



HAL
open science

Quantification de la génération de bruits microsismiques dans la bande côtière et implications pour l'imagerie sismique : apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique

Gauthier Guerin

► To cite this version:

Gauthier Guerin. Quantification de la génération de bruits microsismiques dans la bande côtière et implications pour l'imagerie sismique : apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique. Sciences de la Terre. Université Côte d'Azur, 2023. Français. NNT : 2023COAZ4016 . tel-04122673

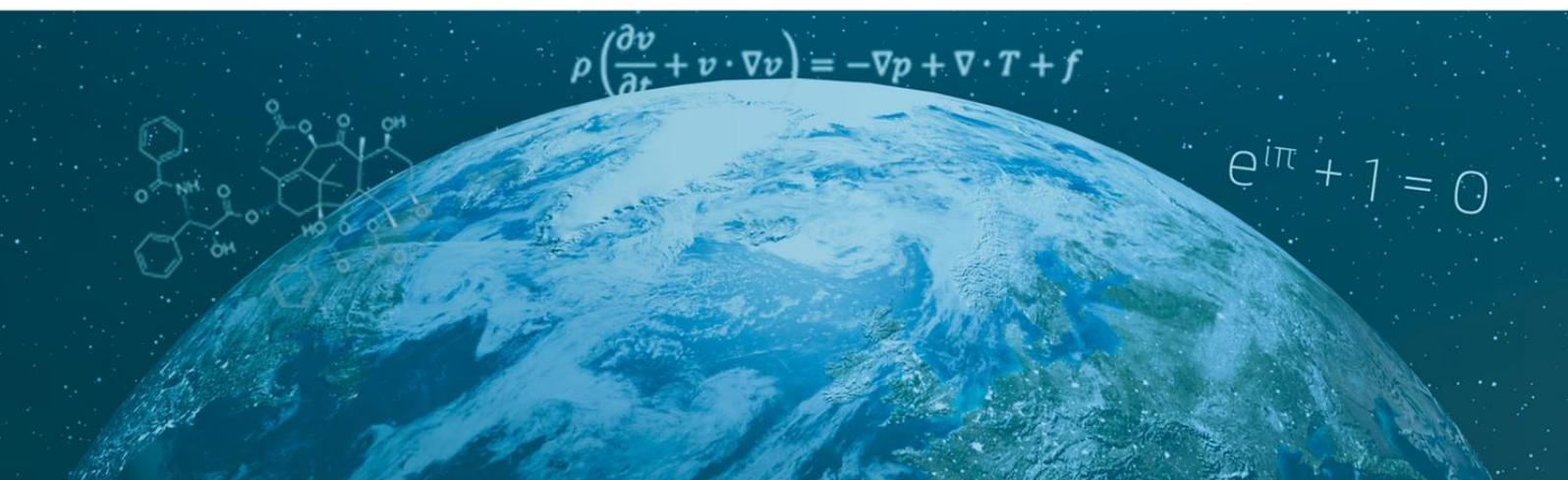
HAL Id: tel-04122673

<https://theses.hal.science/tel-04122673>

Submitted on 8 Jun 2023

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

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



Quantification de la génération de bruits microsismiques dans la bande côtière et implications pour l'imagerie sismique: apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique

Gauthier GUERIN

UMR 7329 Géoazur

Présentée en vue de l'obtention
du grade de docteur en Sciences de la Planète
et de l'Univers
d'Université Côte d'Azur

Dirigée par : Jean-Paul AMPUERO

Co-encadrée par : Diane RIVET

Soutenue le : 9 Mars 2023

Devant le jury, composé de :

Fabrice Ardhuin, Directeur de recherche CNRS,
Université de Bretagne Occidentale.

Laurent Stehly, Physicien adjoint, ISTerre.

Olivier Coutant, Physicien (CNAP), ISTerre.

Karin Sigloch, Directeur de recherche CNRS,
Géoazur.

Benoît Tauzin, Maître de Conférences,
Université Claude Bernard, Lyon1.

Quantification de la génération de bruits microsismiques dans la bande côtière et implications pour l'imagerie sismique : apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique

Jury:

Présidente du jury

Karine Sigloch.

Rapporteurs

Fabrice Arduin, Directeur de recherche CNRS, Univ. de Bretagne Occidentale.

Laurent Stehly, Physicien adjoint, ISTerre.

Examineurs

Olivier Coutant, Physicien (CNAP), ISTerre.

Karin Sigloch, Directeur de recherche CNRS, Géoazur.

Benoît Tauzin, Maître de Conférences, Université Claude Bernard, Lyon1.

Remerciements

Ainsi s'achèvent 5 ans de collaboration entamée en M1 avec Diane Rivet, à qui je dédie mes principaux remerciements. Merci d'avoir partagé ta passion pour la science avec moi ; ton dynamisme, ta bonne humeur, ta gentillesse, ta confiance et la liberté que tu m'as donnée m'ont permis de persévérer dans les moments de doute. Merci pour ta pédagogie inimitable, tes coups de génie spontanés et quelque peu inattendus, ces longues discussions à parler de n'importe quoi (et de géophysique bien entendu) ; tout ce temps accordé depuis plus de 5 ans a fait de moi le presque chercheur que j'essaye de devenir.

Je souhaiterais remercier Jean-Paul Ampuero d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et d'avoir participé à améliorer ma réflexion et ma rigueur scientifique. Merci à l'équipe séisme du laboratoire Géoazur de m'avoir accueilli en son sein. Merci à l'équipe DAS, Anthony Sladen, Itzhak Lior, Diego Mercerat pour les nombreuses réflexions autour de nos capteurs sismiques préférés, et à Martijn van den Ende pour son expertise et son aide. Merci également à Éléonore Stutzmann pour ces échanges très instructifs sur le bruit microsismique, et les précieux conseils lors du comité du suivi de thèse, auquel j'associe également Louis de Barros.

Je souhaiterais également remercier Aurélien Mordret pour l'aventure inespérée et incroyable vécu lors de mon stage de M2. Merci également pour ta pédagogie, ton aide, ton temps, j'ai beaucoup appris durant ce trop court moment à tes côtés que j'ai grandement appréciés.

Je souhaiterais remercier les membres de mon jury de thèse : les rapporteurs Fabrice Ardhuin et Laurent Stehly pour leur relecture attentive et leurs conseils, ainsi que Olivier Coutant, Karin Sigloch, et Benoit Tauzin pour leurs remarques pertinentes.

Mes deux chers co-bureaux, Daniel et Lucas, sans qui l'aventure aurait été bien terne. Daniel alias BF, merci pour ta bonne humeur permanente, pour nos longues discussions (qui t'empêchaient de travailler, je viens de m'en rendre compte), tes citations et ton humour qui m'ont permis de passer de super moment au laboratoire.. quand j'y étais. Puisse-t-on retravailler ensemble un jour.. Merci Lucas pour nos discussions d'amoureux du sport, de la nature et de beamforming bien entendu. Merci Estelle, ma plus vieille alliée dans le monde des sciences ; beaucoup de choses se sont passées depuis la L1, mais 8 ans plus tard, plein de souvenirs et nous voilà presque au bout de cette folie, à ton tour maintenant !

Enfin, merci à ma famille que je suis obligé de citer pour la postérité. Mes parents Florence et Frédéric, merci pour votre soutien constant et indéfectible ; je peux écrire cette ultime page de mon manuscrit grâce à vous. Merci à mes frères et soeurs Grégoire, Nicolas et Emmanuelle (et Pichu).

Abstract

Oceans and Seas, which represent more than 70% of the earth's surface, are littered with fiber optic cables operated by telecommunication networks and despite this massive instrumentalization, the ocean floor remains relatively unknown. For the last twenty years, the interest in distributed acoustic sensor systems (DAS) has been growing due to their ability to transform these cables into seismic sensors capable of measuring external disturbances. These DAS interrogators can measure acoustic interactions (as strain-rate) along a fiber optic cable. They provide a large sensing aperture for acquiring high-resolution acoustic and seismic data in the time and space domains, on land or in the marine environment; recording can be done over a wide frequency range (from mHz to kHz) at metric spatial resolution.

In this work, we operate a 42 km cable located off Toulon, France, going from the margin (0 m) to the abyssal plain (2500 m). We quantify precisely the ocean gravity waves traveling to the coast, which reflect and lead to the generation of microseismic (MS) sources called "coastal reflection". On average, 30% of these waves are reflected at the coast; their height influences the intensity of the microseismic noise generated locally, and their azimuth has an impact on the position of the SM that dominate the recordings. Furthermore, this analysis showed a high diversity of apparent velocities that can be used to produce an image. In a second step, we try to understand the impact of these changes in the position of the SM on the apparent velocities we pick. We show that the true velocity (i.e. the lowest velocity) is always the same, whatever the power of the swell, which shows that there are sources along the coast at all times. Moreover, when we point at the highest energy - usually used in traditional tomography, some differences appear (a few hundred m/s). We show that there are several sources on traditional pointing diagrams. Therefore, we made a tomography using 900 linear sensors from a segment perpendicular to the coast, where the sensitivity of the fiber is maximum. Then we made another model using apparent velocities, corrected by an angle corresponding to the dominant source position with respect to the cable. We show that there are significant differences between these two models, from a few hundred m/s to almost 1000 m/s when increasing in depth.

Keywords : Seismic noise, Correlation, Tomography, Apparent velocity analysis, Optical fiber submarine cable.

Résumé

Les océans et mers, qui représentent plus de 70% de la surface de la terre sont jonchés de câbles à fibre optique exploités par les réseaux de télécommunications et malgré cette instrumentalisation massive, les fonds océaniques restent relativement inconnus. Depuis une vingtaine d'années, l'intérêt pour les systèmes de capteurs acoustiques distribués (DAS) ne cesse d'augmenter grâce à leur capacité à transformer ces câbles en capteurs sismiques capables de mesurer des perturbations extérieures. Ces interrogateurs DAS peuvent mesurer les interactions acoustiques (sous forme de taux de déformation) le long d'un câble à fibre optique. Ils fournissent une grande ouverture de détection pour l'acquisition de données acoustiques et sismiques à haute résolution dans les domaines temporel et spatial, à terre ou en milieu marin ; l'enregistrement peut se faire sur une large gamme de fréquences (du mHz au kHz) à une résolution spatiale de l'ordre du métrique.

Dans notre étude, nous exploitons un câble de 42 km situé au large de Toulon, France, allant de la marge (0 m) jusqu'à la plaine abyssale (2500 m). Ainsi, nous quantifions précisément les ondes de gravité océaniques voyageant jusqu'à la côte, qui se réfléchissent, et mènent à la génération de sources microsismiques (SM) dites « côtières ». En moyenne, 30% de ces ondes sont réfléchies à la côte ; leur intensité influe sur celle du bruit microsismique généré localement, et leur azimut a un impact sur la position des SM qui dominent les enregistrements. Par ailleurs, cette analyse a montré une forte diversité de vitesses apparentes utilisables pour produire une imagerie. Dans un deuxième temps, nous cherchons à comprendre l'impact de ces changements de position des SM sur les vitesses apparentes que l'on sélectionne. Nous montrons que la vitesse réelle (i.e. la vitesse la plus faible) est toujours identique, quelle que soit la puissance de la houle, ce qui montre qu'il existe en tout temps des sources le long de la côte. Par ailleurs, lorsque nous pointons la plus haute énergie – habituellement utilisé lors de tomographies traditionnelles, quelques différences apparaissent (quelques centaines de m/s). Nous montrons qu'il existe plusieurs sources sur des diagrammes de pointée traditionnels. De ce fait, nous avons fait une tomographie en utilisant 900 capteurs linéaires issus d'un segment perpendiculaire à la côte, où la sensibilité de la fibre est maximale. Puis nous avons fait un autre modèle en utilisant des vitesses apparentes, corrigé d'un angle correspondant à la position de source dominante par rapport au câble. Nous montrons qu'il y a des différences significatives entre ces 2 modèles, de quelques centaines de m/s à presque 1000 m/s lorsqu'on augmente en profondeur.

Mots-clés : Bruit sismique, Corrélation, Tomographie, Analyse de vitesse apparentes, Câble sous-marin à fibre optique.

Table des matières

Introduction Générale	1
1 Bruit microsismique et corrélation de bruit sismique	5
1.1 Le champ d'onde sismique ambiant	6
1.1.1 Les ondes de gravité océanique	7
1.1.2 Le microséisme primaire	9
1.2 Le bruit microsismique secondaire	10
1.2.1 Théorie physique du microséisme secondaire	10
1.2.2 Interaction entre les vagues océaniques	15
1.3 Les corrélations de bruit sismique	17
1.3.1 Fonction d'intercorrélation	18
1.3.2 Théorème de corrélation	18
1.3.3 Interférométrie sismique	20
1.4 Composition du champ d'onde des corrélations de bruit...	23
1.4.1 ...dominée par des ondes de Rayleigh...	23
1.4.2 ...et leur caractère dispersif	24
2 Apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique à la géophysique	27
2.1 La fibre optique : une nouvelle opportunité pour l'observation de la Terre	28
2.1.1 Transmission de la lumière dans une fibre monomode	29
2.1.2 La diffusion de la lumière dans la fibre	31
2.2 Utilisation de la fibre optique comme capteurs environnementaux	34
2.2.1 Capteur de mesures distribuées	35
2.3 Réflectométrie optique dans le domaine temporel basée sur la diffusion Rayleigh	36
2.3.1 Mesure OTDR sensible à la phase ou ϕ -OTDR	38
2.3.2 Performance d'un OTDR et d'un ϕ -OTDR	41
2.3.3 Mesure du taux de déformation	45
2.4 Que peut-on enregistrer avec un DAS ?	47
2.4.1 Réseaux de fibres sismiques dans le fond des océans	48
2.5 Limitations d'un système DAS	51

2.5.1	Fading	51
2.5.2	Angle d'incidence	52
2.5.3	Limitation de la portée dynamique	53
3	Quantification du bruit microsismique généré par la réflexion côtière des ondes de gravité océanique	55
3.1	Introduction et résumé du chapitre	55
3.2	Introduction	57
3.3	DAS data and processing	59
3.4	Monitoring gravity waves	63
3.5	Secondary microseismic Scholte waves	70
3.6	Delay between buoy significant wave height and DAS seafloor strain	71
3.7	Beamforming microseism sources	73
3.8	Discussion	76
3.9	Conclusion	80
3.10	Acknowledgements	81
3.11	Data availability	81
3.12	Supporting Information	82
4	Imagerie haute résolution des sédiments marins à l'aide de capteurs distribués	83
4.1	Contexte générale	84
4.1.1	Présentation des données	85
4.1.2	Contexte géologique de la marge Ligure	86
4.1.3	Vitesses apparentes et angles d'incidence entre les ondes de surface et la fibre	87
4.1.4	Résolution et choix des courbes de dispersion	89
4.2	Impact des variations des sources de bruit sur le modèle de vitesse	94
4.2.1	Segment linéaire nord-sud	94
4.2.2	Segment linéaire ouest-est	97
4.2.3	Estimation de la vitesse réelle de la vitesse de phase	98
4.3	Corrélations d'ondes de Scholte	103
4.3.1	Traitement	103
4.3.2	Impact du nombre de capteur dans les CCs	104
4.3.3	Mesure des courbes de dispersion	106
4.3.4	Inversion en profondeur des courbes de dispersion	108
4.3.5	Exemple de modèles 1D	110
4.4	Discussion et conclusion	113
4.4.1	Vitesse réelle et vitesse apparente	113
4.4.2	Imagerie sous-marine	115
4.4.3	Conclusion	116

Conclusion générale et Perspectives	119
A Frictional Origin of Slip Events of the Whillans Ice Stream, Antarctica	123
A.1 Abstract	123
A.2 Plain Language Summary	124
A.3 Introduction	124
A.4 Whillans Ice Plain stick-slip cycles	125
A.5 Seismic velocity changes during slip events	127
A.6 Poroelastic control of the bed frictional properties	131
A.7 Conclusion	133
A.8 Acknowledgments	135
A.9 Supplementary Information	135
A.9.1 Rupture velocity from the GPS data.	135
A.9.2 Computation and stack of the correlations.	136
A.9.3 dc/c measurements and mapping.	136
A.9.4 Period of oscillation of an ice plate	137
A.9.5 Poroelastic changes from dc/c	137
A.9.6 Relative change of till shear wave from dc/c	139
A.9.7 Velocity changes due to volumetric deformation of the ice	139
Bibliographie	145

Introduction Générale

Imager la structure en milieu sous-marin

Au début des années 2000, une nouvelle méthode d'imagerie passive fut développée dans le but de contourner les limites que nous imposaient l'utilisation de sources actives comme les séismes, phénomènes rares, aléatoires dans le temps, et dont le signal source est complexe. En effet, les travaux de [Campillo and Paul \(2003\)](#) et [Shapiro and Campillo \(2004\)](#) ont montré qu'il était possible de reconstruire la fonction de Green entre deux récepteurs enregistrant le champ d'onde diffus que l'on appelle bruit sismique ambiant; calculer la corrélation de bruit entre ces deux points permet de récupérer la forme d'onde que l'on enregistrerait au point B si une source impulsionnelle se trouve au point A. Ainsi, l'interférométrie sismique passive a permis de produire un grand nombre d'études d'imagerie depuis la première tomographie de la Californie en 2005 ([Shapiro et al., 2005](#)). Aujourd'hui, cette méthode est largement utilisée et permet d'imager à différentes échelles; échelles continentales ([Stehly et al., 2009](#)), échelles régionales ([Giannopoulos et al., 2017](#); [Guerin et al., 2020](#)), à petites échelles ([Mordret, 2018](#); [Chmiel et al., 2019](#)), sur des glaciers ([Mordret et al., 2016a](#); [Guerin et al., 2021](#)), des volcans ([Mordret et al., 2015](#)), ou dans les fonds marins ([Guerin et al., 2020](#); [Nouibat et al., 2022](#)). Ces études nous montrent l'intérêt de produire des imageries crustales; elles nous permettent de mieux comprendre des zones tectoniques et sismiques complexes, de comprendre les mouvements de grands glaciers, de surveiller des champs de pétrole ou de gaz, de mieux comprendre le comportement d'un volcan pour mieux caractériser les risques liés à ses éruptions, ou de localiser précisément l'hypocentre d'un séisme.

Obtenir des images hautes résolutions nécessitent des réseaux de capteurs sismiques denses; le nombre de paires disponibles augmente avec le carré du nombre de capteurs utilisables. La possibilité de déployer des réseaux denses à terre a permis de démocratiser ces techniques d'imageries à terre et de fournir des images de la structure de la croûte, même en absence

de sismicité. En comparaison, le nombre d'imagerie à partir de bruit ambiant effectué sur le fond marin est faible (e.g. Mordret (2014); Stähler et al. (2016); Tian and Ritzwoller (2017); Nouibat et al. (2022); Ryberg et al. (2022)). Les mers couvrent 70% de la surface de la Terre, et la structure crustale sous-jacente reste relativement peu connue. Mieux connaître les océans reste fondamentale tant ils peuvent être la clé de nombreuses interrogations; la structure interne sous-marine, les grands séismes des zones de subduction, le volcanisme sous-marin, la quantification des risques sismiques en mer sont autant de sujets qui pourraient profiter d'une instrumentalisation massive des fonds marins. Le développement des sismomètres fond de mer (*Ocean Bottom Sismometer*, OBS) a permis de combler une partie des connaissances que nous avons du monde des structures sous-marines. Cependant, le déploiement et l'exploitation de réseaux sismiques denses en milieu marin reste un grand défi technique et logistique tant le coût des campagnes et de l'instrumentation en mer est élevé.

Les systèmes de détection acoustique distribués

Il existe plus de 450 systèmes de câble sous-marins en service dans le monde, s'étendant sur plus de 1.35 million de kilomètres et ce nombre ne cesse de s'accroître. Le *Distributed Acoustic Sensing* (DAS) est une méthode géophysique émergente composée d'un seul instrument appelé interrogateur qui va permettre de convertir un câble de fibre télécom en un réseau dense de capteurs acoustiques et sismiques. L'interrogateur DAS envoie de courts pulses lumineux dans la fibre optique et mesure des décalages de phase de la lumière rétrodiffusée provoqués par des perturbations externes; ces différences de phase peuvent être converties en champ de déformation qui agissent sur la fibre optique. Cela rend possible l'échantillonnage spatial à l'échelle du mètre sur des dizaines de kilomètres ce qui permet d'obtenir des réseaux sismiques de 100 à 1000 fois plus denses que les réseaux de capteurs sismiques traditionnels. La technologie DAS permet également une surveillance en temps réel (à la vitesse de la lumière) de tous types de structure. Ainsi, le DAS a permis de surmonter les limites de l'instrumentation classique de la géophysique sous-marine en permettant l'acquisition de mesures de champs d'ondes sismiques et acoustiques dans des environnements éloignés, et peu accessibles avec une très haute résolution spatiale.

Mieux comprendre les sources de microséisme

L'utilisation de fibres optiques en fond de mer peut apporter de nouvelles possibilités en matière de compréhension des sources de bruit microsismique issues de la réflexion d'ondes de gravité à la côte. Avec les réseaux de capteurs sismiques traditionnels, il est difficile de quantifier la proportion de bruit microsismique provenant de ces sources tant ces réseaux sont peu denses et ne peuvent permettre de différencier les types de sources de bruits enregistrés. Le DAS permet d'enregistrer les ondes de gravité océaniques voyageant jusqu'à la côte, leurs réflexions, et le bruit microséisme secondaire issu de ces mêmes ondes de gravité. Ainsi, il va être possible de surveiller de manière précise l'impact de ces sources de réflexion côtières et leur évolution dans le temps. De la même manière que les réseaux sismologiques denses, les systèmes DAS peuvent tirer profit de ces sources microsismiques pour fournir une image haute résolution du sous-sol. Cependant, certaines limites telles que la durée relativement courtes des acquisitions, ou la géométrie des câbles quelquefois linéaires nous oblige à mettre en place des traitements spécifiques des données afin que les résultats ne soient pas biaisés. Une des contraintes que nous étudierons ici est l'effet des sources de bruit dominantes situées de part et d'autre du câble qui peuvent conduire à une surestimation de la vitesse du milieu.

Contexte de la Thèse

Ce manuscrit de thèse se place dans la thématique d'une meilleure compréhension du bruit microsismique et de son utilisation pour fournir une imagerie en milieu sous-marin. Il suit donc le plan suivant : Le Chapitre 1 rappelle ce qu'il y a savoir sur les sources de bruit sismiques, en s'appuyant sur une bonne compréhension des ondes de gravité ainsi que des ondes de surface qu'on retrouve sous forme d'ondes de Scholte. Nous allons également expliquer en détail le principe de l'interférométrie passive via la méthode de corrélation de bruit. Le Chapitre 2 s'attachera à décrire comment fonctionne la technologie basée sur la mesure acoustique distribuée sur fibre optique. Ensuite, dans le Chapitre 3, nous allons nous intéresser aux sources de bruit microsismique provenant de la réflexion d'ondes de gravité océanique sur la côte. Nous allons montrer qu'il est possible de faire de la surveillance d'ondes de gravité, ainsi que d'ondes sismiques en s'appuyant sur des techniques de traitement du signal variées (spectrogramme, diagramme fréquence-nombre d'ondes, beamforming...) réalisées sur des données DAS, et sur l'utilisation du bouée marine se trouvant à proximité du câble. Enfin, nous chercherons à comprendre dans le Chapitre 4 l'impact des changements de position de sources microsismiques sur les vitesses apparentes que l'on mesure. Enfin, nous produirons une imagerie des fonds marins en vitesses apparentes, puis en vitesses réelles pour quantifier les différences que cela engendre.

Chapitre 1

Bruit microsismique et corrélation de bruit sismique

Ce chapitre présente un état de l'art du champ d'onde sismique ambiant, et plus précisément du bruit microsismique secondaire, ainsi que son utilisation pour imager la structure de la Terre. Après avoir décrit comment est généré le bruit sismique ambiant, nous nous concentrerons sur la théorie permettant de retrouver la fonction de Green et son application dans l'interférométrie sismique passive.

Sommaire

1.1	Le champ d'onde sismique ambiant	6
1.1.1	Les ondes de gravité océanique	7
1.1.2	Le microséisme primaire	9
1.2	Le bruit microsismique secondaire	10
1.2.1	Théorie physique du microséisme secondaire	10
1.2.2	Interaction entre les vagues océaniques	15
1.3	Les corrélations de bruit sismique	17
1.3.1	Fonction d'intercorrélation	18
1.3.2	Théorème de corrélation	18
1.3.3	Interférométrie sismique	20
1.4	Composition du champ d'onde des corrélations de bruit...	23
1.4.1	...dominée par des ondes de Rayleigh...	23
1.4.2	...et leur caractère dispersif	24

1.1 Le champ d'onde sismique ambiant

En plus de pouvoir détecter les vibrations du sol produites par les séismes ou les sources actives, les capteurs sismiques enregistrent des vibrations aléatoires et persistantes produites à la surface de la Terre qu'on appelle le bruit sismique ambiant. Il fut nommé ainsi, car il a tendance à perturber les enregistrements des ondes déterministes (causés par les séismes ou autres sources locales et ponctuelles) que les sismologues cherchent à exploiter habituellement. Dès le début du XXème siècle, des observations ont montré une relation proche entre ce bruit sismique et les changements météorologiques (e.g. [Klotz, 1910](#); [Burbank, 1912](#); [Banerji, 1925](#)), avant l'apparition des théories physiques expliquant le lien entre les vagues océaniques et la génération de bruit microsismique (e.g. [Miche, 1944](#); [Longuet-Higgins, 1950](#); [Hasselmann, 1963](#)).

Ce bruit sismique provient de plusieurs sources et dépend de la fréquence à laquelle on l'observe. Il peut être enregistré à tout moment, n'importe où à la surface de la Terre et son amplitude varie avec la position. Le champ d'ondes sismiques ambiant, bien qu'aléatoire, suit les lois de la physique et peut être utilisé dans des applications géophysiques à travers les corrélations de bruit sismique. Comme l'ont montré [Bonnefoy-Claudet et al. \(2006\)](#), il est possible de déterminer l'origine du bruit en fonction de sa fréquence (Figure 1.1) :

- Les très basses fréquences (périodes supérieures à 40 secondes) correspondent aux « hum » et proviennent de mouvements atmosphériques et leurs interactions avec la Terre solide ([Kobayashi and Nishida, 1998](#); [Rhie and Romanowicz, 2004](#); [Webb, 2007](#)).
- Les hautes fréquences nous permettent de voir les sources de bruit locales induites, par exemple, par des perturbations météorologiques ou des activités humaines.
- A des périodes entre 1 et 20 secondes, le signal continu est appelé bruit microsismique et domine les enregistrements ([Webb, 1998](#); [Stutzmann et al., 2000](#)). Un premier pic énergétique apparaît à 14 secondes dans le spectre du bruit et est appelé pic microsismique primaire. Ce bruit microsismique primaire s'étale de 10 s à 20 s. Il correspond à la fréquence de la houle océanique (onde de gravité océanique) et provient des impacts successifs de ces ondes sur le plateau continental et les côtes. Le bruit microsismique secondaire s'étale de 1 s à 10 s, avec un pic énergétique autour de 7 secondes et correspond au double de la fréquence de la houle océanique. Enfin, il a été montré que pour des périodes entre 5 et 20 secondes, le bruit est principalement généré par des sources issues de tempêtes océaniques ([Stehly et al., 2006](#); [Landès et al., 2010](#)). Celles-ci présentent une forte variation saisonnière avec une majorité de sources dans l'hémisphère Nord en hiver et une majorité

de sources dans l'hémisphère Sud en été. Les sources de bruit secondaires proviennent de plusieurs origines toutes liées à l'activité de la houle océanique et seront vues plus en détail dans la Partie 1.2.

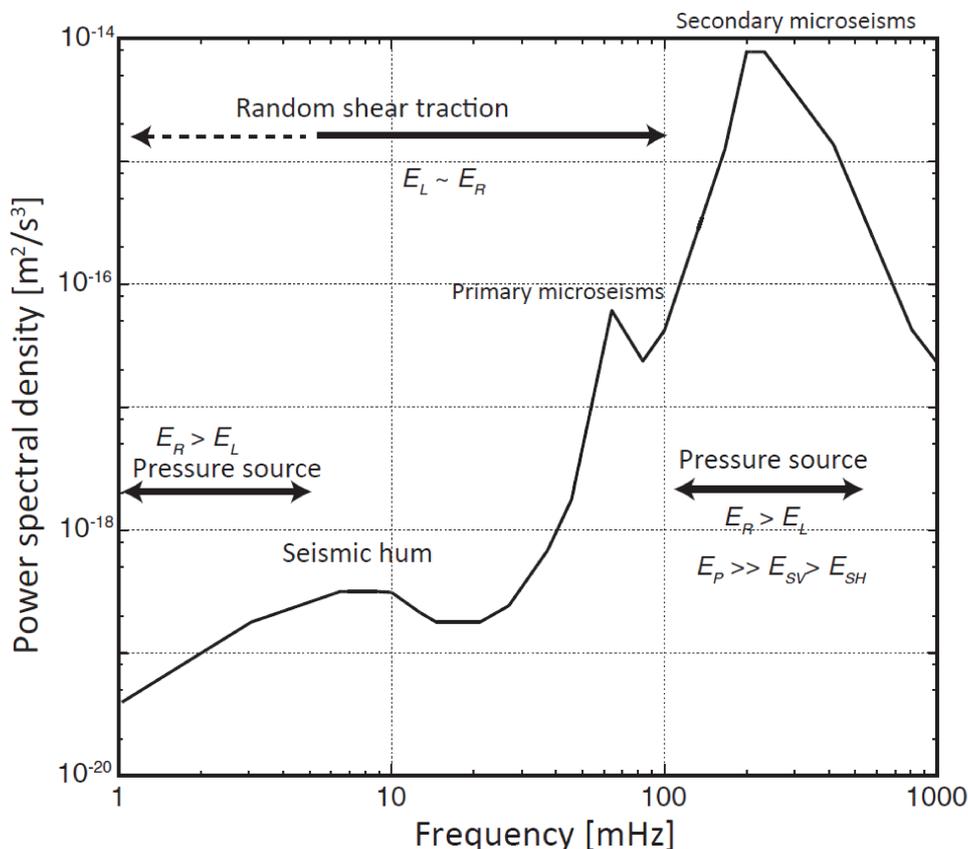


FIGURE 1.1 – Spectre de puissance typique du champ d’ondes sismiques ambiant. L’axe vertical représente les densités spectrales de puissance de l’accélération du sol, tandis que l’axe horizontal représente les fréquences en millihertz (10^{-3} Hz). Les forces produisant les sources d’excitation sont mentionnées (pression ou cisaillement), tout comme l’énergie des ondes dominantes telles que E_R est l’énergie des ondes de Rayleigh, E_L celle des ondes de Love, E_P celle des ondes P, E_{SV} des ondes SV et E_{SH} celle des ondes SH (d’après Nishida, 2017a).

La houle océanique, et plus généralement les ondes de gravité océaniques jouent un rôle fondamental dans la génération du bruit sismique ambiant. Avant de détailler les mécanismes de génération du bruit microsismique, il est donc important de décrire ces ondes.

1.1.1 Les ondes de gravité océanique

La surface de la mer en présence d’ondes courtes périodes (appelées communément les vagues) générées par un vent lointain peut être visualisée comme étant un ensemble de creux

et de crêtes (Figure 1.2). De façon plus mathématique, la propagation d'ondes de gravité à la surface d'un fluide homogène et incompressible suit la théorie des ondes linéaires (ou théorie d'Airy). La perturbation de hauteur d'eau par rapport à son état au repos, $\eta(x, t)$, peut alors s'écrire comme une onde harmonique se propageant dans la direction x :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t), \quad (\text{I.1})$$

où a est l'amplitude de l'onde, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, λ la longueur d'onde, $\omega = 2\pi/T$ la fréquence angulaire et T la période.

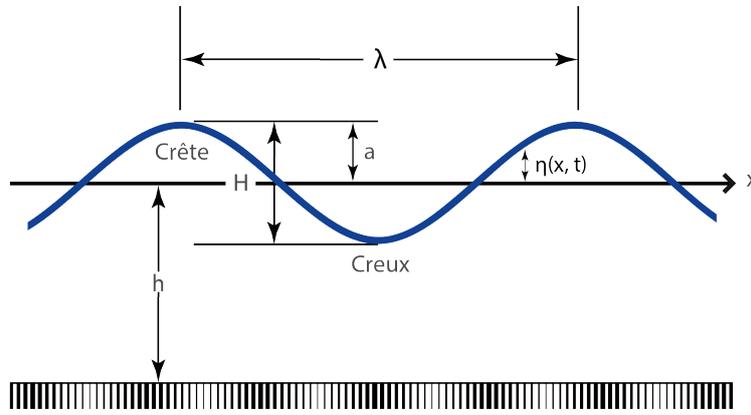


FIGURE 1.2 – Croquis représentant les caractéristiques typiques d'une onde progressive.

L'ensemble des ondes de gravité qui voyagent à la surface de la mer au-dessus d'une couche d'eau de profondeur h dans la direction \mathbf{k}/k sont caractérisées par leur nombre d'onde k , et leur fréquence angulaire ω . Ces ondes sont « dispersives », ce qui signifie que chaque nombre d'onde (et chaque fréquence) a une vitesse de phase $v_\phi = \omega/k$ différente. La relation de dispersion qui relie ces grandeurs est définie par (de Laplace, 1776) :

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)}. \quad (\text{I.2})$$

Cette relation de dispersion permet d'obtenir la vitesse de phase v_ϕ qui est la vitesse de propagation des crêtes, mais également la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k$ qui représente la vitesse du paquet d'ondes et de la propagation de l'énergie.

Les ondes océaniques sont généralement mesurées par des bouées océaniques et décrites à partir de l'analyse spectrale du champ d'ondes reçu par la bouée (Barstow et al., 2005). Plusieurs paramètres importants issus d'une bouée océanique seront utilisés dans ce travail. Le premier paramètre est la hauteur significative de la vague, $H_{1/3}$, définie comme la moyenne des hauteurs (creux à crête) du tiers des plus fortes vagues. Pour une onde plane isolée, cette hauteur est reliée

à l'amplitude de l'onde a vu dans l'équation I.1 par :

$$H_{1/3} = 2a. \quad (\text{I.3})$$

Les deux autres paramètres utilisés sont la direction principale θ de l'onde au pic spectral, qui permet de caractériser la direction des vagues les plus énergétiques, et l'étalement directionnel σ_1 des ondes au pic spectral. Ce dernier correspond à l'écart-type de la distribution directionnelle et augmente lorsque la houle augmente. Ces paramètres seront utilisés pour décrire les ondes de gravité océaniques qui sont enregistrées sur les données DAS.

1.1.2 Le microséisme primaire

Les premières hypothèses faites sur la génération de bruit microsismique primaire comme étant liées à l'impact de vagues océaniques se brisant sur les côtes datent du début du XXI^{ème} siècle (Wiechert, 1904). Hasselmann (1963) a montré que le microséisme primaire est généré par des fluctuations de pression dans les fonds marins à de faibles profondeurs à la période de la houle océanique. La théorie linéaire montre que l'amplitude des ondes de gravité océaniques diminue exponentiellement avec la profondeur et est donc limitée aux eaux peu profondes (Traer and Gerstoft, 2014).

Ardhuin et al. (2015) ont montré que dans la génération du microséisme primaire, la topographie de fond agit comme un train d'ondes « gelé », ayant une fréquence $f_1 = 0$, mais contenant un nombre d'onde k_1 qui est relié à la morphologie du fond marin. En présence d'ondes de gravité océanique de fréquence f_2 et de nombre d'ondes k_2 , des interférences peuvent se produire entre ces deux systèmes d'ondes et le fond marin. Cela génère un pic énergétique dans le spectre de pression du fond marin à la même période f_2 que les ondes de gravité, mais avec des nombres d'ondes $k = k_1 \pm k_2$ tels que la vitesse de phase ω/k peut excéder celle des ondes sismiques. Il en résulte que les composantes (contraintes tangentielles et forces de pression verticales) de la source du champ de pression qui ont un nombre d'onde proche des nombres d'ondes de la topographie du fond marin vont pouvoir générer des ondes sismiques qui peuvent se propager loin de la région source.

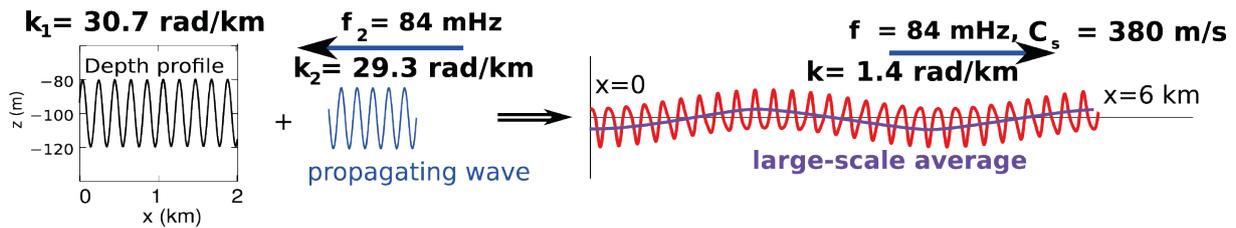


FIGURE 1.3 – Mécanisme de génération du microséisme primaire. [Gauche] Représentation du cas le plus simple avec une onde de caractéristique k_2 et f_2 se propageant sur un fond océanique possédant un nombre d'onde tel que $k_2 \sim k_1$. [Droite] Il en résulte une oscillation de la pression de fond en violet. Lorsque $k = k_1 - k_2$ devient nul, la longueur d'onde et la vitesse de cette oscillation tendent vers l'infini (d'après [Ardhuin et al., 2015](#)).

