisé pour exciter le transducteur.

Le transducteur opto-mécanique constituant le capteur est positionné sur une plaque en nid d'abeilles recouvrant l'ensemble mobile (membrane et bobine) du haut-parleur. Lorsque la bobine est alimentée par une tension sinusoïdale, la membrane se déplace comme un piston rigide. Dès que la fréquence est suffisante, le mouvement du piston anime l'air et génère une onde sonore sinusoïdale. Dans notre cas, le signal d'excitation de la vibration du haut-parleur est contrôlé par un générateur de fréquence fournissant une tension de sortie de 5 V d'amplitude au maximum avec une impédance de 50 Ω pour des fréquences comprises entre 0,1 Hz à 50 Hz à la limite du seuil acoustique. Les signaux sont sinusoïdaux et le haut-parleur présente une impédance de 4 Ohms. Le comportement habituel du haut-parleur se situant dans le domaine acoustique, sa caractérisation n'est pas connue à des fréquences inférieures à 20 Hz. Il est donc nécessaire d'étalonner le

mouvement de la plaque disposée sur la membrane. Pour cela, nous avons utilisé un vélocimètre à effet Doppler visant perpendiculairement un point sur la plaque en nids d'abeilles de manière à mesurer le déplacement de la membrane de l'enceinte en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal d'excitation (voir photographie en figure 4.2). Les signaux de réponse du capteur et du vélocimètre sont enregistrés avec une carte analogique/numérique National Instruments puis traités en utilisant les fonctions d'analyse du logiciel Labview.



Figure 4.2: Vélocimètre à effet Doppler de Polytec dont le faisceau laser pointe sur la membrane de l'actuateur.

L'instrument utilisé est un vélocimètre portable, digital modèle PDV 100 commercialisé par la société Polytec. Il permet de mesurer la vitesse de vibration d'un objet visé par interférométrie hétérodyne. Un laser hélium néon émet un faisceau dont la fréquence de référence est décalée par un réseau de Bragg d'une fréquence f_B . Le signal laser réfléchi par la surface vibrante présente un décalage en fréquence $\pm \delta f_D$ dû à l'effet Doppler à partir duquel on peut retrouver la composante en vitesse v parallèle au faisceau objet en utilisant la relation suivante :

$$v = \frac{\lambda}{2} \delta f_D \quad (4.1)$$

avec λ la longueur d'onde laser du vélocimètre, ici égale à 633 nm. L'appareil permet la mesure de vibrations de surface dans une bande de fréquence allant de 0,05 Hz à 22 kHz avec une précision de vitesse pouvant descendre jusqu'à 0,05 $\mu\text{m/s}$ associé à des filtres digitaux précis. Son domaine

d'application principal est l'observation dans les fréquences acoustiques mais il permet aussi des mesures dans la bande de fréquence de notre application.

4.1.2 Étalonnage du mouvement du haut-parleur

Afin d'analyser la réponse en déplacement du haut-parleur lorsqu'il est excité à très basse fréquence, le transducteur opto-mécanique est d'abord positionné sur la membrane de l'enceinte, le mouvement du ressort du système mécanique étant bloqué par un tour de vis supplémentaire pour limiter l'amplitude de mouvement de la masse inerte. De cette manière, la membrane mobile du haut-parleur est soumise à une force correspondant au poids de l'assemblage mécanique du transducteur opto-mécanique dont nous souhaitons ensuite calibrer la réponse vibratoire. Le vélocimètre est réglé tel que son faisceau laser pointe sur une zone proche du centre de la membrane du haut-parleur.

L'amplitude du déplacement de l'enceinte a été mesurée pour des fréquences comprises entre 0,1 et 10 Hz. L'évolution de la vitesse du support du capteur en fonction de la fréquence est représentée en figure 4.3 suivante. La réponse en fréquence n'étant pas linéaire, nous avons déterminé par interpolation une fonction polynomiale de degré 2 permettant d'évaluer la vitesse du déplacement du transducteur en fonction de la fréquence (indiquée en figure 4.3).

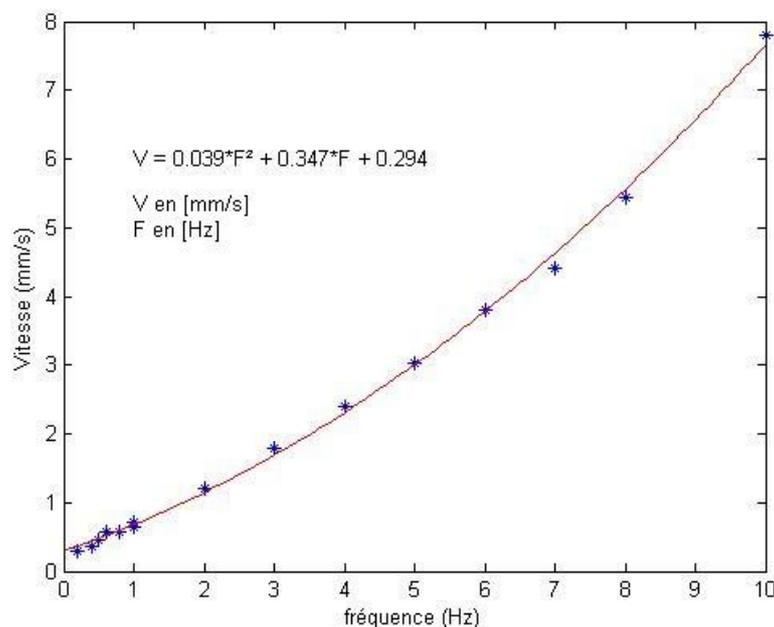


Figure 4.3: Vitesse de déplacement du support collé sur la membrane mobile du haut-parleur mesurée par vélocimétrie laser pour une tension d'excitation de 2V.

Cette expérimentation a été réalisée sur le même domaine de fréquence pour plusieurs tensions d'application du signal comprises entre 0,1 et 5V. Les résultats ont montré que le haut-parleur

possède un comportement linéaire en fonction de la tension d'excitation (illustré en figure 4.4), y compris dans le domaine des très basses fréquences (< 1 Hz). Ainsi, la vitesse du haut-parleur est directement proportionnelle à l'amplitude du signal d'excitation (équation (4.2)). De plus, on remarque que la vitesse de déplacement de l'enceinte est fortement diminuée dans les basses fréquences mais l'accélération produite permet malgré tout de calibrer notre capteur en descendant jusqu'à 5 mm/s^2 de manière fiable.

$$vitesse_{mesurée} (\text{mm/s}) = Vitesse_{normalisée} (\text{mm/s/V}) * amplitude_{signal} (V) \quad (4.2)$$

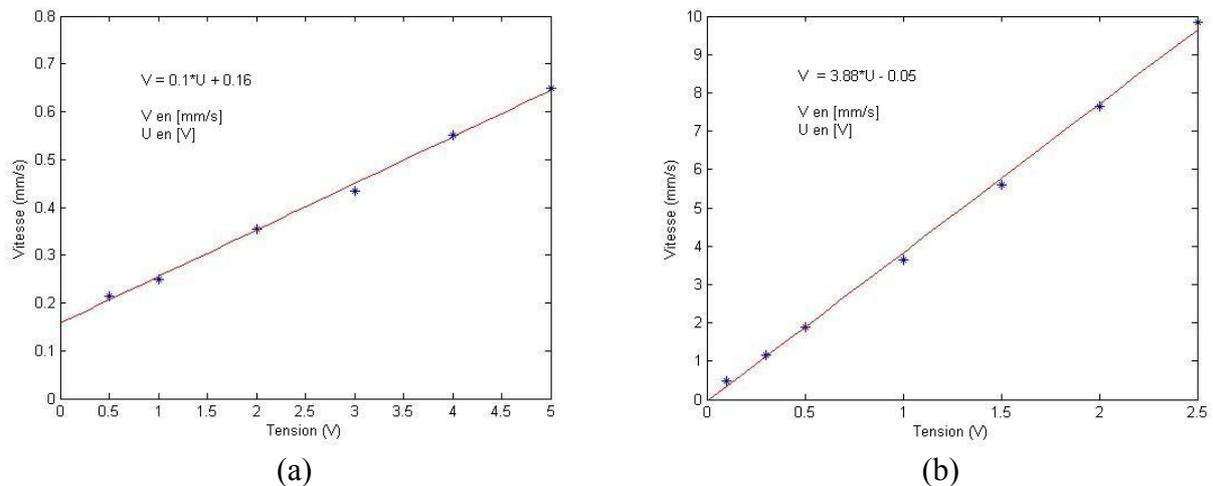


Figure 4.4: Mesure de la vitesse de vibration de l'actuateur en fonction de la tension du signal pour des fréquences de (a) 1 Hz et (b) 15 Hz.

La vitesse de l'enceinte étant mesurée en fonction de la tension et de la fréquence du signal d'excitation, nous avons ensuite calculé l'accélération de l'enceinte communiquée au transducteur opto-mécanique à étalonner (voir figure 4.5) à partir de la vitesse mesurée par le vélocimètre optique. La courbe en figure 4.3 montre que l'évolution de la vitesse suit une régression polynomiale $P(f)$ de degré 2. Ainsi, l'accélération $acc(f)$ peut être calculée en dérivant la fonction sinusoïdale de la vitesse $V(f, t)$ donnée par l'équation (4.3) ci dessous. Par conséquent, cette accélération (équation (4.4)) pouvant être approchée par une régression polynomiale dont l'évolution en fonction de la fréquence devrait être un polynôme d'ordre 3. Ce point a été vérifié comme le montre l'expression de la régression polynomiale calculée pour l'évolution de l'accélération et indiquée en figure 4.5. Cette régression est faite avec une déviation standard d'environ 4 mm/s^2 .

$$V(f, t) = P(f) * \sin(2\pi f t) \quad (4.3)$$

$$acc(f, t) \approx P(f) 2\pi f * \cos(2\pi f t) \quad (4.4)$$

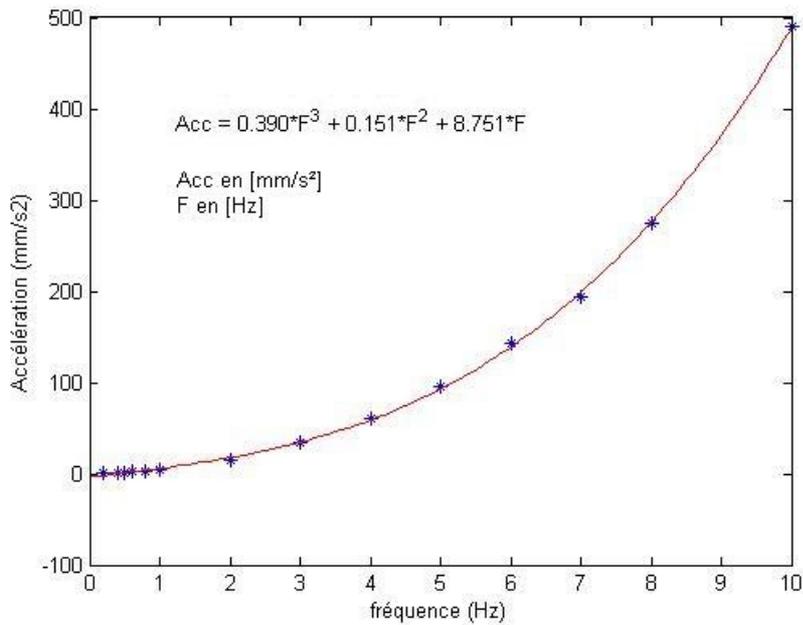


Figure 4.5: Accélération calculée à partir de la vitesse du haut-parleur pour une tension de signal de 2 V modélisée par un polynôme en fréquence d'ordre 3.