1.2 Le bruit microsismique secondaire

Les premières observations de signaux microsismiques secondaires datent du début des années 1870 (par exemple, [Bertelli, 1872](#); [DeRossi, 1875](#)) et ont très vite été associées aux conditions météorologiques locales ([Bertelli, 1878](#)). Pendant près de 80 ans, de nombreuses études ont permis d'obtenir plus d'informations (pour une revue complète, voir [Ebeling, 2012](#)) comme une forte dominance des ondes de Rayleigh dans le bruit microsismique secondaire ([Ramirez, 1940a,b](#)) ou bien la relation qui lie la fréquence des ondes de gravité océaniques et le microséisme secondaire ([Deacon, 1947](#)). Cependant, il a fallu attendre 1944 pour avoir une première compréhension physique du phénomène de génération du microséisme avec la découverte de [Miche \(1944\)](#). Il a montré que l'interaction de vagues océaniques pouvait causer des perturbations de pression dans la colonne d'eau qui, contrairement aux ondes de gravité océanique, ne s'atténuent pas avec la profondeur et peuvent atteindre le plancher océanique. Enfin, [Longuet-Higgins \(1950\)](#) a étendu ces résultats en montrant que sous certaines conditions, des sources de variation de pression du second-ordre se trouvant à la surface pouvaient causer une surpression sur le fond océanique et générer le microséisme secondaire.

1.2.1 Théorie physique du microséisme secondaire

Dans cette section, je présente le résultat principal de l'étude de [Longuet-Higgins \(1950\)](#) amenant à une compréhension théorique et physique de la génération du bruit microsismique secondaire, en m'aidant du travail effectué par [Ebeling \(2012\)](#) et [Gualtieri \(2014\)](#). Prenons un système de coordonnées à deux dimensions (x, z) avec x la coordonnée horizontale et z l'axe vertical dirigé vers le sol océanique $z = h$ à partir de la surface moyenne de l'océan $z = 0$. En considérons un fluide non visqueux, incompressible, et irrotationnel, il est possible d'écrire

l'équation Bernoulli qui relie la pression à la vitesse du fluide tel que :

$$\frac{p - p_s}{\rho} - gz = \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + \theta(t), \quad (\text{I.4})$$

où p est la pression, p_s la pression à la surface libre (supposée constante), ρ la densité, g l'accélération de la pesanteur et $\theta(t)$ est la variation de la pression en fonction du temps t et qui est indépendante de z . ϕ est le potentiel de vitesse et les composantes de la vitesse (u , w) s'écrivent telles que $\mathbf{u} = -\partial\phi/\partial x$ et $\mathbf{w} = -\partial\phi/\partial z$. Lorsque la profondeur z augmente, l'action des vagues diminuent et ϕ , u et w diminuent avec la profondeur. Le terme $\theta(t)$, s'il est non nul à une profondeur z , est celui qui nous intéresse dans la relation I.4. On peut simplifier l'équation I.4 sur le fond océanique (i.e $z = h$) telle que :

$$\frac{p - p_s}{\rho} - gz = \theta(t). \quad (\text{I.5})$$

$\theta(t)$ correspond à la variation de la pression pour toute profondeur z . Il s'agit d'une pression qui ne s'atténue pas avec la profondeur (sauf pour le cas d'une onde progressive). La fluctuation moyenne peut changer sur le plan x , mais reste constante sur tout plan z . Les variations de pression générées à la surface libre ($z = 0$) peuvent donc être transmises sur le plancher océanique ($z = h$).

Il convient maintenant de comprendre comment évolue la pression $\theta(t)$ au niveau du fond des océans $z = h$. En réalisant un bilan des forces que subit un volume de fluide unitaire sur le fond marin, et en appliquant la 2ème loi fondamentale de Newton, on peut relier l'accélération des particules contenues dans un volume unitaire aux forces qui sont : la pression atmosphérique p_s , la force de gravité exercée par la colonne d'eau ρgh et la fluctuation de la pression sur le fond marin p . On obtient l'expression suivante (Longuet-Higgins, 1950) :

$$\theta(t) = \frac{p - p_s}{\rho} - gz = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\lambda \frac{1}{2} \eta(x, t)^2 dx. \quad (\text{I.6})$$

Cette équation décrit un mouvement de fluide périodique dans la direction x , où λ est la longueur d'onde et $\eta(x, t)$ est le déplacement vertical de la surface libre par rapport à un état d'équilibre et qui décrit la hauteur de la surface libre. Ainsi, la variation de la pression moyenne au niveau du plancher océanique dépend d'une fonction du second-ordre de l'amplitude de l'onde de gravité $\eta(x, t)$.

Considérons maintenant quelques cas particuliers amenant des résultats intéressants obtenus à partir de l'équation I.6 et dépendant du type d'onde injecté dans I.11 :

1. **Cas d'une onde de gravité progressive** : Pour une onde de gravité océanique unique se déplaçant à la surface libre en conservant son énergie telle que :

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t). \quad (\text{I.7})$$

L'intégrale sur une longueur d'onde de l'onde progressive est égale à $\frac{\lambda}{4}a^2$ et est constante dans l'équation I.6 ce qui implique que la pression moyenne sur le sol océanique reste constante :

$$\bar{p}_h = \rho gh + p_s. \quad (\text{I.8})$$

Il n'y a donc pas de génération de microseisme dans ce cas. Dans le cas d'une eau peu profonde, les champs de vitesse \mathbf{u} et \mathbf{w} et les fluctuations de pression p au premier ordre ne décroissent plus exponentiellement avec la profondeur. Dans ce cas, le champ de vitesse sur le fond marin n'est donc pas nul. La pression p est proportionnelle à l'amplitude de l'onde a et transmet l'énergie de l'onde sur le fond à la même fréquence que celle des ondes de gravité océanique (Hasselmann, 1963). Ce mécanisme permet de générer le microséisme primaire (Partie 1.1.2).

2. **Cas d'une onde stationnaire** : Considérons deux ondes de même fréquence et d'amplitude se propageant simultanément dans des sens opposés. D'après Longuet-Higgins and Ursell (1948), l'amplitude de deux ondes se superposant est $a_1 = a_2 = a/2$ et donne lieu à une onde stationnaire telle que :

$$\eta(x, t) = \frac{a}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{a}{2} \cos(kx + \omega t) = a \cos(kx) \cos(\omega t). \quad (\text{I.9})$$

En injectant l'équation I.9 dans I.11, on obtient :

$$\frac{\bar{p}_h - p_s}{\rho} - gh = -\frac{1}{2}a^2\omega^2 \cos(2\omega t). \quad (\text{I.10})$$

Par conséquent, dans le cas d'une onde stationnaire, la pression moyenne sur le fond varie au double de la fréquence de l'onde initiale avec une amplitude proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde.

3. **Cas particulier de deux ondes** : Considérons maintenant deux ondes de gravité océanique de même longueur d'onde λ et période T se déplaçant dans des directions opposées à travers une colonne d'eau ayant une profondeur $h = \text{constante}$. L'équation de ces deux ondes à la surface libre est :

$$\eta(x, t) = a_1 \cos(kx - \omega t) + a_2 \cos(kx + \omega t). \quad (\text{I.11})$$

La longueur d'onde λ et la période T de l'onde sont reliées via la relation de dispersion exprimée équation I.2. Lorsque ces deux trains d'ondes se croisent, en combinant les équations I.5 et I.11, on obtient la pression moyenne \bar{p}_h sur le plancher océanique telle que :

$$\frac{\bar{p}_h - p_s}{\rho} - gh = -2a_1a_2\omega^2 \cos(2\omega t). \quad (\text{I.12})$$

Ainsi, l'amplitude des variations de pression du second-ordre sur le plancher océanique est proportionnel au produit des amplitudes a_1 et a_2 et sa fréquence est deux fois supérieure à celles des trains d'ondes impliqués. Les fluctuations de pression enregistrées sur le plancher océanique sont identiques au champ de pression induit par ces deux trains d'ondes à la surface libre de l'océan (Figure 1.4). Les longueurs d'onde de ces trains d'ondes de gravité sont petites comparées à la profondeur des eaux, $h \gg \lambda$, ce qui veut dire que les sources de microséisme secondaire se trouvent quasiment à la surface (Gualtieri, 2014).

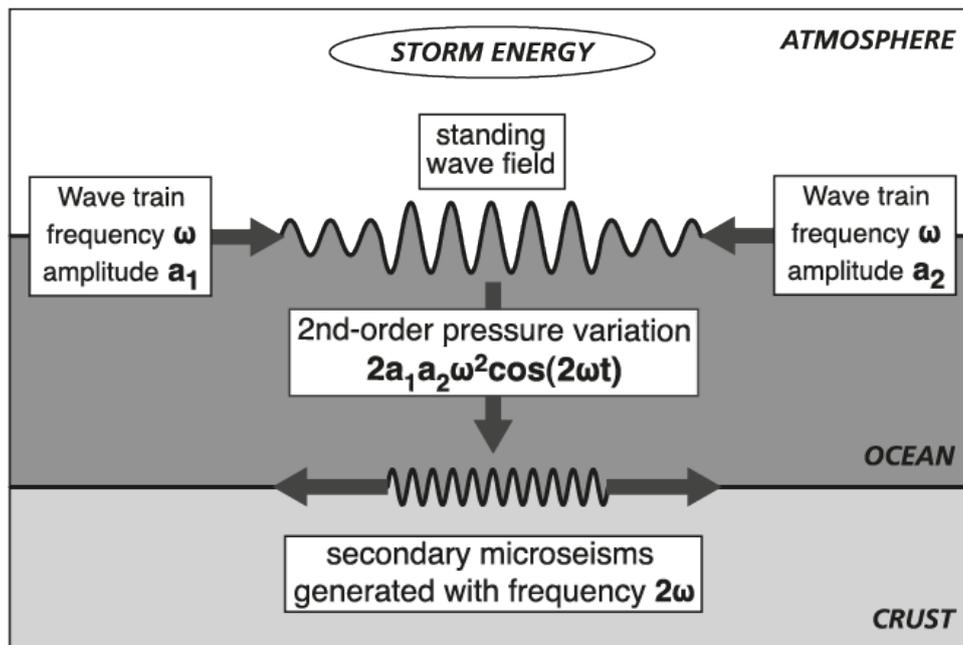


FIGURE 1.4 – Schéma représentant le mécanisme de génération du microséisme secondaire. Deux trains d'onde océanique de fréquence ω et d'amplitudes a_1 et a_2 de direction opposée se rencontrent. Cela va générer des sources de variations de pression du 2ième ordre en surface qui vont se propager sur le plancher océanique avec une amplitude proportionnelle au produit des amplitudes a_1 et a_2 et une fréquence 2ω double de celles des vagues océaniques (d'après Ebeling, 2012).

Par ailleurs, lorsque deux trains d'onde de même longueur d'onde et de direction opposée ne sont pas en opposition directe, le champ de pression généré décroît rapidement en

fonction de l'angle entre les deux trains d'onde. Il a été montré que lorsque cet angle est supérieur à $\sim 10^\circ$, le terme de pression du second-ordre approche celui du premier ordre, lequel s'atténue avec la profondeur (Vigness et al., 1952).

Ainsi, nous avons vu que la génération de microséisme secondaire provenait d'interactions particulières entre différents trains d'onde de gravité océaniques aux paramètres divers (i.e. même longueur d'onde λ , direction opposée ne dépassant pas $\sim 10^\circ$ de différence, amplitude a égale ou non), se propageant à la surface libre d'un fluide incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$) ayant une profondeur h suffisante (voir Longuet-Higgins, 1950).

Hasselmann (1963) a étendu la théorie de Longuet-Higgins (1950) à des champs d'ondes aléatoires pour des profondeurs d'eau élevées ($k \cdot h \gg 1$). Il a montré un lien entre le terme de pression du second-ordre produit par l'interaction non-linéaire d'ondes de gravité de surface (*ogs*) et son spectre directionnel en fréquence (i.e. distribution de l'énergie des vagues en fréquence et direction). Le spectre de puissance des variations de pression du second-ordre F_p pour une fréquence f est donné par :

$$F_P(f) = (2\pi)^2 \rho_e^2 g^2 f E^2(f_{ogs}) I(f_{ogs}), \quad (\text{I.13})$$

où ρ est la densité de l'eau, g l'accélération de la pesanteur, f la fréquence du microséisme secondaire, $E(f_{ogs})$ le spectre de puissance de la hauteur des vagues océaniques, et $I(f_{ogs})$ la distribution de l'énergie des ondes océaniques en fonction de leur azimut θ et de leur fréquence f (adimensionnelle). Ainsi, cette équation I.13 permet de mettre en valeur le lien de proportionnalité qu'il y a entre l'amplitude du microséisme secondaire et la densité spectrale de la pression, i.e. l'énergie des ondes de gravité de surface conditionnée par leur hauteur (e.g. Hasselmann, 1963; Ardhuin et al., 2011; Ardhuin and Herbers, 2013; Farra et al., 2016; Nishida, 2017a; Nakata et al., 2019).

Cette grandeur I.13 permet de calculer des modèles numériques de vagues océaniques WAVEWATCH III^(R) (Tolman, 1991, 2009) comme celui utilisé dans le chapitre 3. Ces modèles de vagues décrivent l'état de l'océan sur chaque point d'une grille et la variation de pression au niveau du fond marin à l'aide de l'équation I.13 en fonction de la fréquence f et en prenant en compte chaque type de mécanisme amenant à la génération de sources de microséisme secondaire (MS).

1.2.2 Interaction entre les vagues océaniques

Ardhuin et al. (2011) a introduit 3 grandes classes qui régissent les conditions de vagues menant à la génération de MS dans le but de mieux comprendre leurs interactions :

1. **Classe I - Interactions d'ondes issues d'une tempête** : Les ondes océaniques sont générées uniquement par le vent local, et ont une distribution azimutale élargie à l'intérieur de la « tempête » ce qui permet à plusieurs trains d'onde de se croiser (Figure 1.5). Étant donné la faible distance parcourue, les ondes sont généralement de courtes périodes, et le bruit microsismique est inférieur à 0.2 Hz. Ce mécanisme de génération est assez commun, mais assez faible (Duennebier et al., 2012; Peureux and Ardhuin, 2016).

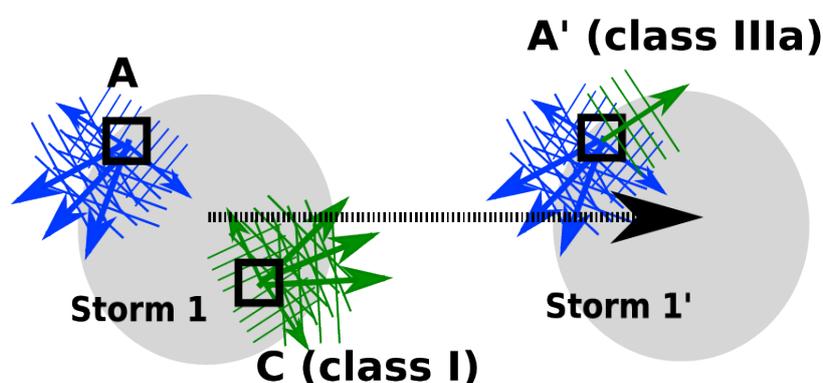


FIGURE 1.5 – Classe I : Interactions d'ondes issues d'une même tempête, à l'intérieur de celle-ci (Gauche), ou grâce au mouvement rapide de la tempête (d'après Ardhuin et al., 2011).

2. **Classe II - Interactions d'ondes dues à la réflexion côtière** : Les ondes océaniques voyagent jusqu'à un obstacle (côtes, iceberg, îles), sont réfléchies et croisent ces mêmes ondes dans la direction opposée (Figure 1.6). Il n'est pas nécessaire que les ondes proviennent d'une tempête cyclonique, comme proposé initialement par Longuet-Higgins (1950). Exceptées pour des ondes hautes fréquences (Farrell and Munk, 2008; Duennebier et al., 2012), cette propriété de génération a reçu peu d'attention car il est difficile d'obtenir de l'information due à la faible énergie réfléchie (Ardhuin et al., 2012) et la dominance des autres classes de source dans les enregistrements. Par exemple, certaines études indiquent que cette classe peut être négligée pour les périodes inférieures à 7 secondes (Ardhuin et al., 2011; Stutzmann et al., 2012; Ardhuin and Herbers, 2013; Sergeant et al., 2013), tandis que d'autres études concluent que le MS enregistré sur la terre est dominé par l'activité des vagues près de la côte (Rajczak et al., 2013; Davy et al.,

2015). Dans la plupart des études de modélisation du bruit microsismique, cette classe est soit négligée (Rascle and Arduin, 2013; Stopa et al., 2016; Carvalho et al., 2019), soit calculée à partir d'un coefficient de réflexion R^2 (Elgar et al., 1994; Battjes et al., 2004; Van Dongeren et al., 2007) choisi de manière empirique en fonction de la forme du littoral (Arduin et al., 2011; Stutzmann et al., 2012; Rawat, 2015). Cependant, les câbles à fibres optiques utilisés dans ce travail permettent d'avoir plus d'informations sur cette classe, tel que sera vu au Chapitre 3.

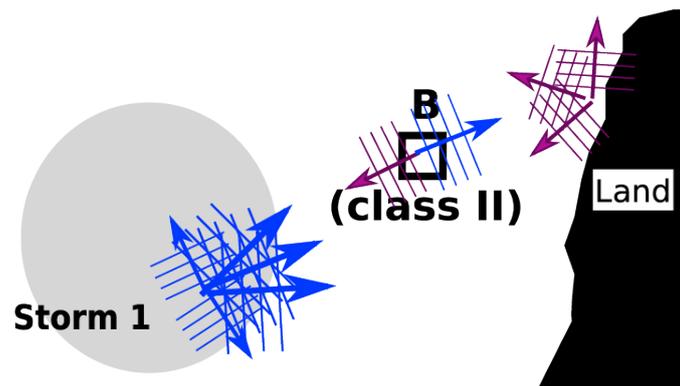


FIGURE 1.6 – Classe II : Interactions d'ondes dues à la réflexion côtière (d'après Arduin et al., 2011).

3. **Classe III - Interactions d'ondes entre deux tempêtes :** Lorsque deux phénomènes atmosphériques ont la même fréquence dominante et des directions opposées, il en résulte des sources de MS les plus énergétiques, même moins fréquentes. Cela peut se produire lorsqu'une tempête en mouvement dépasse la houle océanique qu'elle a précédemment générée (classe IIIa, (Figure 1.5)), ou lorsque la houle océanique d'une tempête lointaine rencontre les vagues d'une tempête différente de la première (classe IIIb, Figure 1.7) [Nakata et al. (2019); Obrebski et al. (2012)]. Ces sources sont capables de produire des ondes sismiques de basses fréquences étant donné la taille des systèmes dépressionnaires et la taille des bassins où elles se situent (i.e. océans).

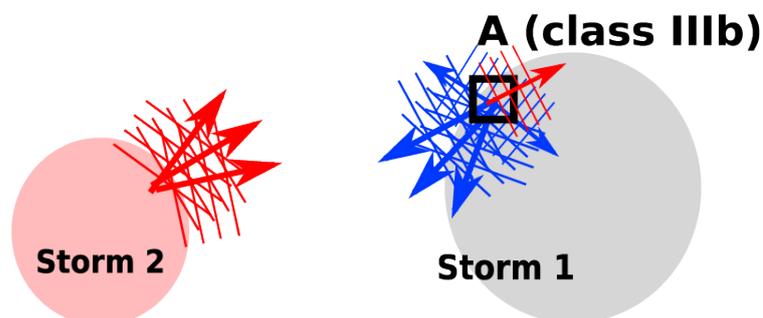


FIGURE 1.7 – Classe III : Interactions d’ondes entre deux tempêtes distinctes (d’après [Ardhuin et al., 2011](#)).

1.3 Les corrélations de bruit sismique

Le bruit sismique ambiant, et en particulier les microséismes générés par l’interaction entre l’océan et le plancher océanique que nous venons de voir dans les sections précédentes, sont à la base des techniques d’imagerie de la Terre développées depuis les années 2000 et présentées ici. L’interférométrie du bruit sismique ambiant ou « interférométrie sismique passive » repose sur l’étude d’interférence de signaux entre deux stations (ou une station) dans le but d’imager la structure entre les stations. Ainsi, l’objectif est de transformer un bruit, non-déterministe par définition, en signal déterministe et donc exploitable ([Curtis et al., 2006](#); [Wapenaar et al., 2010b,a](#)). Le champ d’onde ambiant a commencé à être largement utilisé en tomographie sismique à partir du développement massif de grands réseaux de capteurs sismiques et est maintenant devenu un outil largement utilisé pour illuminer la croûte terrestre – depuis les travaux pionniers de [Campillo and Paul \(2003\)](#) et [Shapiro et al. \(2005\)](#) – dans de très nombreuses applications ayant une multitude de contextes différents (e.g. [Mordret et al., 2013, 2015](#); [Rivet et al., 2015](#); [Stehly et al., 2015](#); [Giannopoulos et al., 2017](#); [Guerin et al., 2020, 2021](#)). Avec le développement des systèmes DAS, l’imagerie passive s’ouvre à de nouvelles opportunités, et notamment dans l’exploration sous-marine avec des caractéristiques de résolution spatiale et d’étendue impossibles à obtenir avec des réseaux sismiques traditionnels ([Spica et al., 2020](#); [Cheng et al., 2021](#); [Williams et al., 2021](#); [Lior et al., 2022a](#); [Spica et al., 2022b](#)). Toutes ces études reposent sur l’utilisation de fonctions de corrélation réalisées sur le bruit sismique ambiant enregistré entre deux capteurs.

1.3.1 Fonction d'intercorrélation

La corrélation croisée repose sur une mesure de la similarité entre deux signaux A et B ; le but étant de déterminer de combien la réponse en x_B doit être décalée (*time lag*, en anglais) pour la rendre identique à la réponse en x_A . Plus la ressemblance entre les signaux est élevée et plus la valeur de corrélation sera haute. Prenons nos deux signaux $A(t)$ et $B(t)$ d'énergie finie; on nomme fonction de corrélation croisée entre ces deux signaux la fonction définie par :

$$\begin{aligned} C_{AB}(\tau) &= A(t) \otimes B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)B^*(t - \tau) dt \\ &, = \int_{-\infty}^{\infty} A(t)B^*(-(\tau - t)) dt \\ &, = A(\tau) * B^*(-\tau). \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

Le signe $*$ dénote la conjugué complexe de la série temporelle. La corrélation croisée apparaît comme la convolution du premier signal avec la conjugué du second signal retourné à un instant τ donné. La convolution permet de définir comment la forme d'un signal est modifiée par un autre signal. Ainsi, il existe une valeur de τ où la fonction de corrélation est maximale, et nous permet donc de récupérer les temps de trajet entre deux points.

1.3.2 Théorème de corrélation

Il est montré autant de façon empirique (Roux et al., 2004, 2005; Shapiro and Campillo, 2004) que théorique (Weaver and Lobkis, 2001; Snieder, 2004; Wapenaar and Fokkema, 2006; Cupillard, 2008; Tsai, 2009; Cupillard and Capdeville, 2010; Boschi et al., 2013) que la corrélation d'un champ d'onde ambiant aléatoire équipartitionné (tous les modes sont excités avec le même niveau d'énergie) enregistré en deux points A et B converge vers la fonction de Green (FG) du milieu entre ces deux points. La fonction de Green représente la réponse élastique du milieu, soit la forme d'onde que l'on enregistrerait au point B si on déclençait une source impulsionnelle au point A . D'un point de vue mathématique, Gouedard et al. (2008) a montré que la dérivée temporelle de la corrélation calculée entre deux champs d'onde enregistrés à deux positions x_A et x_B pouvait s'écrire comme :

$$\frac{d}{d\tau} C(\tau, x_A, x_B) = -\frac{\sigma^2}{4a} \left[G_a(\tau, x_A, x_B) - (G_a(-\tau, x_A, x_B)) \right]. \quad (\text{I.15})$$

Ce théorème nécessite que deux conditions soient réunies : l'atténuation doit être suffisamment

faible, et les sources de bruit doivent être réparties de façon homogène autour des stations et se comporter comme un bruit blanc dans le milieu (Roux et al., 2004, 2005). Cette équation I.15 met en évidence que la corrélation permet de récupérer la fonction de Green $G_{A,B}(\tau)$ entre A et B, mais également de retrouver l’opposé de la fonction de Green entre B et A : $G_{B,A}(\tau) = G_{A,B}(-\tau)$. En théorie, ces deux fonctions de Green devraient être identiques d’après le principe de réciprocité spatiale et d’invariance par retournement du temps (Fink, 1992). Il stipule qu’un signal reçu au point A venant d’une source B est identique à un signal reçu au point B venant d’une source A, quelle que soit la complexité du milieu ; intervertir la source et le récepteur ne change pas la forme du signal reçu (Rivet et al., 2014). Or, lorsque la corrélation implique un champ d’onde composé de bruit sismique, il est très rare d’observer une symétrie parfaite entre les deux fonctions de Green.

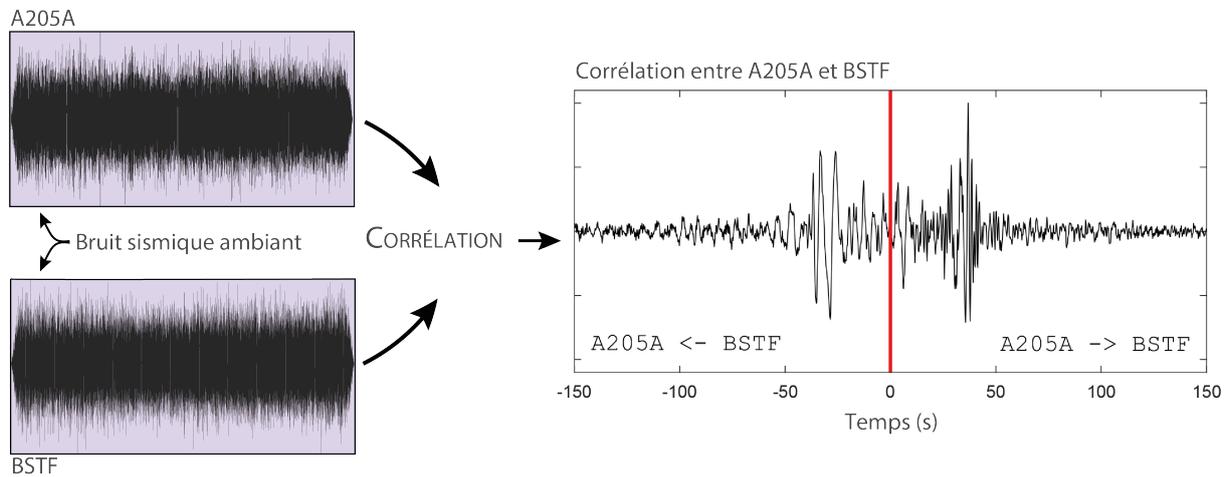


FIGURE 1.8 – Illustration du processus d’extraction de la fonction de Green à partir du bruit sismique enregistré aux deux stations A205A et BSTF grâce à la technique de corrélation croisée. La Figure de droite montre la corrélation résultante, avec une partie causale (droite) et anti-causale (gauche) du monde fondamental de l’onde de Rayleigh. Les temps positifs correspondent à l’onde qui se propage de A205A à BSTF, et inversement pour les temps négatifs (d’après Guerin et al., 2020).

La figure 1.8, issue d’un travail de tomographie en PACA (Guerin et al., 2020) montre le bruit sismique enregistré à deux stations sur lequel on réalise une corrélation. Les pics d’énergie (i.e maximum de corrélations) correspondent à l’émergence de la fonction de Green dans la corrélation et se retrouvent au même *time lag* (± 40 secondes) quel que soit le sens. Le côté positif de la corrélation exhibe une plus grande amplitude que le côté négatif. Cela signifie que les sources de bruit sismique sont plus énergétiques dans la direction de propagation allant de A205A vers BSTF que le contraire. L’une des conditions mentionnées dans l’introduction de

cette sous-partie 1.3.2 était l'équipartition de l'énergie et un champ d'onde réparti de façon homogène tout autour des stations. Cette asymétrie démontre que ce théorème de corrélation n'est pas vérifié. Cependant, cette condition n'est pas toujours déterminante pour que la fonction de Green soit reconstruite et peut être approximée grâce à deux paramètres :

- Étant donné que la Terre est composée d'une multitude d'hétérogénéités, les ondes élastiques ayant une longueur d'onde supérieure à ces structures vont pouvoir être diffractées et se comporter comme des sources secondaires ponctuelles.
- Lorsqu'on exploite des échelles de temps long, on peut supposer que les sources de bruit sont distribuées dans la totalité du milieu, même en considérant les fortes variabilités saisonnières du bruit.

Cependant comme nous le verrons au chapitre 3, lors que les corrélations sont effectuées sur des temps courts, ou qu'il y a des sources de bruit très ponctuelles, la convergence de la fonction de corrélation vers la fonction de Green n'est pas assurée.

1.3.3 Interférométrie sismique

Ainsi, nous avons vu que l'interférométrie sismique reposait sur une reconstruction de la fonction de Green (FG) grâce aux corrélations de bruit sismique ambiant. Afin d'illustrer ce principe, nous pouvons considérer des sources de bruit théoriquement localisées de façon homogène autour des deux stations et qui vont se propager vers les deux stations A et B (Figure 1.9a). Toutes les sources de bruit vont être utilisées lors du calcul de la corrélation croisée, mais seules les sources alignées avec les deux stations contribuent à l'émergence de la fonction de Green (arcs de cercles rouges Figure 1.9a). Les autres ondes s'additionneront de manière destructive et provoqueront une chute de l'énergie pour les temps de trajet plus courts que celui de la fonction de Green (FG). Il est possible de démontrer que la dérivée de la corrélation obtenue est égale à la fonction de Green, comme si l'une des stations agissait comme une source (Figure 1.9b), et dont l'expression générale est donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} C(\tau, \vec{x}_A, \vec{x}_B) = \frac{-\sigma^2}{4a} (G_a(\tau, \vec{x}_A, \vec{x}_B) - (G_a(-\tau, \vec{x}_A, \vec{x}_B))), \quad (\text{I.16})$$

où σ est la variance du champ d'onde du bruit ; quel que soit le milieu, la dérivée temporelle de la corrélation calculée entre deux champs d'onde enregistrés à deux stations A et B est la fonction de Green du milieu sous deux conditions : l'atténuation doit être suffisamment petite, et les sources de bruit doivent se comporter comme un bruit blanc agissant partout dans le milieu (Gouedard et al., 2008; De Verdière, 2009).

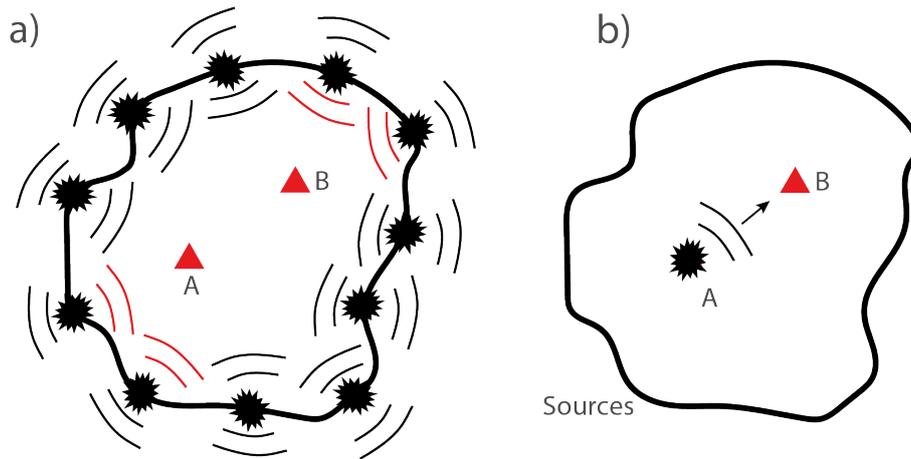


FIGURE 1.9 – Principe d’interférométrie sismique. (a) Deux stations A et B (triangle rouge) sont entourées d’une multitude de sources. Les arcs de cercle rouge indiquent les sources se trouvant dans l’axe AB . (b) La station A se transforme en source virtuelle grâce à l’interférométrie sismique.

Pour mieux comprendre comment il est possible de transformer un capteur en source virtuelle, nous allons prendre le cas d’une onde directe en 1D, en suivant [Wapenaar et al. \(2010b\)](#). Considérons une onde plane émise par une source impulsive en $x = x_s$ au temps $t = 0$ se propageant suivant l’axe x , et x_A, x_B deux capteurs dans la direction de propagation x (Figure 1.10a). Les hypothèses suivantes sont faites : la vitesse de propagation c est constante et l’atténuation dans le milieu est nulle.

Le signal est observé au point x_A à un temps t_A et la FG associée peut être écrite telle que $G(x_A, x_s, t)$ [Figure 1.10b]. Dans cette exemple, la FG est définie par une impulsion en $t_A = (x_A - x_s)/c$. Ainsi, on peut écrire la FG $G(x_A, x_s, t) = \delta(t - t_A)$, avec δ la fonction delta de Dirac. De même, la réponse en x_B est donnée par $G(x_B, x_s, t) = \delta(t - t_B)$, avec $t_B = (x_B - x_s)/c$ [Figure 1.10c]. Il s’avère que l’onde qui se propage entre la position x_s et x_A est commune aux deux FGs $G(x_A, x_s, t)$ et $G(x_B, x_s, t)$ [Figure 1.10]. Grâce à cette caractéristique, les temps de trajet et les champs d’onde issus de x_s vers x_A seront « annulés » lors du calcul de la corrélation, laissant uniquement le temps de trajet entre x_A vers x_B tel que :

$$t_B - t_A = (x_B - x_A)/c. \quad (\text{I.17})$$

Ainsi, il va être possible de « décaler » spatialement la position de la source x_s au niveau du point x_A (1.10d). Cette équation I.17 met aussi en valeur le fait qu’il n’est pas nécessaire de connaître la vitesse de propagation c ou la position x_s de la source. De même, il n’est pas nécessaire d’avoir le temps absolu t_s de déclenchement de la source. En effet, si l’apparition de

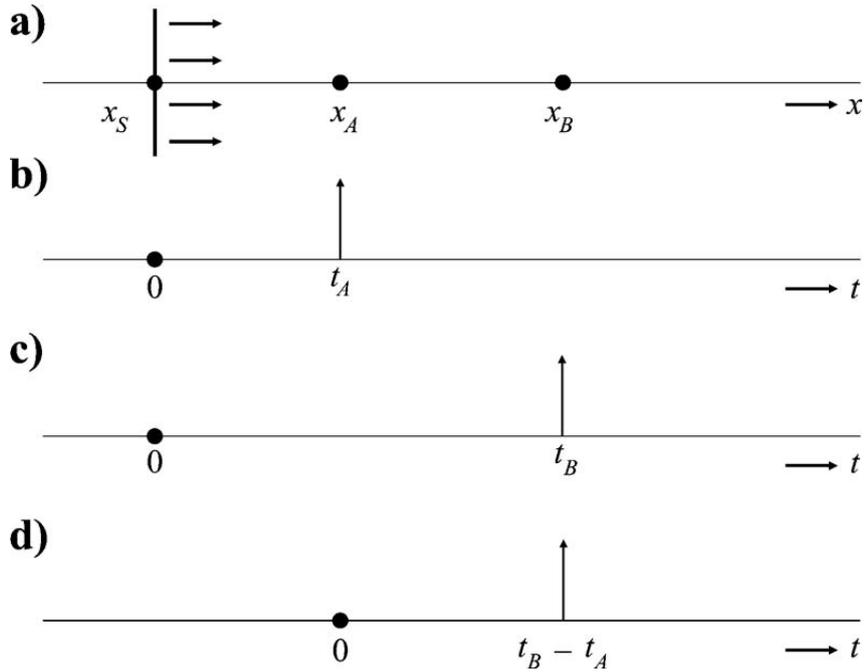


FIGURE 1.10 – Exemple 1D d’interférométrie à ondes directes (d’après [Wapenaar et al., 2010b](#)).

la source se fait à $t = t_s$ au lieu de $t = 0$, l’impulsion observée en x_A et x_B sera « décalée » par la même quantité de temps t_s et sera donc supprimée lors de la corrélation.

Notons maintenant la corrélation des réponses impulsionnelles en x_A et x_B , $G(x_B, x_s, t) * G(x_A, x_s, -t)$. Comme vu sur l’équation [I.14](#), la convolution temporelle (introduite par le symbole $*$) de deux signaux peut être convertie en corrélation telle que :

$$G(x_B, x_s, t) * G(x_A, x_s, -t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x_B, x_s, t + \tau) G(x_A, x_s, \tau) dt. \quad (\text{I.18})$$

En utilisant les définitions de la fonction delta et l’équation [I.17](#), on obtient :

$$\begin{aligned} G(x_B, x_s, t) * G(x_A, x_s, -t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t + \tau - t_B) \delta(\tau - t_A) d\tau' \\ &= \delta(t - (t_A - t_B)) = \delta(t - (x_B - x_A)/c). \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

Ainsi, on obtient la fonction de Green se propageant de x_A vers x_B :

$$G(x_B, x_s, t) * G(x_A, x_s, -t) = G(x_B, x_A, t). \quad (\text{I.20})$$

Cette équation [I.20](#) démontre que la corrélation croisée de signaux enregistrés aux stations x_A et x_B est équivalent à enregistrer la réponse impulsionnelle en x_B d’une source se trouvant

en x_A . Ainsi, la fonction de Green entre x_A et x_B peut être récupérée; il va être possible de mesurer la similarité entre les deux signaux A et B , et déterminer de combien la réponse en x_B doit être décalée (*time lag*) le long de l'axe x pour la rendre identique à la réponse en x_A . Cette démonstration qui a été faite avec une source impulsionnelle est aussi valable pour une ondelette $s(t)$ (Wapenaar et al., 2010b).

1.4 Composition du champ d'onde des corrélations de bruit...

Nous avons démontré qu'il était nécessaire que les sources de bruit soient réparties de façon homogène autour des stations (Figure 1.9a). En considérant une Terre réaliste, cela signifie que les sources doivent être réparties en surface, mais également en profondeur sous les stations. Or, nous avons vu dans la partie 1.1.2 et 1.2.1 que la majorité du bruit microsismique provenait de sources distribuées à la surface de la Terre; de ce fait, le champ d'onde ambiant est dominé par le mode fondamental des ondes de surface (Bonnefoy-Claudet et al., 2006; Larose et al., 2006), et notamment les ondes de Rayleigh (Gualtieri et al., 2013; Nishida, 2017a). Elles sont plus faciles à extraire grâce à l'interférométrie sismique parce que leur énergie est dominante dans les champs de bruit ambiant. Les ondes de Love ont aussi été enregistrées dans le bruit sismique, à des intensités plus faibles, et présentent de façon moins continue (Darbyshire, 1954; Friedrich et al., 1998; Mordret et al., 2015). Aux basses fréquences, il est aussi possible de retrouver des ondes de Love qui sont issues de l'interaction directe entre les ondes de gravité océaniques et le plancher océanique i.e. le microséisme primaire (Saito, 2010; Fukao et al., 2010; Arduin, 2018; Le Pape et al., 2021). Par ailleurs, il a aussi été montré que le bruit microsismique contenait également une part d'ondes de volume (*body waves*), que ce soit sous forme d'ondes P ou S (Gerstoft et al., 2008; Koper et al., 2010; Landès et al., 2010; Boué et al., 2013; Lin et al., 2013; Nishida, 2017a) que l'on peut seulement extraire au moyen de réseaux très denses.

1.4.1 ...dominée par des ondes de Rayleigh...

Pour sonder la proche surface dans le chapitre 4, nous exploiterons des corrélations de bruit en ondes de surface. Cette technique appelée tomographie en ondes de surface est majoritaire étant donné la distribution à la surface des sources de bruit. De plus, les ondes de surface sont des ondes sismiques guidées le long de la surface de la Terre et en subsurface, et présentent des amplitudes plus importantes que les ondes de volume. Cela est dû au fait que la surface du front d'onde des ondes de surface à un temps t est cylindrique telle que $2\pi vtz = 2\pi xz$ (1.11a).

Ainsi, l'énergie initiale de l'onde est répartie sur l'aire de ce front d'onde. En supposant que l'énergie est conservée, l'amplitude à une distance x est inversement proportionnelle à \sqrt{x} , tandis que l'amplitude des ondes de volume est inversement proportionnelle à x . Une grande partie des tomographies en ondes de surface utilisent les ondes de Rayleigh, qui sont générées par la superposition d'ondes P et SV à la surface libre alignées avec la direction de propagation des ondes. Le mouvement des particules des ondes de Rayleigh est polarisé elliptiquement et de façon rétrograde dans un plan vertical à la surface et parallèle à la direction du mouvement (1.11b), et l'amplitude du mouvement décroît exponentiellement avec la profondeur (Aki and Richards, 2002). Il a été montré que les ondes de Rayleigh étaient principalement influencées par la vitesse des ondes de cisaillement (ondes S) près de la surface (Dahlen and Tromp, 1998; Xia et al., 1999); c'est pourquoi la majorité des modèles d'inversion sont basés sur la récupération de ce paramètre V_S .

Étant donné que nos capteurs sismiques se trouvent en milieu sous-marin, nous enregistrons un certain type d'ondes de surface présente à l'interface solide/liquide que l'on nomme onde de Scholte (Scholte, 1947). Elle possède les mêmes propriétés de mouvement que l'onde de Rayleigh, mais sa vitesse de propagation est légèrement plus faible en raison de son interaction avec l'eau sus-jacente. En outre, la sensibilité de ces ondes à la couche d'eau dépend de leur fréquence (Guerin et al., 2020).

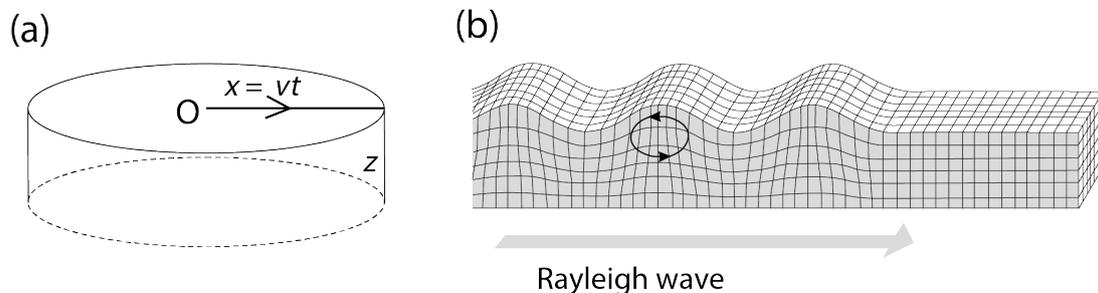


FIGURE 1.11 – (a) Amplitudes des ondes de surface. Une onde de surface se déplace depuis une source O à la vitesse v . Après un temps t , la surface du front d'onde cylindrique vaut $2\pi xz$. L'énergie est proportionnelle au carré de l'amplitude. (b) Mouvement des particules pour les ondes de Rayleigh (d'après Bolt, 1976).

1.4.2 ...et leur caractère dispersif

L'une des propriétés importantes des ondes de surface à l'intérieur de la Terre est leur caractère dispersif i.e. leur nombre d'onde k dépend de leur fréquence f (Levshin et al., 1989). Autrement dit, la vitesse de propagation de l'onde dépend de sa fréquence. Cela signifie que

les grandes longueurs d'onde (i.e. longues périodes) des ondes de surface sont sensibles aux couches profondes, tandis que les plus petites longueurs d'onde fournissent des informations sur la structure peu profonde. L'autre caractéristique de cette dispersion est reliée à la composition de la Terre, avec des matériaux plus rigides, plus compacts lorsqu'on augmente la profondeur, ce qui implique une augmentation de la vitesse de l'onde. Ainsi, la vitesse de l'onde de surface augmente généralement lorsqu'on augmente la longueur d'onde (longues périodes) étant donné qu'on va imager des structures plus en profondeur. Il devient possible de détecter les changements des propriétés élastiques lorsque la profondeur varie grâce à la dispersion des ondes de surface. Par conséquent, la propagation des ondes de surface est caractérisée par des vitesses de phase et de groupe qui dépendent de la fréquence :

- **Vitesse de phase** : vitesse à laquelle la phase de l'onde se propage dans le milieu. Elle est définie par $C(\omega) = \omega/k(\omega)$. Il est plus compliqué de la mesurer car elle est beaucoup plus sensible à la présence de modes supérieurs dans les enregistrements. Cependant, lorsque l'on utilise des antennes qui échantillonnent de manière suffisante en espace le champ d'onde pour suivre les différentes phases sans être affectées par du repliement spectral, il est possible d'obtenir précisément la vitesse de phase pour le mode fondamental et les modes supérieurs.
- **Vitesse de groupe** : vitesse de l'enveloppe du signal, i.e. la vitesse de propagation de l'énergie de l'onde. Elle est définie par $U(\omega) = d\omega/dk$. Cela met en évidence que l'onde contient un spectre de périodes se déplacement plus ou moins vite grâce à leurs caractères dispersifs. Le paquet d'ondes ayant la plus grande période se déplace plus rapidement car il est sensible à des parties plus profondes du milieu, où les matériaux ont des vitesses d'onde plus rapides. Par ailleurs, pour une période donnée, la vitesse de groupe est plus sensible aux structures superficielles que la vitesse de phase (Ritzwoller et al., 2001).

La relation qui lie la vitesse à la pulsation ω est appelée courbe de dispersion et dépend uniquement des paramètres physiques du milieu (vitesse des ondes P et S, et densité). La Figure 1.12 présente deux diagrammes de dispersion permettant de calculer la vitesse de groupe via la technique FTAN (pour Frequency-Time ANalysis, Levshin et al. (1989)), et la vitesse de phase via l'analyse FK (Capon, 1969). Les diagrammes FK seront utilisés pour produire les analyses de vitesse dans le Chapitre 3. L'un des désavantages dont nous reparlerons en détail est que l'on obtient des vitesses apparentes. Dans le Chapitre 4, nous utiliserons des diagrammes en vitesse de phase-fréquence (*slant-slack*) qui exploitent l'énergie maximale dans chaque direction (Partie 4.2.3).

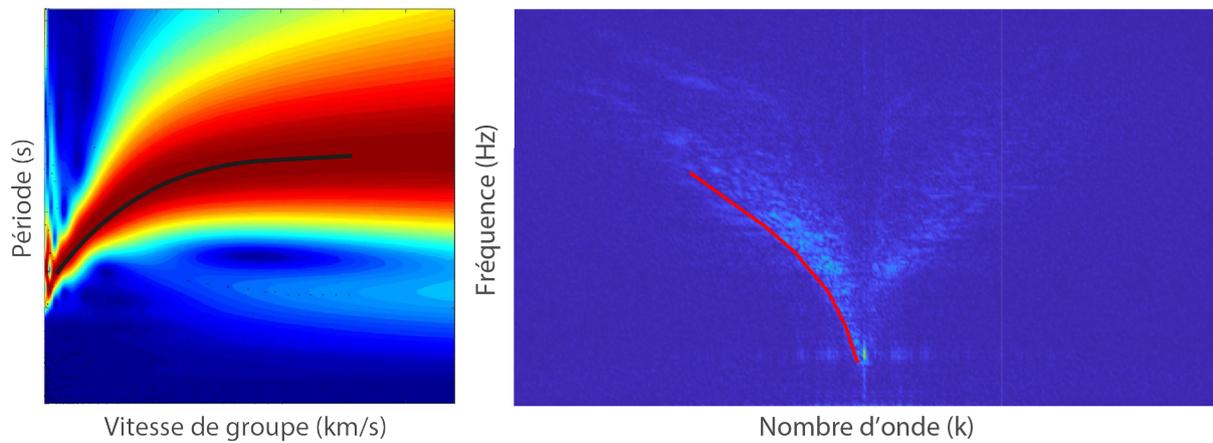


FIGURE 1.12 – (Gauche) Diagramme Période-Vitesse (FTAN) montrant la dispersion de l'onde de Rayleigh. La courbe de dispersion en noir représente les maximums d'énergie (d'après [Guerin et al., 2020](#)). **(Droite)** Diagramme Fréquence-Nombre d'onde (FK) montrant la dispersion de l'onde de Scholte. La courbe de dispersion est représentée en rouge dans la partie négative du diagramme FK ([Guerin et al., 2022](#)).

Chapitre 2

Apport de la mesure acoustique distribuée sur fibre optique à la géophysique

Ce chapitre présente un état de l'art de l'utilisation de mesures distribuées sur des câbles de fibre optique dans le cadre de la géophysique. Après un rappel historique de l'utilisation des fibres optiques comme vecteur de mesure de la déformation, nous nous concentrerons sur la détection acoustique distribuée (ou *Distributed Acoustic Sensing*, DAS) qui utilise la diffusion Rayleigh de la lumière pour obtenir les données exploitées dans cette thèse.

Sommaire

2.1 La fibre optique : une nouvelle opportunité pour l'observation de la Terre	28
2.1.1 Transmission de la lumière dans une fibre monomode	29
2.1.2 La diffusion de la lumière dans la fibre	31
2.2 Utilisation de la fibre optique comme capteurs environnementaux	34
2.2.1 Capteur de mesures distribuées	35
2.3 Réflectométrie optique dans le domaine temporel basée sur la diffusion Rayleigh	36
2.3.1 Mesure OTDR sensible à la phase ou ϕ -OTDR	38
2.3.2 Performance d'un OTDR et d'un ϕ -OTDR	41
2.3.2.1 Résolution spatiale d'une mesure DAS	43
2.3.2.2 Portée d'une mesure DAS	44
2.3.2.3 Résolution temporelle d'une mesure DAS	45
2.3.3 Mesure du taux de déformation	45
2.4 Que peut-on enregistrer avec un DAS ?	47
2.4.1 Réseaux de fibres sismiques dans le fond des océans	48
2.5 Limitations d'un système DAS	51
2.5.1 Fading	51

2.5.2	Angle d'incidence	52
2.5.3	Limitation de la portée dynamique	53

2.1 La fibre optique : une nouvelle opportunité pour l'observation de la Terre

Les fibres optiques ont reçu une attention croissante des scientifiques à partir de 1970, dès qu'il a été possible de réduire l'atténuation dans la fibre à des niveaux inférieur à 20 dB/km (Agrawal, 2012). Pour comparaison, les fibres exploitées dans les années 1960 avaient des pertes supérieures à 1000 dB/km. Les fibres optiques présentent alors des avantages techniques comme leur capacité à transmettre de l'information grâce à leur bande passante (intervalle de fréquence sur laquelle des signaux peuvent être transmis) bien plus élevée qu'un câble de cuivre utilisé dans la téléphonie, et leur faible perte de transmission de l'information. Il en résulte un signal moins dégradé, ce qui permet d'augmenter les distances de transport de l'information (plusieurs dizaines de kilomètres) sans que le signal ait besoin d'être ré-amplifié. De plus, le déploiement de câbles sous marins à la fin des années 1980 a permis le développement des communications intercontinentales et d'internet. Aujourd'hui, plus d'un million de kilomètres de câbles sous marins jonchent les fonds marins (Figure 2.1), et ce déploiement massif ne cesse d'augmenter depuis les années 1990. Par ailleurs, les fibres optiques télécoms présentent plusieurs avantages par rapport aux autres méthodes de transmission de données :

- La légèreté et la finesse des fibres optiques permettent de les stocker facilement, en quantité, et de les déployer dans les milieux difficiles d'accès et hostiles comme les fonds marins.
- La transmission n'est pas affectée par les perturbations issues de champs électromagnétiques et d'interférences de fréquence radio.
- Les câbles de fibre optique peuvent supporter une grande gamme de température (de -40°C à +80°C) et de pression (Laferrière et al., 2007).

L'expansion grandissante des réseaux de télécommunication qui utilisent les fibres optiques est profitable à de nombreux travaux de recherche académique en optique, physique (e.g. Cantin et al. (2018)) et en géophysique.

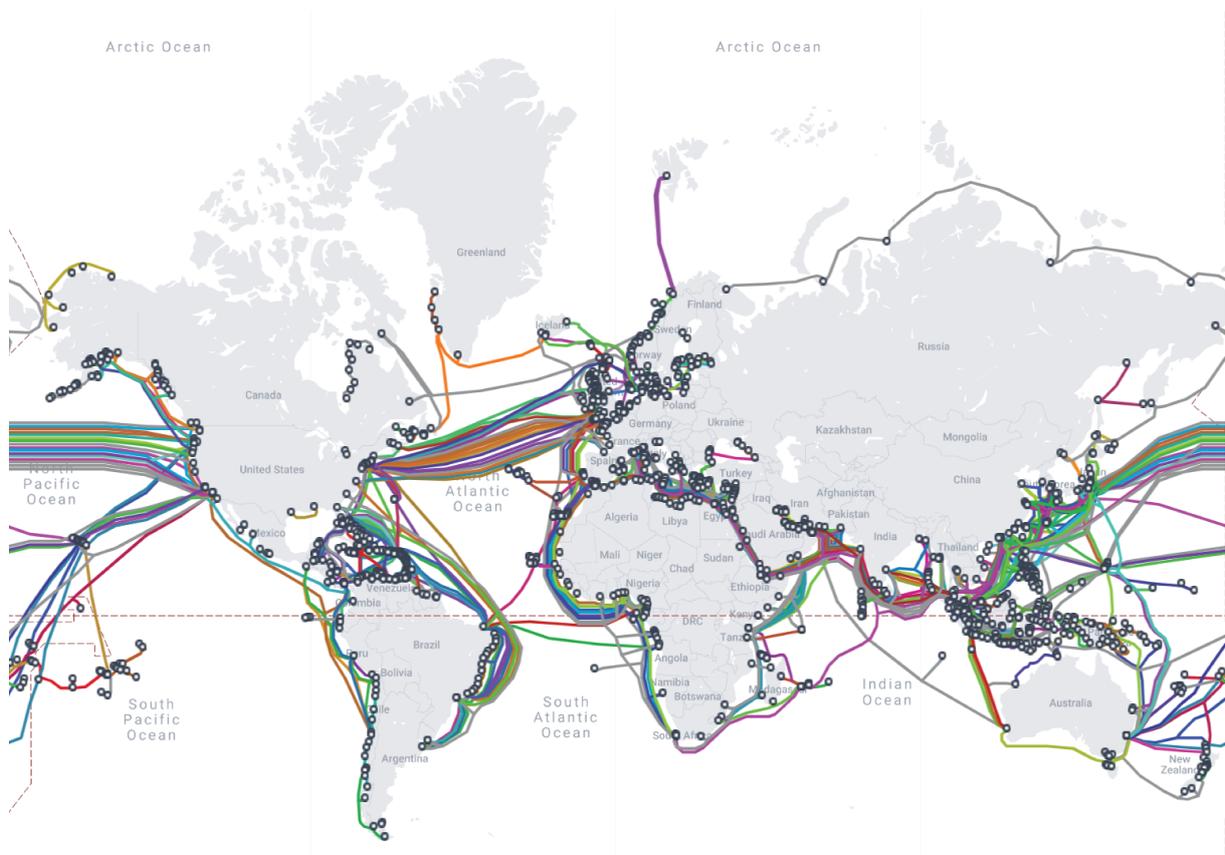


FIGURE 2.1 – Carte mondiale des câbles sous-marins de communication en 2022 (d’après www.submarinecablemap.com/).

2.1.1 Transmission de la lumière dans une fibre monomode

Une fibre optique monomode est composée d’une tige de verre très fine appelée cœur (de quelques microns à quelques dizaines de microns) qui a la propriété de guider la lumière. Cette fibre est entourée d’une gaine optique ($\sim 125 \mu\text{m}$) qui est elle-même entourée d’un revêtement protecteur en plastique pour un diamètre total d’environ $250 \mu\text{m}$ (Figure 2.2). Le guidage de la lumière a lieu entre le cœur et la gaine optique. L’intensité maximale de la lumière se propage majoritairement dans le cœur grâce à la différence d’indice optique n entre le cœur et la gaine optique. Le cœur présente un indice optique légèrement supérieur à celui de la gaine optique. L’augmentation de l’indice optique est obtenue généralement par l’introduction de dioxyde de germanium (GeO_2) dans la silice lors du processus de fabrication. En présence d’un gradient d’indice entre le cœur et la gaine, ou selon la différence de taille du cœur par rapport à la gaine, les faisceaux lumineux injectés peuvent se propager soit en transmission, en réflexion ou en réfraction, suivant les lois de Snell-Descartes.

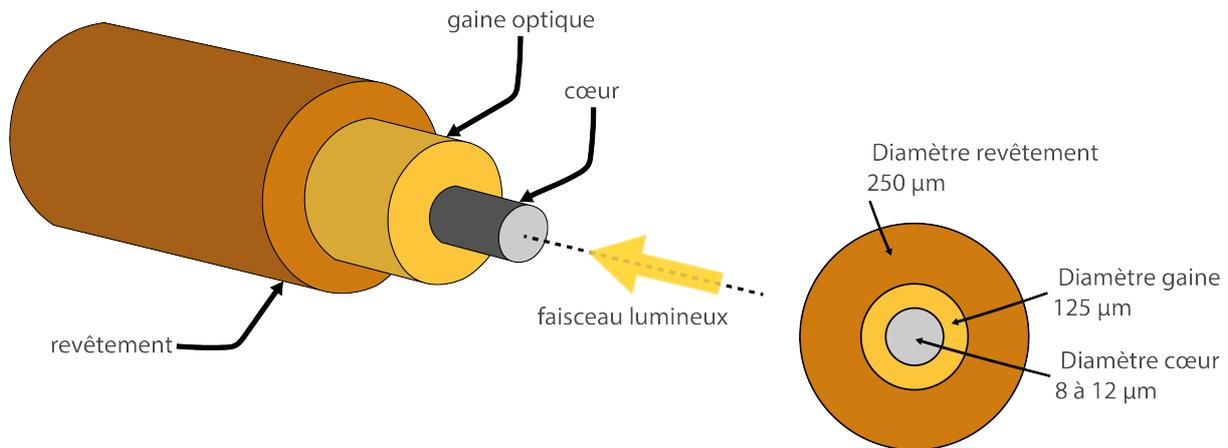


FIGURE 2.2 – Croquis représentant les trois éléments principaux composant une fibre optique monomode : Le cœur, la gaine optique et une protection en plastique.

La distance sur laquelle peut être transmise une information et la quantité d'information transmise à une certaine gamme de fréquence (bande passante) vont dépendre des pertes de transmission (atténuation) de la lumière à l'intérieur de la fibre. Lorsque la lumière se propage dans la fibre, des pertes de puissance optique sont principalement causées par deux mécanismes :

1. **L'absorption** : La lumière est absorbée à l'intérieur de la fibre et son énergie est convertie en chaleur due à la résonance des molécules composant la fibre.
2. **La diffusion** : La diffusion, notamment de Rayleigh (que nous allons voir en détail), est la principale cause de pertes optiques. Elle induit la dispersion de la lumière dans toutes les directions, notamment dans la direction inverse de propagation que l'on nomme rétrodiffusion et qui est la clé de voûte des capteurs acoustiques distribués.

À partir d'un certain point, le niveau d'intensité du faisceau lumineux (exprimé en dB ou dB/km) devient trop faible pour que le récepteur puisse distinguer le signal optique du bruit de fond. La valeur de ces pertes de fibres optiques dépend de la longueur d'onde de la lumière transmise dans la fibre, qui elle-même dépend du type de fibre utilisé.

Il existe deux types de fibre, les fibres monomodes et multimodes ; on les classe en fonction de la façon dont la lumière les traverse (Figure 2.3). Le type de fibre est étroitement lié au diamètre du cœur et de la gaine. En effet, un plus faible diamètre de cœur dans le cas d'une fibre monomode limite la propagation de la lumière à un seul mode et élimine de ce fait la dispersion intermodale. Ce mécanisme de distorsion, propre aux fibres multimodes, est lié au fait que

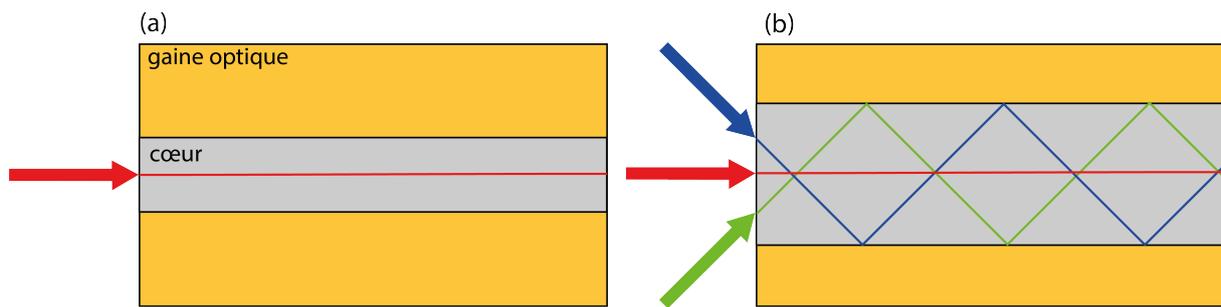


FIGURE 2.3 – Propagation de la lumière dans une fibre (a) monomode. (b) multimode.

l'énergie d'un pulse lumineux ne se déplace pas à la même vitesse jusqu'au bout d'une fibre, ce qui va répartir l'énergie entre les différents chemins que la lumière va traverser. Chaque chemin emprunté par la lumière à partir de différents angles d'incidence va permettre l'apparition d'un nouveau mode. Ainsi, une fibre monomode permet d'atteindre des distances importantes (plusieurs centaines de kilomètres) et d'être bien plus performante en terme de bande passante et d'atténuation. Ce type de fibre optique fonctionne avec des lasers conçus pour émettre une lumière ayant une longueur d'onde de transmission de 1550 nm, ce qui permet de minimiser les pertes (0.2 dB/km).

La diffusion de la lumière, bien qu'affectant la transmission de l'information, est essentielle car elle permet d'obtenir une mesure distribuée. Le terme « distribuée » indique la possibilité d'obtenir des mesures tout au long de la fibre entre différentes positions échantillonnées, créant effectivement un réseau dense de « capteurs virtuels ». Pour cela, on exploite le phénomène de rétrodiffusion de la lumière qui permet à une partie du faisceau lumineux voyageant dans la fibre d'être renvoyé à un interrogateur. Cette instrument associe un laser et un interféromètre dans le but d'analyser la lumière rétrodiffusée par tout point de la fibre. Dans la suite de ce chapitre on s'intéressera en particulier à l'interrogateur DAS (*Distributed Acoustic Sensing*) qui permet de mesurer les ondes acoustiques et sismiques lorsqu'elles incident sur la fibre optique.

2.1.2 La diffusion de la lumière dans la fibre

La diffusion de la lumière est un phénomène statistique aléatoire et spontané se produisant dans toutes les directions, du à la présence d'inhomogénéités le long de la fibre.

Il existe plusieurs types de mécanismes de diffusion qui possèdent leurs propres spécificités et sensibilités en fonction de la nature des perturbations (thermique, pression, acoustiques...) appliquée sur le câble (Fang et al., 2012). Chaque mode de diffusion a conduit au développement

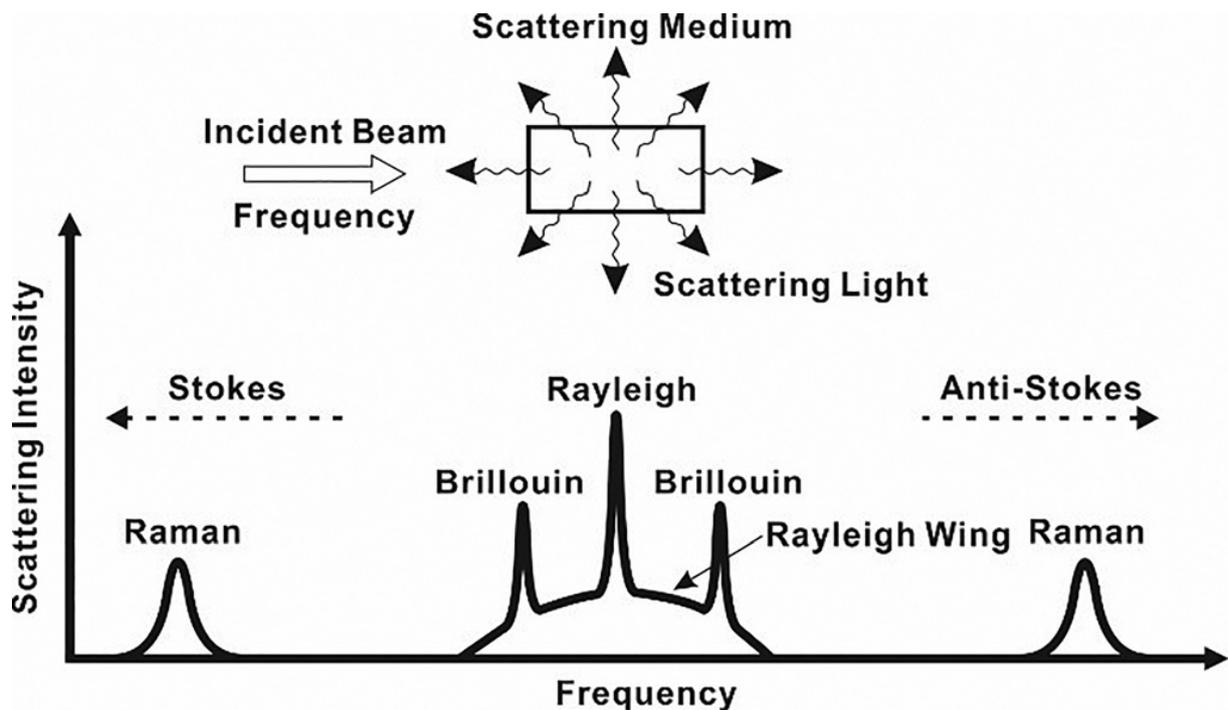


FIGURE 2.4 – Schéma représentant un spectre typique de diffusion spontanée de la lumière. L'axe vertical représente l'intensité de la diffusion et l'axe horizontal les décalages de fréquences pour chaque type de diffusion (d'après Lu et al. (2019)).

de technologies spécifiques en fonction des paramètres physiques que l'on souhaite mesurer. Comme représentés sur la Figure 2.4, on dénombre trois modes de diffusion :

1. **La diffusion Brillouin** : Elle est causée par l'interaction de la lumière incidente avec des ondes acoustiques (ou photons acoustiques) excitées thermiquement dans la silice (Brillouin, 1922). De ce fait, l'énergie des photons incidents va varier ; on dit que le processus de diffusion de la lumière est inélastique. La fréquence Brillouin subit un décalage égal à la fréquence de l'onde acoustique lorsque le milieu subit une fluctuation de température ou de déformation. Ainsi, cette diffusion est particulièrement efficace pour mesurer des profils thermomécaniques comme dans la surveillance d'oléoducs ou de gazoducs. Il existe principalement deux technologies qui reposent sur la diffusion Brillouin appelées le BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) [Kurashima et al. (1993)] et le BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*) [Horiguchi and Tateda (1989)].
2. **La diffusion Raman** : La lumière incidente est diffusée par la vibration des molécules de silice agitées thermiquement (Raman and Krishnan, 1928). Il s'agit également d'un phénomène inélastique, où une fraction de la puissance laser est transférée à de plus hautes (Anti-Stokes) ou plus faibles (Stokes) fréquences et est rétrodiffusée. Ces deux compo-

santes évoluent différemment en fonction de la température. En connaissant le rapport d'intensité entre les deux signaux, il est possible d'obtenir précisément la température, ce qui rend cette diffusion optimale pour mesurer des profils thermiques. Les capteurs thermiques distribués (*Distributed Temperature Sensors*, DTS) basés sur l'effet Raman sont largement utilisés depuis plus de 30 ans et sont particulièrement efficaces pour surveiller l'état de différentes structures (pipelines, câbles électriques, transformateurs électriques, nucléaires, mines, barrages, digues...).

3. **La diffusion Rayleigh** : Durant le processus de fabrication d'une fibre optique, des molécules de silice vont se déplacer de manière aléatoire et se figer sur place lorsque le matériau refroidit. Ces fluctuations de densité vont mener à des fluctuations spatiales aléatoires de l'indice de réfraction n à des échelles plus petites que la longueur d'onde optique λ (Agrawal, 2012). La diffusion Rayleigh est ainsi causée par des inhomogénéités de profil d'indice (densité ou composition) de la fibre, ou par la présence d'éléments dont le diamètre est nettement inférieur à la longueur d'onde d'excitation (Figure 2.5). Le mécanisme qui permet à la lumière d'être renvoyée vers l'interrogateur se nomme la rétrodiffusion Rayleigh. L'intensité rétrodiffusée est linéairement proportionnelle à l'intensité d'incidence et dépend de la longueur d'onde λ en $\frac{1}{\lambda^4}$ (Agrawal, 2000). De ce fait, lorsque la longueur d'onde est faible, la rétrodiffusion est plus importante et les pertes liées à la propagation sont grandes. Typiquement, pour une fibre opérant à une longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm et ayant une perte de 0.20 dB/km, 5% de l'énergie transmise sera perdue sur une section de 1 km de fibre (Laferrrière et al., 2007).

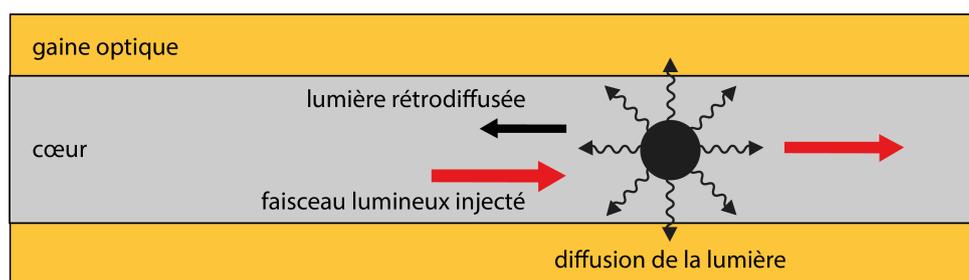


FIGURE 2.5 – Schéma montrant la diffusion Rayleigh spontanée dans les fibres optiques. La lumière se déplace dans la fibre, rencontre un élément diffusant qui va permettre la rétrodiffusion de la lumière. Une partie de la lumière continue de se propager dans le sens de propagation du faisceau lumineux injecté.

Comme montré sur la Figure 2.4, le pic central de fréquence correspond à la diffusion Rayleigh et présente une intensité de diffusion plus élevée que les autres types de dif-

fusion. Le fait que l'intensité du laser soit ajustable va permettre d'améliorer les performances des capteurs distribuées comme nous allons le voir dans les parties suivantes. Par ailleurs, la diffusion Rayleigh est une diffusion élastique, c'est à dire que l'énergie des photons est conservée lors du processus de diffusion. D'un point de vue physique, cela signifie que la fréquence des photons rétrodiffusés est la même que celle des photons incidents ; la mesure de profils mécaniques est beaucoup plus précise, ce qui la rend idéale pour détecter de très faibles déformations comme celles produites par des ondes élastiques ou acoustiques dans la sismologie ou l'acoustique sous-marine.

Deux technologies de capteurs fibres distribuées utilisent la diffusion Rayleigh : la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) et temporel (OTDR) [voir section 2.3]. Nous allons exploiter les caractéristiques de la diffusion Rayleigh couplées à l'OTDR dans ce travail.

2.2 Utilisation de la fibre optique comme capteurs environnementaux

Les fibres optiques ont une grande sensibilité aux perturbations physiques externes telles que la température, les déformations, les vibrations acoustiques, ou la pression. En effet, lorsqu'une de ces grandeurs interagit avec la fibre optique, des changements peuvent être détectés grâce à la variation d'amplitude, de fréquence, de la polarisation ou de la phase de la lumière rétrodiffusée envoyée par un laser à travers le câble (Hartog, 2017). Il existe plusieurs technologies permettant de transformer la fibre optique en capteurs capable de capter les interactions entre le milieu environnant et les perturbations physiques précédemment citées. Elles sont regroupées en trois grandes familles que sont les capteurs ponctuels ou d'extrémités, les capteurs quasi-distribués et les capteurs distribués qui ont permis l'acquisition des données utilisées dans cette thèse (voir Section 2.2.1).

Les capteurs ponctuels ou d'extrémités comme les interféromètres Fabry-Pérot (FPI) datent du début des années 1980 (Petuchowski et al., 1981), et permettent de sonder la température, la déformation et la pression ultrasonique dans les matériaux composites (Guo et al., 2012; Bernard et al., 2017). Ces contraintes sont évaluées par la mise en vibration d'un diaphragme (paroi externe) du FPI et la mesure d'un signal interférométrique (Arpison, 2021). Néanmoins, ces systèmes de capteurs sont coûteux et leurs mises en réseau sont complexes (Akkaya et al., 2013; Lopez-Aldaba et al., 2018).

Les capteurs quasi-distribués comme les fibres à réseaux de Bragg (*Fiber Bragg Grating*, FBG) dynamisent les systèmes de capteurs fibres à la fin des années 1980 (Ferdinand, 2008; Guglielmi et al., 2013; Cappa et al., 2019). Lorsque la fibre est comprimée ou étirée, la FBG va également se déformer et va générer une variation de longueur d'onde de réflexion, proportionnelle à l'amplitude de l'excitation. Le réseau de Bragg offre l'avantage d'avoir une très faible perte sur la longueur de la fibre, une insensibilité aux champs électromagnétiques et aux interférences radio fréquence, et une sensibilité élevée sur la durée pour mesurer des contraintes acoustiques ou quasi-statique (jauges de contrainte) et thermiques (Ferdinand, 2008). Cependant, la limite majeure de ces deux familles de capteurs est l'interrogation spatiale discrète de la fibre : les contraintes sont mesurées au niveau des capteurs, ou du FBG rendant ainsi la résolution spatiale limitée par la distance entre les composants de ces types de capteurs fibres. Pour s'affranchir de cette limite, de nouveaux types de capteurs fibres ont vu le jour pour pouvoir mesurer de façon continue l'état du senseur (Barnoski and Jensen, 1976).

2.2.1 Capteur de mesures distribués

Un capteur à fibre optique distribué est défini comme un capteur capable de déterminer la distribution spatiale d'un ou de plusieurs paramètres physiques (déformation, température) en tout point de la fibre. Pour cela, on exploite les mécanismes de diffusion de la lumière qui parcourt la fibre de façon continue. Grâce à un interrogateur que l'on branche à l'une des extrémités du câble, il va être possible de configurer ce faisceau lumineux pour jouer sur la résolution spatiale et la bande passante acoustique de la section de la fibre que l'on veut étudier. Les propriétés de la lumière rétrodiffusée vont être modifiées par les perturbations des défauts de la fibre ; ces dernières peuvent être causées par des ondes acoustiques et élastiques incidentes, des déformations quasi-statique ou bien des variations de la température. Selon le type de lumière rétrodiffusée utilisé (Rayleigh, Brillouin ou Raman), la mesure sera plus ou moins sensible à la déformation ou la température.

La Figure 2.6 illustre le principe d'un interrogateur DAS utilisant la rétrodiffusion Rayleigh en présence d'ondes acoustiques ou élastiques incidentes. Les éléments rétrodiffusants vont permettre à la lumière de revenir à l'interrogateur. La mesure distribuée équivaut à interroger des capteurs dit « virtuels » que l'on échantillonnera en fonction de la résolution spatiale et temporelle choisies. Ainsi, entre chaque capteur séparé d'une distance fixe (appelée longueur de jauge, voir 2.3.2.3), il va être possible de récupérer les déformations causées par des ondes.