Connaissant l'accélération transmise par la membrane du haut-parleur au système mécanique du transducteur à fibre optique, il devient possible de calculer la force appliquée au tronçon de fibre optique en contact direct avec la masse inerte et produisant l'effet sensible du capteur.

Il convient de noter que la calibration en vitesse du haut-parleur a été réalisée à l'aide du PDV 100 et que l'obtention de l'accélération nécessite une dérivation du signal, conduisant à l'apparition de bruit de calcul lié à l'échantillonnage. En revanche, le sismomètre à fibre optique mesure une force (correspondant à l'accélération à un facteur de proportionnalité près). Il sera par conséquent conceptuellement plus sensible. Ceci a été observé à partir d'une accélération inférieure à 50 mm/s².

4.1.3 Procédure de réglage de l'état de polarisation à l'entrée du transducteur

Au paragraphe 2.2.9.a, nous avons indiqué l'existence d'une biréfringence naturelle d'une fibre optique. Cette biréfringence a pour conséquence de modifier l'état de polarisation de l'onde au cours de sa propagation. En général, les capteurs polarimétriques à fibre optique utilisent une source polarisée linéairement qui est injectée à 45° des axes lent et rapide de la fibre pour permettre que ces deux modes de propagation soient également excités (état pour lequel le coefficient de Stokes S1 est nul). Comme expliqué au paragraphe 3.4.1, nous avons réalisé un contrôleur de polarisation

basé sur l'utilisation de boucles de Lefèvre pour ajuster l'orientation de la polarisation d'entrée du transducteur.

En sortie du transducteur, un analyseur (polariseur linéaire) est placé devant le détecteur. Il permet de mesurer la modulation de l'intensité de la lumière transmise en fonction de l'orientation du champ électrique en sortie du transducteur, la variation de l'état de polarisation entraînant une variation d'intensité vue par le détecteur en suivant la loi de Malus. Le réglage de l'état de polarisation est une étape fondamentale pour garantir une utilisation optimale du capteur et un fonctionnement linéaire du transducteur respectant les contraintes exposées au paragraphe 2.3.4.

Le sismomètre devant être réglé en régime statique pour pouvoir ensuite être calibré en régime dynamique, une procédure spécifique a été mise en œuvre dans les deux cas. Pour le comportement statique, le ressort du transducteur est préalablement bloqué puis l'état de polarisation de la lumière à l'entrée du transducteur est ajusté pour obtenir à l'entrée de l'analyseur un état de polarisation ayant un vecteur de Stokes vérifiant la condition $S_1 = 0$. Cette calibration se fait selon le processus décrit en paragraphe 3.4.2. Pour illustrer l'ensemble des états répondant à cette condition, nous les avons représentés sur la sphère de Poincaré en figure 4.6. Ils correspondent aux deux états circulaires, l'état linéaire et un ensemble d'états elliptiques d'inclinaison de 90° .

Lorsque le capteur sera utilisé en fonctionnement dynamique, l'analyseur sera positionné selon un angle prédéterminé qui ne devra pas être modifié. Il faut régler le capteur pour avoir l'état de polarisation et l'angle d'analyse offrant la plus grande variation d'intensité sur la bande d'accélération observée. Comme expliqué dans le même paragraphe du chapitre 3, l'état linéaire incliné à 45° donne un maximum de variation lorsqu'il est observé à $+45^\circ$ et -45° et il sert donc de base à la calibration du contrôleur de polarisation.

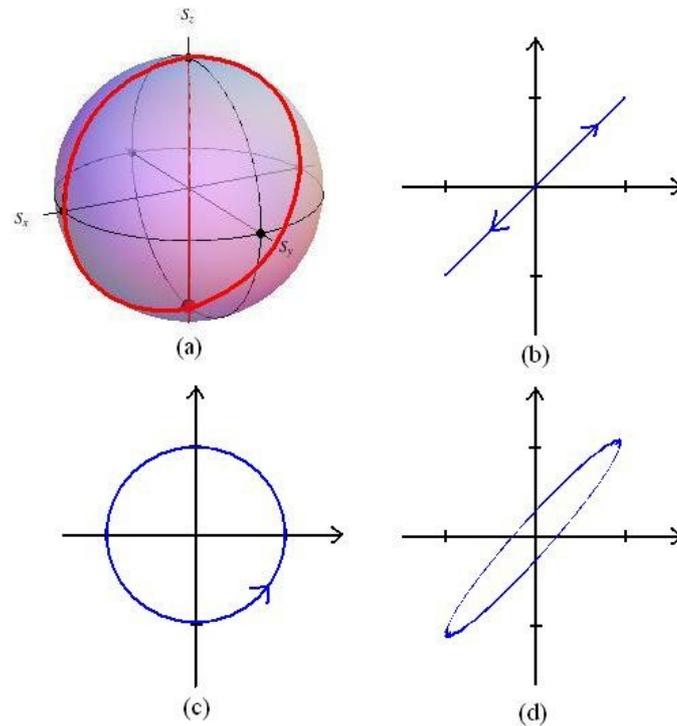


Figure 4.6: États de polarisation vérifiant $S1=0$: (a) représentation sur la sphère de Poincaré, (b) état linéaire unique, (c) un des deux états circulaires, (d) état elliptique.

En situation idéale, le contrôleur devrait nous permettre de régler à l'entrée de l'analyseur un état de polarisation linéaire. Cependant en situation expérimentale, pour obtenir un tel état, le réglage s'avère complexe et délicat en raison du grand nombre des paramètres d'influence (raideur, précontrainte du ressort, masse, orientation des boucles de Lefèvre, orientation de l'analyseur). En effet, l'ajustement d'un paramètre conduit inévitablement à re-régler tous les autres, obligeant à recalibrer à chaque fois l'état de polarisation en régime statique. Par conséquent, nous avons privilégié l'étude du cas pour lequel le contrôleur est ajusté de manière à obtenir sur l'analyseur un état elliptique présentant une ellipticité proche de 0. La conception du contrôleur de polarisation permet d'effectuer simplement ce réglage à chaque fois que l'expérimentation nécessite de modifier un paramètre (masse inerte, pré-contrainte du ressort).

Ainsi, lors des multiples calibrations réalisées au cours de la phase d'évaluation, la priorité a été d'atteindre un état $S1=0$ et ensuite de diminuer l'ellipticité. Les dernières calibrations sont présentées dans le tableau 7. Elles montrent des états de polarisation avec un facteur d'extinction $S1/S0$ inférieur à 10^{-3} permettant la condition $S1$ proche de 0 (la réponse optique du capteur est alors modélisé selon l'équation (2.96)) ainsi qu'une ellipticité e inférieure à 0,1.

	I_0 (μA)	I_{90} (μA)	I_{45} (μA)	I_{-45} (μA)	$S1/S0$	e
1	22,1	23,4	2058	196	$0,63 \cdot 10^{-3}$	0,095
2	18,2	18,7	4080	326	$0,16 \cdot 10^{-3}$	0,070
3	21,6	20,5	2074	189	$0,53 \cdot 10^{-3}$	0,091
4	24,5	22,6	2321	211	$0,81 \cdot 10^{-3}$	0,091
5	20,2	20,8	2968	226	$0,20 \cdot 10^{-3}$	0,075

Tableau 7 : Exemples de mesures de calibration en intensité effectuées pour calculer le coefficient $S1$ du vecteur de Stokes et l'ellipticité e de l'état de polarisation.

Pour cette mesure, un ampèremètre est utilisé en sortie de la photodiode avec un étage d'amplification du signal. Les intensités lues sont représentées sur une échelle autre de celles qui sont enregistrées par la carte d'acquisition pour les mesures en dynamiques.

4.1.4 Réponse du capteur à une excitation connue

Dans ce cas, le capteur est réglé en configuration de fonctionnement. L'analyseur est tourné à $+45^\circ$ selon l'axe rapide de la fibre, correspondant à l'orientation du demi-grand axe de l'état de polarisation du vecteur champ électrique. L'intensité est donc maximale au repos (en absence de vibration) et diminue en fonction de la contrainte supplémentaire apportée par la vibration.

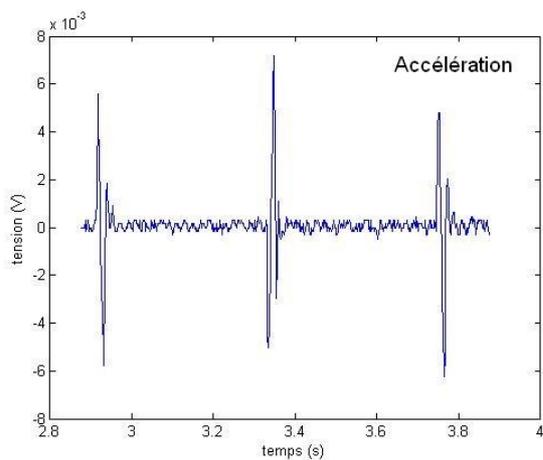
La contrainte sur le ressort est relâchée et le transducteur posé sur la couche en nids d'abeille du haut-parleur peut maintenant suivre les mouvements de ce support sur la membrane mobile du haut-parleur. L'accélération subie par le haut-parleur étant inférieure à $0,1g$ dans notre étude, nous n'avons pas à craindre un soulèvement du transducteur et les deux éléments restent toujours en contact.

Le faisceau laser du vélocimètre pointe sur la base inférieure du transducteur pour vérifier que celui-ci se déplace à la même fréquence que le signal d'excitation du haut-parleur d'une part et que d'autre part, il ne subit pas de perturbations ou de blocage mécanique.

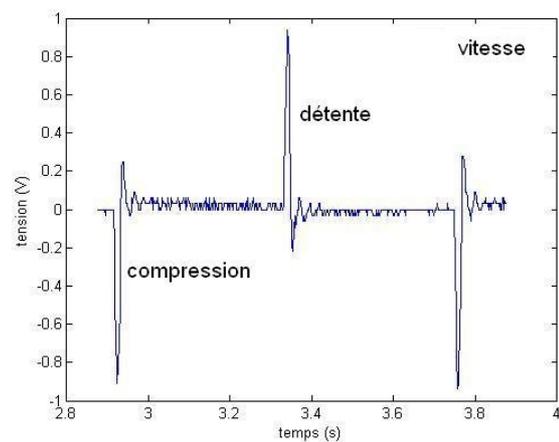
Plusieurs signaux mesurés par le capteur à fibre optique en réponse à des excitations (de forme sinusoïdale et en créneau) sont représentés en figure 4.7 et 4.8. Ils ont été enregistrés à très basse fréquence et pour différentes amplitudes d'excitation. Le signal du capteur traduit l'accélération subie par la masse inerte. Par intégration des données échantillonnées dans le temps on obtient la vitesse de vibration de la masse qui peut être comparée au signal du vélocimètre. Lorsque le sismomètre est soumis à un signal en forme de créneau (voir figures 4.7 (a), (b), (c) et (d)), le signal de la vitesse de la plaque mesurée par le vélocimètre permet d'identifier les changements de sens

absolus du déplacement du haut-parleur tandis que le signal du capteur à fibre optique proportionnel à l'accélération ne le permet pas.

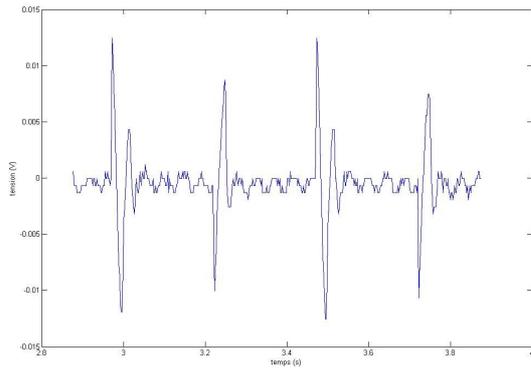
En revanche, lorsque le sismomètre est excité par un signal de forme sinusoïdale (voir figure 4.8 (a), (b), (c) et (d)), le transducteur suit avec précision le mouvement de la plaque à basse fréquence inférieure à 20 Hz. La comparaison entre les signaux issus du vélocimètre et du sismomètre montre un écart relatif en amplitude de 12%. Les mesures illustrées ici sont réalisées par serrage de la vis de blocage du ressort tel que le mouvement de la masse inerte du transducteur est fortement restreint. Cette manipulation permet d'augmenter le gain en réponse du transducteur en augmentant la force de pression sur la fibre déplaçant le maximum de sensibilité du capteur vers les hautes fréquences. La contrainte de la masse sur la fibre optique est plus grande produisant pour une même vibration une plus grande intensité. Dans ce cas, le capteur est optimisé pour suivre des fréquences plus importantes (supérieures à 20 Hz) telles que celles rencontrées en milieu industriel. Néanmoins le capteur reste sensible à basse fréquence comme les montrent les réponses aux signaux à 1 et 4 Hz en figures 4.8.



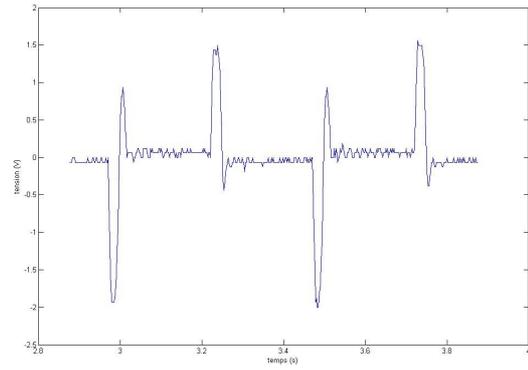
(a)



(b)

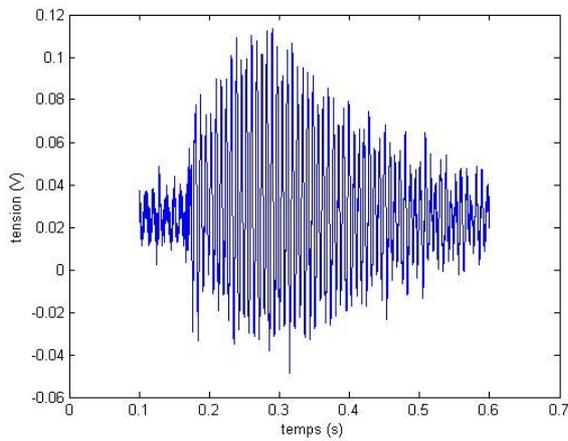


(c)

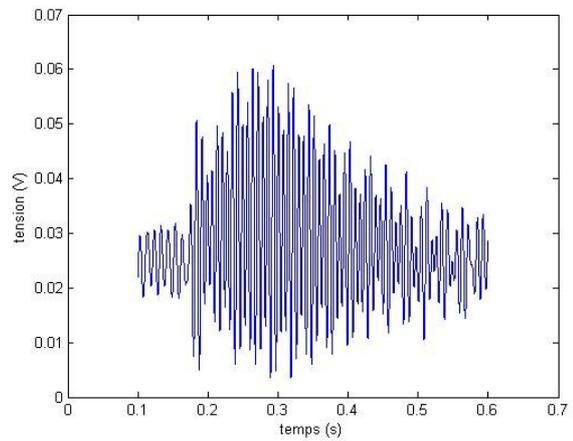


(d)

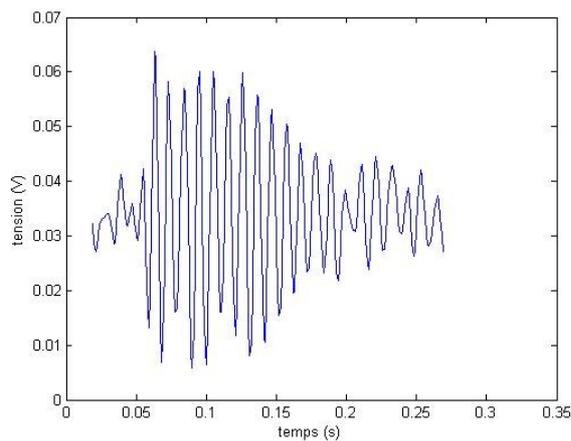
Figure 4.7: Réponses à un signal créneau de 1 Hz : (a) sismomètre et (b) vélocimètre. Réponses à un signal créneau de 4 Hz (c) sismomètre et (d) vélocimètre.



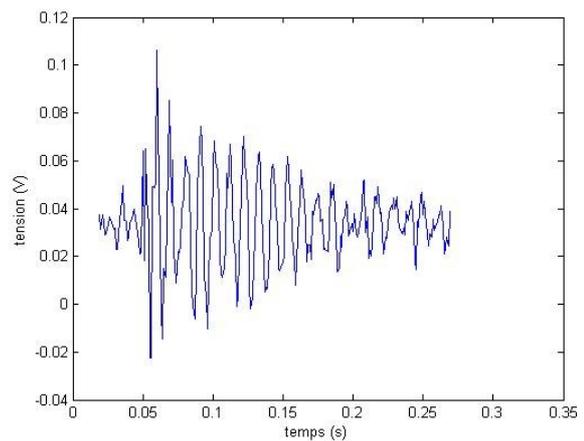
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 4.8: Réponses à un signal sinusoïdal de 1 Hz : (a) une période du sismomètre et (b) une période du vélocimètre. Réponses à un signal sinusoïdal de 4 Hz : (c) une période du sismomètre et (d) une période du vélocimètre.

En sismologie, il n'existe pas d'étalon absolu pour la mesure du taux d'erreur d'un instrument. Il

n'est pas non plus possible de générer artificiellement une vibration de fréquence inférieure à 10 Hz suffisamment stable pour servir de référence. Par conséquent, l'étalonnage des instruments est réalisé à partir d'autres accéléromètres ou sismomètres eux-mêmes non absolus. Pour notre étude, nous n'avons pas eu accès à un sismomètre étalonné. Cependant, le vélocimètre utilisé a été conçu pour travailler jusqu'à des fréquences proches de 1 Hz, et faute de pouvoir obtenir un taux d'erreur absolu de notre instrument, nous avons mesuré un écart relatif entre les deux capteurs de 12%. Cette valeur traduit ainsi en partie l'erreur de notre instrument mais également l'erreur apportée par le positionnement du vélocimètre, sur un trépied de 100 cm de haut et donc susceptible de vibrer lui aussi.

4.1.5 Étude de la sensibilité du capteur

La sensibilité est le paramètre majeur pour déterminer les domaines d'application envisageables pour le capteur. L'étude de la sensibilité a été menée dans la bande de fréquences comprises entre 0,2 Hz et 20 Hz pour un signal d'excitation compris entre 0.1V et 5V. Ces valeurs correspondent à une plage d'accélération comprises entre 5 mm/s² et 1200 mm/s². Le mouvement de la masse inerte n'est soumis à aucune contrainte autre que celles produites par les raideurs du ressort et de la fibre optique. En figure 4.9, nous avons représenté la réponse en tension normalisée de la photodiode qui est exprimée en fonction de la fréquence utilisée, ceci pour différentes puissances d'excitation comprises entre 10 et 50 mW. La tension délivrée par le capteur est divisée par la tension d'excitation. Cette normalisation (voir équation (4.2)) permet de comparer les différents points de mesures. Dans le cas d'un signal d'excitation sinusoïdal, il n'est plus nécessaire d'étudier le signal temporel complet mais uniquement l'amplitude en tension du signal délivré à partir de laquelle on calcul l'accélération de la vibration en utilisant les courbes d'étalonnages de vibration du haut-parleur présentées précédemment.

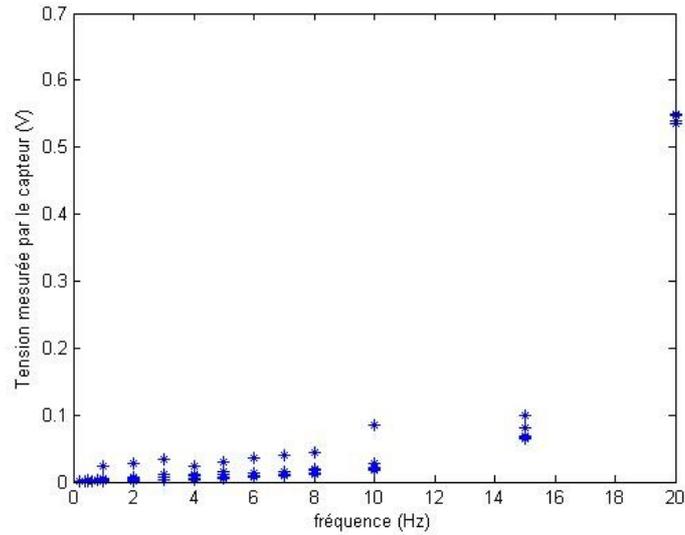


Figure 4.9: Evolutions de la tension normalisée du transducteur en fonction de la fréquence et de l'amplitude du signal d'excitation.

Pour calculer la sensibilité du capteur en fonction de l'accélération du support, nous avons utilisée les courbes d'étalonnages présentées précédemment. La figure 4.10a montre ainsi une courbe de l'accélération mesurée par le transducteur (à une constante multiplicative près) en fonction de l'accélération de l'enceinte. Le comportement du transducteur est linéaire dans la plage de 5 à 1200 mm/s² avec une sensibilité α de $1,78 \cdot 10^{-4}$ V/mm/s². Dans la figure 4.10b, nous considérons les réponses aux vibrations effectuées pour une fréquence particulière (ici à 2 Hz), ce qui nous permet de vérifier la capacité du capteur à fonctionner dans cette gamme de fréquence précise avec la même linéarité.