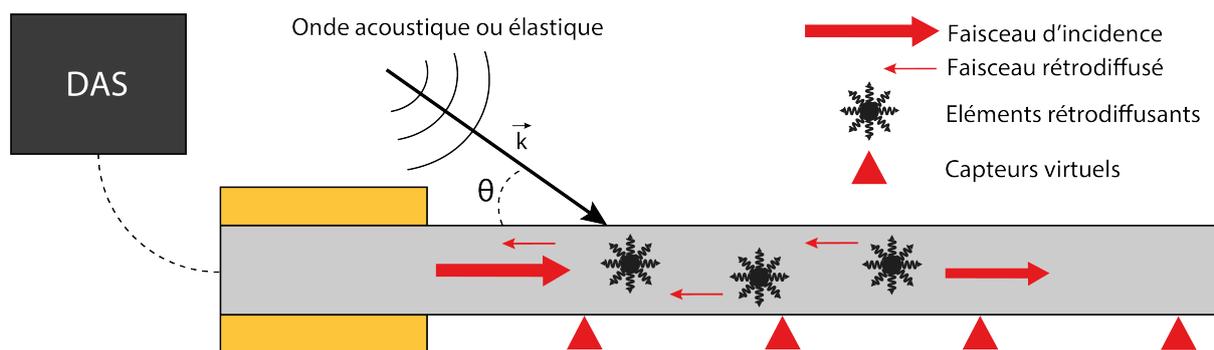


FIGURE 2.6 – Schéma montrant le fonctionnement du principe d'acquisition Distributed Acoustic Sensing (DAS). L'interrogateur DAS est branché à l'extrémité du câble et va permettre l'envoi d'un pulse lumineux (flèches rouges) à l'intérieur d'une fibre optique. La phase de la lumière rétrodiffusée causée par des éléments rétrodiffusants (étoiles noires) est analysée pour un ensemble de récepteurs virtuels (triangles rouges) qui sont régulièrement espacés (résolution spatiale). La différence de phase est analysée sur une longueur égale ou supérieure à la résolution spatiale et que l'on nomme longueur de jauge (voir 2.3.2.3). Puis nous calculons les variations de déformation provoquées par une onde acoustique ou élastique sur ce segment.

2.3 Réflectométrie optique dans le domaine temporel basée sur la diffusion Rayleigh

La détection acoustique distribuée basée sur la rétrodiffusion Rayleigh repose sur deux technologies apparues à partir de la fin des années 1970 que sont la réflectométrie optique dans le domaine temporel (*Optical Time Domain Reflectometry*, OTDR)[Barnoski and Jensen (1976); Barnoski et al. (1977); Personick (1977)] et la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*, OFDR)[Eickhoff and Ulrich (1981)]. Ces deux méthodes de réflectométrie sont complémentaires en terme de résolution spatiale et temporelle. La méthode OFDR utilise une lumière continue modulée en fréquence et offre une résolution spatiale allant de $1 \mu\text{m}$ à 1m pour une portée inférieure au km. La méthode OTDR utilisée dans ce travail décrit en détail ci-dessous utilise des pulses lumineux et offre une portée variant du kilomètre à la centaine de kilomètres mais avec une résolution spatiale plus importante ($>$ au mètre). Avec l'OTDR, il est possible d'obtenir des résolutions en taux de déformation de l'ordre du nanostrain par seconde. Elle fut développée dans le but d'inspecter et de détecter la présence de défauts à l'intérieur des fibres de télécommunication.

Cette technique repose sur l'envoi successif de courtes impulsions lumineuses à haute intensité dans la fibre optique à l'aide d'une *diode laser* pilotée par un générateur d'impulsions électriques (*modulateur électro-optique*, EOM)[Figure 2.7]. Le signal optique rétrodiffusé est

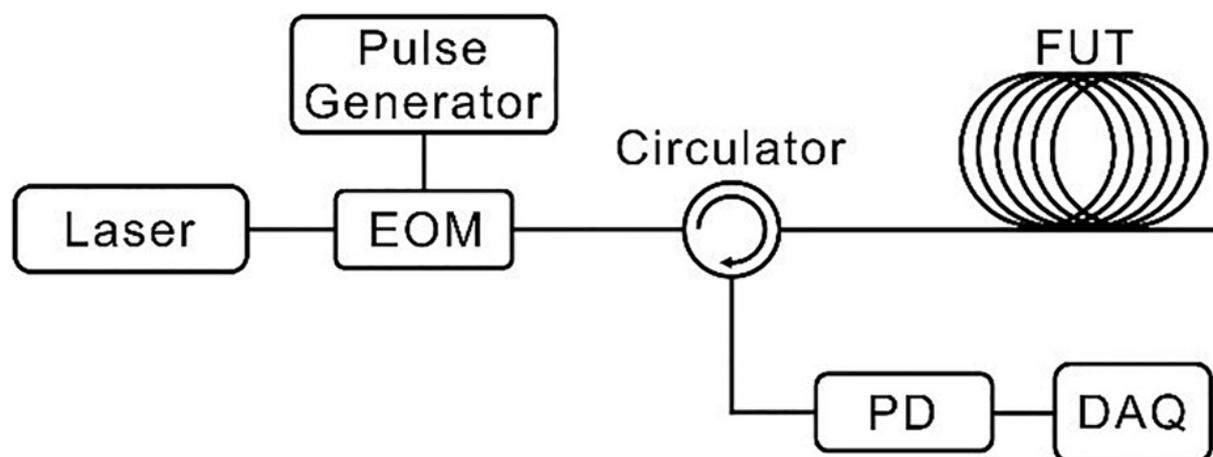


FIGURE 2.7 – Schéma représentant une configuration OTDR standard; **EOM** : modulateur électro-optique; **PD** : photodiode; **DAQ** : dispositif d’acquisition de données; **FUT** : fibre testée (d’après [Lu et al. \(2019\)](#)).

recupéré par un *photodétecteur* (PD) via un *circulateur* et converti en un courant électrique qui amplifie et numérise le signal dans le domaine temporel (*dispositif d’acquisition de données*, DAQ). Ce dispositif d’acquisition de données est synchronisé avec la source d’impulsions optiques ce qui permet de calculer avec précision le temps de propagation t de la rétrodiffusion Rayleigh. Dans ce travail, nous utilisons une configuration DAS qui utilise l’hétérodyne optique pour extraire la phase de la lumière, et qui permet d’optimiser les performances SNR sur plusieurs dizaines de kilomètres de fibre (voir [Hartog \(2017\)](#) pour plus d’information sur cette méthode).

Connaissant la vitesse de la lumière et le temps de propagation dans la fibre, il est possible de retrouver la distance (i.e. la localisation des évènements dans la fibre) z associée à chaque instant t telle que :

$$z = \frac{c}{2n}t, \quad (\text{II.1})$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, n l’indice de réfraction de la fibre et le facteur 2 signifie que l’impulsion du laser parcourt la fibre (aller) puis est rétrodiffusée jusqu’à l’interrogateur (retour) [[Boldyreva \(2016\)](#)]. Le caractère linéaire de la diffusion Rayleigh vu précédemment permet de détecter des variations d’intensité anormales de la lumière dans la fibre et qui peuvent être reliées à des perturbations internes (défauts du câble) ou externes (température, déformation). La Figure 2.8 illustre ce phénomène linéaire de pertes dû à l’atténuation typique d’un signal dans une fibre optique, et permet de mettre en évidence les pertes liées à une per-

turbation locale. Cependant l'intensité de la lumière rétrodiffusée n'est pas linéairement liée à la déformation appliquée à la fibre (Juarez et al., 2005). Pour obtenir une réponse linéaire à l'application d'une contrainte extérieure, nous utilisons la phase de la rétrodiffusion Rayleigh. De plus, cette technique permet d'obtenir une meilleure sensibilité lorsqu'une perturbation est appliquée sur la fibre (Kirkendall and Dandridge, 2004).

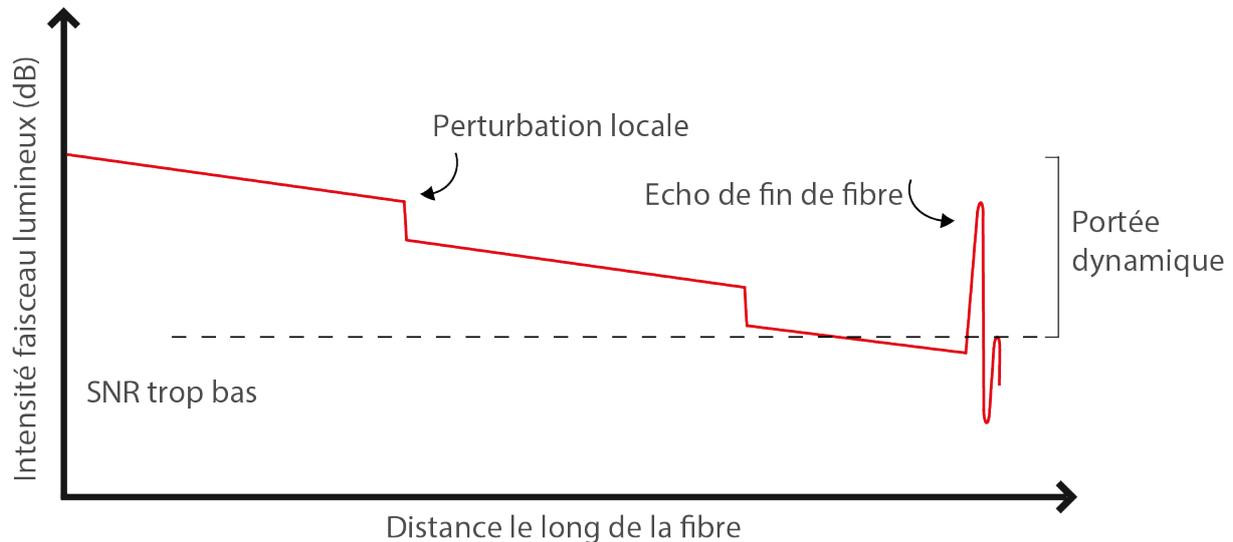


FIGURE 2.8 – Courbe caractéristique de l'intensité de la diffusion Rayleigh. L'axe vertical représente l'intensité du pulse lumineux rétrodiffusée (en dB) et l'axe horizontal est la distance le long de la fibre. Il existe un niveau d'intensité du faisceau lumineux qui ne permet pas de récupérer un rapport signal sur bruit exploitable.

2.3.1 Mesure OTDR sensible à la phase ou ϕ -OTDR

Les systèmes de réflectométrie optique temporelle sensible à la phase (ou ϕ -OTDR) ont été proposés pour la première fois à partir de 1993 par Taylor (Juarez et al., 2005) puis par (Juškaitis et al., 1994). Elles sont assez similaires à celle de l'OTDR, la différence principale étant l'utilisation d'une source laser hautement cohérente à fréquence stable, ce qui permet d'avoir des signaux rétrodiffusés de Rayleigh cohérents et stables (Shi et al., 2020). Une lumière cohérente est telle que ses longueurs d'ondes sont en phase dans l'espace et le temps (Figure 2.9).

Le mécanisme de ϕ -OTDR a permis de mettre en évidence que des perturbations environnementales externes pouvaient causer des changements de phase. En mesurant la rétrodiffusion Rayleigh dans un état dit non perturbée dans une certaine gamme de fréquence, puis en la comparant à un état perturbé, il est possible de récupérer le décalage de phase dans la lumière

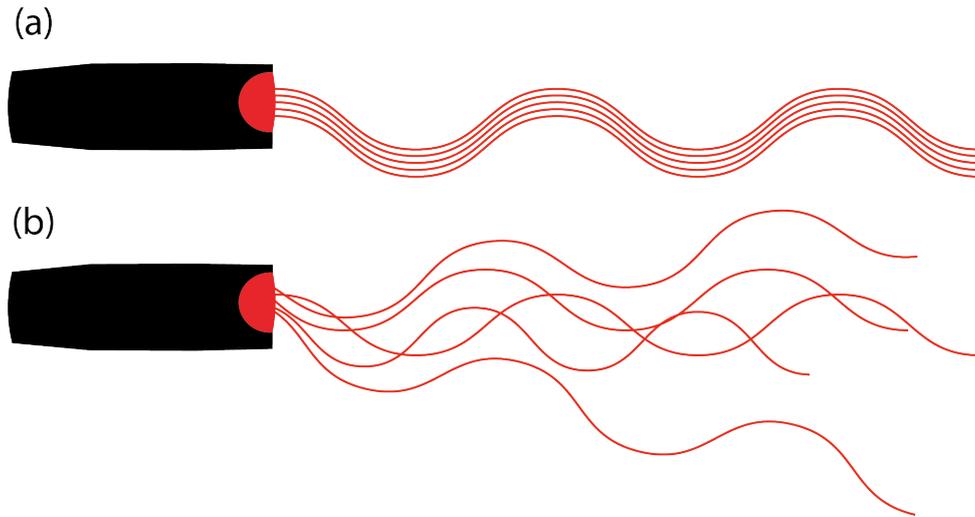


FIGURE 2.9 – Schéma représentant un laser envoyant (a) une lumière laser hautement cohérente, (b) une lumière incohérente.

rétrodiffusée, i.e. le déphasage de la lumière réfléchi, qui est lié à la déformation de la fibre produite par la perturbation externe. Prenons une fibre optique composée d'une multitude d'éléments rétrodiffusants. Pour chaque position z_0 , la phase ϕ de la lumière rétrodiffusée s'écrit (He and Liu, 2021) :

$$\phi(z_0) = 2 \int_0^{z_0} kn(x) dx, \quad (\text{II.2})$$

où k est le nombre d'onde et n l'indice de réfraction de la fibre. La phase ϕ de la lumière rétrodiffusée est intégrée sur toute la portion de fibre choisie. Si aucune perturbation externe n'est appliquée sur la fibre, l'indice de réfraction et la phase de la lumière rétrodiffusée restent constants et la phase est égale à $\phi(z_0) = 2kn_0z_0$. Cependant, lorsque l'on applique une contrainte sur la fibre autour de la position z_0 , il est possible de décomposer la phase en deux termes distincts. Un premier terme qui correspond au déphasage connu lorsque la fibre n'est soumise à aucune contrainte et un deuxième terme qui correspond à la déformation subit par la portion de la fibre. La variation spatiale de la phase à une position donnée peut alors s'écrire :

$$\frac{d\Phi}{dz}(z) = 2k[n_0 + \xi\varepsilon(z)], \quad (\text{II.3})$$

où ε est la déformation induite par une contrainte sur un portion z de la fibre, et ξ un coefficient photo-élastique qui est une correction due au fait que la déformation va augmenter la longueur de la fibre et modifier son indice de réfraction n . Ainsi, il est possible de calculer la variation de la phase de la lumière rétrodiffusée pour chaque segment de fibre de taille infinitésimale dz où

la déformation ε est considérée constante. Pour des raisons pratiques, on mesure une différence de phase entre deux portions de fibre distante d'une valeur de longueur de jauge J .

L'équation II.3 montre qu'il est possible de calculer le déphasage de la lumière rétrodiffusée causé par une déformation de la fibre. Cependant, nous souhaitons exploiter cette quantité en unité de déformation ε exploitable. Étant donné que la lumière se propage et se réfléchit jusqu'à l'interrogateur DAS, elle traverse à deux reprises une portion de fibre de dimension $L = 2z$ où n reste uniforme, ce qui permet d'écrire :

$$\phi = nkL. \quad (\text{II.4})$$

En regardant de petites variations de phase, l'équation II.4 peut être réécrite telle que :

$$\frac{d\phi}{\phi} = \frac{dL}{L} + \frac{dn}{n} + \frac{dk}{k}. \quad (\text{II.5})$$

Cette équation II.5 nous montre qu'un changement de phase mesurée peut provenir de trois sources différentes :

1. Un changement de longueur de la fibre dL causé par une déformation axiale (Grattan et al., 2000).
2. Une variation dn de l'indice de réfraction n .
3. Une dispersion optique du pulse lumineux dk . Cependant, ce terme peut être ignoré car les mesures de rétrodiffusion Rayleigh sont faites à la longueur d'onde incidente $\lambda = 1550$ nm, et les autres types de lumières peuvent être filtrés (Lindsey et al., 2020a).

Lorsque la fibre subit une déformation, sa longueur varie et a donc une incidence sur le premier terme de l'équation II.5. On pourrait supposer que l'application d'une déformation sur la fibre a une incidence uniquement sur le changement de phase telle que $\varepsilon = dL/L = d\phi/\phi$, or le fait d'appliquer une élongation et compression sur la fibre provoque également des variations dans l'indice de réflexion n par effet photo-élastique ξ qui s'exprime tel que :

$$\xi = 1 - \frac{1}{2}n^2(P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12})) \approx 0.78, \quad (\text{II.6})$$

où $\nu = 0.16$ est le coefficient de Poisson et $P_{11} = 0.121$ et $P_{12} = 0.270$ sont des coefficients qui décrivent un changement de l'indice de réfraction d'un matériau (ici, la silice SiO₂) sous l'effet d'une sollicitation extérieure de nature mécanique (Michel, 2008). Le terme $\nu(P_{11} + P_{12})$ découle de la contrainte radiale appliquée sur la fibre, et est souvent négligé due à la

prédominance de la déformation longitudinale (dilatation et contraction).

En se concentrant sur le couplage mécanique et en utilisant ce facteur de correction photo-élastique, on obtient :

$$\frac{d\phi}{\phi} = \xi\varepsilon. \quad (\text{II.7})$$

En combinant les équations II.4 et II.7, on obtient une relation linéaire entre la déformation et le déphasage optique telle que :

$$d\phi = \frac{2\pi n L \xi}{\lambda} \varepsilon. \quad (\text{II.8})$$

Cette équation met en évidence la mesure entre deux positions "virtuelles" échantillonnées de la fibre optique, soit la différence de retard de phase sur une section interrogée. Le plus petit déphasage enregistré sur les capteurs fibres (en radian) est généralement exprimé en densité spectrale d'amplitude en $\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Comme vu précédemment, la lumière se propage, se réfléchit et parcourt deux fois la section interrogée, soit deux fois la longueur de jauge J . En réarrangeant l'équation II.8 dans le but d'isoler la sensibilité à la déformation, on obtient :

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{4\pi n J \xi} d\phi. \quad (\text{II.9})$$

Ainsi, le changement de phase incrémental $d\phi$ est linéairement proportionnel à la déformation axiale ε de la fibre. De cette équation II.9 apparaît le terme J que l'on peut définir comme étant la longueur de Jauge et qui est intrinsèquement liée à la notion de déformation et performance d'un OTDR.

2.3.2 Performance d'un OTDR et d'un ϕ -OTDR

Les performances d'un système OTDR dépendent de plusieurs paramètres qui contrôlent la *dynamique d'un capteur* (exprimée en dB), c'est à dire la gamme d'amplitudes des signaux détectables par l'interrogateur DAS. L'objectif est de transformer les déphasages de lumière causés par des déformations externes en un signal que l'ont peut exploiter dans le domaine de la géophysique. Pour chaque capteur, il existe une gamme d'enregistrement de signaux allant du signal le plus faible (niveau de bruit) au plus intense pour lequel la réponse du capteur reste linéaire. L'écart entre le signal le plus proche du niveau de bruit et celui de plus forte amplitude est une indication de la gamme dynamique de l'instrument (Figure 2.8). Le but est de trouver

un compromis entre minimiser autant que possible ce niveau de bruit émis par l'interrogateur et de pouvoir mesurer des signaux de fortes amplitudes.

Prenons l'exemple d'un modèle simple de fibre optique connectée à un interrogateur DAS (Figure 2.10) qui possède un nombre de paramètres ajustables par l'utilisateur (résolution spatiale, sensibilité du capteur, longueur de fibre). La dynamique de la mesure d'un OTDR dépend de certains paramètres liés à la sensibilité du système tels que la sensibilité de la photodiode, la puissance de l'impulsion lumineuse, ou sa durée. Le choix de ces paramètres nécessitent de faire divers compromis en fonction de la nature des signaux que l'on souhaite étudier.

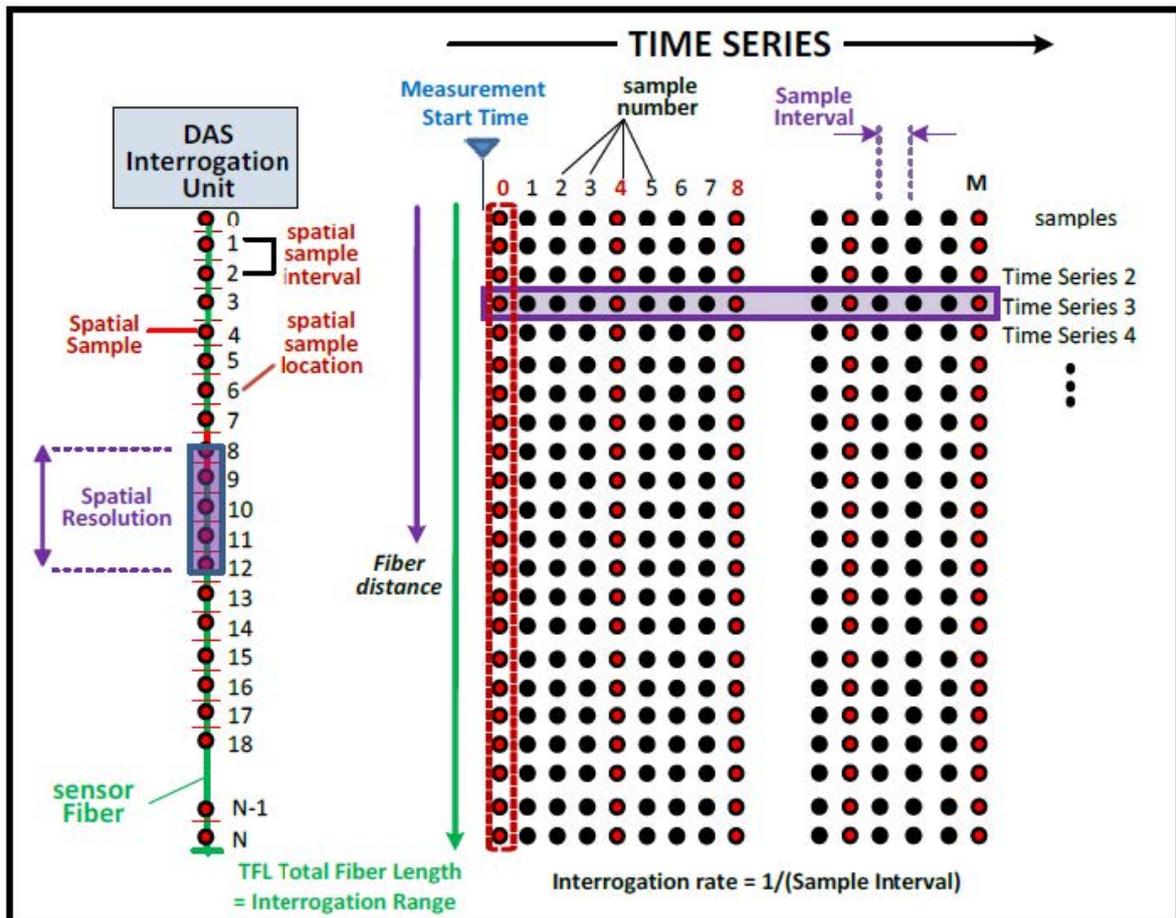


FIGURE 2.10 – Schéma montrant le principe d'un interrogateur DAS et définition de ces paramètres clés (d'après SEAFOM).

2.3.2.1 Résolution spatiale d'une mesure DAS

La résolution spatiale d'un OTDR détermine la distance minimale entre deux points le long de la fibre optique qui peuvent être distingués et mesurés séparément. Elle détermine la précision avec laquelle l'interrogateur DAS peut localiser des événements (e.g. déformations) le long du câble. Plus la résolution spatiale est élevée, plus la détection de perturbations sur le câble est précise. Elle va dépendre de deux paramètres principaux :

1. La longueur du pulse lumineux δz qui détermine la longueur minimale sur laquelle on mesure la phase. Plus cette valeur est petite, plus la résolution spatiale des mesures sera meilleure. δz est fonction de la durée de l'impulsion laser τ_{pulse} comme le montre l'équation suivante :

$$\delta z = \frac{v_g}{2} \tau_{pulse}, \quad (\text{II.10})$$

avec $v_g = c/n$ la vitesse de groupe dans la fibre. D'après l'équation II.10, il suffit de diminuer la durée d'impulsion τ_{pulse} pour avoir une meilleure résolution spatiale. Cependant, réduire τ_{pulse} implique une diminution de l'intensité de l'impulsion et donc une diminution de la distance maximale de détection du signal lumineux, i.e. la portée maximale atteignable avec un rapport signal sur bruit (SNR) suffisant pour être exploitable (Figure 2.8). A l'inverse, il est possible d'augmenter la portée maximale en augmentant la durée d'impulsion du pulse lumineux ainsi que sa puissance au détriment de la résolution spatiale. C'est ce qu'on appelle la portée dynamique d'un OTDR et cela détermine la longueur maximale observable d'une fibre. Par ailleurs, la puissance d'impulsion ne peut être augmentée indéfiniment à cause d'effets non linéaires indésirables se produisant à l'intérieur de la fibre (Lu et al., 2019). L'intensité du pulse rétrodiffusé détectée au niveau de la photodiode détermine le rapport signal sur bruit (Aoyama et al., 1981; Gold, 1985).

Pour discuter quantitativement d compromis entre résolution et portée, considérons un élément diffusant se trouvant à une position z dans la fibre. La fraction de la puissance rétrodiffusée provenant de ce point suit l'équation suivante :

$$P(z) = \frac{v_g \tau_{pulse}}{2} \eta \alpha_s(z) P_0 \exp \left[- 2 \int_0^z \alpha(x) dx \right], \quad (\text{II.11})$$

où $\alpha_s(z)$ est le facteur d'atténuation due à la rétrodiffusion Rayleigh, P_0 est la puissance optique injectée dans la fibre, $\alpha(x)$ est le coefficient total d'atténuation comprenant l'atténuation liée aux pertes par absorption et aux pertes par rétrodiffusion Rayleigh. Enfin,

η est l'efficacité de collecte de la lumière diffusée qui est capturée par la fibre, et dépend de certaines propriétés de la fibre comme son indice de réfraction, du diamètre du mode optique et de l'ouverture numérique (i.e. capacité de collecte de la lumière d'une fibre optique). Plus la puissance $P(z)$ est élevée, plus la portée est grande. La portée du pulse augmente avec sa durée, tandis qu'obtenir une bonne résolution spatiale nécessite de diminuer ce même paramètre. Ainsi, les équations II.10 et II.11 permettent de mettre en évidence ce compromis nécessaire entre la résolution spatiale et la portée qu'impose la mesure réflectométrique.

2. La longueur de jauge J (ou *Gauge Length*) qui est le segment de fibre sur lequel les mesures DAS sont moyennées, et qui va déterminer la résolution spatiale et le rapport signal sur bruit (Daley et al., 2016). Cette dimension fait généralement quelques mètres jusqu'à plusieurs dizaines de mètres, et agit comme un filtre passe-bas sur le champ de déformation (Dean et al., 2017). Il est possible d'augmenter la longueur de jauge pour moyennner le signal sur une plus grande longueur dans le but d'obtenir des mesures optiques plus stables et donc augmenter le SNR. Dans le cas contraire, si nous choisissons une petite longueur de jauge, la résolution spatiale des mesures sera élevée au détriment du SNR (Karrenbach et al., 2019). Il existe donc un choix optimal de la longueur de jauge à faire qui dépend du contenu en fréquence maximale attendu du champ d'ondes et de la vitesse du milieu environnant (Dean et al., 2017), mais également de la longueur d'onde incidente que l'on souhaite enregistrer. Enfin, cette longueur de jauge reste constante sur l'ensemble de la fibre (Nesladek, 2017).

Pour mieux comprendre le lien direct entre les déformations que nous enregistrons et cette longueur de jauge J , nous pouvons écrire l'équation suivante qui lie ces deux quantités dans la direction x :

$$\varepsilon_{xx}(x, t) = \frac{u_x(x_2) - u_x(x_1)}{J}, \quad (\text{II.12})$$

où J est la longueur de jauge sur laquelle est calculée le déplacement u de la fibre entre deux positions x_1 et x_2 . Cela permet de retrouver la déformation subie par ce segment de longueur J de fibre à un temps t .

2.3.2.2 Portée d'une mesure DAS

La portée du capteur est la longueur maximale de la fibre interrogée et donc mesurable (*Interrogation Range*) (Figure 2.10). Elle va dépendre de la durée d'impulsion τ_{pulse} (équation II.10), et de la fréquence maximale de répétition des impulsions (*Interrogation rate*) (voir Partie

2.3.2.3). Pour augmenter la portée d'interrogation, il convient d'intensifier la puissance du laser, ce qui entraînera une augmentation de la durée d'impulsion τ , et par conséquent de la longueur du pulse lumineux δz ; d'où le compromis nécessaire entre portée et résolution spatiale.

2.3.2.3 Résolution temporelle d'une mesure DAS

La résolution temporelle va correspondre à la cadence d'injection des pulses lumineux à travers le câble à fibre optique. Ce taux d'acquisition conditionne la gamme de fréquence sur laquelle on peut enregistrer les ondes acoustiques et se nomme la *bande passante acoustique* de l'interrogateur DAS :

1. La plus basse fréquence f_{min} mesurable dépend des capacités de l'interrogateur DAS utilisé i.e le niveau de bruit que l'on enregistre (e.g. bruit de fond), ainsi que des paramètres d'acquisitions (e.g. durée). Plusieurs études ont démontré la capacité du DAS à détecter des signaux de fréquence inférieure au mHz et pouvant être reliés à des changements de température liée à des courants marins (Peláez Quiñones et al., 2022), ou des ondes gravitaires internes (Lindsey et al., 2019a).
2. La plus haute fréquence f_{max} dépend principalement de la longueur totale de la fibre. Lors d'une acquisition, il est nécessaire que le pulse lumineux envoyé dans la fibre revienne au récepteur optique de l'interrogateur DAS avant d'envoyer le pulse suivant. En effet, une fréquence de répétition trop rapide entraînerait un chevauchement des signaux de rétrodiffusion (*Sample Interval*), et donc une ambiguïté de localisation. Par ailleurs, il est nécessaire de prendre en compte la fréquence de Nyquist (soit la moitié de la fréquence d'échantillonnage) lors d'une acquisition. De ce fait, une fibre plus courte peut permettre d'augmenter ce taux d'acquisition et donc les fréquences maximales du signal que l'on cherche à observer. D'une manière générale, nous favoriserons l'acquisition à la plus haute fréquence possible afin d'avoir de la redondance dans la mesure avant tout pré-traitement pour réduire le niveau de bruit.

2.3.3 Mesure du taux de déformation

Dans ce travail, nous enregistrons la variation temporelle de la phase $\Delta\phi$ sur une longueur de jauge J en fonction des tirs laser effectués avec un certain taux d'acquisition. Cette quantité $\Delta\phi/dt$ est une fonction linéaire de la dérivée temporelle de la déformation $\dot{\epsilon} = d\epsilon/dt$ qui a pour unité de mesure le *nanostrain/seconde*. Cette grandeur est particulièrement utilisée en

sismologie et en acoustique car elle nous permet d'obtenir l'accélération du sol et de faciliter la comparaison avec les capteurs conventionnels qui enregistrent l'accélération du sol lors d'un séisme ou lors de l'incidence d'une onde acoustique (van den Ende and Ampuero, 2021a; Lior et al., 2021, 2022b) [voir Figure 2.11 pour comprendre les relations entre les différentes quantités]. En effet, pour une onde plane, il est possible de convertir le taux de déformation en accélération du sol en utilisant la relation suivante qui fait intervenir la lenteur apparente de l'onde (Wang et al., 2018; Lindsey et al., 2020a) :

$$A = \frac{\dot{\epsilon}}{p}, \quad (\text{II.13})$$

où A est l'accélération, $\dot{\epsilon}$ le taux de déformation et p la lenteur apparente de la phase de l'onde plane.

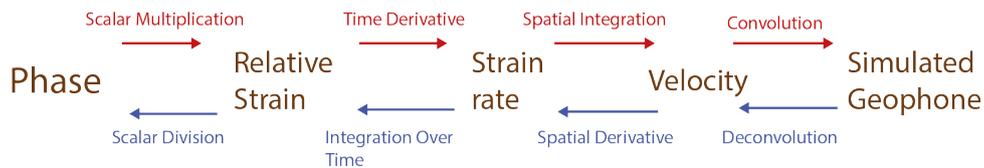


FIGURE 2.11 – Relation entre les différentes quantités créées à partir d'un jeu de données DAS (d'après Willis et al. (2021)).

Il a également été montré que la pression exercée sur le fond océanique est corrélée à l'accélération des ondes hydroacoustiques qui produit une déformation (Prior et al., 2019). La Figure 2.12 montre la comparaison entre la déformation (*strain*) et le taux de déformation (*strain-rate*) d'un signal hydroacoustique. La densité spectrale de puissance (PSD) du *strain-rate* est plus stable sur une bande passante allant de 0.1 Hz à 100 Hz, soit la gamme de fréquence qui nous intéresse dans ce travail. Les amplitudes des hautes fréquences sont également plus importantes pour les mesures en *strain-rate*. Cela est dû au fait que la dérivée temporelle permettant de convertir la déformation relative en vitesse de déformation est une fonction de rampe linéaire dans le domaine des fréquences (Williams et al., 2021).

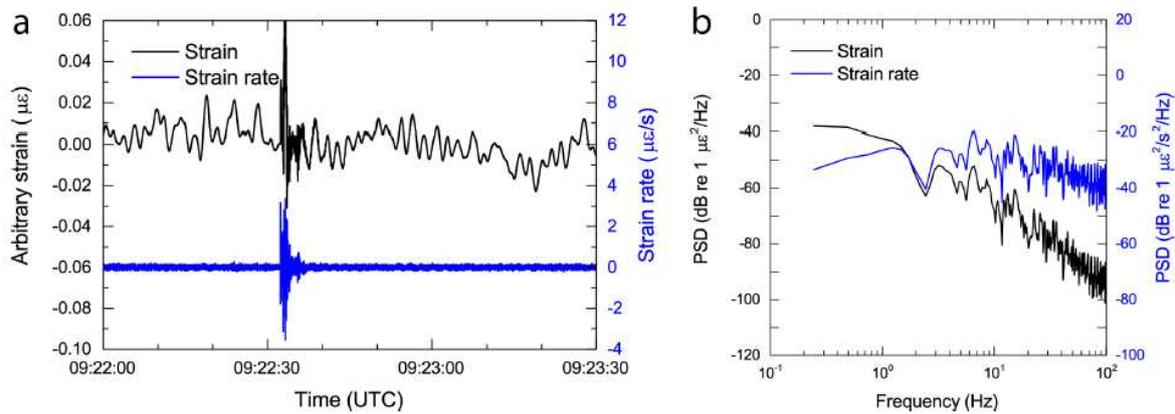


FIGURE 2.12 – (a) Trace temporelle de la contrainte (*strain*) et du taux de contrainte (*strain-rate*) sous l’effet d’un choc hydroacoustique. (b) PSD des signaux temporels (d’après [Matsumoto et al. \(2021\)](#)).

2.4 Que peut-on enregistrer avec un DAS ?

Les applications de Distributed Acoustic Sensing sont aujourd’hui nombreuses et présentes dans un grand nombre de domaines ([Gorshkov et al., 2022](#)) allant des sciences industrielles de l’ingénieur (pipelines ([Jiang et al., 2021](#); [Wang et al., 2021b](#)), chemins de fer ([Vidovic and Marschnig, 2020](#)), routes ([Lindsey et al., 2020b](#); [van den Ende et al., 2021b](#)), structures aéronautiques ([Bakhoun et al., 2020](#))), l’ingénierie du son ([Loock et al., 2009](#); [Tomboza et al., 2021](#)), la biologie (détection de charançons ([Wang et al., 2021a](#)), détection acoustique d’insectes ([Mankin et al., 2021](#))), la botanique (impact des vibrations sur les racines ([Horoshenkov et al., 2013](#))) ou encore la géophysique que nous allons développer plus en détail.

Il existe un grand nombre de sous-domaines en géophysique où les systèmes DAS ont contribué au progrès des connaissances grâce notamment à la possibilité de reconstruire la phase et l’amplitude des signaux acoustiques en ayant une résolution spatiale et un niveau de sensibilité suffisants ([Lumens, 2014](#)). L’une des premières grandes applications, particulièrement liées à l’industrie pétrolière et gazière, est la reconstruction de profils sismiques verticaux, i.e. identification des ondes P et S (premières arrivées et réfléchies), dans le but d’obtenir une distribution de vitesse dans le sous-sol. Les profils sismiques sont habituellement opérés à l’aide de géophones, d’hydrophones ou d’accéléromètres. Les câbles de fibre optique ont montré leurs supériorités grâce à leurs capacités à être déployées de manière permanente, dans des zones très étendues en longueur et profondeur (([Mateeva et al., 2012](#); [Mestayer et al., 2011](#)). Nous pouvons citer également la surveillance de fractures hydrauliques ([Molenaar et al., 2012a,b](#)), la

surveillance de réservoirs (Daley et al., 2013; Mateeva et al., 2014) ou encore l'optimisation de l'extraction du gaz (Koelman et al., 2012).

L'autre grand domaine de la géophysique est la sismique de surface qui repose sur la capacité du DAS à remplacer les réseaux denses de capteurs sismiques par des fibres localisées en surface ou en faible profondeur. Cela profite à l'exploration sismique qui devient plus rapide et moins coûteuse (Bakulin et al., 2020). Il est aussi possible d'obtenir un grand nombre d'information sur les ondes de surfaces en utilisant le bruit environnemental (Ajo-Franklin et al., 2019), d'analyser les formes d'ondes de séismes locaux ou télé-séismes (Lindsey et al., 2017; Wang et al., 2018; Zhan, 2020; Lior et al., 2021; Biondi et al., 2021; Lindsey et al., 2020a) ou d'obtenir des données permettant de mieux comprendre la physique des tremblements de terre (Karrenbach and Cole, 2016).

2.4.1 Réseaux de fibres sismiques dans le fond des océans

Comme nous l'avons vu précédemment, avec le développement des moyens de télécommunication, un grand nombre de fibres optiques se trouvent en milieu sous-marin. L'environnement marin est le moins accessible pour les capteurs sismiques conventionnels alors qu'il présente un intérêt immense. Il est difficile d'accès car obtenir des données via les sismomètres fond de mer (*Ocean-Bottom Seismometer*, OBS) nécessite de faire des campagnes en mer très coûteuses, limitées en temps et en espace. Par ailleurs, les océans et les mers, qui occupent près de 70% de la surface la Terre, concentrent la majorité des zones de subductions les plus actives et qui génèrent les plus de gros tremblements de terre; d'où la nécessité de pouvoir utiliser ces câbles de fibre optique sous-marins.

Depuis quelques années, plusieurs études provenant de la recherche académique ont montré que la sensibilité des données DAS sont similaires à celles obtenues à l'aide de capteurs sismiques sous-marins traditionnels, même s'il s'agit de câbles de télécommunication qui n'ont pas été déployés pour des applications scientifiques. Trois premières études ont démontré la capacité du DAS à détecter des télé-séismes en milieu sous-marin sur une fibre de 40 km à 40 m de profondeur (Williams et al., 2019) et des petits séismes régionaux à grandes (Sladen et al., 2019; Lior et al., 2020) et faibles profondeurs (Lindsey et al., 2019a).

Pour illustrer la capacité du DAS comparé à celle d'un OBS, la Figure 2.13 montre deux signaux temporels enregistrés entre 0.2 Hz et 100 Hz par un système DAS (a) et un OBS (b) ainsi que les spectrogrammes associés (c). Les traces temporelles voient les mêmes impulsions et les

niveaux de bruit sont très similaires. Le spectrogramme du DAS exhibe en plus un signal très basse fréquence (entre 5 et 10 Hz) qui résulte du choc hydroacoustique dans le sol océanique.

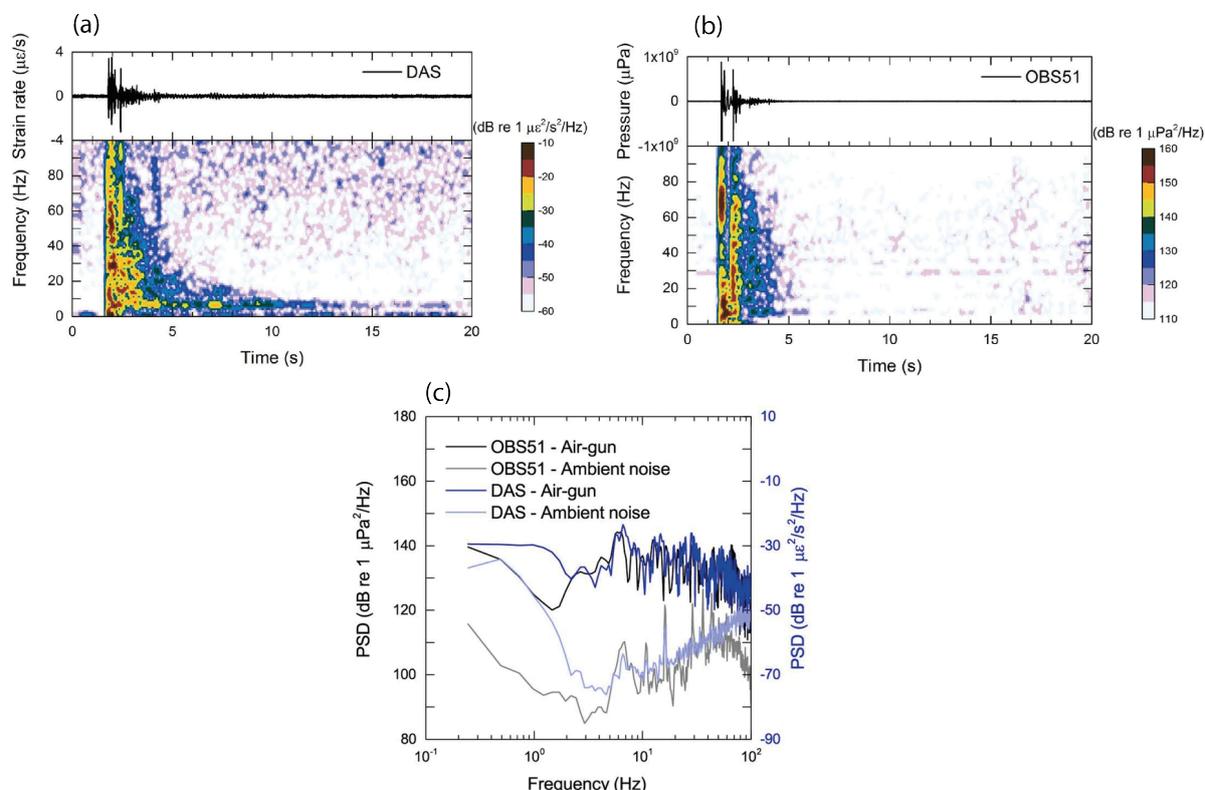


FIGURE 2.13 – Comparaison des signaux hydroacoustiques enregistrés par la mesure DAS et l’hydrophone co-localisé. (a) Série temporelle enregistrée par un DAS et son spectrogramme. (b) Série temporelle enregistrée par un OBS et son spectrogramme. (c) Densités spectrales de puissance (DSP) des mêmes signaux, ainsi qu’une comparaison du bruit sismique ambiant enregistrée sur ces deux senseurs (d’après [Matsumoto et al. \(2021\)](#)).

En outre, l’espacement très dense des capteurs permet de réduire le repliement spectral sur les données DAS. De ce fait, cette énergie due au crénelage spatial ne va pas polluer les diagrammes de dispersion, et va permettre de mieux identifier les modes supérieures.

À la suite de ces travaux pionniers en milieu sous-marin, de nombreuses études DAS ont émergé pour évaluer plus finement les capacités du DAS sur des câbles sous-marins (e.g. Lior 2020) (Figure 2.14) et pour analyser de nouvelles observations que les expériences DAS sous-marines ont rendu possibles (Figure 2.14). Par exemple, le DAS est suffisamment sensible pour mesurer le bruit microsismique, ce qui permet de caractériser sa génération au plus près des sources ([Sladen et al., 2019](#); [Guerin et al., 2022](#); [Williams et al., 2022](#)). Ce bruit microsismique peut ensuite servir à l’imagerie sous-marine via l’utilisation de corrélations de bruit ([Williams et al., 2021](#); [Cheng et al., 2021](#); [Taweasantanon et al., 2022](#); [Spica et al., 2022b](#); [Lior et al.,](#)

2022a; Viens et al., 2022). On peut aussi noter la possibilité de détecter et suivre les courants marins pour mieux les comprendre (Mata Flores et al., 2022), de détecter des bateaux passant à proximité du câble (Rivet et al., 2021), ou de mesurer des mouvements de masse d'eau liés aux marées (Peláez Quiñones et al., 2022). En outre, le DAS offre la possibilité de surveiller des zones de subduction active, comme au Chili, sur des centaines de kilomètres (Rivet et al., 2022) et d'enregistrer de gros séismes avant qu'ils ne touchent les populations locales (*early warning*) [Lior et al. (2022b); Rivet et al. (2022)].

Par ailleurs, il a été montré qu'il est possible d'utiliser des techniques de pointe comme la formation de voies (*beamforming*) pour localiser la source d'un séisme régional (van den Ende and Ampuero, 2021a), ou des techniques d'apprentissage profond (*deep learning*) pour éliminer le bruit spatialement incohérent en utilisant la forte densité spatiale des mesures DAS en milieu sous-marin (van den Ende et al., 2021a).

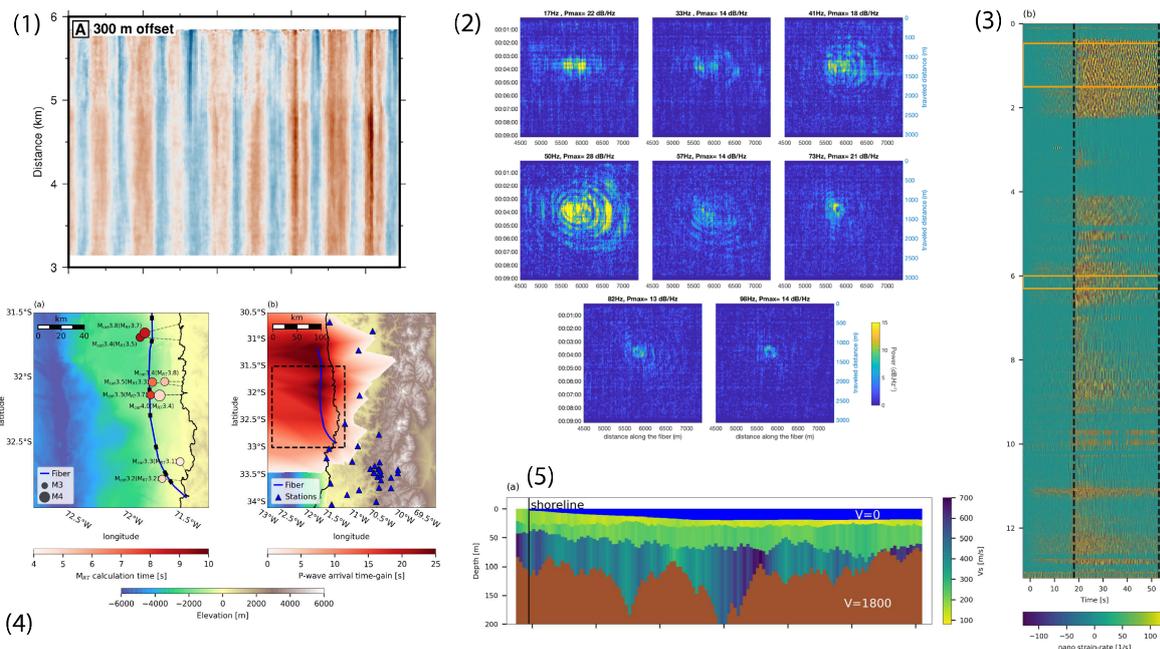


FIGURE 2.14 – Différentes applications géophysiques obtenues à l'aide de capteurs acoustiques distribués. (1) Mesure de la vitesse du courant en fonction du temps et de la distance (Williams et al., 2022). (2) Puissance spectrale du bruit acoustique produite par un bateau (Rivet et al., 2021). (3) Tremblement de terre de magnitude M3.7 à environ 125 km du câble (Lior et al., 2021). (4) Exemple d'application d'*early warning* le long des côtes chiliennes (Rivet et al., 2022). (5) Profil 2D de vitesse en ondes cisailantes sur 3 km de fibre (Lior et al., 2022a)(Lior2022).

2.5 Limitations d'un système DAS

Bien qu'il y a de nombreux avantages à exploiter les capteurs acoustiques distribués basés sur les fibres optiques, quelques problématiques demeurent présentes. Par exemple, un système DAS ne peut mesurer la déformation que le long de l'axe de la fibre (composante unique). Certains groupes de recherche ont pour objectif de créer des mesures DAS sur 3 composantes à l'aide d'un ensemble de fibres enroulées en boucle dans un câble (*helically wound fibers*) [Ning and Sava (2018)], mais cela n'est pas réalisable sur les fibres télécom. De plus, le rapport signal sur bruit des données DAS est plus faible que celui des données provenant de capteurs sismiques traditionnels, en raison de la présence de sources de bruit inhérentes à un capteur à fibre optique, comme le bruit de fond sur tous les canaux causé par le son et les vibrations se trouvant à proximité de l'interrogateur DAS (*Common-Mode Noise*) [Ellmauthaler et al. (2017)], ou le *fading*.

2.5.1 Fading

Lorsqu'on interroge une fibre optique, nous aimerions que le niveau de sensibilité observé sur chaque capteur soit identique et uniforme sur toute la longueur du câble. Cette performance d'un système DAS peut dépendre de certains paramètres comme la puissance optique rétro-diffusée, la longueur de fibre ou la cohérence de la source laser utilisée. Cependant, un autre phénomène appelé *fading*, inhérent à toutes données DAS, va de manière récurrente produire des chutes locales d'intensité de la lumière rétrodiffusée le long de la fibre (Figure 2.15).

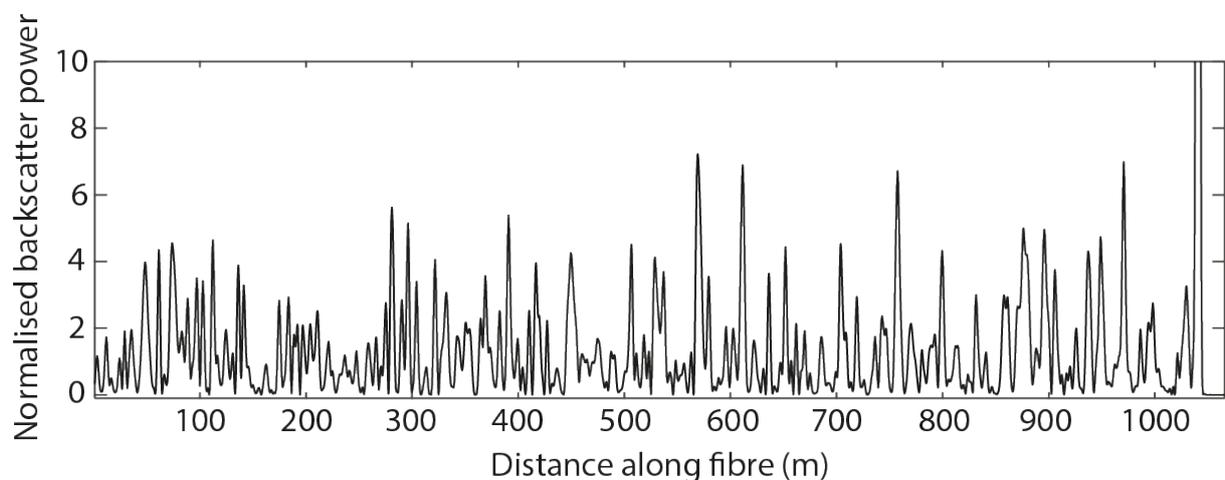


FIGURE 2.15 – Variation de la puissance de rétrodiffusion cohérente mesurée le long d'une fibre monomode (d'après Hartog (2017)).

Il en résulte un signal optique ayant un SNR trop faible pour être correctement exploité, et donc une perte d'information de phase au capteur considéré. Environ 3% de la fibre est sujette au *fading* à tout moment (Ellmauthaler et al., 2016); il est cependant possible de répéter la mesure pour obtenir des signaux sans *fading*, étant donné que ce dernier change en temps et en distance le long de la fibre (Willis et al., 2021). Ces pertes d'information proviennent de deux effets de *fading* combinés :

1. **Fading de polarisation** : Provient de l'état de polarisation (i.e. direction de l'amplitude du champ électrique) de la lumière rétrodiffusée dans la fibre qui peut varier aléatoirement le long de la fibre. Si deux signaux lumineux sont combinés avec des états de polarisation orthogonaux, aucune interférence ne se produit. Il est possible de supprimer cet effet en utilisant simultanément deux axes orthogonaux de polarisation pour obtenir un profil indépendant de la polarisation (Gifford et al., 2007), ce qui est le cas des interrogateurs commerciaux utilisés dans ce travail.
2. **Fading interférométrique** : Provient d'une distribution gaussienne de l'intensité rétrodiffusée et par la non uniformité de l'indice de réfraction effectif tout au long de la fibre (Zhou et al., 2013; Arpison, 2021). Pour restreindre cet effet, on peut modifier la fréquence du faisceau lumineux injecté pour acquérir les mêmes mesures; les localisations du *fading* vont être probablement différentes en raison des sensibilités de différentes fréquences de la lumière aux points de diffusion à l'intérieur de la fibre. Généralement, cet effet est bien visible dans les données DAS.

2.5.2 Angle d'incidence

La réponse en champ lointain d'un géophone (composante verticale) à des ondes P incidentes est de la forme $\cos(\theta)$; celle d'une fibre optique est de la forme $\cos^2(\theta)$ où θ est l'angle d'incidence d'une onde atteignant la fibre (Figure 2.16a). Lorsque $\theta = 90^\circ$, l'onde incidente est normale à la fibre et la sensibilité de la fibre est nulle. A $\theta = 0^\circ$, l'onde voyage de façon longitudinale à la fibre et sa sensibilité est maximale. Pour des ondes S (Figure 2.16b), la réponse de la fibre est de la forme $\sin(2\theta)$ avec une sensibilité maximale pour des ondes incidentes ayant un angle $\theta = 45^\circ$. A $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$, la réponse est nulle. En effet, à ces angles d'incidence, l'onde S ne fait que déplacer le câble du bas vers le haut, et ne provoque pas d'extension ou de compression de la fibre (Willis et al., 2021).

Dans ce travail, nous exploitons des ondes de Scholte, qui sont un type particulier d'ondes de Rayleigh correspondant à une onde de surface qui se propage à l'interface d'un solide et d'un

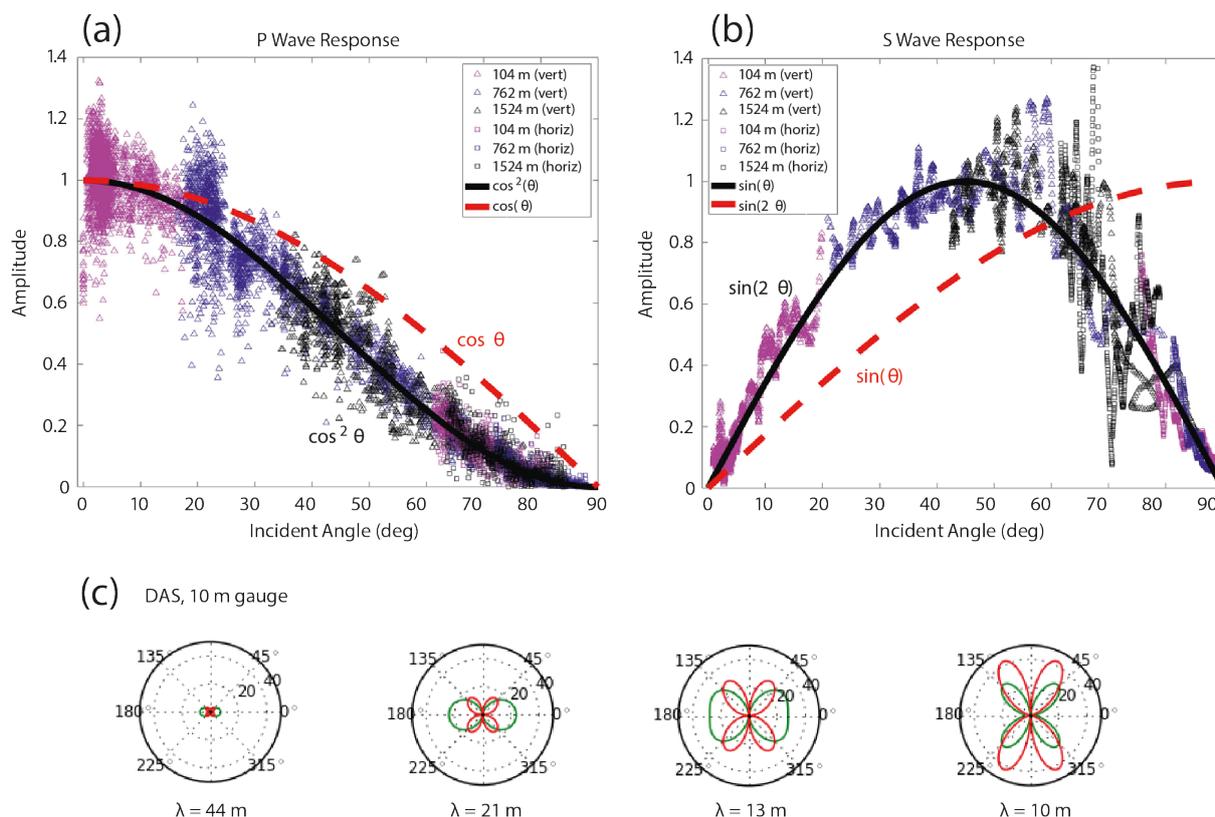


FIGURE 2.16 – Réponse angulaire de la fibre **(a)** aux ondes P, **(b)** aux ondes S. Les lignes indiquent la réponse théorique pour le DAS (solide) et les géophones (en pointillés), et les symboles indiquent la réponse en amplitude extraite d’un ensemble de données VSP (Wu et al., 2017). **(c)** Réponse en amplitude d’une mesure DAS ayant une longueur de jauge $J = 10$ m à des ondes de Rayleigh (vert) et de Love (rouge) pour chaque angle. Les valeurs de longueurs d’ondes incidentes sont notées sous les tracés polaires (d’après Martin et al. (2021)).

liquide, et dont le déplacement est à la fois longitudinal et vertical (voir Figure X - Chapitre 1). De ce fait, leur réponse angulaire est similaire à celle des ondes P, avec une sensibilité maximale lorsque $\theta = 90^\circ$ (Figure 2.16c). La sensibilité peut changer en fonction de la longueur d’onde incidente (courbe verte - Figure 2.16a,b,c); lorsque la longueur d’onde apparente se rapproche de la longueur de jauge (Figure 2.16d), la déformation enregistrée se rapproche de 0 (Paitz, 2021), ce qui explique une réponse similaire aux ondes S (Martin et al., 2021).

2.5.3 Limitation de la portée dynamique

Nous avons vu précédemment que la portée à laquelle il est possible d’enregistrer un signal dépend de paramètres du pulse lumineux injecté dans la fibre et qu’un compromis entre résolution spatiale et portée maximale est nécessaire (Partie 2.3.2.2). On ne peut pas augmenter de

façon illimitée la puissance optique injectée dans des fibres pour augmenter la portée. En effet, il existe une puissance crête à partir de laquelle des effets non-linéaires peuvent apparaître et dégrader les mesures et la fibre : l'instabilité par auto-modulation de phase (*Self-Phase Modulation*, SPM), le mélange quatre ondes (*Four-Wave Mixing*, FWM), la modulation de phase croisée (*Cross-Phase Modulation*, CPM), et les diffusions inélastiques stimulées Brillouin et Raman (*Stimulated Brillouin and Raman Scattering*, SBS et SRS) [Arpison (2021)]. Les principaux effets pour une fibre monomode sont la SPM et la SBS :

- L'instabilité modulationnelle (SPM) est un processus non-linéaire de modulation de phase par effet Kerr qui va déformer la lumière qui se propage. Cet effet apparaît lorsque la puissance de crête de l'impulsion dépasse un seuil d'environ 23 dBm (Hu et al., 2018). Waagaard et al. (2021) donne l'exemple d'un interrogateur utilisant des impulsions cohérentes de longueur 50 ns (5 m de résolution) qui pourra être capable de lancer ≈ 10 nJ par impulsion avant que l'instabilité de modulation ne commence à détruire les mesures. Il est possible d'augmenter la portée sans avoir cet effet en utilisant des interrogateurs basés sur la génération d'une modulation linéaire de fréquence (*Linear Frequency Modulated*, LFM) qui répartit l'énergie transmise sur des dizaines et des centaines de μs (Wang et al., 2015).
- La diffusion Brillouin stimulée (SBS) est causée par l'interférence entre le faisceau incident et réfléchi. A partir d'un seuil de puissance du faisceau incident, appelé "seuil de retour Brillouin", le signal de retour croît exponentiellement (par électrostriction) et la réflectivité peut atteindre 100%. Cet effet dépend de la puissance crête, de la longueur d'onde laser, et de la longueur de la fibre (Cotter, 1982).

Chapitre 3

Quantification du bruit microsismique généré par la réflexion côtière des ondes de gravité océanique

Sommaire

3.1 Introduction et résumé du chapitre	55
3.2 Introduction	57
3.3 DAS data and processing	59
3.4 Monitoring gravity waves	63
3.5 Secondary microseismic Scholte waves	70
3.6 Delay between buoy significant wave height and DAS seafloor strain . . .	71
3.7 Beamforming microseism sources	73
3.8 Discussion	76
3.9 Conclusion	80
3.10 Acknowledgements	81
3.11 Data availability	81
3.12 Supporting Information	82

3.1 Introduction et résumé du chapitre

Nous avons montré dans le chapitre précédent que les systèmes de câbles acoustiques distribués permettaient d’obtenir des données dans un milieu sous-marin avec des résolutions et

des distances difficilement atteignables grâce aux capteurs sismiques traditionnellement utilisés (OBS). La géométrie de la fibre que nous exploitons nous permet d'enregistrer les ondes de gravité océaniques voyageant jusqu'à la côte sur 40 kilomètres, mais également le microséisme secondaire (sous forme d'onde de Scholte) résultant de l'interaction des ondes océaniques qui se sont réfléchies sur le littoral (voir Partie 1.2.2). Cette classe de génération de microséismes est difficile à estimer étant donné qu'il est difficile de la distinguer dans les enregistrements des capteurs sismiques ponctuels, par rapport aux autres classes de génération de bruits microsismiques plus énergétiques (e.g interaction de champs d'ondes océaniques produit par deux tempêtes, ou les interactions liées au déplacement d'une tempête). Ainsi, le contexte général de ce travail s'inscrit dans une démonstration que les fibres sous-marines associées au DAS étaient l'outil idéal pour, d'une part étudier le champ d'onde ambiant dans un milieu sous-marin à la bathymétrie complexe (voir Figure 3.1), et d'autre part, mieux comprendre la génération des sources de microséisme secondaire.

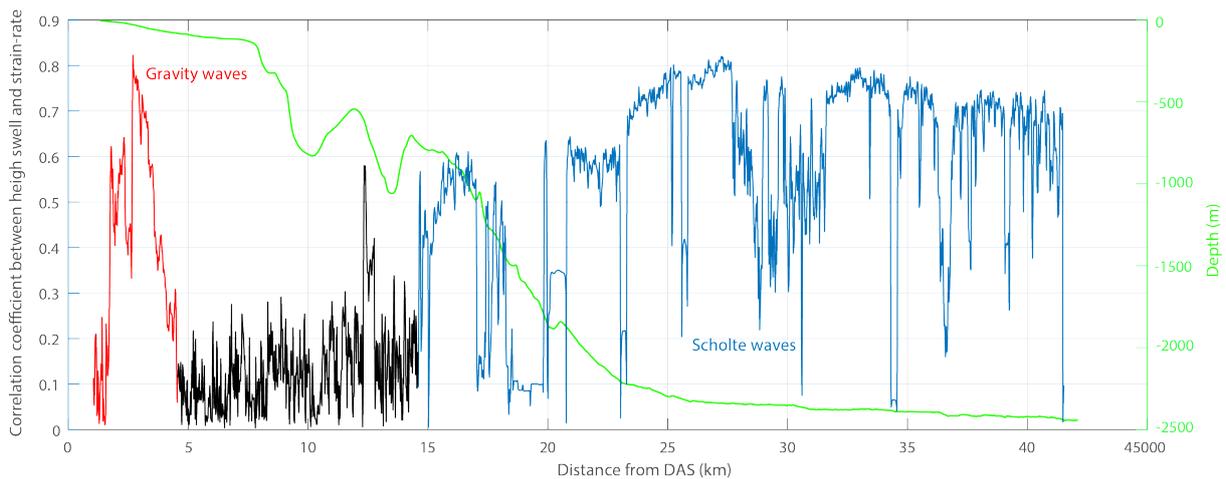


FIGURE 3.1 – Couplage entre le câble et le plancher océanique imagé via une corrélation entre la hauteur significative (amplitude des ondes) enregistrée à la bouée et le taux de déformation enregistré via le DAS. L'axe des abscisses correspond à la distance de la fibre optique, tandis que l'axe des ordonnées montre la valeur de la corrélation. Une valeur élevée de corrélation montre ici que la fibre est bien couplée et enregistre un signal utilisable. Les chutes de valeurs correspondent à des endroits où le câble n'est pas enfoui, ou à un endroit où le signal transite entre un enregistrement des vagues trop faibles (lié à la décroissance exponentielle de telles vagues en profondeur), et une eau pas assez profonde pour le microséisme secondaire (courbe noire) soit amplifier dans la bonne gamme de fréquences. La courbe rouge indique les ondes de gravité, tandis que les ondes de Scholte sont représentées en bleu.

Ainsi, grâce au DAS, nous avons pu caractériser l'amplitude, et la fréquence des déformations causées par les ondes de gravité et par les ondes de Scholte. Pour ce faire, nous avons uti-

lisé divers outils de traitement de signal (spectrogramme, diagramme fréquence-nombre d'ondes (FK), beamforming) sur 5 jours de données enregistrées de façon continue grâce à un interrogateur DAS FEBUS A1 de la marque *FEBUS optics*. Nous avons pu obtenir plusieurs informations sur la houle (direction, hauteur) grâce à une bouée marine colocalisée à proximité de la fibre. Nous avons tout d'abord calculé des spectrogrammes à divers temps sur les portions enregistrant les ondes de gravité et les ondes de Scholte. Cela nous a permis de voir qu'une part non négligeable des ondes de gravité était réfléchiée à la côte, et qu'une partie plus importante de l'énergie du microséisme secondaire était dirigée vers le grand large. L'étape suivante a été de calculer des diagrammes FK, ce qui a permis de mettre en évidence qu'en moyenne, 25% des ondes de gravité étaient réfléchiées sur la côte, quelle que soit la puissance de la houle. Nous avons également pu caractériser de façon précise le coefficient de réflexion R^2 ce qui pourra apporter une nouvelle contrainte aux modèles numériques de générations d'ondes gravitaires et microsismiques (e.g. WAVEWATCH III); modèles qui utilisent une approximation de R^2 quelle que soit la forme de la côte.

Enfin, nous avons montré par une technique de beamforming MUSIC que les sources étaient distribuées le long de la côte, et dépendaient de l'azimut des ondes de gravité incidentes. La présence de capteurs sismiques à l'intérieur des terres nous a montré que les enregistrements à la fréquence d'intérêt sont dominés par ces mêmes sources de microséisme local. Enfin, nous avons enregistré des délais entre l'enregistrement de l'énergie des ondes de Scholtes et la hauteur significative enregistrée à la bouée que nous avons pu expliquer grâce au mécanisme de génération du microséisme secondaire.

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans *Geophysical Journal International* sous le nom de Guerin, G., Rivet, D., van den Ende, M. P. A., Stutzmann, E., Sladen, A., & Ampuero, J. P. (2022). Quantifying microseismic noise generation from coastal reflection of gravity waves recorded by seafloor DAS. *Geophysical Journal International*. doi : 10.1093/gji/ggac200. Il a été récompensé par le 2022 GJI Student Author Award (https://academic.oup.com/gji/pages/student_author).

3.2 Introduction

Oceanic gravity waves generate the most energetic contribution to the background seismic noise known as the primary and secondary microseisms, which are recorded worldwide by broadband seismometers (Webb, 1998; Stutzmann et al., 2000, 2001), and more recently also by optical fiber (OF) cables through Distributed Acoustic Sensing (DAS) (Sladen et al.,

2019; Williams et al., 2019). The prevailing theory of microseism generation was initially developed by Longuet-Higgins (1950) and Hasselmann (1963). Primary microseisms arise from interactions between ocean swell and near-coastal bathymetry at shallow depths (less than 100 m depth) and generate excitations by shear traction at the seafloor dominated by Love waves (Nishida, 2017b). The resulting wave periods range from 10 to 20 s (Hasselmann, 1963; Cesaro, 1994). Secondary microseisms are caused by the interference between opposing ocean surface gravity waves with equal frequencies, such as those generated by storms, or by the reflection of ocean waves on the coast (Ardhuin et al., 2012), which produce second-order pressure fluctuations close to the ocean surface at twice the frequency of the causative ocean surface gravity waves (Longuet-Higgins, 1950; Hasselmann, 1963). Microseismic sources generate hydro-acoustic waves in the ocean that are multiply reflected and transmitted at the ocean bottom, leading to microseism records dominated by Rayleigh waves (Bonnetfoy-Claudet et al., 2006; Kedar et al., 2008; Stutzmann et al., 2009; Koper et al., 2010; Ardhuin et al., 2011; Stutzmann et al., 2012; Gualtieri et al., 2013). Many studies have shown and quantified that the strongest secondary microseismic sources originate through storms from the deep ocean (Longuet-Higgins, 1950; Stehly et al., 2006; Stutzmann et al., 2012), but few have been able to quantify the abundant smaller sources produced by the reflection of gravity waves on the coast (Bromirski and Duennebieer, 2002; Ardhuin et al., 2012), since offshore measurements are scarce. Moreover, coastal reflection sources may be overwhelmed by deep ocean sources.

Microseism source models are developed to provide a better understanding of the different classes of sources for oceanographic applications, as well as to provide information for seismic studies. Most models either do not include coastal reflection sources (Kedar et al., 2008) or use an approximate coefficient R^2 to quantify reflection at a global scale (Ardhuin et al., 2011). Stutzmann et al. (2012) used empirical values of R^2 in their model ranging from 1% to 20% as a function of the coastal environment (continents, islands, or sea ice). Ardhuin et al. (2012) showed that the geometry of the coast (slope) may have a significant impact on coastal reflection recordings, particularly along steep bathymetry coastlines. Here we show that seafloor DAS measurements can improve the accuracy of microseism source models by providing a direct measurement of the ocean wave coastal reflection coefficient and a wealth of information on coastal microseism sources.

Seafloor DAS is an emerging technology in marine geophysics that exploits existing submarine fiber-optic telecommunication cables to fill the observational gaps in the oceans, including those that limit the study of near-shore microseisms (e.g. Sladen et al. (2019), Lindsey et al. (2019b), Williams et al. (2019)). DAS can convert a fiber optic cable of up to about 150

km length into a dense array of single-component (longitudinal) strain (or strain-rate) sensors, spaced merely a few meters apart and with temporal sampling rate up to several kHz. The submarine target environment can be sensed directly from land by connecting the DAS interrogator to one terrestrial end of the cable. The high density of seafloor measurements provided by DAS over a large area, combined with the ease of operation, revolutionize the measurement of transient ground deformations offshore. Microseismic noise is ubiquitous in underwater DAS continuous records (Sladen et al., 2019; Lindsey et al., 2019b; Williams et al., 2019). Sladen et al. (2019) used an underwater cable located in the Mediterranean Sea and showed that seismic noise recorded at depths greater than 1000 *m* is dominated by Scholte waves in the frequency band 0.2-0.5 Hz. They also demonstrated that the DAS recordings close to shore had a dominant frequency of around 0.1 Hz produced by the pressure variations induced by the ocean surface gravity waves. Microseismic waves have also been recorded on submarine cables in the Monterey Bay in California (Lindsey et al., 2019b) and in the North Sea (Williams et al., 2019). The latter study recorded 0.36 Hz Scholte waves which they associated with the secondary microseism generated by opposing ocean surface gravity waves at 0.18 Hz. Microseismic noise recorded by DAS was recently used to perform ambient noise tomography of the shallow subsurface (Cheng et al., 2021; Spica et al., 2020) and to reveal small-scale crustal structures such as an underwater sedimentary basin and faults (Lior et al., 2021).

Motivated by the new capabilities of DAS, we analyse the generation of microseisms through the coastal reflection of gravity waves with highly favorable characteristics in terms of sensitivity, spatio-temporal resolution, and spatial extent. Our analysis is based on a 41.5 km-long cable offshore Toulon, south of France. Using array processing techniques, we recover the azimuth, amplitude, and velocity of microseismic waves over five days of DAS recordings. In addition, we use the DAS measurements to quantify the ocean wave coastal reflection coefficient by computing the ratio between coastward and seaward ocean waves. We find a relatively constant coefficient of about 0.07 over the 5 days of acquisition. This new way of estimating the reflection coefficient will allow to significantly improve regional and global microseism source models.

3.3 DAS data and processing

DAS is a photonic sensing technology that analyses Rayleigh-backscattered light in response to laser pulses injected regularly through one end of an OF cable. The light pulses are scattered by nanometric-scale heterogeneities along the OF. Axial strain in a given section of the

OF, caused by external mechanical waves or by temperature variations, induces a linear phase shift of the light backscattered by that section. The phase changes arising between subsequent pulses, averaged over a given distance called the gauge length, provide a measure of strain or strain-rate at fixed locations along the fiber.

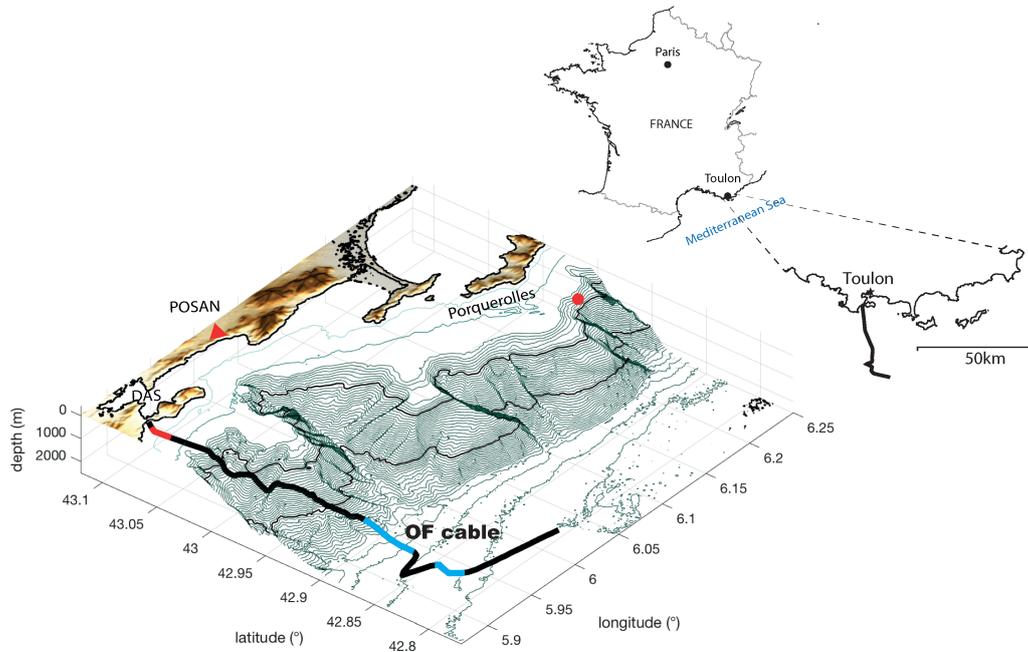


FIGURE 3.2 – Map and perspective view of the seafloor MEUST- NUMerEnv cable (black curve). The red section is used to generate the f - k analyses in Figure 5, and the blue sections are used in Figure 6. The Porquerolles oceanographic buoy is indicated by the red circle. The red triangle is the permanent seismic station POSAN.