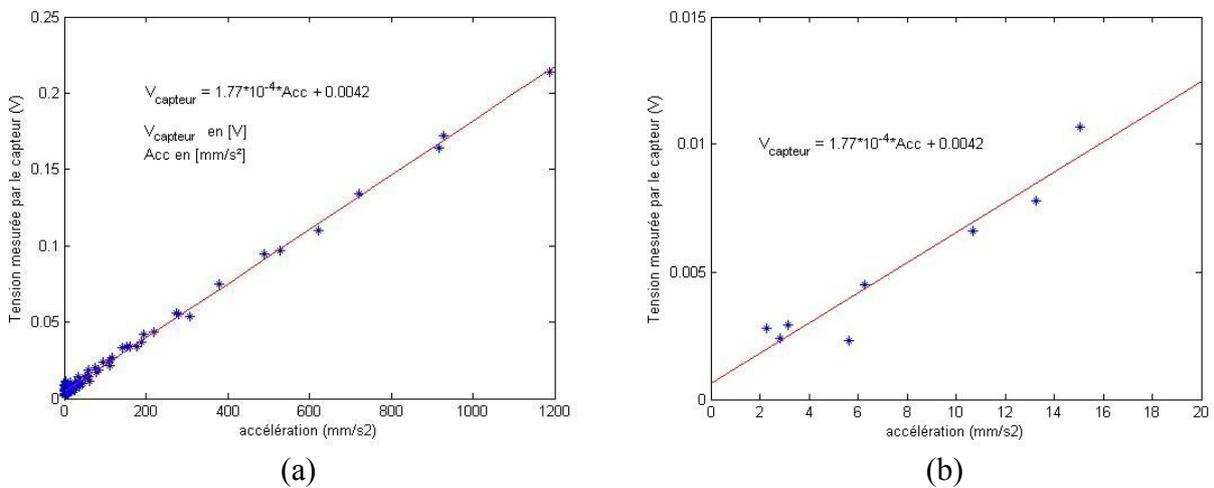


Figure 4.10: (a) Tension de sortie du transducteur (proportionnelle à l'accélération mesurée) en

fonction de l'accélération de l'enceinte pour des fréquences d'excitation comprises entre 0,1 et 20 Hz. (b) Même tension de sortie pour des vibrations à 2 Hz.

L'erreur standard est de $2.7 \cdot 10^{-3} \text{ mm/s}^2$ sur l'ensemble des mesures et l'erreur devient significative pour des accélérations inférieures à 40 mm/s^2 comme illustré en figure 4.11.

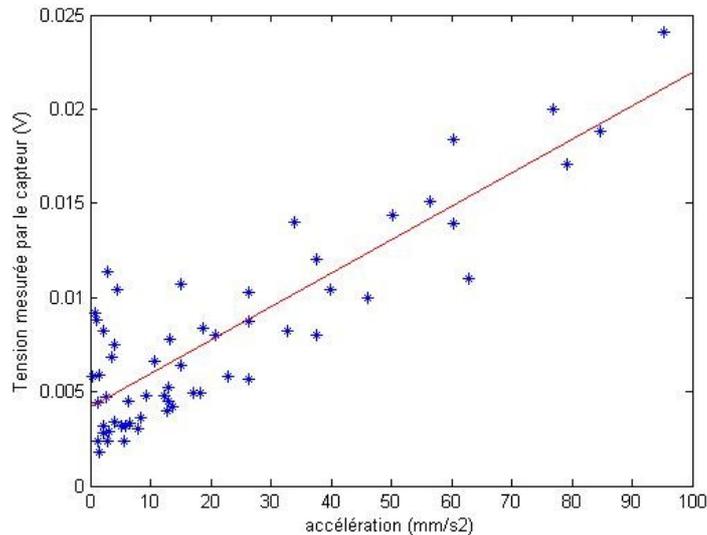


Figure 4.11: Tension mesurée en sortie du sismomètre en fonction de l'accélération d'une vibration sinusoïdale à basse accélération pour des fréquences d'excitation comprises entre 0,1 et 20 Hz.

On remarque que le sismomètre a un fonctionnement linéaire dans la bande d'accélération comprise entre 40 et 1200 mm/s^2 . Ce résultat remarquable permet d'envisager des mesures de vibrations quantitatives dans le domaine du contrôle actif par exemple.

4.1.6 Évaluation du bruit du capteur

Il est difficile de mesurer le bruit d'un instrument dont la fonction ultime est précisément de mesurer en quelque sorte des fluctuations du bruit ambiant (vibrations légères). Sa mesure nécessite de pouvoir extraire le bruit issu de la source de lumière et du circuit d'excitation (fluctuations du laser, vibration parasite du haut-parleur) du bruit intrinsèque du sismomètre (électroniques photodétecteur et acquisition) pour déterminer le rapport signal à bruit. En l'absence de vibrations générées par le haut-parleur, il existe une vibration résiduelle naturelle du sol qui est transmise à la table supportant le capteur, malgré son absorption. Cette vibration résiduelle n'est pas séparable du bruit intrinsèque du capteur et ne peut être mesurée sans utiliser un deuxième sismomètre calibré avec un rapport signal/bruit suffisant. Enfin, le comportement du haut-parleur à basse fréquence (en dehors du

domaine acoustique) est imprécis même si nous sommes parvenus à le calibrer en mouvement.

Compte tenu des difficultés, nous avons décidé d'évaluer le bruit du sismomètre à partir du bruit mesuré et connu du vélocimètre utilisé pour l'étalonnage du capteur sur un signal connu. Le vélocimètre est capable de mesurer le signal d'une vibration à basse fréquence et basse vitesse qui correspond à la gamme de vibrations que le sismomètre doit pouvoir détecter. Le tableau 8 indique les caractéristiques métrologiques du vélocimètre utilisé pour l'étalonnage par comparaison.

Bande de mesure (pic)	0 à 20 mm/s
Facteur d'échelle	5 mm/s/V
Résolution	< 0,05 $\mu\text{m/s}$
Accélération maximum	2760 mm/s^2
Densité spectrale de bruit	0,02 $\mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$

Tableau 8: Caractéristiques du vélocimètre PDV 100.

Le vélocimètre mesurant une vitesse et notre capteur mesurant une accélération, l'évaluation du bruit de notre appareil sera donc accentuée par la perte d'information due à la dérivation du signal du vélocimètre. Le bruit sur des signaux sinusoïdaux est mesuré par les deux appareils pour différentes fréquences, (comparaison pour un signal à 4 Hz illustrée en figure 4.12), et la déviation standard est calculée sur l'ensemble des données avec mise à l'échelle des deux grandeurs.

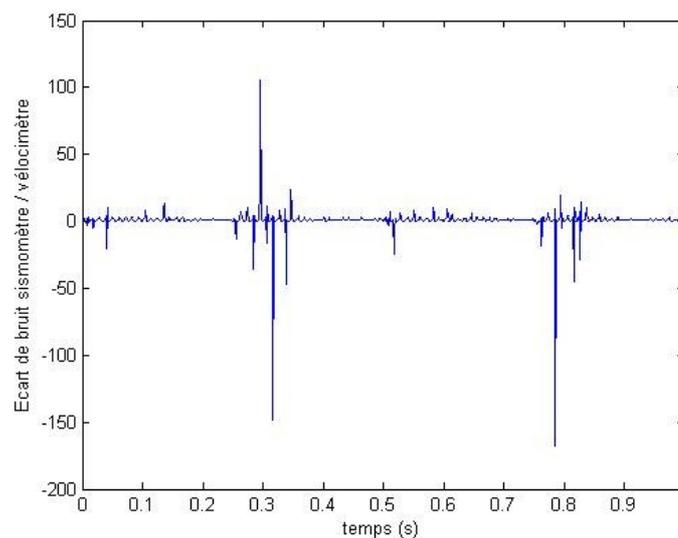


Figure 4.12: Bruit du sismomètre rapporté au bruit du vélocimètre pour un signal sinusoïdal de 4 Hz (grandeur sans dimension).

Dans la bande de fréquence comprise entre 1 Hz et 20 Hz, la densité spectrale de bruit calculée est d'environ 0,17 $\mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Pour les fréquences inférieures à 1 Hz, la sensibilité du vélocimètre et le bruit dans cette bande ne permettent pas de mesure pour l'étalonnage. Par conséquent, pour calibrer le sismomètre en dessous de 1 Hz, nous avons réalisé un changement d'échelle temporelle. Par exemple, nous extrayons une période d'un signal mesuré pour une excitation de 0,5 Hz et multiplions par 10 l'échelle temporelle pour la comparer à la période d'un signal du sismomètre excité à 5 Hz. Nous tenons compte du comportement linéaire du sismomètre en accélération (voir paragraphe 4.1.5) et nous compensons l'amplitude du signal à 0,5 Hz à l'aide des formules de comportement du haut-parleur établies dans le paragraphe 4.1.2. Nous disposons maintenant de deux périodes (dont une de référence) ayant la même amplitude et nous pouvons comparer les densités spectrales de bruit de la même manière qu'au paragraphe précédent. Cependant, cette méthode de calcul est imparfaite pour deux raisons. Tout d'abord, elle introduit une nouvelle source d'erreur à cause de la comparaison entre deux signaux d'échantillonnages différents. Ensuite, cette méthode utilise comme référence la densité de bruit du sismomètre qui a été calculée précédemment et non plus celle d'un instrument étalonné. Ce deuxième calcul réalisé pour des fréquences inférieures au hertz est considéré comme une simple évaluation. Nous obtenons une densité spectrale pour des fréquences comprises entre 0,2 et 1 Hz de $0,48 \mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$.

4.1.7 Analyse de la réponse fréquentielle du transducteur

Pour déterminer la fréquence propre du capteur nous utiliserons en partie les résultats issus du modèle théorique établi à la partie 2.4.1. Deux valeurs peuvent être considérées. La première correspond au transducteur utilisant l'ensemble masse-ressort décrit au chapitre 3, la deuxième au transducteur lorsque le ressort est retiré et la masse inerte est rigidifiée. La fréquence de coupure de ce dernier cas correspond à une raideur maximale du capteur et une fréquence de résonance limite. Cette seconde étude met en avant les différents éléments qui contribuent à la raideur totale du système, à savoir le ressort, les gaines physiques et optiques de la fibre optique et enfin la vis de support du ressort qui possède elle aussi une raideur, bien supérieure à celles des deux autres composants. En figure 4.13, les schémas architecturaux et équivalents mécaniques du transducteur dans les deux configurations permet de calculer les deux raideurs totales du transducteur.

Dans le premier cas, le ressort est présent et nous avons la raideur k du système telle que :

$$k = 2k_f + \frac{1}{\frac{1}{k_v} + \frac{1}{k_r}} \quad (4.5)$$

Avec k_f la raideur de la fibre optique, k_r la raideur du ressort et k_v la raideur de la vis de support. La raideur de la vis étant plusieurs ordre de grandeur plus grande que celle du ressort, la raideur totale

se simplifie pour retrouver un cas classique, avec

$$k = 2k_f + k_r \quad (4.6)$$

Dans le deuxième cas, l'ensemble est rigidifié et le ressort ôté, la vis est en parallèle avec la fibre et sa raideur n'est plus négligeable dans le calcul

$$k = 2k_f + k_v \quad (4.7)$$

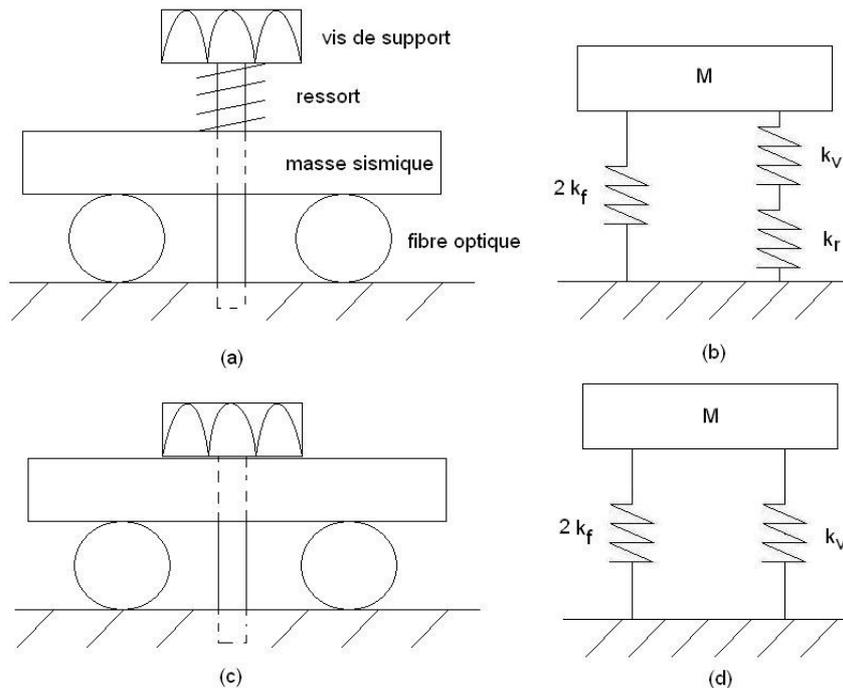


Figure 4.13: Schéma du transducteur et son équivalent mécanique :
 (a) Le ressort est en place autour de la vis, les deux raideurs sont en série en (b). (c) le ressort est ôté, seule la raideur de la vis est prise en compte en (d).

Pour la première étude, le ressort est mis en place sur le transducteur préalablement positionné sur la membrane du haut-parleur. Le haut-parleur est excité par un signal en créneau et la réponse du sismomètre est enregistrée, l'oscillogramme étant représenté en figure 4.14a. Le calcul de la réponse harmonique, figure 4.14b permet d'obtenir une fréquence de résonance du transducteur de 23 Hz.

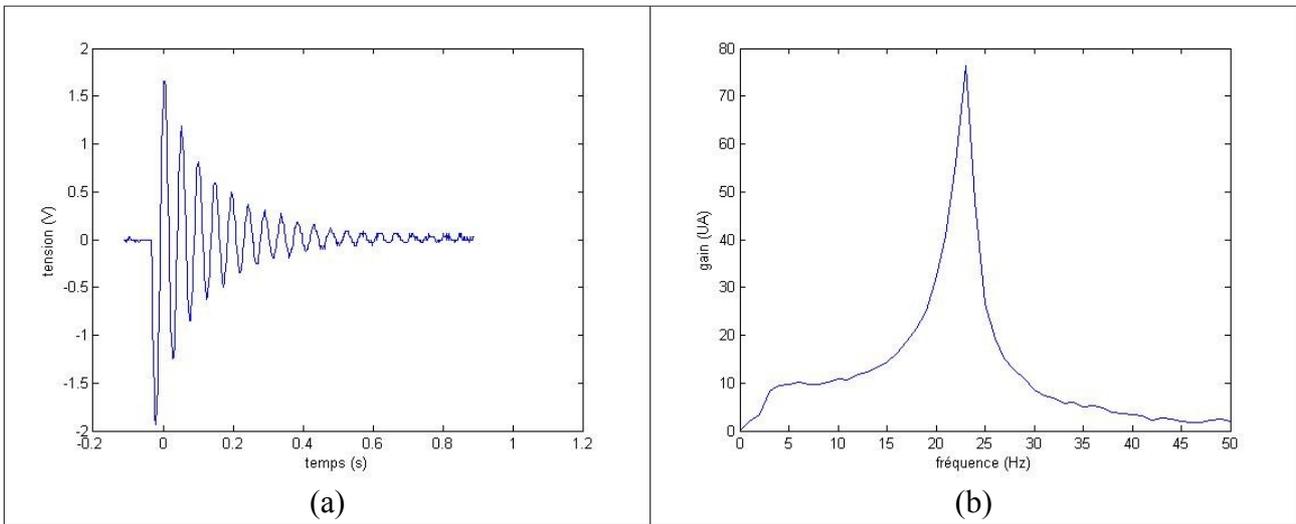


Figure 4.14: Réponse temporelle (a) et fréquentielle (b) du sismomètre à un choc bref.

En reprenant le modèle présenté en partie 2.4, il est maintenant possible de calculer la raideur totale du transducteur. Avec une masse inerte de 63g, et une fréquence de résonance de 23 Hz, la raideur du système est

$$k_{\text{système}} = \omega_0^2 * m = 1,3 \text{ kN/m} \quad (4.8)$$

Cette grandeur est la raideur équivalente des deux contributions parallèles du ressort et de la fibre. Le calcul des éléments est déterminé par la formule (3.6). En considérant que le ressort possède une raideur largement inférieure à celle de la fibre optique (4,4 N/m selon la donnée constructeur pour le ressort) , nous pouvons obtenir la raideur de la fibre optique

$$k_f = 650 \text{ N/m} \quad (4.9)$$

Pour la seconde analyse qui permet de trouver la fréquence de résonance maximum, le ressort est retiré du transducteur et la vis de support est positionnée tel qu'illustré en figure 4.13c. Le sismomètre est excité par un choc bref, dont la réponse temporelle est donnée figure 4.15a. Le calcul de la réponse par transformée de Fourier, figure 4.15b permet de remonter à la réponse fréquentielle.

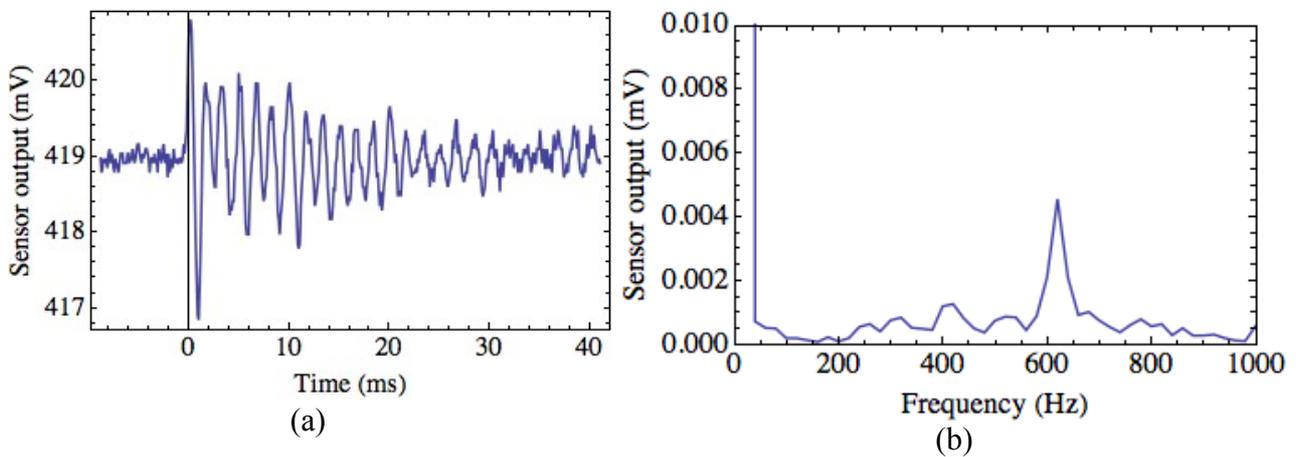


Figure 4.15: Réponse impulsionnelle de la fibre optique (a) réponse temporelle, (b) réponse fréquentielle.

La fréquence de résonance du transducteur dans cette configuration est de 610 Hz. La masse inerte utilisée pour cette expérimentation mesurant 63g, la raideur équivalente de la vis de support est calculée à partir de l'équation (2.74) et sa contribution étant grandement supérieure à celle de la fibre optique, nous pouvons simplifier l'équation (4.7) et obtenons

$$k_v = \omega_0^2 * m = 925 \text{ kN/m} \quad (4.10)$$

Le modèle présenté en chapitre 2 permet d'évaluer la fréquence de résonance du système et donc la bande de fréquence dans laquelle le sismomètre répond de manière quasi-linéaire. Le premier objectif de cette étude est de vérifier que le capteur fonctionne dans la bande des hautes fréquences sismiques. Mais nous souhaitons également étudier son applicabilité pour les vibrations de fréquence plus élevées, telles que les vibrations industrielles. Il est donc nécessaire de connaître la bande d'étude maximale que permet l'architecture du capteur. Cette seconde fréquence de résonance est une mesure importante qui permet de définir les applications possibles du capteur.

En prenant une autre approche, nous pourrions calculer la fréquence propre du transducteur à partir des réponses fréquentielles aux signaux sinusoïdaux présentées figure 4.6. Par cette méthode, la fréquence de résonance du système est de 25 Hz.

4.1.8 Évaluation de l'amortissement du capteur

L'amortissement ξ du capteur permet de retrouver la force de résistance f qui s'oppose au mouvement de la masse et qui dépend de la valeur de cette dernière. Comme précédemment, la fibre et le ressort participent tous les deux à cet amortissement. Mais leur contribution est additive, ce qui

se traduit par un seul amortissement qui empêche d'obtenir les valeurs individuelles.

Comme cela a été développé dans la partie 2.4, l'amortissement du transducteur est mesurable en étudiant la réponse du capteur à un choc bref. Les sismogrammes enregistrés pour des chocs brefs et illustrés en figure 4.14a et 4.15a sont comparés à la forme calculée par le modèle et un fit entre ces données permet d'obtenir un amortissement ξ

$$\xi = 30 \quad (4.11)$$

Le taux d'erreur sur l'ensemble des mesures effectuées est de 9%. A partir de la formule (2.73), la force résistive du transducteur f vaut

$$f = \xi * 2 m = 3,78 N \quad (4.12)$$

L'amortissement possède plusieurs contributions avec les gaines de la fibre optique, le frottement de la masse inerte le long des piliers de support et l'amortissement du ressort. Il n'est pas possible de séparer les différentes contributions à partir de cette mesure uniquement.

L'établissement des valeurs de fréquence propre et d'amortissement permet de vérifier que le capteur n'entre pas en régime sous-amorti et travaille dans la bande passante de 1 à 10 Hz souhaitée. Celle-ci peut être étendue dans les fréquences plus élevées afin de pouvoir servir comme sismomètre de chantier mais nécessite de compenser la non-linéarité en réponse au-dessus de 10 Hz. En dessous de 1 Hz, la sensibilité du capteur est trop faible pour détecter les signaux sismiques.

Le tableau 9 qui suit rappelle les caractéristiques principales de notre capteur.

Plage de fonctionnement	0,5 – 20 Hz
Sensibilité	1,78 V/g \pm 0,04 V/g
Densité spectrale de bruit	0,17 μ m/s/ \sqrt Hz
Ecart relatif au vélocimètre	12%
amortissement	30 \pm 3

Tableau 9: Caractéristiques du capteur de vibrations à fibre optique.

Pour valider l'utilisation de ce capteur comme sismomètre, il est nécessaire d'enregistrer ses réponses à des signaux complexes, proches de signaux sismiques.