For this study, we sensed an OF cable located offshore Toulon, south of France, which was originally deployed for the MEUST-NUMerEnv project (Mediterranean Eurocentre for Underwater Sciences and Technologies - Neutrino Mer Environnement, [Lamare \(2016\)](#)). Its length of 41.5 km, and depth ranging from 0 m on the continental shelf down to 2500 m on the deep-abyssal plain (Figure 3.2), enables probing both ocean surface gravity waves near the shore and seismic waves all along the cable. The cable features two near-perpendicular segments, one oriented roughly north-south and the other east-west, which we will leverage to locate the sources of microseismic noise through beamforming and back-projection. We use continuous strain-rate records which were acquired using a legacy generation-A1 DAS interrogator developed by Febus Optics, from February 19th to February 23rd, 2019. See also [Sladen et al. \(2019\)](#), [Lior et al. \(2020\)](#) and [Rivet et al. \(2021\)](#) for more details. With a gauge length and channel spacing of 19.2 m, the cable comprises 2100 equally spaced sensing points (channels) recording

strain-rate on the seafloor. Raw continuous DAS data were recorded at a temporal sampling rate of 2 kHz, producing 16 TBytes of data. We applied a lowpass filter at 5 Hz followed by down-sampling of the data by a factor 200, reducing the temporal sampling rate to 10 Hz, which is sufficient for the study of microseismic noise and gravity waves. We further reduced the volume of data by selecting 8-minutes long windows every 30 minutes.

As an example, a one-minute long sample of processed data is shown in Figure 3.3. The cable enters the water at a distance of 1.316 km from the DAS interrogator installed at the on-land end. We begin to record ocean surface gravity waves at 1.6 km from the interrogator, where the cable exits a concrete conduit. The first kilometer of the cable after it leaves the shore is submersed at shallow depths (up to a few tens of meters) and the recordings for this section are dominated by gravity wave signals reaching a peak amplitude of several hundred nanostrain/s. Further away from the coast, the cable depth increases and the amplitude of the gravity wave signals decreases rapidly, until they are no longer visible at depths around 90 m, 5km from the shore. At depths greater than 1000 m, shorter-period waves with higher propagation velocity and lower amplitudes (a few tens of nanostrain/s) dominate the records. Their dominant frequency decreases as the depth increases reaching 0.4 Hz at 2500 m depth (Sladen et al. (2019)). Finally, the data exhibit segments with values of strain-rate close to 0 nanostrain/s corresponding to OF segments that are weakly coupled. For instance, the 27.5 - 32 km segment has been replaced in 2017 and the natural burial of the cable into the soft sediment is not yet sufficient to provide good coupling. Other segments are probably hanging sections (around 20 km or 34 km) that do not record Scholte waves and display cable waves (Chang and Nakata (2022), Flores et al. (2021)). The strain-rate of these segments is set to 0. More information about this OF cable can be found in Lior et al. (2020).

In addition to seafloor DAS data, we use gravity wave train data, such as wave significant height, period and direction, recorded by an oceanographic buoy (Coriolis.eu.org) located 5 km off Porquerolles island, about 20 km east from the cable (red dot in Figure 3.2). We also use seismic data from the onshore permanent broadband station POSAN (Deschamps and Beucler, 2016) located close to the OF cable (red triangle in Figure 3.2) to confirm the results of the DAS analysis.

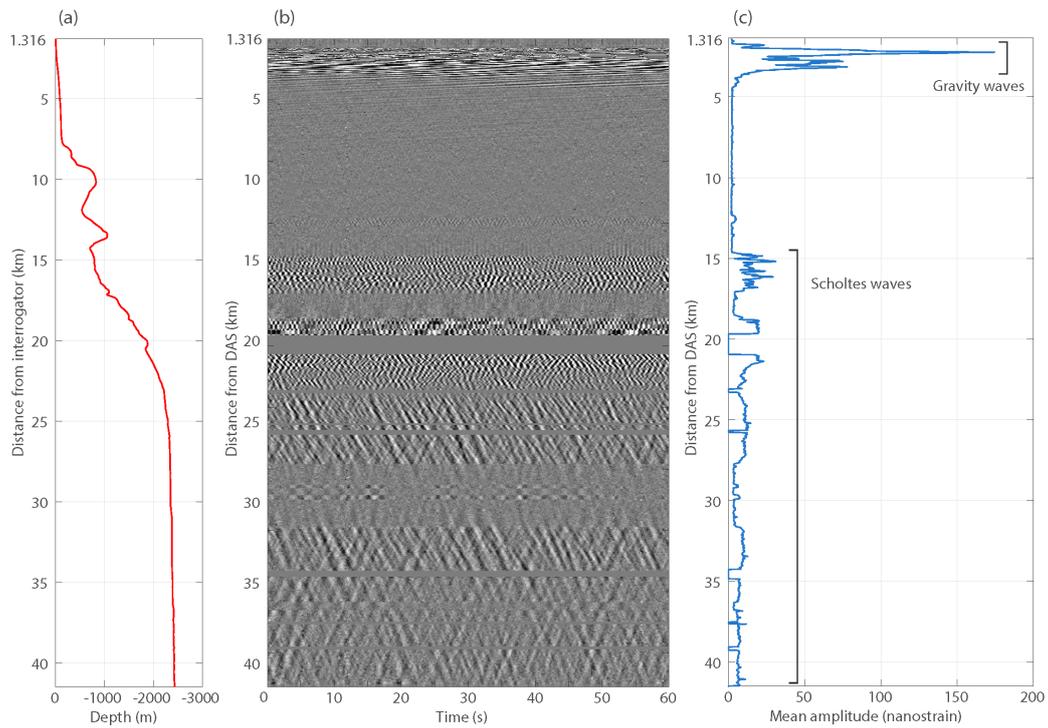


FIGURE 3.3 – Data sample. (a) Depth profile of the OF cable. (b) 1 min long record of strain-rate at distances of 1.3 to 41.5 km along the cable relative to the DAS interrogator. (c) Mean absolute strain-rate along the fiber. Note that the amplitudes of the gravity waves are very large compared to the microseisms.

3.4 Monitoring gravity waves

It has been shown that surface gravity waves produced by swells and winds can be recorded by cables laid on the seafloor using DAS (Sladen et al., 2019; Lindsey et al., 2019b; Williams et al., 2019). Strain-rates recorded along the cable induced by gravity waves are consistent with the linear wave theory (Sladen et al., 2019); they are proportional to wave height and depend on the ratio of water depth to wavelength. The geometry of the cable used in this study enables us to identify the characteristics of gravity waves at different depths and to make precise measurements of oceanic waves over the 5-day time-series. For the shallowest section of the cable (between 10 and 80 m depth), we computed the absolute value of the strain-rate, and plotted the mean value over each 8-minute-long window (Figure 3.4a). Most of the ocean gravity wave energy is located in the 10 m to 45 m depth range. As observed by Sladen et al. (2019), the energy decays rapidly with depth (below about 20 m depth) which is consistent with the linear gravity wave theory. The significant wave height simultaneously recorded at the Porquerolles buoy and the amplitude of strain-rate recorded along the cable at different water depths are plotted in Figure 3.4b. The values of both quantities decrease from the beginning of the time series, then rise to a first peak before 21 February barely visible at shallow depths. This small peak is followed by the biggest peak on 21 February clearly visible on DAS data at all depths sensitive to gravity waves. A divergence emerges after 22 February, especially at the larger depths where a slower decrease in strain rate is observed. This demonstrates that the strain-rate amplitudes are related to local weather conditions changes captured on the buoy data. Note that we are comparing first-order data from a buoy located 25 km away from the cable, above a 900 m water column, to strains recorded on the OF cable at shallow depth (less than 50 m). Although we focus here on the similarities, we do not overlook the fact that there are differences between these two datasets.

A good correlation is also found between the dominant frequency of strain-rate recorded at, e.g., 30 m depth and the ocean wave frequency recorded by the buoy (Figure 3.5b). The most energetic spectral components of the strain-rate are consistent with the ocean wave frequency range (from 0.1 to 0.3 Hz) recorded at the sea surface by the buoy (red curve). There is also a similarity between the time series of significant wave height and the peak spectral amplitude at the selected 30 m deep DAS sensor (gray and red curves, respectively, in Figure 3.5a). This confirms that we can use DAS to monitor the amplitude and spectral content of the ocean surface gravity waves that propagate above the OF cable.

The high spatial coherence of the gravity waves measured up to 5 km distance permits a

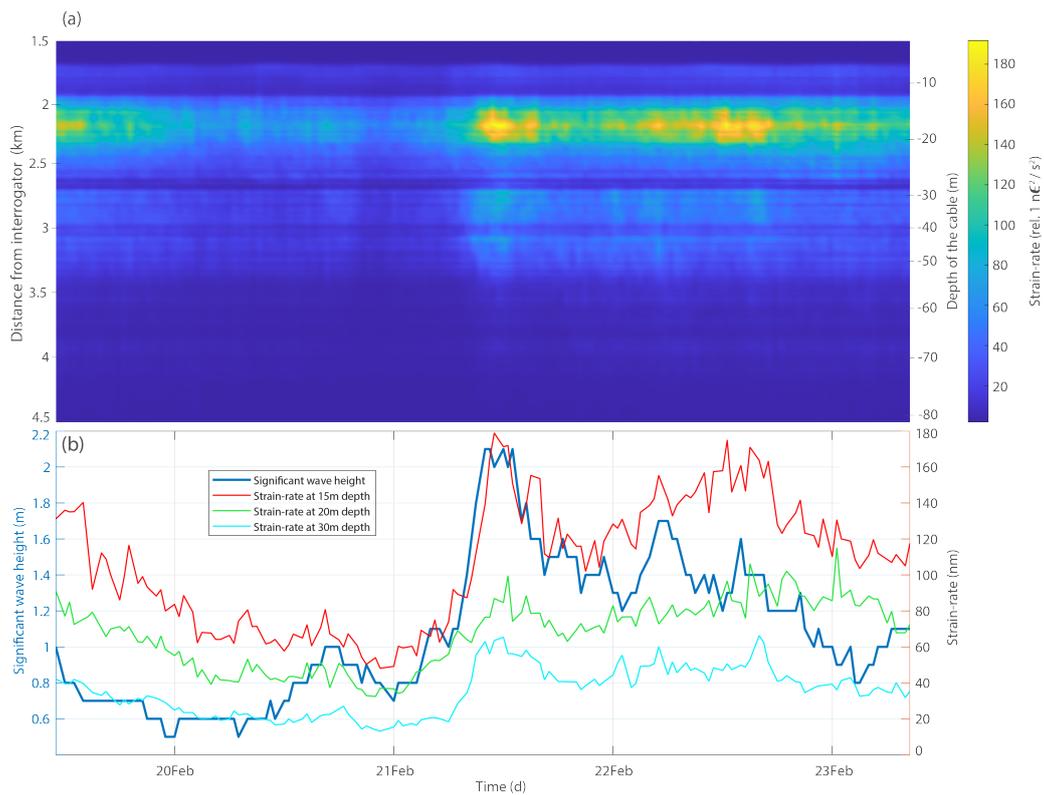


FIGURE 3.4 – Observations of surface gravity waves. (a) Amplitude of strain-rate recorded between 1.5 and 4.5 km from the interrogator over 5 days. Warm colors represent the maximum mean amplitude. The right vertical axis is the depth of the cable. (b) Significant wave height recorded at the buoy off Porquerolles Island over 5 days (blue) and the DAS strain-rate measured at different depths : 15 (red), 20 (green) and 30 m (cyan).

Monitoring gravity waves

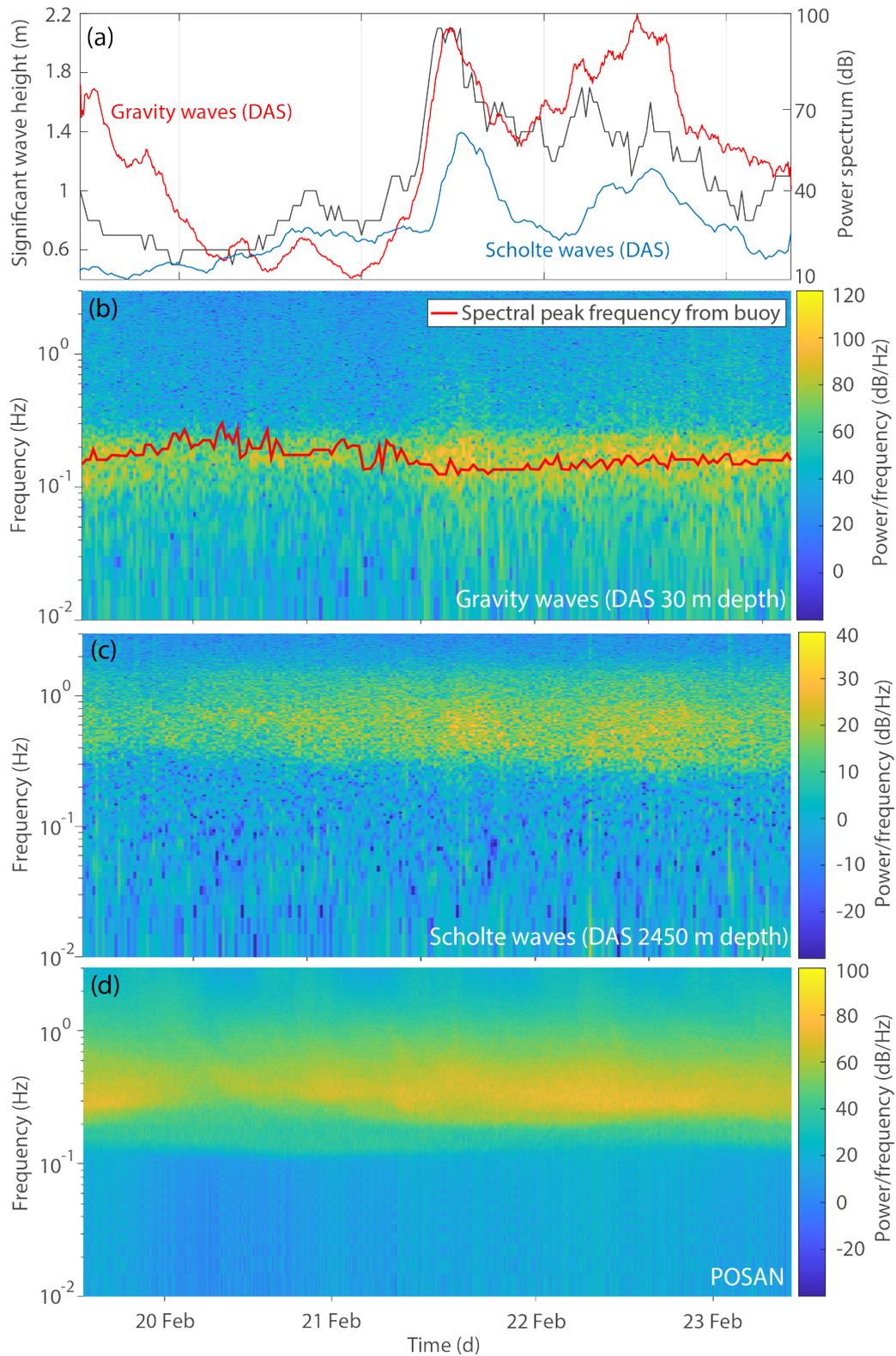


FIGURE 3.5 – (a) Time series of significant wave height recorded by the Porquerolles buoy (gray), strain-rate power at 30 m depth dominated by gravity waves (red), and strain-rate power at 2450 m depth dominated by Scholte waves (blue). The strain rate axis is on the right. Spectrograms over 5 days, from Feb 19th to Feb 23th, of (b) strain-rate at 30 m depth, (c) strain-rate at 2450 m depth, and (d) ground motion recorded by an onshore broadband station (POSAN) located near the DAS interrogator. The red curve in (b) is the spectral peak frequency of ocean wave height recorded at the buoy.

characterization of the gravity wave propagation direction, but it is not possible with the linear array geometry to accurately determine the ocean wave directional spectrum from the f-k analysis without knowing its velocity. In addition, the DAS data enables an estimation of the fraction of the waves that are reflected at the coast. Figure 3.6a shows the frequency-wavenumber (f-k) decomposition of the strain-rate signals on a linear cable segment near the shore (from 2 to 5 km), over four time windows that capture various ocean wave conditions characterized by distinct values of the normalized significant wave height (Figure 3.6b). We compare the observed dispersion curves to the theoretical dispersion curve of the linear gravity wave theory (Lamb, 1945) :

$$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (\text{III.1})$$

where g is the acceleration of gravity, ω the temporal frequency, k the spatial wavenumber and h the water depth. We set the latter to 50 m, the average depth of the selected cable segment; considering that its depth ranges from 15 to 100 m, this assumption may produce small discrepancies on the theoretical dispersion curves. Note that gravity waves propagating in different directions, corresponding to different apparent speeds along the cable, should appear in the f-k diagram as separate streaks. In fact, the wavenumber variable of our f-k plots is the apparent wavenumber $k_{app} = k \cos(\theta)$, the projection of the wavevector onto the cable direction, where θ is the wave propagation angle relative to the cable orientation. Figure 3.6 shows the theoretical dispersion curves as a function of k_{app} for two angles of incidence, $\theta = 0^\circ$ and 60° , computed with equation (III.1) after setting $k = k_{app} / \cos(\theta)$.

Most of the energy recorded at the depths selected in Fig. 3.6 propagates landward and has frequencies between 0.05 and 0.20 Hz. In the f-k diagrams, dispersive group velocities are given by the local tangent $\partial\omega/\partial k$. They range from 10 to 25 m/s and depend on wavelength. When the swell height is at its highest (time stamp 3), the energy is more spread out in f-k space and has a peak at azimuth 60° located at lower wavenumbers, corresponding to higher velocities. We further investigate the azimuth and velocity of the gravity waves by beamforming analysis in Section 6.

As shown on the f-k analysis of ocean surface gravity waves, a significant part of the energy is reflected (Elgar et al., 1994), and can be quantified thanks to the dense network of sensors provided by DAS. The top panels of Figure 3.6a show the normalized energy as a function of wavenumber at time stamps 1 to 4. We integrated across frequencies between 0 and 0.2 Hz that correspond to the range of gravity wave frequencies. At all times, the energy exhibits a bimodal distribution with two local maxima corresponding to the landward (right) and seaward (left)

propagation of the gravity waves. Regardless of the strength of the swell, a significant amount of gravity waves amplitude (from 20% to 30%) is reflected at the coast. We computed the mean energy of the seaward ($k < 0$) and coastward ($k > 0$) propagating waves at frequencies ranging between -0.3 and 0.3 Hz for both components and wavenumbers ranging between 0 and $\pm 0.03 \text{ m}^{-1}$ (Figure 3.6b). As expected, the energy in the coastward direction is correlated with the relative water level recorded at the buoy (blue curve), which controls the significant waves height. The reflected waves (seaward) follow a similar evolution, at least when the swell is at its highest (time stamp 3).

We compute the reflection coefficient R^2 defined as the ratio of seaward to coastward wave energy (Elgar et al., 1994). When the swell is not strong enough, the energy of the reflected gravity waves is too low to reliably estimate the reflection coefficient. We disregard the reflection coefficient computed when the seaward energy is below a threshold of about 52 dB (horizontal red line), defined as the average energy during 5 days on a segment of the cable where we do not record gravity waves (around 7 km from the interrogator). When the swell is low, the seaward wave energy falls below the threshold, resulting in inflated R^2 values of up to 0.14 (light grey rectangles in Figure 3.6c). In periods with seaward energy above the threshold, the reflection coefficient is rather stable around the average value $R^2 \approx 0.07$ in the 0.05-0.20 Hz frequency range, which corresponds to 26% relative amplitude between reflected and incident waves. For comparison, Elgar et al. (1994) found a value of $R^2 \approx 0.05$ in the 0.1-0.15 Hz frequency range on a plane sloping beach similar to our experiment (which has a slope of around 2%), and Stutzmann et al. (2012) estimated an average $R^2 = 0.02$ for the French continental seismic station SSB of the GEOSCOPE network.

R^2 may vary with wave frequency. Fortunately, during the 5-day experiment, the gravity wave period evolved, and so we are able to investigate its properties by estimating the R^2 at different frequencies (Figure 3.7a). For a given frequency, R^2 is constant regardless of the energy of the swell. When the swell is low, between 20 and 21 February, the results are biased by the high noise level. When the swell is at its maximum (shown as a function of frequency in Figure 3.7b), the mean R^2 increases with frequency, from 0.08 at 0.1 Hz to 0.14 at 0.2 Hz. At higher frequencies, the amplitude of the ocean surface gravity waves is too low to calculate R^2 reliably. Overall, we estimate that at least 25% of the gravity waves amplitude are reflected. The interference between landward and reflected seaward waves is expected to generate secondary microseisms in the coastal region. In order to quantify this mechanism and its contribution to the overall ambient noise wavefield, we next investigate the Scholte waves recorded at further depths, between 1000 and 2400 m.

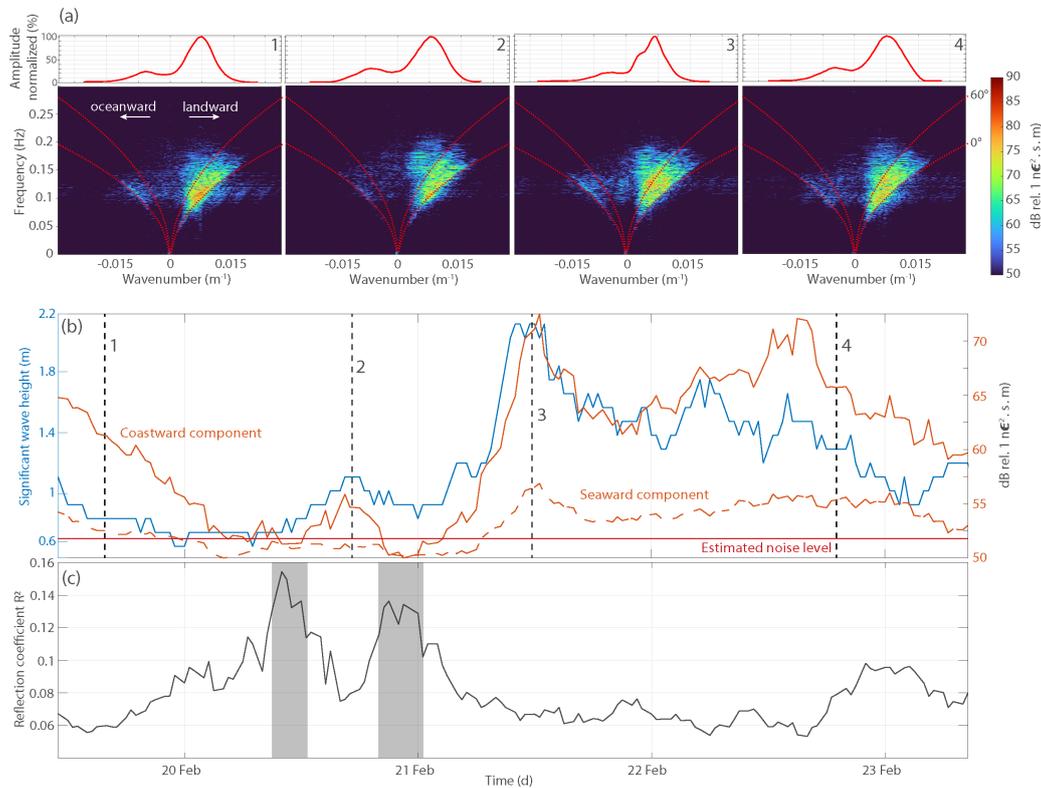


FIGURE 3.6 – (a) (Top) Strain-rate amplitude between 0 and 0.3 Hz as a function of wavenumber, normalized by the maximal power, and (Bottom) frequency-wavenumber (f-k) decomposition of the strain-rate signal for seaward and landward components, along a cable segment between 2 and 5 km indicated in Figure 3.3a, at four different times indicated in (b). Red dotted curves are the theoretical dispersion curves of gravity waves for two different incidence angles, 0° and 60° relative to the cable orientation. (b) Significant wave height recorded at the buoy off Porquerolles Island over 5 days (blue curve), seaward and coastward energies (solid and dashed red curves, respectively) and estimated noise (horizontal red line). The vertical black dashed lines with numbers indicate selected times with different ocean wave conditions for f-k analysis. (c) R^2 reflection coefficient, defined as the ratio of seaward to coastward energy, computed from a f-k decomposition over 5 days, by stacking the f-k decomposition of 8-min long strain-rate windows every 30 min.

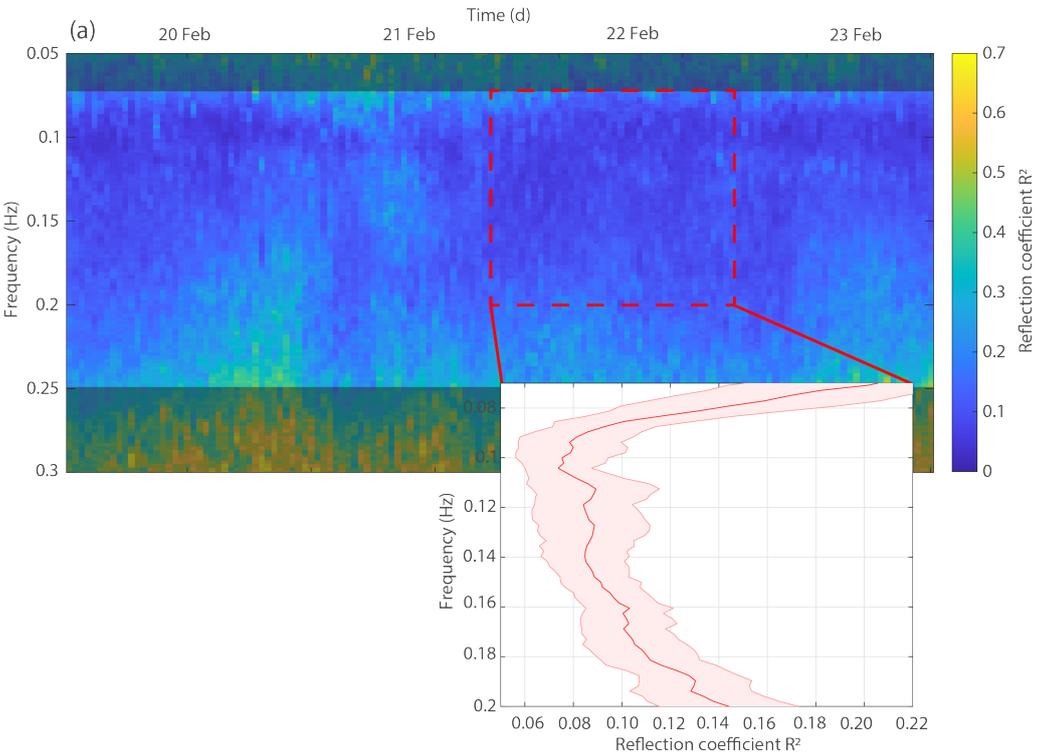


FIGURE 3.7 – (a) Reflection coefficient R^2 computed for each frequency between 0.05 and 0.3 Hz. (b) Mean reflection coefficient R^2 for frequencies ranging from 0.075 to 0.2 Hz at the highest swell. Lighter red band shows the standard deviation.

3.5 Secondary microseismic Scholte waves

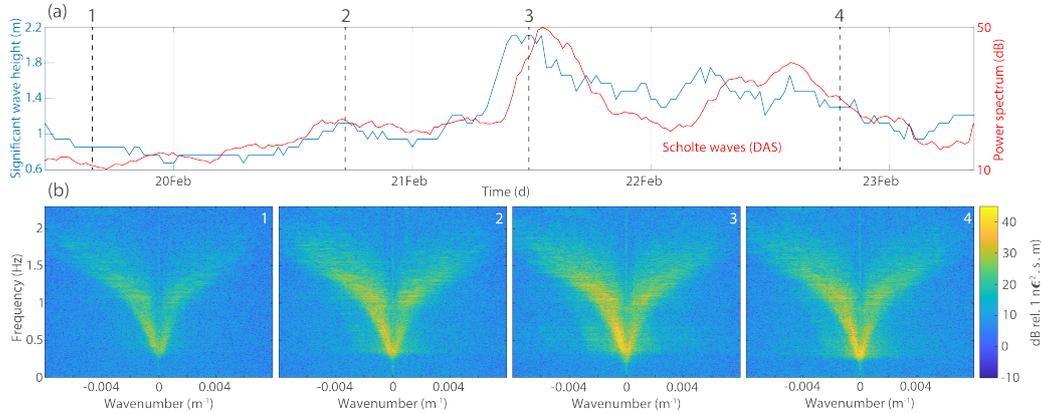


FIGURE 3.8 – Observations of oceanic secondary microseismic noise. (a) Normalized significant wave height (in m) of the local swell recorded at the buoy off Porquerolles Island over 5 days (blue curve). The red curve shows the strain-rate power between 0.25 and 0.7 Hz recorded by DAS at 2450 m depth, which is dominated by Scholte waves (plotted also on Figure 4). (b) Frequency-wavenumber (f-k) decomposition of the strain-rate signal of the 21-35 km north/south segment, for seaward and landward components.

Farther along the fiber, from the continental slope (1500 m depth) to the abyssal plain (2500 m depth), DAS recordings are dominated by higher velocity, dispersive, continuous wave trains with frequencies ranging from 0.25 to 1.3 Hz (Figure 3.8). Sladen et al. (2019) showed that these wave trains are Scholte waves propagating at the fluid-solid interface in both coastward and oceanward directions. These seismic waves are generated by the interaction of gravity waves with same frequency and wavenumber but opposite directions, which is known to cause second-order pressure variations that constitute secondary microseism sources (Longuet-Higgins, 1950; Hasselmann, 1963). The wide range of frequencies from 0.25 to 1.5 Hz (which exceeds twice the frequency of gravity waves) seen on the f-k analysis and on the spectrogram (Figure 3.5c) is due to resonance in the water layer that amplifies certain frequencies depending on the height of the water column (Sladen et al., 2019). This effect almost vanishes in the abyssal plain at 2500 m depth, where the frequencies range from 0.25 to 0.4 Hz.

The amplitude of the Scholte waves between 0.25 and 0.7 Hz follows the fluctuations of the significant wave height recorded at the buoy (Figure 3.8a), even if time shifts of a few hours appear (notably on 21 and 22 February). Similarly, these patterns of increase and decrease can be seen on the spectrogram of strain-rate at a deep location in the abyssal plain (Figure 3.5c). When the swell increases on February 21, the strain-rate power does too. The spectrogram of the onshore broadband station POSAN (Figure 3.5d) shows a similar frequency range as

that of the abyssal plain DAS data, between 0.25 and 0.5 Hz, and its amplitude fluctuations are correlated with the significant wave height recorded by the buoy some 50 km away. The temporal correlation between the swell amplitude and Scholte wave amplitudes suggests that a large proportion of the secondary microseism recorded on the OF cable is caused by local weather conditions and is generated by the local interaction of incident and coastal-reflected ocean waves. The same applies for the inland station POSAN. However, a significant amount of energy coming from offshore sources located at further distance (non-local) is recorded on the OF cable and contributes to the general level of microseismic noise in the area.

3.6 Delay between buoy significant wave height and DAS seafloor strain

In order to better understand the delay between the relative wave height and the Scholte wave power (Figure 3.8a), we will compare the lags between the coastward component of ocean surface gravity waves (Figure 3.9) and the oceanward component of Scholte waves (Figure 3.10) with the significant wave height measured at the buoy. We choose these components, the most energetic for each wave type, because they seem to be related through coastal reflection to the local sea conditions that are more relevant for this work. We first compare the time series of the mean coastward energy measured on the shallow section of the cable (i.e. the ocean surface gravity waves) and the amplitude of the significant wave height measured at the buoy (Figure 3.9a). The two quantities seem to follow the same dynamics of increasing and decreasing amplitude. However, a short delay is observed, especially in two periods indicated by the black rectangles on Figure 3.9a. At the peak of the swell, in the period labelled 1, the DAS strain is delayed by about 45 min relative to the significant wave height. In the period labelled 2, the time shift is of similar amplitude but of opposite sign. These time shifts are consistent with the propagation direction of the swell, quantified at the buoy by the wave direction at the frequency of the peak (blue curve in Figure 3.9b). The variability in wave direction (called spreading) is low (10°) for label 1, and shows values ranging from 70° to 90° for label 2 (Not shown on Figures). In the period labelled 1, the swell back-azimuth is 100° (it comes from the east), thus it first arrives at the buoy and then at the fiber. Likewise, in the period labelled 2, the wave direction changes from a steady value to a volatile value of about 250° . That means that the ocean waves will be recorded first on the cable, then on the buoy, which is consistent with our results.

Similar to the analysis we performed on the gravity waves, we computed the oceanward

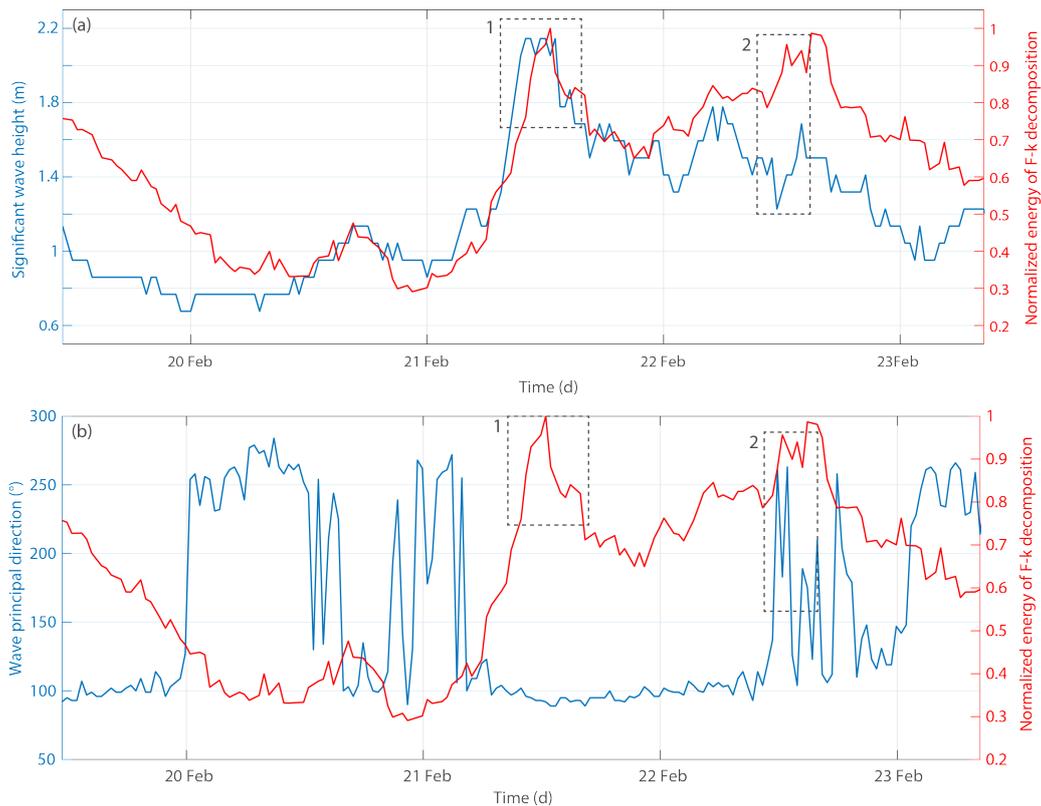


FIGURE 3.9 – Mean of the seafloor strain-rate amplitude of ocean surface gravity waves traveling coastward estimated on the f-k decomposition over the 5 days of DAS data (red curve), plotted together with (a) the significant wave height (m) recorded at the buoy (blue) and (b) wave principal direction (degree) recorded at the buoy (blue). Black dotted rectangles highlight periods with visible time shifts between the two time series shown in (a).

component from the f-k decomposition for the 21-35km north/south linear segment over the full time-series (red curve on Figure 3.10) to compare it to the significant swell height (blue curve). Before February 21st, when the swell is low, the two quantities have discrepancies, although the increase that starts in the middle of February 21st can be seen on both curves. After the 21st, the tendency of f-k decomposition energy is correlated with the swell but with some time delay.

If we focus on the peak of the swell (rectangle label 1), we can see a large shift of around 90 minutes when the swell get stronger while the shift is much smaller (about 30 minutes) when the swell weakens. Later, on rectangle labelled 2, the oceanward component (red curve) seems to increase before that the swell goes up. Looking at the direction of the swell (Figure 3.9b), we can see that it changes from 100° (south-east direction) to 250° (south-west direction).

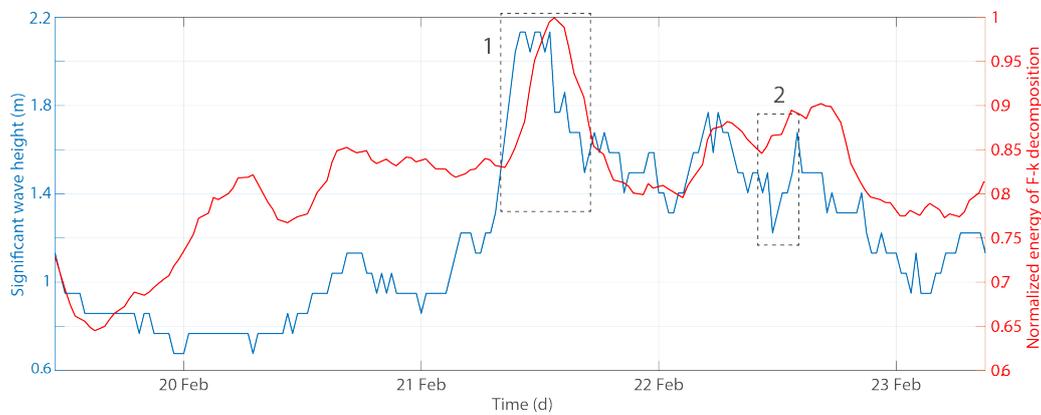


FIGURE 3.10 – Mean of the oceanward components of the F-k decomposition of Scholte waves over the 5 days of data (red) and significant wave height (m) recorded at the buoy (blue). Black dotted rectangles highlight delay.