4.2 Application du capteur à la mesure d'un choc

Pour générer un choc bref, le haut-parleur est sollicité mais la durée de montée du signal pour une

forme créneau ou la puissance du choc sont difficiles à contrôler à travers une carte électronique ou un générateur de fréquence. Par conséquent, nous avons préféré réalisé un choc bref en appliquant un coup sur la table de support à l'aide d'un marteau, à distance du capteur. Cette procédure permet d'obtenir une bonne réponse du capteur au choc. En faisant varier la distance séparant le capteur du point de l'impact, la puissance de la vibration ressentie par le capteur peut être ajustée. Une autre solution que nous avons retenue pour soumettre le capteur à un choc bref consistait à lâcher une bille métallique d'une certaine hauteur, la puissance de la vibration s'exerçant sur le capteur dépendant de l'énergie potentielle de la bille, elle peut être ajustée en faisant varier la hauteur du lâcher de la bille sachant que la masse est connue. Pour illustrer en figure 4.16, une bille métallique de 200 g a été lâchée à différentes distances du transducteur (le point d'impact de la bille sur la table se situant à 20 cm puis 30 cm du transducteur) pour une hauteur de départ de 60 cm (la position du ressort définissant un point de référence pour la mesure de la distance).

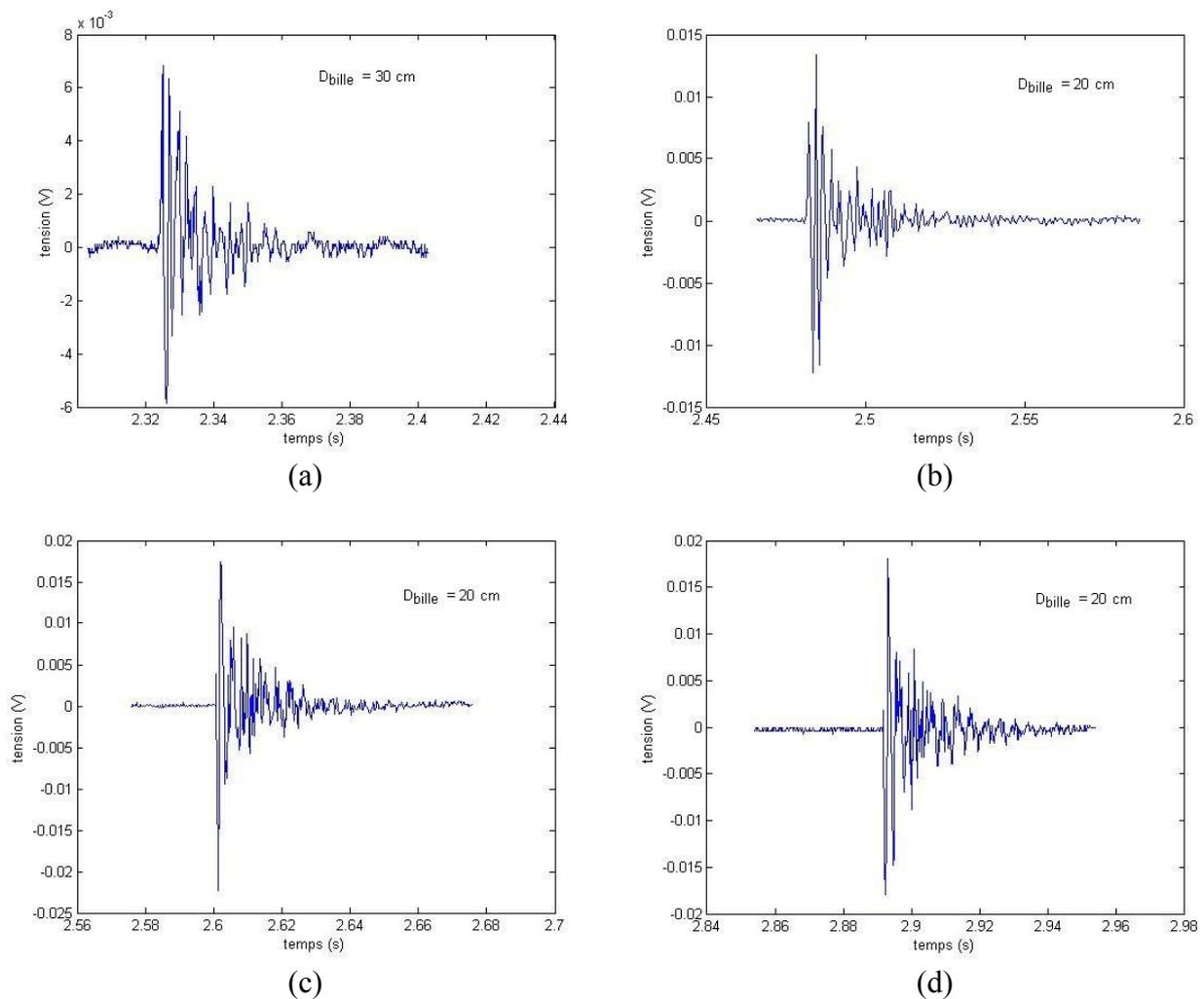


Figure 4.16: Sismogramme enregistré par le capteur à fibre optique pour un choc de même intensité survenue à 30 cm du transducteur (a) puis à 20 cm du transducteur (b)(c)(d).

L'amplitude du signal, pour un même réglage du transducteur, évolue en $1/r^2$ avec r la distance

séparant le point d'impact du transducteur et cette relation est vérifiée expérimentalement en figure 4.17.

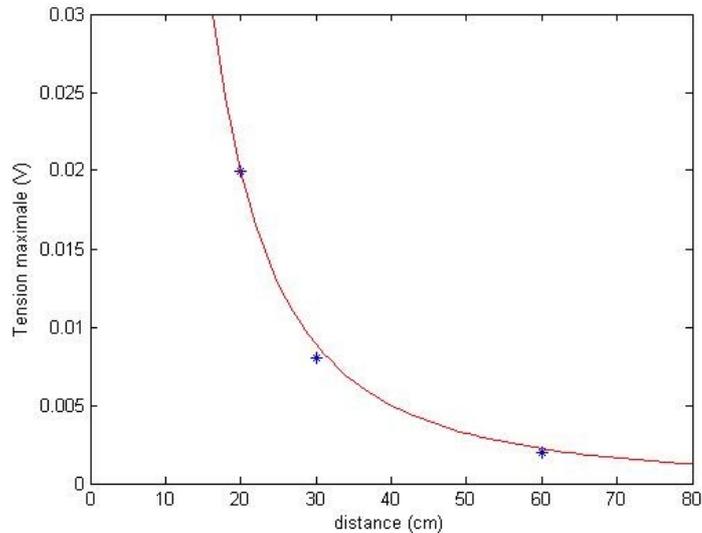


Figure 4.17: Tension maximale en sortie du sismomètre en fonction de la distance d'impact d'une bille métallique sur la table.

4.3 Perspectives de développement

Les différentes expériences menées ont permis d'identifier plusieurs perspectives de développement pour améliorer la configuration du capteur et rendre le concept proposé plus performant en termes de métrologie, de coût de fabrication ou de miniaturisation. Les perspectives identifiées sont listées et développées ci-dessous.

4.3.1 Modification du mode de polarisation incident

- Étude complète du vecteur de Stokes

La modulation de l'état de polarisation en sortie de fibre est aujourd'hui calculée à partir de la mesure en intensité polarisée selon un angle θ . Une seule mesure ne permet pas d'avoir avec précision l'état complet de polarisation mais uniquement une approximation.

Pour cette première étude, l'état de polarisation en statique est un état linéaire et on considère que les modulations de celui-ci sous l'action de la biréfringence sont des rotations de cet état et que celui-ci reste linéaire. Une modulation de la biréfringence de la fibre se traduit alors dans ce cas par une décroissance en loi de Malus de l'intensité à partir de l'axe principal de la polarisation. En réalité, l'ellipticité ne reste pas nulle mais varie également en fonction de la modulation.

Pour obtenir une mesure complète de la modulation de polarisation, il est nécessaire de mesurer la totalité du vecteur de Stokes. Ainsi, si l'on considère que l'on a toujours S_1 nul, nous devons obtenir S_2 et S_3 en mesurant l'intensité polarisée selon -45° et $+45^\circ$ pour S_2 et les composantes circulaire gauche et circulaire droite pour avoir S_3 .

En considérant que le signal lumineux se propageant dans la fibre optique reste complètement polarisé, nous devons obtenir 2 éléments parmi S_1 , S_2 , S_3 soit 4 mesures d'intensité. Comme illustré en figure 4.18, cette opération nécessite de séparer le signal lumineux en 2 faisceaux, chaque faisceau étant ensuite dirigé sur un cube de séparation de polarisation avec en sortie une photodiode. La séparation en 2 d'un faisceau polarisée est une tâche difficile qui ne peut être correctement réalisée qu'en passant par un guide d'onde intégré. Les éléments optiques en sortie de fibre (lentilles de projection, cubes séparateurs et photo-diodes) sont tous séparés et peuvent donc générer des vibrations gênantes. Il faut alors étudier l'utilisation d'un élément biréfringent fibré à la place des cubes séparateurs afin de garder une architecture complètement fibré et une conception plus robuste. Tous ces éléments sont des composants à réaliser sur-mesure pour notre application et sont complexes à assembler. Le passage à cette solution sera donc une étape importante de l'amélioration du capteur une fois la preuve de concept validée.

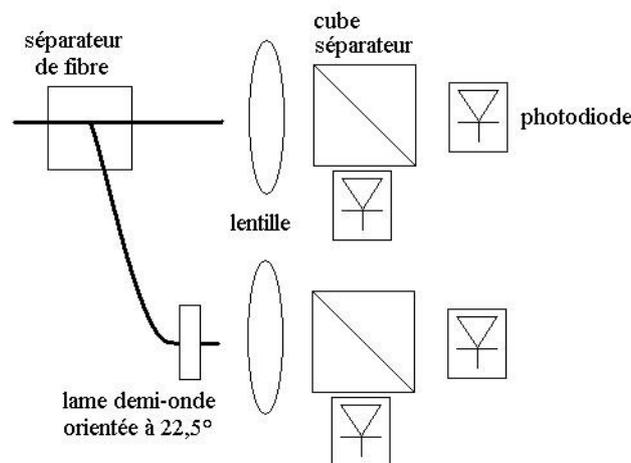


Figure 4.18: Schéma d'un analyseur polarimétrique permettant d'avoir la mesure complète de S_1 et S_2 en sortie de fibre optique.

- Utilisation d'une polarisation circulaire

La mesure du vecteur de Stokes complet étant difficilement réalisable à faible budget, il est nécessaire de rester dans un premier temps avec une analyse polarimétrique uni-axiale. Une amélioration envisageable de la lecture en intensité pourrait être réalisée en modifiant l'état de

polarisation statique.

La polarisation circulaire gauche est utilisée en entrée du transducteur pour optimiser la plage de modulation à 2π et ainsi améliorer la sensibilité du capteur. Un état circulaire possède un coefficient de Stokes S_1 nul et répond donc aux besoins du modèle exprimé en partie 2.4. La modulation autour de l'état circulaire se traduit par une variation approximée linéaire de l'ellipticité et peut donc simplifier le calcul en intensité. Mais cette méthode s'accompagne d'une perte de précision puisque les variations en intensité sont moins grandes que les variations autour d'un état linéaire.