3.7 Beamforming microseism sources

At this point, we have followed several lines of evidence indicating that most of the coherent noise recorded as Scholte waves on the OF cable was correlated to the local weather. Therefore, we hypothesize that secondary microseism sources are located near the coast. We now aim to better characterize the direction-of-arrival (azimuth) and apparent velocity of the coherent waves through beamforming analysis for each cable segment that exhibits sufficient signal to noise ratios. A common assumption in seismic beamforming is that the recordings of a seismic array result from a superposition of plane waves carrying a specific signal, striking the array at a given angle of incidence. The relative time delays across the array are computed for each candidate slowness and back-azimuth pair over a grid of values, then translated into vectors of

phase shifts known as the steering vectors. The beampower for each combination of slowness and azimuth is computed by projecting the steering vectors onto the covariance matrix C_{ij} , defined as :

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [Y_i(n)Y_j^\dagger(n)] \quad (\text{III.2})$$

in which Y is the Fourier-transformed strain-rate data measured at a given sensor, n is the frequency index within a specified frequency band of size N , and \dagger denotes complex conjugation. For this study, we use an extension of classical beamforming analysis called Multiple Signal Classification (MUSIC) (Schmidt, 1986). MUSIC achieves higher-resolution direction-of-arrival estimates by minimising the projection of the steering vectors onto the noise-space of C_{ij} , defined by its M smallest eigenvectors. For details of the method we refer to Schmidt (1986), Goldstein and Archuleta (1987), and Meng et al. (2011). van den Ende and Ampuero (2021b) demonstrated the potential of MUSIC beamforming analysis applied to DAS arrays by analyzing an M_L 4.3 earthquake. Since beamforming on a linear array only reveals the *apparent* propagation velocity (the projection of wave velocity onto the array orientation), a trade-off between the apparent velocity and back-azimuth emerges for linear arrays. For the analysis of gravity waves, only one linear segment of the cable is available, which will inevitably suffer from this geometrically-induced ambiguity. However, for the beamforming of the Scholte waves, this ambiguity is resolved by using two quasi-perpendicular segments of the cable : a 17.5 km long south/north segment and a 9 km long west/east segment containing multiple linear portions.

To set a baseline, we first beamform the shallow-depth gravity waves recorded at specific times by using a linear segment used previously for the f-k decomposition (Figure 3.2). Pre-processing consists of applying a taper and band-pass filter from 0.05 to 0.2 Hz. Then, each trace of the signal is normalized by its standard deviation. Due to the trade-off between velocity and azimuth on linear arrays discussed earlier, beamforming results in a ring pattern for each incident wave in velocity-azimuth polar plots (Figure 3.11c). As expected, assuming a finite apparent velocity, the south back-azimuth ring (i.e. swell coming from the sea) exhibits a stronger coherence than the northern one, with apparent velocities between 15 and 30 m/s (Figure 3.11c). These results are consistent with the nature of the ocean surface gravity waves recorded on the OF cable. Additionally, there are no significant differences between the 4 selected time periods. Since this shallow part of the cable constitutes a linear array, we are unable to precisely pin-point the back-azimuth.

Motivated by the consistent results obtained in the gravity wave beamforming, we now turn

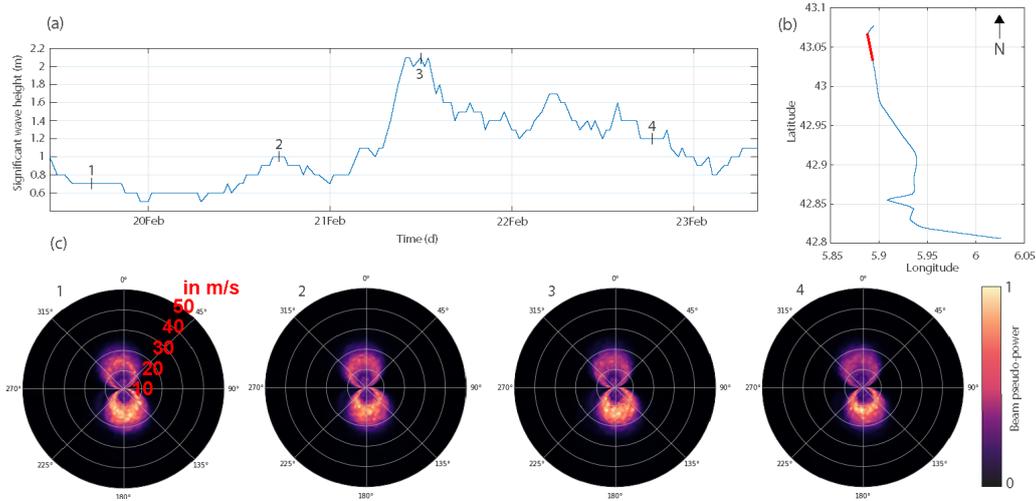


FIGURE 3.11 – (a) Significant wave height (in m) of the local swell recorded at the buoy off Porquerolles Island over 5 days. (b) Location of the cable segment (red curve) along the cable. (c) Beamforming results in the 0.2-1.5 Hz frequency band for different times indicated by the numbers above each panel and on the time series in (a).

to locating the source of Scholte waves recorded along the OF cable. To break the ambiguity in the back-azimuth and apparent velocity, we consider all segments with sufficient coupling in the beamforming procedure. We tested two methods to combine the different segments. The first method is to beamform each segment separately and combine them with a harmonic mean while the second method applies beamforming to all the segments together. The resulting beams are slightly better resolved with the first method. Furthermore, in order to better see the waves coming from the open sea, we apply a f-k filtering and isolated the negative and positive parts which correspond respectively to the waves coming from the coast and the waves coming from the open sea. Then we calculate separately the beam power of these two quantities and combine them through a harmonic mean.

As shown in Figure 3.8b, the secondary microseismic noise is recorded on a wide frequency band, so we bandpass filter each 120-second long time period between 0.25 and 1 Hz. The selected segments are aligned along two dominant azimuths (0 and 100°, respectively) with a nearly similar length so that the contribution of each segment is fairly equal (Figure 3.12b). The beamforming results exhibit well-resolved sources pointing in the north direction with an apparent velocity of 1 km/s which are consistent with Scholte waves velocity. At times 1, 2 and 4, we obtain a maximum beam power at an azimuth of 45°, while we get a maximum at an azimuth of 330° for time 3. The two peaks are visible simultaneously in times 1, 2 and 3. In addition, we retrieve a lower waveform coherence coming from south azimuth (at around 225°) which

indicates a source located offshore in the Mediterranean. The beamforming analysis confirmed the results of the f-k representations for both gravity and Scholte waves. A significant part of the gravity waves is reflected at the coast and most of the microseismic waves seems to come from the coast. The pseudo-power coming from the southwest will be discuss in the next section.

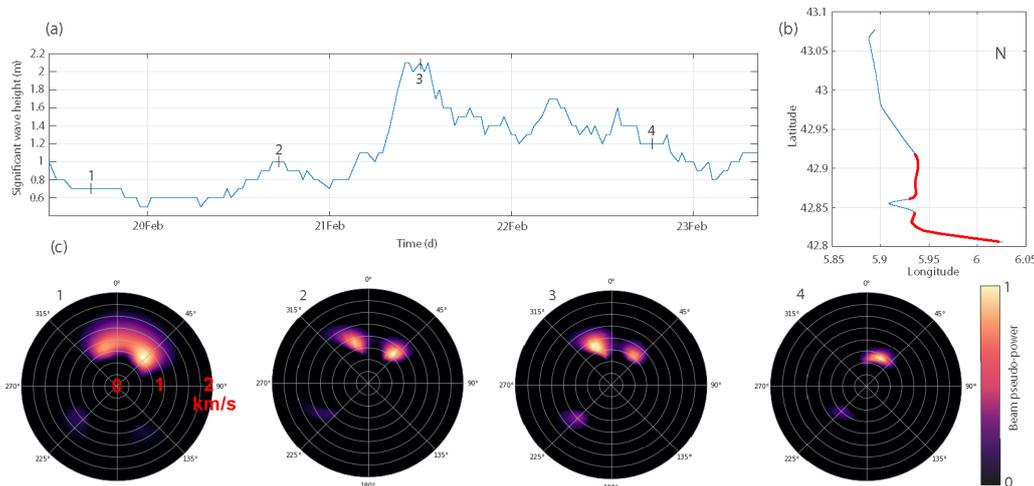


FIGURE 3.12 – (a) Significant wave height (in m) of the local swell recorded at the buoy off Porquerolles Island over 5 days. (b) Location of the segment (red curve) along the cable. (c) Beamforming results in the 0.25-1 Hz frequency band for different times as indicated by the numbers above each panel.

3.8 Discussion

The high density of the seismic network provided by Distributed Acoustic Sensing allows us to obtain accurate and continuous information on gravity waves and microseismic noise around the OF cable. In order to record coherent signals, especially for ambient noise Scholte waves, the cable must be well coupled to the seafloor (Figure 3.3b). The strain-rate induced on the OF cable by the ocean surface gravity waves can be monitored over the time-series and used to recover both the relative amplitude and frequency of ocean waves. By performing beamforming analysis on DAS data, it is possible to obtain well resolved sources (Figure 3.11), but with an ambiguous apparent velocity and azimuth since the segments used are linear. These results demonstrate that under certain circumstances (geometry of the array, good coupling), sea state monitoring is possible leveraging DAS. We showed that DAS recordings are dominated by gravity waves, with speeds from 15 to 30 m/s, near the coast (from 10 to 60 m depth), and their amplitude decays rapidly with depth. Deeper (around 900 m depth), gravity waves are no longer recorded and the continuous DAS records are dominated by the faster Scholte waves, with speeds around

1000 m/s, but with lower amplitudes (Figure 3.3c). The temporal evolution of the power of both the gravity and Scholte waves (Figure 3.5a) are in agreement with that of the amplitude of the swell recorded at the buoy, suggesting that a large fraction of the microseismic noise recorded by the DAS is generated by local coastal sources resulting from the interaction of incident and coast-reflected ocean waves. Therefore, continuously recorded signals (0.1 to 1.5 Hz) along the cable depend on local oceanic waves. The addition of a marine buoy closer to the cable can be an asset to confirm that the strains recorded on DAS are indeed related to the swell (Figure 3.4b) and to quantitatively assess the sensitivity of the DAS to sea conditions.

Stutzmann et al. (2012) have shown that microseismic sources generated by coastal reflection cannot be neglected on a large scale, while in this study we quantify the importance of such sources at smaller scales. In the part of the northern coast of the Mediterranean sea studied here, incident ocean waves travel from south to north. Secondary microseismic noise recorded by the DAS are dominated by coastal reflection sources close to the shore, although an unquantified but smaller portion comes from offshore (Figure 3.11c). This latter distant source is also visible on a broadband station several kilometers north onshore (Figure 3.5d). To better understand whether this source from the southwest is real or an artifact, we analyzed the numerical ocean wave model provided by IFREMER (Ardhuin et al., 2011) that gives microseismic sources all over the Mediterranean Sea with a time step of 3 hours. During the period of our data, the model shows a source near the Balearic Islands (Figure S1), 400 km to the southwest of the OF cable, at frequencies around 0.25 Hz. The predicted source is stronger between 21 and 22 February, and is consistent with the pseudo-power amplitude obtained by beamforming analysis (Figure 3.12c).

DAS measurements provide a unique way to follow the whole process that leads to the formation of coastal reflection sources : the propagation of gravity waves to the coast, their reflection at the coast and their role in the generation of microseismic sources. We estimated the reflection coefficient R^2 on a 3 km long portion at 70 m depth (progressive slope of 2%) where the recording of gravity waves is optimal (Figure 3.4a). In addition, the sensitivity to gravity waves is maximized in this selected segment because the azimuth of the incident and reflected waves tends to be perpendicular to the coast, and therefore parallel to the OF when the depth is shallow (Snell's law). Between 25 and 30% of these gravity waves with frequencies ranging from 0.05 to 0.2 Hz are reflected, which makes the reflection coefficient R^2 slightly lower than 0.1 on average. Ardhuin et al. (2012) modeled comparable values in the Hawaiian islands, which exhibit a similar shoreline. Additionally, we observe that the R^2 varies with values between 0.06 and 0.1, when the significant wave height is high enough to produce reflected waves that are

detected above the noise floor (Figure 3.6c). In this case, we see that the R^2 increases slightly as the significant wave height decreases and vice versa. To further investigate, we calculated the reflection coefficient for each frequency, which shows that the R^2 remains nearly constant over the 5 days of experiment for a given frequency, but varies as the frequency increases (Figure 3.7a). This is in agreement with [Arduin et al. \(2012\)](#), who showed that the reflection coefficient is strongly influenced by the shoreface slope and the frequency of the gravity waves travelling to this slope. Apart from that, our quantification of this dependence is limited by the too small strains induced by the ocean surface gravity waves when the swell is low. Indeed, the DAS data actually constrains the ratio between the energy of the incident wave and that of the reflected waves plus noise. As a result, the double peak increase of R^2 between 20 and 21 February is an artifact.

We measured time delays between the swell height recorded at the buoy and the amplitude of the gravity wave signal recorded on the OF cable. Similarly, delays appear on microseismic noise recordings with respect to the swell height. This is due to the distance between the buoy, the cable and the coast where gravity waves are reflected toward the backazimuth of the gravity waves. To generate secondary microseismic, one needs two wavefields with opposite direction but equal frequency. When the swell suddenly increases, the wavelength and frequency of the gravity waves change. Then, this new wavefield travels to the coast, is reflected and interacts with some delay with incoming gravity waves that have same wavenumber and frequency but opposite azimuth to generate a new secondary microseismic source. Therefore the local source of the secondary microseismic noise may move, depending on a change in the azimuth of the incident ocean waves. That particular behavior of coastal reflections sources has been studied by [Arduin et al. \(2012\)](#). They showed that seismic waves amplitude have a delay of 2 hours with respect to the significant wave height measured at a buoy at a distance of 70 km.

We investigated this mechanism of secondary source generation near the coast by means of back-projection, which allows us to determine the location of the sources. We use the same framework as beamforming, but we compute the arrival times directly based on the distance and an assumed velocity model (Scholte waves at 1000 m/s taken from a P-wave seismic velocity model computed by [Sladen et al. \(2019\)](#)) computed over a grid of potential source locations.

This back-projection analysis paints a consistent picture with our previous analysis, namely that when the swell changes azimuth (from SE to SW), a new coastal reflection secondary microseismic source appears in the North East part of the bay near the buoy (Figure 3.13b). When the swell comes from the SE, the source is more diffuse and seems to be located on a wider

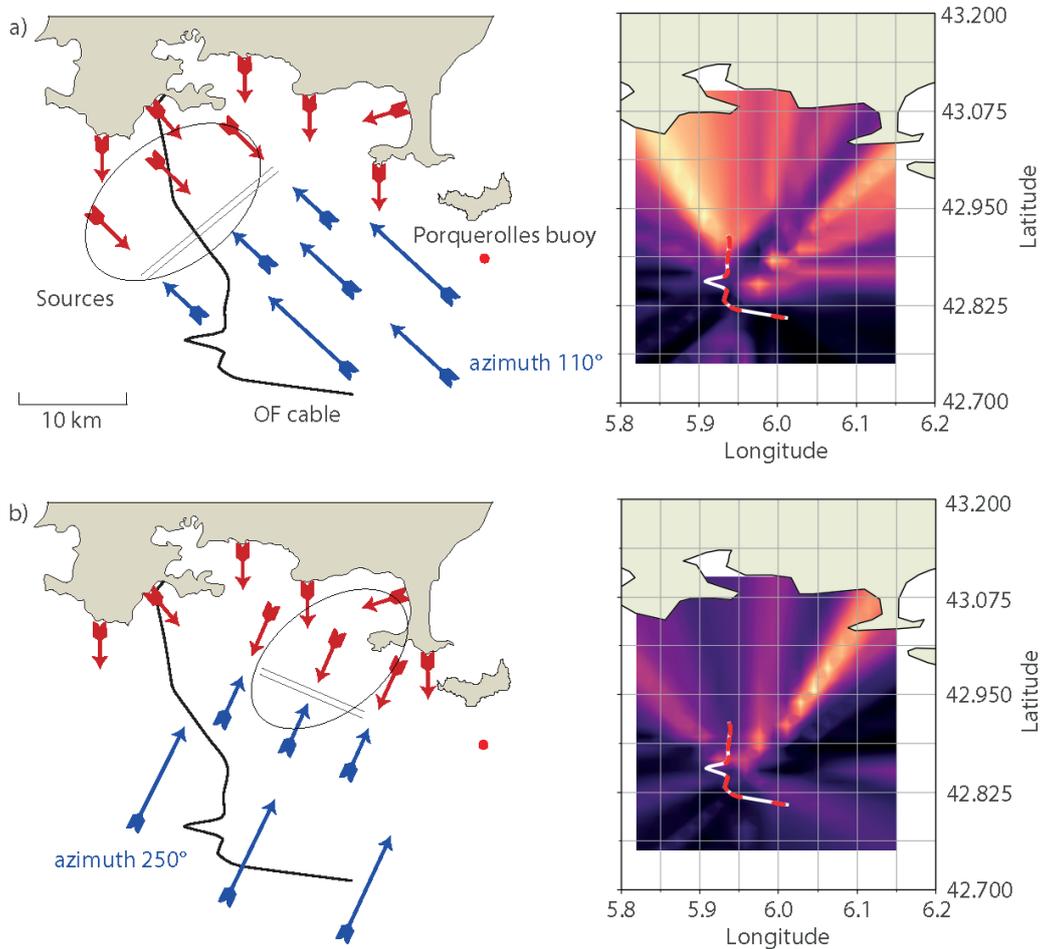


FIGURE 3.13 – Conceptual model of the coastal reflection sources with the associated back-projection on the right side. The blue arrows are the incident ocean surface gravity waves and the red ones are the reflected gravity waves. The double gray lines correspond to the location of the secondary microseismic source computed using the delays. The ellipses correspond to the sources computed using the backprojection analysis. The warm colours in the figures on the right indicate the location of the sources. (a) The gravity waves come from a southeast azimuth (Fig. 3.10 - label 1). (b) The gravity waves come from a southwestern azimuth (Fig. 3.10 - label 2).

range all around the cable with a peak in the northwestern part. As a result, the swell azimuth variations coupled with the geometry of the coastline could explain the different location of the microseismic sources.

By combining the back-projection analysis with the delay between the buoy recordings and the DAS data, we can refine the position of the sources. We focused on two times corresponding to label-1 and label-2 in figure 9. In time label-1, the ocean waves traveled in the NW direction and reach first the buoy and then the cable with a 45 min delay. Conversely at time label 2, the waves traveled roughly in the NE direction, reaching the cable first and then the buoy with a 45 min delay. If we assume that gravity waves travel at 15 m/s over a distance of 25 km between the buoy and the cable section at the coast, the travel time from the buoy to the coast is 30 minutes. Similarly, reflected waves will travel 10 km in 15 minutes. This gives an approximate location of the sources, where the ocean surface gravity waves from opposite directions meet, which we have illustrated with a double gray line in Figure 3.13. We are still limited by the approximations in the swell velocities, as well as by the delay of 45 minutes calculated from the DAS data composed of segments of 8 minutes every 30 minutes. These elements show that at least within the 50 km offshore where the cable is located, secondary microseismic noise sources are located close to the coast (within 15 km), and are strongly influenced by the local gravity wave dynamics.

3.9 Conclusion

This study presents an analysis of secondary microseismic noise coastal sources, using Distributed Acoustic Sensing (DAS). The DAS measurements are made along a 41.5 km long dark fiber offshore Toulon, France. The large amount of seismic sensors (more than 2000) along the fiber-optic cable allows us to obtain detailed recordings of ocean surface gravity waves, but also of microseismic noise generated by the interaction between gravity waves and their reflection at the coast. By comparing data recorded by a marine buoy with the DAS data over a period of 5 days, we were able to attribute the DAS observations to the sea state around the cable. Near the coast, at shallow depths (from 0 to 100 m), the strain produced by gravity waves follows the same dynamics than the significant wave height recorded by the marine buoy. The results of f-k analysis and beamforming showed that a fraction (around 30%) of the incident wave trains are reflected at the coast. From the incident and reflected gravity wave ratio, we calculated the reflection coefficient R^2 continuously over a 5-day period. Except when the swell was not intense enough (i.e. below the background noise level) R^2 remained constant around 0.07 over these

5 days. We also showed that R^2 does not change when the wave height varies, but is instead controlled by the ocean wave frequency. This quantification of the reflection coefficient allows to better constrain the reflection of ocean waves and the generation of microseismic sources in numerical models. Farther along the cable and at greater depths (from 1000 to 2500 m), we recorded scattered dispersive Scholte waves which are the secondary microseisms. Spectrogram analysis highlights that the power of the secondary microseisms is correlated with local sea conditions, which indicates that the secondary microseismic is mostly generated near the coast. The f-k representations show that, although most of the energy comes from sources near the coast, a small part also comes from more distant sources in open sea. The beamforming results confirm that a large fraction of secondary microseismic sources are located close to the shoreline. In addition, since the coastal reflection sources depend on the frequency characteristics of the waves trains, the occurrence of a new coastal reflection microseismic source requires a certain time which depends on ocean surface gravity waves propagation azimuth. The possibility to monitor and quantify the gravity waves over long distances, their reflection on the coastline and their role in the microseismic source generation from coastal reflection, now appears to be within reach with DAS.

3.10 Acknowledgements

We thank the team from the Centre de Physique des Particules de Marseille who facilitated the access to the MEUST infrastructure. The MEUST infrastructure is financed with the support of the CNRS/IN2P3, the Region Sud, France CPER the State (DRRT), and the Europe (FEDER). This work was supported by the SEAFOOD project, funded in part by grant ANR-17-CE04-0007 of the French Agence Nationale de la Recherche and in part by Univerité Côte d'Azur IDEX program UCAJEDI ANR-15-IDEX-0001. MPAvdE was supported by the French government through the 3IA Cote d'Azur Investments in the Future project with the reference number ANR-19-P3IA-0002. ES is funded by the projects ANR MONIDAS (ANR-19-CE04-0011) and ANR BRUIT-FM (ANR21-CE01-0031).

3.11 Data availability

The fiber optic DAS recordings of the microseism signals are available in the following OSF repository : <https://osf.io/x6awb/>. The WaveWatch model is freely accessible at the IFREMER ftp : <ftp.ifremer.fr/ifremer/ww3/HINDCAST>.

3.12 Supporting Information

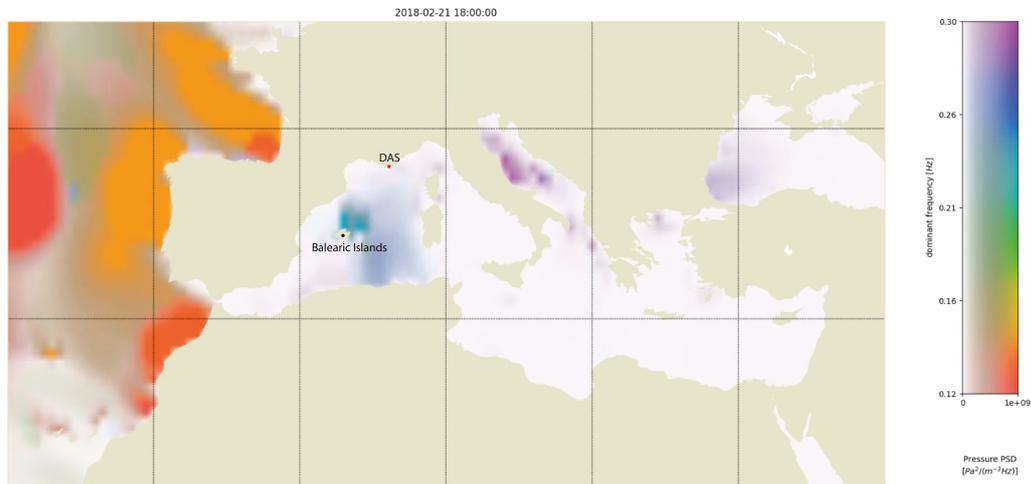


FIGURE 3.14 – WaveWatch model calculated with the method of Ardhuin2011. Zoom on the Mediterranean Sea region on February 2, 2018 at 6 pm. The DAS is indicated with the red circle. The Balearic Islands are indicated with the black circle.

Chapitre 4

Imagerie haute résolution des sédiments marins à l'aide de capteurs distribués

Ce chapitre présente l'application de l'interférométrie passive sismique aux mêmes données que celles utilisées au Chapitre 3. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, l'interférométrie sismique repose sur l'hypothèse que les sources de bruits sont multiples et distribuées de manière homogène autour du réseau. Or, la quantité énorme de donnée générée par un système DAS limite la durée des acquisitions – lesquelles durent rarement plus de quelques jours ou semaines. Ce manque de données ne permet donc pas de corrélérer des fenêtres de bruit très longues, et d'avoir des sources distribuées de manière isotrope. De même, nous avons vu que les nombreux éléments diffractants dans la croûte terrestre permettaient une diffusion multiple (*multiple scattering*) du bruit sismique, et ainsi s'approcher rapidement d'un champ diffus – essentiel à la technique de corrélations de bruit. Cependant, des points diffractants majeurs peuvent exciter des ondes dans certaines directions préférentielles (*single scattering regime*) qui ne sont pas parallèles au câble (Spica et al., 2022a).

Ainsi, une des étapes nécessaires à la mesure de vitesses en ondes de surface est de prendre en compte les sources de bruit locales, dont l'énergie peut dominer les diagrammes de dispersion. Pour ce faire, nous analyserons d'abord l'impact des différentes sources dominantes sur les vitesses pointées, puis nous chercherons à voir les différences de vitesse que cela peut engendrer sur des modèles de vitesse 2D. Enfin, nous proposons une stratégie qui associe l'analyse des sources de bruit et la mesure des angles d'incidence pour corriger les vitesses apparentes et obtenir la vitesse réelle du milieu.

Sommaire

4.1	Contexte générale	84
4.1.1	Présentation des données	85
4.1.2	Contexte géologique de la marge Ligure	86
4.1.3	Vitesses apparentes et angles d'incidence entre les ondes de surface et la fibre	87
4.1.4	Résolution et choix des courbes de dispersion	89
4.2	Impact des variations des sources de bruit sur le modèle de vitesse	94
4.2.1	Segment linéaire nord-sud	94
4.2.2	Segment linéaire ouest-est	97
4.2.3	Estimation de la vitesse réelle de la vitesse de phase	98
4.3	Corrélations d'ondes de Scholte	103
4.3.1	Traitement	103
4.3.2	Impact du nombre de capteur dans les CCs	104
4.3.3	Mesure des courbes de dispersion	106
4.3.4	Inversion en profondeur des courbes de dispersion	108
4.3.4.1	Algorithme d'inversion NA	108
4.3.4.2	Paramétrisation et inversion	109
4.3.5	Exemple de modèles 1D	110
4.4	Discussion et conclusion	113
4.4.1	Vitesse réelle et vitesse apparente	113
4.4.2	Imagerie sous-marine	115
4.4.3	Conclusion	116

4.1 Contexte générale

Les résultats obtenus dans le Chapitre 3 nous ont montré que sous certaines conditions, la position des sources microsismiques dominantes pouvait varier. Avant de produire une imagerie du fond marin, nous allons chercher à comprendre si ces changements de position au cours du temps ont une incidence sur les vitesses de phase apparentes récupérées, en se concentrant sur le segment linéaire nord-sud. Pour cela, nous interrogeons la même fibre et le même jeu de données que celui utilisé dans l'étude précédente (Figure 3.2) à l'aide d'un interrogateur commercial Febus A1 développé par Febus Optics company et qui repose sur une architecture à impulsion unique (Sladen et al., 2019). Le champ sismique ambiant utilisé correspond au microséisme secondaire (de 0.3 à 3 Hz) étant donné les profondeurs élevées (1900 m à 2500 m) du segment exploité (voir Figure 4.1c).

4.1.1 Présentation des données

Les données brutes à 2000 Hz enregistrées via le DAS sont décimées d'un facteur $r = 20$ (100 Hz), puis nous avons appliqué un filtre médian en temps calculé sur une fenêtre glissante de durée 0.01 s pour réduire le bruit. Nous avons appliqué une autre décimation d'un facteur $r = 10$ (10 Hz) avec un filtre médian en espace de longueur 32 m. Ensuite, le signal est écrêté pour supprimer les valeurs dépassant 5 fois l'écart-type. Pour chaque capteur, les données sont découpées en séries temporelles continues de 20 minutes pendant ~ 5 jours, ce qui fait 278 fichiers échantillonnés à 10 Hz. La longueur de jauge est fixée à 19.2 m et le taux de déformation (*strain-rate*) est échantillonné tous les 6.4 m pour ajouter de la redondance et améliorer le rapport signal sur bruit (*signal-to-noise ratio*, SNR). Finalement, cela permet d'exploiter 3240 capteurs répartis de façon quasiment égale entre le segment d'azimut nord-sud et celui d'ouest-est. La Figure 4.1a montre un exemple de 20 minutes de *strain-rate* sur lequel seront calculés les corrélations et les diagrammes nombre d'ondes - fréquence (f-k), avec un zoom sur une portion de 1 min (Figure 4.1b) pour tous les capteurs.

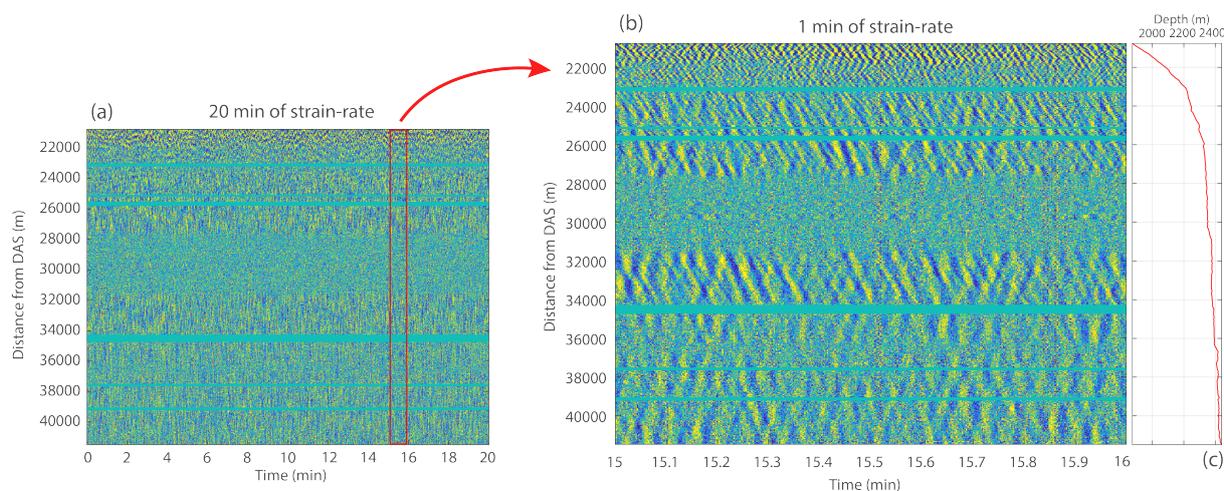


FIGURE 4.1 – Observations des données utilisées pour calculer les corrélations de bruit et les diagrammes f-k. **(a)** Segment de 20 minutes. **(b)** Zoom sur un segment de 60 secondes. **(c)** Profil profondeur-distance.

Ce jeu de données est dominé par des ondes de Scholte dans la direction côte-océan (que nous appellerons composante *oceanward* dans la suite de ce manuscrit), qui proviennent de l'interaction d'ondes de gravité océanique près du rivage (Chapitre 3), et du même type d'ondes dans la direction océan-côte (composante *coastward*) mais provenant de sources situées au large. Comme nous le voyons sur la Figure 4.1b,c, lorsque la profondeur est moins élevée, le contenu fréquentiel des données est plus élevé. Cette caractéristique est due à un effet de «

site océanique » produit par les sources de microséisme se trouvant à la surface de l'océan ; celles-ci vont générer des ondes de pression qui vont être réfléchies de multiples fois à l'intérieur de la couche d'eau, puis transmises au plancher océanique sous forme d'ondes P et S. Ainsi, cet effet de site océanique correspond à cette propagation du champ d'ondes sismiques à l'intérieur de la couche d'eau (Hasselmann, 1963; Gualtieri, 2014). Un effet de résonance se produit à certaines fréquences et qui est contrôlé par la hauteur de la colonne d'eau, ce qui va permettre d'amplifier le signal à ces fréquences données (imagé sur (Sladen et al., 2019), pour le même jeu de données).

4.1.2 Contexte géologique de la marge Ligure

La fibre que nous exploitons pour imager la subsurface est située au large de Toulon (Figure 3.2). Cette zone peut être désignée comme la marge Ligure, et s'étend de Toulon à Genève (Le Cann, 1987; Rollet et al., 2002). Cette marge est composée de plusieurs éléments ; un plateau continental de faible extension et très étroit, puis une pente continentale présentant des pentes particulièrement abruptes (jusqu'à 20%) et composée d'une multitude de canyons et vallées sous-marines. Enfin, à grandes profondeurs, se trouve le domaine de la plaine bathyale faiblement pentée et limitée par l'isobathe 2600 m. Cette plaine bathyale peut être vue comme une succession de couches sédimentaires telle que (Le Douaran et al., 1984; Rollet et al., 2002; Dannowski et al., 2020) :

1. Une couche sédimentaire supérieure de faible épaisseur (autour de 1 km) datant du plio-quaternaire composée majoritairement de conglomérats et grès, et mélangée à sa base avec les évaporites de la couche sous-jacente. Les vitesses en ondes P peuvent être estimées entre 2 et 3 km/s à la base. Cette première couche est fortement influencée par la couche d'eau dans les premières centaines de mètres puis cette influence diminue progressivement en allant en profondeur.
2. Entre ~3-4 et 6 km de profondeur se trouve une couche d'évaporites (sel) datée du Messinien (consécutif de la crise messinienne et de l'assèchement de la Méditerranée) avec des vitesses pouvant aller de 3.5 à 4.5 km/s.
3. Enfin – à titre informatif étant donné la sensibilité en profondeur des ondes que l'on va exploiter – de 6 à 10 km de profondeur se trouvent des sédiments du Miocène, exhibant des vitesses sismiques qui varient de 4.5 jusqu'à 5.7 km/s.

Il est possible d'avoir une approximation de modèles locaux 1D en ondes S en calculant le rapport entre la vitesse des ondes V_P et la vitesse des ondes V_S . Ce rapport dépend fortement

des paramètres mécaniques de la roche (porosité, pression différentielle, présence d'un fluide) et varie de 1.6 pour des roches peu poreuses à 1.8 pour des roches plus poreuses. En présence d'un fluide, cette valeur peut être supérieure à 2 (Lee, 2003). Étant donné que nous exploitons des ondes de Scholte – ondes d'interface entre un solide et un fluide, la vitesse de celles-ci peut être plus faible que des ondes cisailantes. La vitesse de ces ondes de surface dépend aussi de leur sensibilité à la couche d'eau, qui varie en fonction de la fréquence considérée (Yao et al., 2011).

Enfin, nous avons vu dans le chapitre précédent que la gamme de fréquences des ondes de Scholte s'étendait de 0.3 Hz à quasiment 3 Hz pour des profondeurs plus faibles. Cela signifie que la profondeur maximale imagée va dépendre du contenu fréquentiel du bruit enregistré qui varie en fonction de la profondeur. Ce phénomène est particulièrement visible dans nos données car le niveau de bruit instrumental limite la détection du bruit microsismique aux fréquences qui ne sont pas amplifiées par le phénomène de résonance dans la colonne d'eau. Cela signifie qu'il est possible d'imager correctement jusqu'à ~ 3 km de profondeur ; en contrepartie, il sera possible d'obtenir une meilleure résolution proche de la surface grâce aux petites longueurs d'onde enregistrées à des profondeurs inférieures à 1500m.

4.1.3 Vitesses apparentes et angles d'incidence entre les ondes de surface et la fibre

L'une des particularités mises en évidence grâce à l'analyse *beamforming* des ondes de Scholte et illustrées sur la Figure 4.2 est la variation des positions des sources dominantes lorsque la houle incidente change d'azimut. Lorsque la houle vient du sud-est (azimut 100°), la géométrie particulière de la côte fait que la source dominante du bruit secondaire se trouve au nord-ouest du câble, tandis que la source dominante se trouve au nord-est lorsque la houle vient du sud-ouest (azimut 250°). Dans la suite de ce manuscrit, lorsque nous parlerons de sources venant du nord-ouest du câble, nous associerons la position moyenne de cette source dominante à un angle $\theta = -41^\circ$. Pour une source venant du nord-est, nous associerons un angle $\theta = 60^\circ$. Ces angles ont été approximés grâce à l'analyse *beamforming* du Chapitre 3, puis ajustés en comparant la vitesse la plus faible (i.e. vitesse réelle du milieu) aux vitesses apparentes retrouvées (voir ci-dessous). Il est à noter que l'analyse *beamforming* est faite sur des séries temporelles courtes (3 minutes) par rapport aux analyses de vitesses de phase utilisées dans cette étude.

Dans cette étude, nous cherchons à savoir si la position de ces sources à un impact sur les

vitesse du milieu calculées, malgré la présence d'autres sources de bruit que l'on enregistre dans cette région côtière ; le but étant de quantifier l'erreur lorsque ces sources ponctuelles ne sont pas prises en compte. Il est possible d'utiliser des sources localisées en ondes de surface pour l'imagerie ou le monitoring (e.g. Lavoué et al., 2021) ; cependant, il est nécessaire d'étudier avec précaution la nature des ondes enregistrées, et la position des sources afin de déterminer s'il est préférable d'utiliser une approche en ondes de surface balistiques, ou bien une approche plus classique qui suppose un champ d'onde diffus.