4.3.2 Intégration de la source et du guide d'onde

La consommation électrique étant un critère crucial des systèmes de mesure autonomes, l'utilisation d'une source et d'un guide d'onde plan intégrés en remplacement de la fibre optique permettrait une miniaturisation par une forte intégration du capteur avec l'avantage de réduire la consommation électrique du dispositif. De plus, un guide d'onde plan offre l'avantage de permettre un calcul et un contrôle des modes propagés simplifiés comparativement à un guide d'onde cylindrique. Le modèle présenté dans ce mémoire serait modifié en profondeur mais le principe du capteur resterait le même. Le guide d'onde serait écrasé par une micro-masse et la discrimination entre les deux axes du guide serait renforcée offrant une sensibilité accrue. L'inconvénient de cette méthode est principalement le coût et le risque technologique concernant le développement du prototype initial implémentant la source, le guide et l'électronique sur une puce. La technologie des microcircuits étant une technique de production de masse, à terme le coût du capteur pourrait être considérablement diminué.

4.3.3 Optimisation du système masse-ressort en fonction de l'application visée

Les grandeurs physiques du capteur peuvent être modifiées à loisir pour moduler la bande de fréquence pour laquelle le transducteur est sensible et ainsi adapter son champ d'application. Comme cela a été dit dans le dernier paragraphe du chapitre 2, certains composants sont facilement modifiables, principalement la masse inerte, le ressort ou sa pré-contrainte et nous vérifions ici leur influence sur le sismomètre.

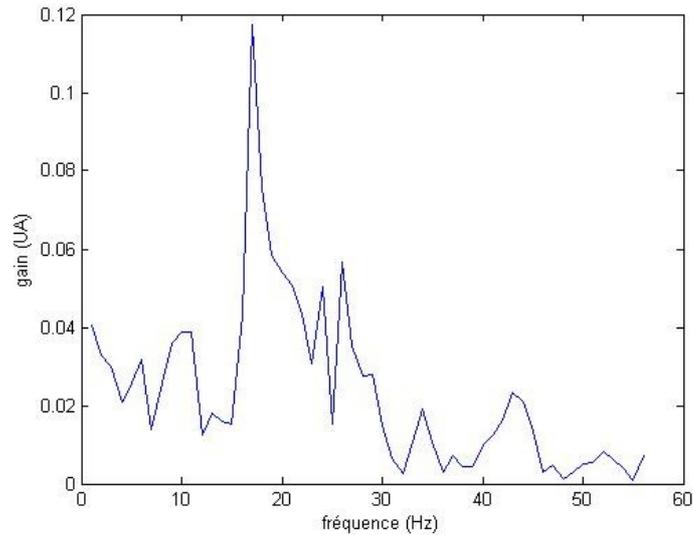


Figure 4.19: Réponse harmonique du sismomètre lorsque la masse inerte est de 100g.

Le capteur développé dans ce mémoire a été calibré pour travailler avec des vibrations comprises entre 1 et 10 Hz. Néanmoins, le modèle souligne que l'on peut régler la fréquence de résonance du capteur. Il est ainsi possible d'optimiser la réponse du capteur à d'autres domaines de vibrations, tels que celles générées par les outils de chantier, qui sont comprises entre 10 et 50 Hz. Lors des dernières expérimentations réalisées, nous avons modifié la masse inerte afin d'adapter la bande passante du capteur à d'autres domaines de fréquences. Dans le cas de la figure 4.19, le domaine de fréquence de résonance est établi pour des masses inertes de 63g, 100g et 200g. Celle-ci évolue donc de 23 Hz à 18 Hz (illustré en figure 4.15) et enfin à 12 Hz.

Enfin, la précontrainte du ressort joue également un rôle dans la fréquence de résonance du capteur en modifiant la raideur effective du ressort et la force d'application de la masse inerte sur la fibre optique. Ainsi ces deux éléments sont en contact de Hertz entre un cylindre et un plan. Pour étudier l'influence de la précontrainte, nous utilisons les formules du contact de Hertz référencées par Puttock et Thwaite [Puttock, 1969]. Soit V le facteur de Young altéré du matériau avec

$$V = \frac{(1-\sigma^2)}{\pi E} \quad (4.13)$$

Avec σ le coefficient de Poisson du matériau et E son module d'Young. On considère pour la suite que $V = \frac{1}{2} * (V_f + V_m)$ ou V_f est associé à la fibre et V_m est associé à la masse.

Pour un contact cylindre sur plan, la compression élastique δ subie par le cylindre vaut

$$\delta = 2 F V \left(1 + \ln \left(\frac{l^2}{V F d_f} \right) \right) \quad (4.14)$$

Avec F la force appliquée sur la fibre, l la longueur de contact entre la fibre et la masse et d_f le diamètre de la fibre optique.

La raideur équivalente k du système peut être calculée suivant la dérivée partielle de la compression en fonction de la force d'application :

$$\frac{1}{k} = \frac{\partial \delta}{\partial F} = \ln \left(\frac{l^2}{F d_f V} \right) \quad (4.15)$$

On voit que la raideur évolue avec la force F . Donc, lorsque la vis de support est tournée d'un tour supplémentaire par exemple, la force d'application F augmente et k évolue. En conséquence, la fréquence de résonance du transducteur est modifiée. Néanmoins, une approximation des valeurs en présence permet de constater que le facteur $l^2/Fd_fV \ll 1$, la variation de k est alors très faible par rapport à la variation de F et il en va de même pour la variation de la fréquence de résonance proportionnelle à \sqrt{k} .

Comme illustré en figure 4.20, les résultats sont mitigés puisque nous observons bien un déplacement de la longueur d'onde mais celui-ci s'accompagne également d'une détérioration de la largeur du pic de résonance et de l'amortissement général du transducteur.

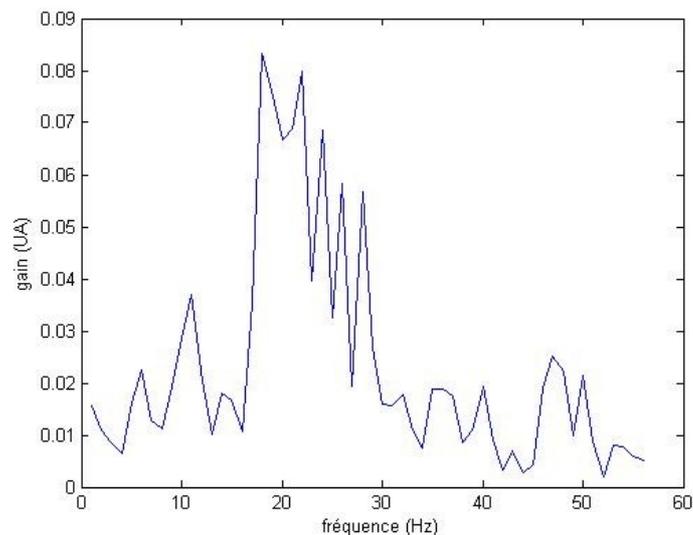


Figure 4.20: Réponse harmonique du capteur lorsque le ressort est contraint par deux tours de vis en plus.

Cette méthode est donc moins bénéfique pour la précision du capteur et il est plus conseillé de moduler la masse inerte que la contrainte du ressort.

Les analyses développées dans ce chapitre montrent que le capteur développé répond aux besoins exprimés en chapitre 3. Son architecture sommaire permet d'enregistrer les vibrations de surface parallèles à la direction de déplacement de la masse inerte dans la gamme des hautes fréquences sismiques. Sa sensibilité et le seuil minimum de détection sont inférieurs à un sismomètre commercialisé mais la preuve de concept est faite et on est en droit d'attendre des améliorations notables de la précision en utilisant des développements similaires aux appareils du commerce, avec notamment une architecture en boucle fermée, un étage d'amplification du signal en sortie de photodiode et un meilleur conditionnement des éléments du transducteur.

Conclusion

Ce mémoire présente l'étude et la réalisation d'un capteur de vibrations à fibre optique monomode basé sur la modulation de polarisation. Son application est la détection des vibrations du sol d'origines sismique ou industrielle. Nous avons réalisé un prototype opto-mécanique à partir du modèle développé et l'avons caractérisé et analysé expérimentalement.

Le premier chapitre a porté sur l'étude de la sismologie. Nous avons notamment analysé comment se forment les séismes et quelles sont les caractéristiques typiques des sismomètres utilisés pour les détecter. Cette analyse a montré qu'il existait principalement deux plages de fréquences surveillées par les sismologues, la première correspondant aux vibrations de courte période dont les fréquences sont comprises entre quelques millihertz et le hertz et la deuxième correspondant aux vibrations à haute fréquence comprises entre 1 et 10 Hz et intervenant en fin de tremblement de terre. Au suivi du domaine des hautes fréquences naturelles produites par les séisme, s'ajoute la surveillance des vibrations d'origine humaine, dont les fréquences sont généralement comprises entre 1 Hz et 50 Hz. Elles proviennent principalement de l'utilisation de machines de chantier ou d'usine ainsi que des explosions contrôlées ou non.

Pour répondre aux besoins de surveillance, les ingénieurs ont développés depuis plus d'un siècle de nombreux appareillages comprenant asservissement et enregistrement numérique pour les plus sophistiqués. Nous avons commencé par étudier les principes retenus pour mesurer des vibrations compatibles pour un usage dans les domaines précédents. Le principe mécanique le plus souvent utilisé repose sur la détection du mouvement d'une masse inerte soutenue par un ressort. La diversité de l'implémentation des détecteurs sismiques s'explique par les très nombreuses possibilités de transduction du mouvement de cette masse inerte en un signal enregistrable (électrique, magnétique, optique,...).

Les capteurs optiques de vibrations proposés dans la littérature ou dans le commerce identifiés en début de mémoire, traduisent également le mouvement d'une masse inerte en signal mesurable généralement par création de figures d'interférences, modulations d'intensité ou de l'état de polarisation, changement de la fréquence, et de phase par exemples. Les capteurs à fibre optique permettent aussi ce type de transduction. De plus, ceux-ci offrent des avantages supplémentaires comme la facilité à assembler les capteurs en réseaux, et à transporter l'information sur de longues

distances. Enfin, la fibre optique peut travailler sans difficulté sous l'eau et n'est que peu perturbée par les conditions environnementales sévères comme par exemple les champs électromagnétiques.

Dans ce travail, nous avons proposé un capteur de vibrations par analyse polarimétrique dont le principe a déjà été employé pour la détection de vibrations acoustiques. Notre travail a été d'évaluer la pertinence de ce type de capteur pour des applications en très basse fréquences, mais aussi de concevoir et optimiser une architecture pouvant servir de base à un capteur sismique agissant dans la bande des hautes fréquences sismiques et industrielles. L'analyse des spectres des vibrations rencontrés d'origine naturelles ou industrielles ordinaires a montré que le capteur devait disposer d'une sensibilité minimum d'environ 1V/g et qu'il devait avoir un comportement linéaire dans la bande de fréquence observée.

Le travail de conception a nécessité de disposer d'un modèle opto-mécanique pour prédire le comportement du capteur dans les conditions de fonctionnement visées. Après avoir introduit les équations régissant la propagation d'une onde lumineuse monochromatique dans un guide d'onde ainsi que le comportement modal attendu, nous avons développé le modèle du capteur prenant en compte les propriétés de biréfringence des fibres optiques d'une part. Un guide d'onde, constitué d'un cœur et d'une gaine dont les indices de réfraction et les dimensions permettent de propager un rayon lumineux, voit ses propriétés optiques modulées par des contraintes extérieures d'autre part. Dans notre étude, la courbure de la fibre optique et la pression latérale sont les deux phénomènes exploités pour traduire le mouvement de la masse inerte en modulation optique par analyse polarimétrique. Cette analyse est effectuée en sortie de fibre optique. Elle a été modélisée dans cette étude en utilisant des outils de calcul et de représentation qui sont décrit dès le début du deuxième chapitre (vecteur de Stokes et sphère de Poincaré). Le modèle a permis d'établir une relation entre le réglage du capteur en absence de vibration au moyen de l'état de polarisation initial et le comportement linéaire du capteur en fonction de l'amplitude en accélération de la vibration. La deuxième partie de l'étude théorique a porté sur la modélisation des aspects mécaniques du capteur. Le problème mécanique, équivalent à un ensemble masse-ressort prenant en compte la conception du transducteur opto-mécanique, a été résolu formellement.

Le modèle complet du capteur établi, nous avons réalisé le prototype du capteur en utilisant des matériaux mécaniques standards, et des éléments optiques fonctionnant à une longueur d'onde de 632 nm. La fibre optique monomode utilisée a d'abord été étalonné afin de valider ses caractéristiques élasto-optiques et sa biréfringence. Le dimensionnement établi, le contrôleur de polarisation a été assemblé en gardant une architecture réglable qui nous permettait de pouvoir

recalibrer l'état de polarisation aisément au cours de la phase d'expérimentation. Le troisième chapitre de la thèse décrit les calculs de dimensionnement ainsi que la fabrication du capteur.

Pour évaluer les performances du capteur à fibre optique, nous avons entrepris de développer une méthode d'étalonnage à partir d'un vélocimètre à effet Doppler pouvant lui-même détecter une amplitude de vibration à une fréquence de 1 Hz avec une accélération supérieure à 50 mm/s². La méthode proposée et présentée au quatrième chapitre utilise la membrane d'un haut-parleur comme surface vibrante. Nous avons obtenu des signaux comparables entre le capteur à fibre optique et le vélocimètre démontrant que notre dispositif était capable de détecter des vibrations ayant une fréquence d'excitation de 1 Hz avec une accélération pouvant descendre jusqu'à 5 mm/s². Nous avons montré une très grande linéarité de la réponse du capteur dans la bande de fréquence étudiée et pour des accélérations comprises entre de 5 à 1200 mm/s². Ces résultats ont permis de vérifier les prédictions du modèle. Enfin, nous avons obtenu une sensibilité de 1,78 V/g pour des fréquences d'excitations comprises entre 1 et 50 Hz prouvant que ce type de capteur pourrait être envisagé pour la détection des vibrations du sol d'origines naturelles ou sismiques. Enfin, la densité spectrale de bruit mesurée par comparaison avec les caractéristiques du vélocimètre a été évaluée autour de 0,17 $\mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ contre des valeurs moyennes de 0,1 $\mu\text{m/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un sismomètre du marché. Celui-ci possède également une sensibilité supérieure à 10 V/g, soit un ordre de grandeur plus élevé que celle de notre capteur. Cependant, cette différence est attendue de la part d'un instrument qui fonctionne avec une architecture minimale, en condition de laboratoire comme preuve de concept avant tout.

Nous avons enfin montré un ensemble d'améliorations techniques et architecturales qu'il conviendra d'apporter au capteur afin de pouvoir en augmenter la sensibilité pour des fréquences d'excitations inférieures à 1 Hz et diminuer le bruit dû à la lecture imparfaite de l'état de polarisation.

L'utilisation d'une fibre optique monomode comme élément central d'un sismomètre donne des résultats satisfaisants lorsque cette solution est couplée avec une analyse polarimétrique. Comme dans le cas d'un microphone à fibre optique, notre appareil se montre suffisamment sensible pour détecter les vibrations typiques du sol et le prototype donne une première quantification des performances qui sont attendues pour ce type d'appareil.

L'utilisation d'une architecture de réponse du capteur en boucle fermée permettra d'améliorer grandement la réponse du capteur. Il conviendra également de fixer chaque élément, en particulier la fibre optique, pour éviter que les vibrations ne génèrent du bruit sur des parties autre que le transducteur. Il faudra enfin isoler l'ensemble du dispositif des fluctuations de température, ou compenser celles-ci afin de ne pas avoir de biréfringence supplémentaire dans la fibre optique.

Toutes ces améliorations, prises en compte dans les capteurs industriels, seront nécessaire pour une mise en oeuvre effective du sismomètre en vue d'une utilisation sur le terrain et d'une validation de celui-ci à des fins commerciales.

Communications

- [1] Poster de première année d'école doctorale, ENSPS, Strasbourg, Septembre 2003, "*Concept d'un capteur à modulation de polarisation pour la détection de vibration*". Poster
- [2] Optic East 05, 23–26 October 2005. Boston, Massachusetts, USA, "Design and concept of a polarimetric sensor. Influence of environmental parameters", A. Lebrun, A. Chakari, P. Meyrueis, Poster
- [3] 7th Intl Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques & Short Course, 19- 22 Juin 2006, Ancona, Italy, "*Improvement of a vibration sensor based on the modulation of polarization. Springs parameters influence*".
- [4] Conférence SPIE "Polarimetric single-mode fiber optic sensor for low level and low frequency vibration measurements", 2010

Références bibliographiques

- [Bichler, 2010] A. Bichler, B. Serio, S. Lecler, S. Fischer, « Design and performance of a mechanical strain optical sensor using a multimode fiber locally stressed by a periodical micrometric perturbation », Proc. SPIE, Vol. 7726, 2010
- [Carey, 1976] S. W. Carey, « The Expanding Earth », Elsevier, 1976
- [Daly, 1984] J. C. Daly, "Fiber optics", CRC Press Inc, Boca Raton, Florida, 1984
- [Fowles, 1975] G. Fowles, « Introduction to modern optics », Ed. Holt, Rinehart, Winston, pp. 85-104, 1975
- [Garrett, 1989] S. L. Garrett, D. A. Brown, T. Hofler, « High sensitivity, fiber-optic, flexural disk hydrophone with reduced acceleration response », Fiber and integrated optics, vol. 8 1989
- [Gaumont, 2000] E. Gaumont, A. Chakari, « Minimisation de l'influence d'une fluctuation de température, sur la polarisation dans une fibre optique monomode. Application à un capteur de position angulaire. », Mémoire de thèse, 2000
- [Gauthier, 1992] R. C. Gauthier, J. Dhliwayo, « Birefringent fibre-optic pressure sensor », Optics & laser technology, Vol. 24, Issue 3, pp. 139-143, 1992
- [Ghatak, 1998] A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, « An introduction to fiber optics », Cambridge University Press, pp.384-386, 1998
- [Harris, 2009] C. M. Harris, « Shock and Vibration handbook », 6th Ed. 2009
- [Herbert-Gustar, 1980] L. K. Herbert-Gustar, P.A. Nott, « John Milne, Father of Modern Seismology », 1980
- [Kao, 1968] K. C. Kao, T. W. Davies, "Spectrophotometric Studies of Ultra Low Loss Optical Glasses - I: Single Beam Method", Journal of Scientific Instruments, Series 2 (1), pp. 1063–1068, 1968
- [Lefevre, 1980] R. A. Bergh, H. C. Lefevre, and H. J. Shaw, « Single-mode fiber-optic polarizer », Optics Letters, Vol. 5, Issue 11, pp. 479-481, 1980
- [Mancier, 1995] N. Mancier, "Etude de la biréfringence induite par contrainte externe dans une fibre optique entre -250°C et +80°C", Mémoire de thèse, 1995

- [Bichler, 2010] A. Bichler, B. Serio, S. Lecler, S. Fischer, « Design and performance of a mechanical strain optical sensor using a multimode fiber locally stressed by a periodical micrometric perturbation », Proc. SPIE, Vol. 7726, 2010
- [Miller, 1987] L. Miller, D. Mortimore, P. Urquhart, B. Ainslie, S. Craig, C. Millar, D. Payne, « A Nd³⁺-doped cw fiber laser using all-fiber reflectors », Applied Optics, Vol. 26, Issue 11, pp. 2197-2201, 1987
- [Milne, 1898] J. Milne, W. K. Burton, « The Volcanoes of Japan », Kelly & Walsh Limited, 1898
- [Perez, 1988] J-P. Perez, "Optique géométrique et ondulatoire", Masson, 1988
- [Puttock, 1969] M. J. Puttock, E. G. Thwaite, « Elastic Compression of Spheres and Cylinders at Point and Line Contact », National Standards Laboratory Technical Paper No. 25, 1969
- [Richter, 1956] B. Gutenberg, C. F. Richter, « Magnitude and energy of earthquakes », Annali di Geofisica, Vol. 9, n. 1, 1956
- [Snyder, 1983] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical waveguide theory", Chapman and Hall, 1983, p 284
- [Song, 1996] X. Song, P. G. Richards, « Observational evidence for differential rotation of the Earth's Inner Core », Nature, 382,. 221-224, 1996
- [Taillet, 2006] R. Taillet, « Optique physique, propagation de la lumière », De Boeck, 2006, pp.242-247
- [Tankovsky, 2003] N. Tankovsky, I. Nikolov, K. Baerner, I. Buchvarov, « Monomode optical fibre as a displacement sensor », Journal of Optics A : pure and applied optics, Vol. 5, pp. 1-5, 2003
- [Ulrich, 1980] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, W. Eickhoff, « Bending-induced birefringence in single-mode », Optics Letters, Vol. 5, no. 6, June 1980
- [Wegener, 1966] A. Wegener, « The Origin of Continents and Oceans », éditeur Courier Dover Publications, 1966
- [Williams, 1993] D. C. Williams, « Optical methods in engineering metrology », Edition Chapman & Hall, 1993

Sites

[site Fujikura] « <http://fujikura.fiberoptic.com/FSM-60S.htm> »

[site GEE] Global Earthquake Explorer « <http://www.seis.sc.edu/gee/about.html> »

[site IRIS] IRIS Global Seismographic Network « <http://www.iris.edu/hq/programs/gsn> »

[site Ozoptics] « http://www.ozoptics.com/products/OZ_1000-5000Series.html »

[site Reuters] Agence Reuters, « <http://fr.reuters.com/> »

[site USGS] U.S. Geological Survey, « <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqarchives/> »

[site World Data] World Data Center System,
« <http://www.ngdc.noaa.gov/wdc/datalists/index.html> »

Symboles et notations

n	indice de réfraction
Δn	biréfringence
λ	longueur d'onde (m)
φ	phase de l'onde (rad)
$\Delta\varphi$	déphasage (rad)
β	constante de propagation (rad/m)
ω	pulsation de l'onde (rad/s)
c	célérité de la lumière (m/s)
\mathbf{E}	vecteur champ électrique (V/m)
\mathbf{B}	vecteur induction magnétique (tesla)
ϵ_r	permittivité relative
v	vitesse de l'onde (m/s)
I	intensité lumineuse d'une onde (A)
δ	retard de phase d'une onde polarisée (rad)
e	ellipticité d'un état de polarisation
k	raideur (N/m)
f	force résistive (kg/s)
m	masse (kg)
ξ	amortissement (1/s)
F	force linéique (N/m)