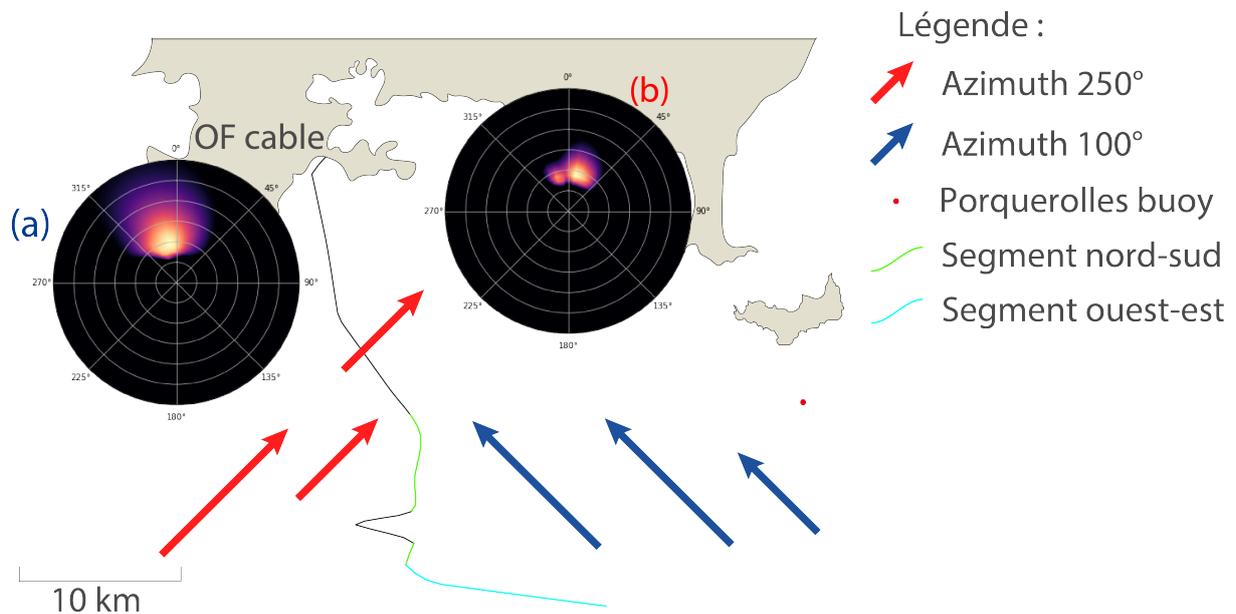


FIGURE 4.2 – Carte montrant le câble de fibre optique utilisé. Le segment nord-sud nommé dans cette étude est dessiné en vert et le segment ouest-est en cyan. Analyse *beamforming* obtenu sur des fenêtres de 3 minutes lorsque (a) la houle vient du nord-est (flèches bleues) et lorsque (b) la houle vient du nord-ouest (flèches rouges).

Lorsqu'un front d'onde atteint les capteurs fibres, il est possible de récupérer plusieurs vitesses en fonction de l'angle d'incidence comme montré sur la Figure 4.3. Prenons l'exemple du segment nord-sud : lorsque le front d'onde arrive parallèlement au câble, la vitesse apparente enregistrée sur les diagrammes f-k sera égale à la vitesse réelle (cas 1 - Figure 4.3a). Cette vitesse réelle correspondra à la vitesse la plus faible enregistrée sur les diagrammes f-k. En revanche, lorsque le front d'onde arrive avec un certain angle d'incidence θ , on enregistre une vitesse apparente (V_{App}) et qui est reliée à la vitesse réelle (V_R) telle que (cas 2 - Figure 4.3a) :

$$V_R = V_{App} \cdot \cos(\theta). \quad (IV.1)$$

Pour le segment ouest-est (Figure 4.3b) : lorsque les sources viennent de la côte, les vitesses apparentes enregistrées tendraient vers l'infini (cas 3 - Figure 4.3b). Or, ce n'est pas ce que l'on voit sur les diagrammes f-k. La fibre est surtout sensible aux ondes de surface qui se propagent longitudinalement à la fibre ; leur variation d'amplitude avec l'angle d'incidence suit une fonction cosinusoidale carrée (Martin et al., 2021). Ainsi, nous allons tâcher de comprendre jusqu'à quel point la position des sources dominantes a un impact sur une portion de fibre aux différents fronts d'onde (cas 4 - Figure 4.3b). Par ailleurs, cette portion du câble ouest-est est le segment le plus éloigné des sources issues de la réflexion à la côte des ondes de gravité océaniques ce qui implique que l'atténuation de ces ondes est plus importante. Par ailleurs, la grande profondeur de ce segment contraint la détection du bruit microsismique secondaire sur une gamme de fréquences plus étroite. De ce fait, ce segment semble moins sensible à ce types de sources.

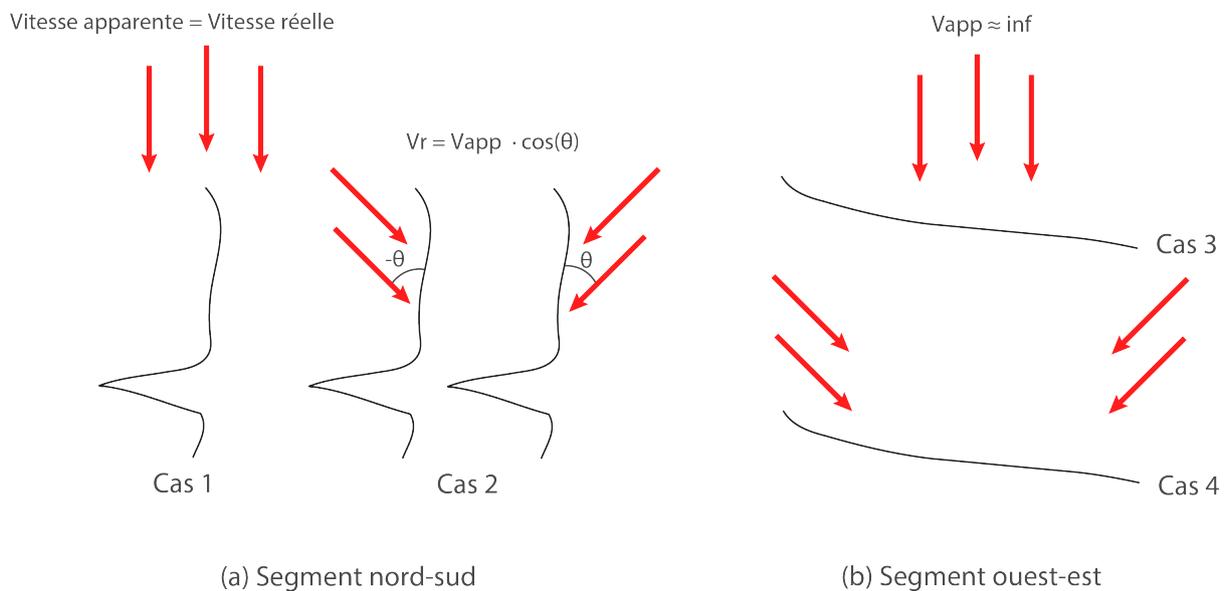


FIGURE 4.3 – Schéma montrant la problématique d'enregistrer la vitesse apparente sur deux segments de fibre. (a) Segment nord-sud illustrant deux cas de fronts d'onde arrivant sur les capteurs. (b) Segment ouest-est illustrant la possibilité d'enregistrer des vitesses apparentes infinies.

4.1.4 Résolution et choix des courbes de dispersion

Pour améliorer la résolution des diagrammes f-k, nous avons sommé (*stacker*) les diagrammes f-k calculés sur le segment nord-sud (segment vert, Figure 4.2) sur toute la série temporelle (278 segments de 20 minutes). Nous utilisons ce segment nord-sud du km 23 au km 33 qui présente un contenu fréquentiel stable. De ce fait, nous retirons de l'analyse la partie

la moins profonde du km 21 au km 23 qui exhibe des fréquences plus élevées et visibles sur la Figure 4.1. Nous retirons également le segment allant du kilomètre 28 à 31 ; segment qui brise la géométrie linéaire du réseau et qui est faiblement couplé. L'une des premières problématiques entr'aperçues sur les diagrammes f-k du Chapitre 3 est le nombre élevé de branches que l'on peut pointer (*picking*, en anglais) pour obtenir une courbe de dispersion (Figure 4.4). Sur le diagramme f-k, nous avons pu identifier 18 courbes de dispersion réparties entre les deux composantes. Pour la suite de l'analyse et pour chaque branche, nous avons pointé la vitesse la plus faible, la vitesse la plus énergétique et la vitesse la plus élevée.

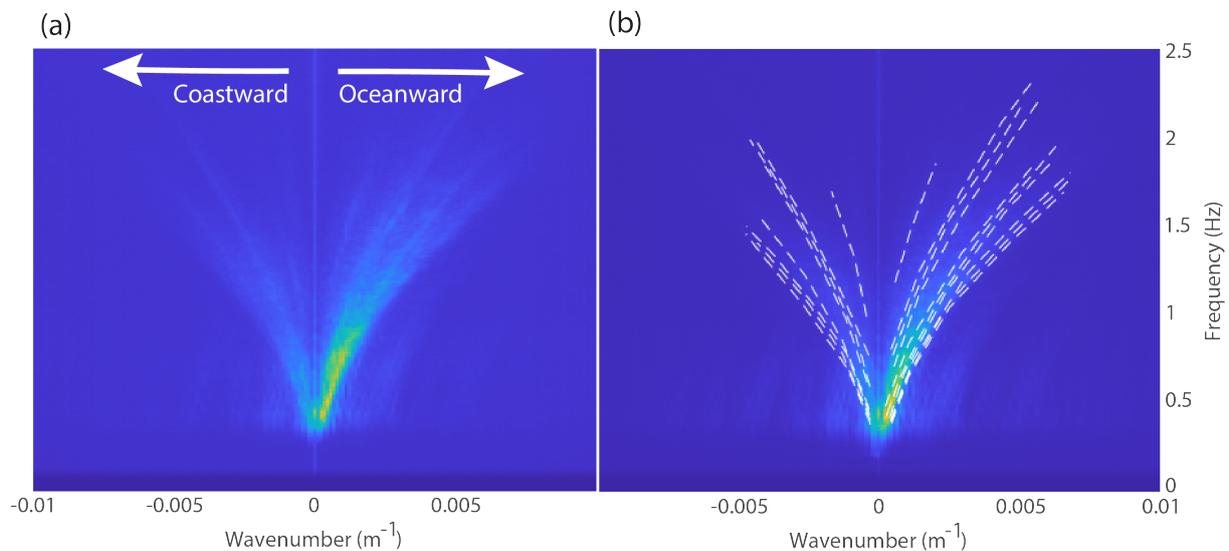


FIGURE 4.4 – (a) Diagramme f-k calculé sur le segment nord-sud à partir de 231 heures de données. (b) Même diagramme f-k avec les courbes de dispersion possiblement utilisable.

La Figure 4.4 illustre les avantages et les inconvénients que pose le pointé effectué sur un diagramme f-k. D'une part, cette méthode permet de visualiser la branche de plus faible vitesse qui peut dans certaines conditions correspondre à la vitesse réelle du milieu. D'autre part, il reste compliqué de pointer précisément des courbes de dispersion, et de savoir à quel angle d'incidence est reliée l'énergie de la branche. En effet, les branches plus hautes fréquences et de plus haute vitesse peuvent être associées à des modes supérieures, ou bien à des ondes ayant un angle d'incident différent. Dans le cas présent, les deux vitesses dont nous savons a priori à quoi elles correspondent sont la vitesse la plus faible (i.e. vitesse réelle – une onde de surface qui voyage parallèlement à la fibre), et la vitesse la plus énergétique (i.e. mode fondamental de l'onde de surface la plus énergétique et qui est habituellement pointé). C'est pourquoi nous allons nous concentrer sur ces deux courbes de dispersion.

La Figure 4.5a montre le même diagramme f-k calculé sur le segment nord-sud (segment vert,

Figure 4.2) sur toute la série temporelle avec la vitesse la plus énergétique (courbes pointillées), et la vitesse la plus faible (courbes pleines) pour les deux composantes oceanward et coastward. Les courbes de dispersion en vitesses de phase-périodes associées sont visibles sur la Figure 4.5b; pour chaque fréquence f , il existe un nombre d'onde $k_m(f)$ d'énergie maximale, où m correspond au nombre des modes de l'onde de surface et qui permet de calculer la vitesse de phase c telle que :

$$c_m(f) = \frac{f}{k_m(f)}. \quad (\text{IV.2})$$

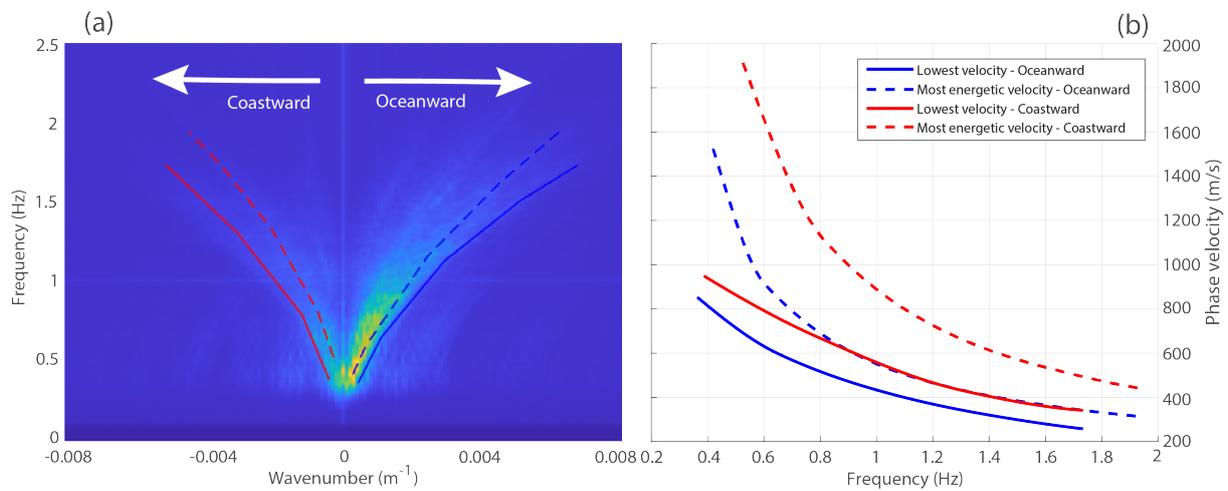


FIGURE 4.5 – (a) Diagramme fréquence-nombre d'onde (f-k) calculé sur le segment nord-sud pour 4 jours de données. Les nombres d'ondes positifs correspondent à une propagation vers le large (*oceanward*), tandis que les nombres d'ondes négatifs correspondent à une propagation vers la côte (*coastward*). (b) Courbes de dispersion associées (en vitesse de phase et période) aux 4 pointés effectués sur le diagramme f-k. La composante *oceanward* est représentée par des courbes bleues, et la composante *coastward* par des courbes rouges. La courbe pleine correspond à la vitesse la plus faible, et la courbe pointillée correspond à la vitesse ayant le maximum d'énergie.

Les vitesses de phase entre les deux composantes oceanward et coastward n'exhibent pas les mêmes vitesses à hautes périodes; il est néanmoins difficile de savoir si cela est dû à un manque de précision du pointé (notamment pour la composante négative), ou à la présence de sources venant d'un angle incident θ qui changeraient les vitesses. La vitesse la plus faible pointée sur la composante négative (courbe rouge pleine) correspond à la vitesse la plus énergétique de la composante positive (courbe bleue pointillée); cela signifie qu'il n'y a pas de sources suffisamment énergétiques se trouvant dans l'alignement de la fibre dans la direction mer - côte.

Par ailleurs, nous avons vu que la vitesse la plus énergétique ne reflétait pas la vitesse réelle

du milieu, mais une vitesse apparente qui dépend de l'angle d'incidence sur la fibre. Comme nous l'avons vu sur l'équation IV.1, il existe un angle θ qui permet de retrouver la vitesse réelle à partir de la vitesse apparente; la problématique étant de connaître précisément l'angle. En outre, dans la direction oceanward, des sources de microséisme générées près de la côte sont actives tout le long du littoral, à tout moment. Il existe donc une source microséisme qui génère des ondes sismiques voyageant longitudinalement à la fibre et correspond donc à la vitesse la plus faible i.e. vitesse réelle.

Reprenons la Figure 4.2, et considérons que la vitesse apparente la plus énergétique correspond au moment où la houle est maximale, soit une source dominante se trouvant au nord-ouest du câble avec un angle θ compris entre -40° et -50° , d'après l'analyse *beamforming* du Chapitre 3. En utilisant l'équation IV.1, il devient possible de corriger la vitesse la plus énergétique en vitesse de phase du milieu comme montré sur la Figure 4.6b. La courbe pointillée rouge représentant la vitesse la plus énergétique et corrigée de l'angle d'incidence; cette nouvelle vitesse est quasiment égale à la vitesse la plus faible (courbe bleue). La différence qui apparaît lorsque la période augmente est probablement liée aux imprécisions de pointé mentionnées précédemment. Pour la composante négative coastward (courbe rouge pleine), nous ne savons pas exactement d'où viennent les sources. Cependant, il est possible de retrouver un angle qui permet de passer de la vitesse la plus énergétique à la vitesse la plus faible. Par exemple, avec un même angle $\theta = \pm 41^\circ$, on récupère approximativement la vitesse la plus faible. Cette façon de faire est valide si l'on est sûr que la vitesse la plus faible est la vitesse réelle du milieu. En effet, il faut qu'il y ait au moins une source de bruit mesurable alignée avec le câble, ce qui est le cas ici pour la composante oceanward.

Il devient possible en utilisant les diagrammes f-k de retrouver une vitesse réelle même en pointant les vitesses les plus énergétiques. Cependant, cela reste biaisé par les incertitudes quant aux choix de l'angle qui permet de passer de la vitesse apparente à la vitesse réelle. Cette analyse montre également qu'il est possible de corriger les vitesses apparentes d'un angle $\pm\theta$ pour retrouver la vitesse la plus faible qui s'approche de la vitesse réelle, de manière précise en connaissant la position des sources dominantes, comme ici avec l'analyse *beamforming*.

Pour étudier des possibles variations dans les vitesses apparentes, nous allons calculer différents diagrammes f-k pour les segments nord-sud et ouest-est à des temps précis où nous savons quelle source est dominante, et qui pourrait maximiser ces différences. Nous divisons les données en 2 classes de houle; (1) une faible houle d'azimuth 260° , et (2) une forte houle d'azimuth 100° (Figure 4.7). En reprenant l'analyse faite dans la Section 4.1.3, il faut maintenant

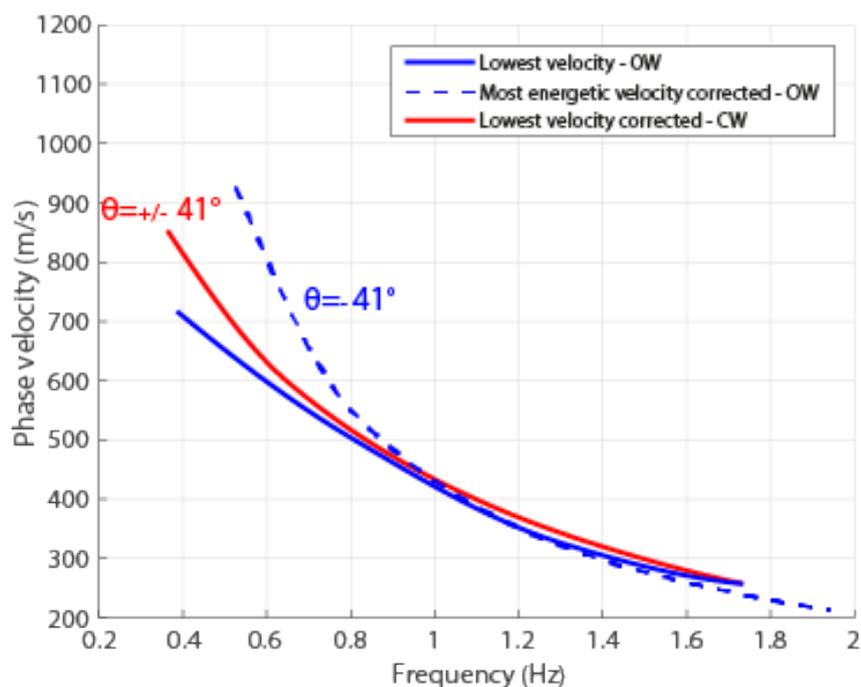


FIGURE 4.6 – Courbes de dispersion issues de la composante *oceanward* du diagramme f-k de la Figure 4.5 (courbes pleines) et corrigées d'un angle θ (courbes pointillées). La courbe bleue est la vitesse la plus faible, la courbe rouge pleine est la vitesse la plus énergétique et la courbe rouge pointillée est corrigée d'un angle $\theta = -41^\circ$.

déterminer si la vitesse la plus énergétique – habituellement pointée dans toutes les études de tomographie – est la vitesse la plus faible et si elle varie en fonction de la position des sources des microséismes.

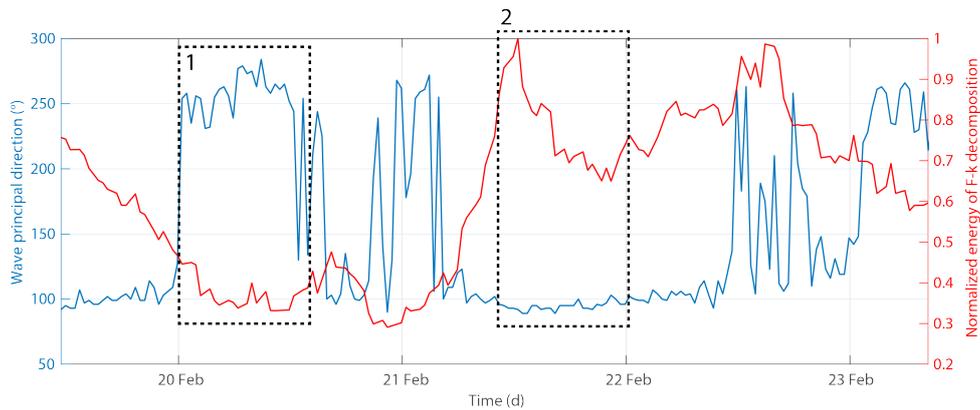


FIGURE 4.7 – Amplitude du strain-rate concentrée sur les ondes de gravité océanique se déplaçant vers la côte, estimée à partir de la décomposition f-k sur 4 jours de données DAS (courbe rouge), tracée avec la direction principale des ondes (degré) enregistrée à la bouée (bleu). Les rectangles pointillés noirs mettent en évidence les 2 périodes de temps de la houle ayant des caractéristiques différentes telles que **(1)** faible houle, azimuth 260° , et **(2)** forte houle, azimuth 100° .

4.2 Impact des variations des sources de bruit sur le modèle de vitesse

L'une des problématique vues sur la Figure 4.5 est la difficulté à choisir des courbes de dispersion cohérentes avec les vitesses réelles du milieu. En pointant les vitesses les plus faibles, nous nous assurons d'obtenir les vitesses les plus proches de la réalité, tandis que choisir les vitesses les plus énergétiques permet de faciliter le pointé des courbes de dispersion. Avant toute analyse poussée, nous nous attendons à ce que les vitesses varient très légèrement pour le segment nord-sud. En effet, même si les sources dominantes peuvent changer de position au cours du temps, l'angle entre ces sources et le câble sera quasiment égal ($\pm \theta$) pour les deux sources de bruit dominantes côtières observées au Chapitre 3. Le segment ouest-est pourrait présenter plus de différences sur les vitesses apparentes étant donné la position des sources, même si la distance et le fait que le câble soit quasiment perpendiculaire pourrait limiter l'analyse. En effet, les sources de microséisme locales ne pourraient avoir que très peu d'influence sur un câble de fibre optique se trouvant quasiment parallèle aux sources.

4.2.1 Segment linéaire nord-sud

La Figure 4.8c,d montre les courbes de dispersion correspondant à la vitesse la plus faible pour les deux composantes au deux temps évoqués précédemment avec 1 heure de données,

pour mieux voir les effets de directivité des sources. Comme attendu, les courbes de dispersion exhibent des vitesses de phase similaire lorsque la houle est faible (temps 1) ou forte (temps 2). Lorsqu'on compare les deux composantes, nous pouvons voir que les vitesses de la composante coastward sont légèrement plus élevées à longues périodes, mais sur des temps courts comme ici, le pointer de la vitesse minimale est difficile. En effet, sur des temps courts, l'énergie du bruit issu de sources alignées avec la fibre peut ne pas être suffisante. L'autre information mise en évidence est la précision du pointé. La barre d'erreur correspond aux 3 types de courbes qu'on peut obtenir à partir d'une branche comme vu précédemment.

La Figure 4.8e montre les courbes de dispersion correspondant aux vitesses les plus énergétiques (courbes noires sur la Figure 4.8a,b) au temps 1 et 2. Étant donné qu'il n'existe pas de vitesse plus énergétique qu'une autre pour la composante négative, nous avons pointé uniquement la composante positive (ondes allant vers le large). La vitesse de phase apparente est plus rapide pour les données issues du temps 2 aux hautes périodes ; cela correspond à des sources de microséisme se trouvant majoritairement à l'ouest du câble.

Ainsi, pour le segment nord-sud, la vitesse la plus faible exhibe des vitesses stables au cours du temps, et pourra être définie comme la plus proche de la vitesse réelle. Cependant, les vitesses les plus énergétiques semblent présenter des différences significatives (~ 500 m/s à 2 s de périodes), ce qui peut engendrer des erreurs dans les modèles de vitesse. L'autre problématique est la difficulté à pointer les courbes de dispersion sur ce genre de diagramme, notamment aux basses fréquences où l'étalement de l'énergie est important lorsque la houle est importante (temps 2), ce qui se traduit par une erreur importante du pointé.

Pour augmenter la précision dans le pointé, nous avons fait le choix de calculer le gradient pour chaque diagramme f-k l'amplitude du dans la direction x et y correspondant respectivement aux nombres d'onde et aux fréquences du signal enregistré. Cela permet d'isoler la vitesse la plus faible de façon beaucoup plus précise quelles que soient la fréquence et la longueur d'onde du signal. La vitesse la plus énergétique correspond à la limite où l'énergie commence à apparaître sur les diagrammes f-k (Figure 4.9 ; ainsi cette courbe de dispersion représente avec plus de précision la vitesse réelle du milieu.

Les courbes de dispersion issues du calcul de gradient sont montrées en Figure 4.10. Elles exhibent des vitesses de phases similaires pour la composante oceanward, tandis que de légères différences apparaissent pour la composante coastward sans doute lié à la plus faible énergie présentent aux longues périodes pour cette composante. Nous utiliserons cette technique pour calculer les modèles 1D dans la partie suivante.

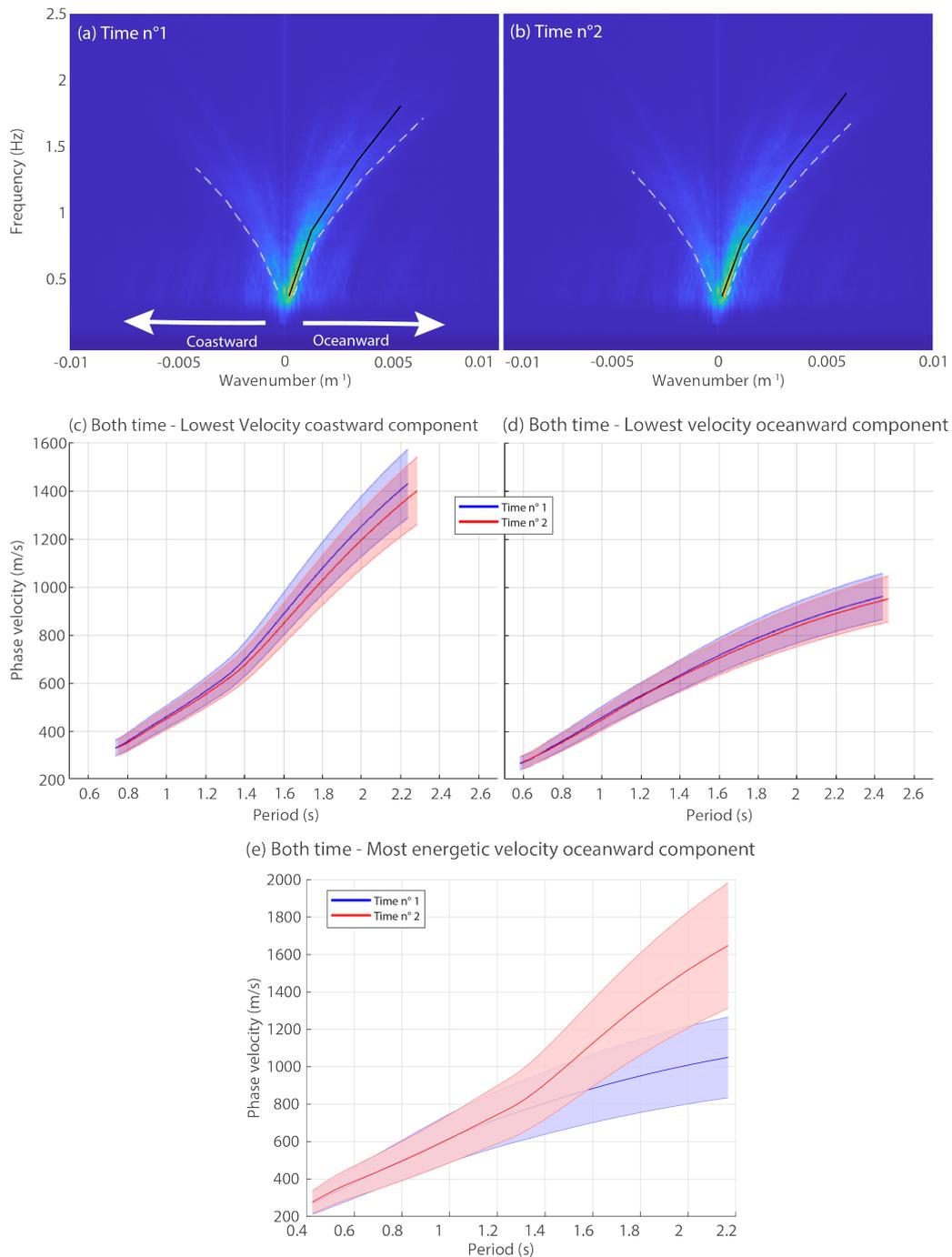


FIGURE 4.8 – Diagramme f-k calculé sur le segment nord-sud à partir de 10 heures de données issues du (a) temps 1 et du (b) temps 2 (voir Figure 4.7). Vitesse de phase (m/s) en fonction de la période (s) pointée au temps 1 (courbe bleue) et au temps 2 (courbe rouge) (c) pour la composante *coastward* et (d) pour la composante *oceanward*. Les parties transparentes représentent l'incertitude dans le pointé. (e) Vitesses de phase issues de la composante *oceanward* seulement pour le temps 1 et 2. Les courbes noires correspondent aux vitesses les plus énergétiques visibles en (a) et (b).

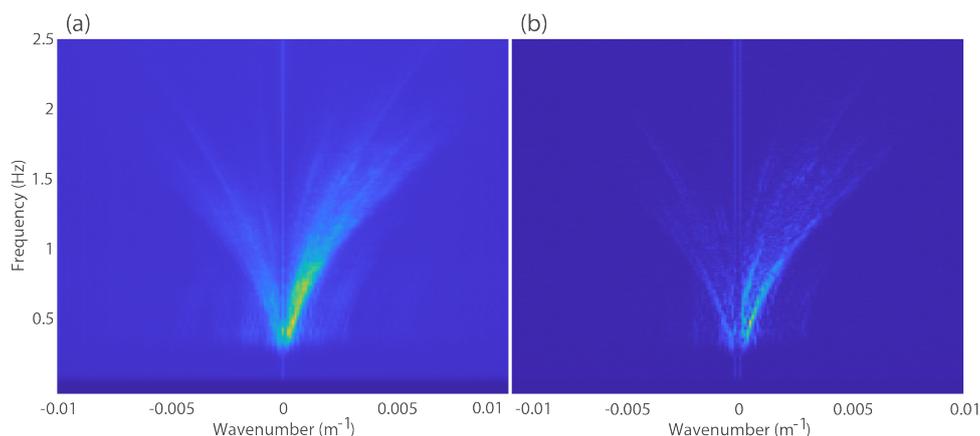


FIGURE 4.9 – (a) Exemple d'un diagramme f-k brute pour la portion nord-sud. (b) Exemple d'un diagramme f-k sur lequel nous avons calculé le gradient.

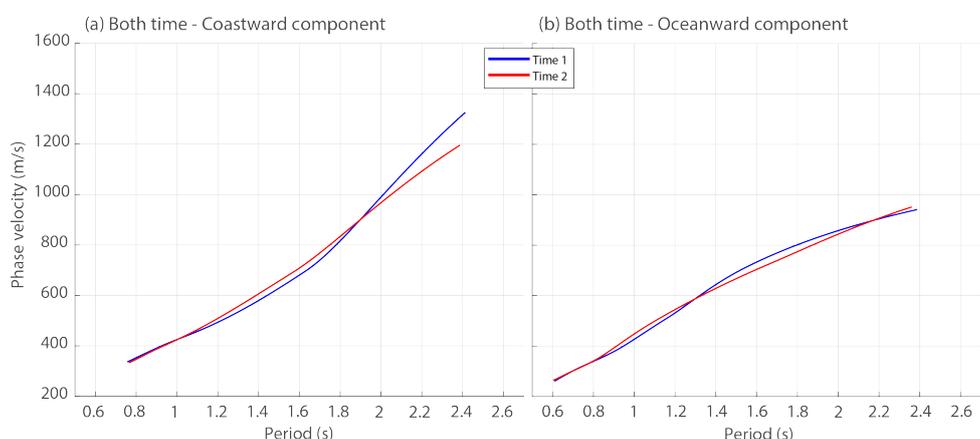


FIGURE 4.10 – Vitesse de phase (m/s) en fonction de la période (s) pointée au temps 1 (courbe bleue) et au temps 2 (courbe rouge) (a) pour la composante coastward et (b) pour la composante oceanward.

4.2.2 Segment linéaire ouest-est

La même analyse a été effectuée sur le segment ouest-est, mais en pointant uniquement la vitesse la plus énergétique étant donné qu'il est difficile de visualiser la vitesse la plus faible sur ce segment (Figure 4.11). En regroupant les courbes de dispersion par composante, nous pouvons voir que celles issues de la composante *oceanward* exhibent les mêmes valeurs. De plus, la vitesse obtenue à partir de la composante *coastward* au temps 1 (courbe bleue Figure 4.11c) est identique à celle de la composante *oceanward*. La seule différence notable se trouve dans les valeurs de vitesse aux longues périodes pour la composante *coastward* au temps 2 (courbe rouge Figure 4.11c), mais qui peut être égale imputable à la difficulté du pointé.

4.2.3 Estimation de la vitesse réelle de la vitesse de phase

Ainsi, nous avons vu jusqu'ici une des limites du DAS pour l'imagerie passive ; en fonction d'un temps choisi, les signaux enregistrés peuvent être dominés par des sources ayant une position différente, ce qui influe sur les vitesses apparentes du milieu, quelle que soit la composante utilisée. Pour comprendre à quoi correspond chaque vitesse de phases apparentes récupérées sur les diagrammes f-k et pour faciliter le pointé des courbes de dispersion nous allons utiliser une autre représentation : un algorithme *slant-stack* dans le domaine fréquentiel (Park et al., 1998) qui permet de récupérer une vitesse de phase exploitable, même lorsque le nombre de capteurs est limité, et de mieux isoler les différents modes. Nous utiliserons cet algorithme pour pointer les courbes de dispersion dans la section suivante. Cette méthode peut être résumée comme suit (Nakata et al., 2019) :

1. Chaque trace de longueur t impliquant un nombre x de capteurs est transformé dans le domaine fréquentiel $[F(x, \omega)]$ à l'aide d'une transformation de Fourier rapide.
2. L'ensemble des traces dans le domaine fréquentiel est intégré spatialement en fonction de toutes les vitesses de phase apparentes c possibles comme suit :

$$F(c, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(x, \omega)}{|F(x, \omega)|} e^{i\omega x/c} dx, \quad (\text{IV.3})$$

3. La valeur absolue de chaque vitesse de phase apparente est calculé ; pour chaque fréquence angulaire, il existe une vitesse de phase dont l'amplitude est maximale et correspond à la courbe de dispersion que l'on va exploiter.

Nous effectuons ce test sur le segment nord-sud au temps 2 en sommant plus de temps (presque 17 heures) pour augmenter la résolution des deux diagrammes de dispersion ; le but étant de comprendre à quoi correspondent les différentes branches vues sur les diagrammes f-k (Figure 4.4,4.8), et de voir s'il est possible de retrouver les différentes courbes de dispersion identifiées sur le diagramme f-k. Pour générer le diagramme c-f (vitesse de phase - fréquence), nous utilisons les corrélations croisées en sommant les parties négatives et positives (CCs) sur le même jeu donné, couplé à l'algorithme *slant-stack*.

La Figure 4.12a,b montrent deux diagrammes de dispersion ; le diagramme f-k qui permet d'obtenir la vitesse de plus basse vitesse qui s'approche le plus de la vitesse réelle, et le diagramme c-f qui permet d'isoler les différents modes, en récupérant l'énergie maximale dans chaque direction. En regroupant les 7 courbes de dispersion (Figure 4.12c), nous pouvons voir

que les courbes de dispersion issues du diagramme f-k nommées « DC2 », « DC3 » et « DC4 » correspondent, respectivement aux courbes « CF1 », « CF2 » et « CF3 ». La courbe rouge pointillée DC1 pointée sur le diagramme f-k qui est de plus basse vitesse que toutes les autres courbes, représente ici la vitesse réelle supposée. Les courbes de dispersion « DC4 » et « CF3 » correspondent à la première harmonique de l'onde de Scholte; l'algorithme *slant-stack* permet de mieux identifier ce mode supérieur. Maintenant que nous savons identifier chaque courbe de dispersion, nous allons corriger les vitesses de phase apparentes obtenues via le diagramme *slant-stack* à l'aide d'un angle θ qui dépend de la position des sources issues de l'analyse *beam-forming*.

La Figure 4.13b montre les courbes de dispersion issues du diagramme c-f corrigé à l'aide des angles θ correspondant aux deux sources dominantes. La courbe de dispersion « CF1 » semble bien correspondre à une source venant du nord-ouest et est corrigée d'un angle $\theta = -41^\circ$, angle qui a été identifié aussi section 1.1.4; la courbe « CF2 » semble correspondre à une source venant du nord-est et est corrigé d'un angle $\theta = +60^\circ$. Ces deux angles sont cohérents avec l'analyse effectuée chapitre 2 sur la positions des sources dominantes durant l'acquisition des données DAS. Les deux courbes noires (CF1,2) correspondant aux modes fondamentales exhibent maintenant une vitesse similaire à la vitesse minimale observée, représentée par la courbe rouge pointillée « DC1 ». En connaissant la position des sources, il est ainsi possible de se rapprocher de la vitesse réelle du milieu.

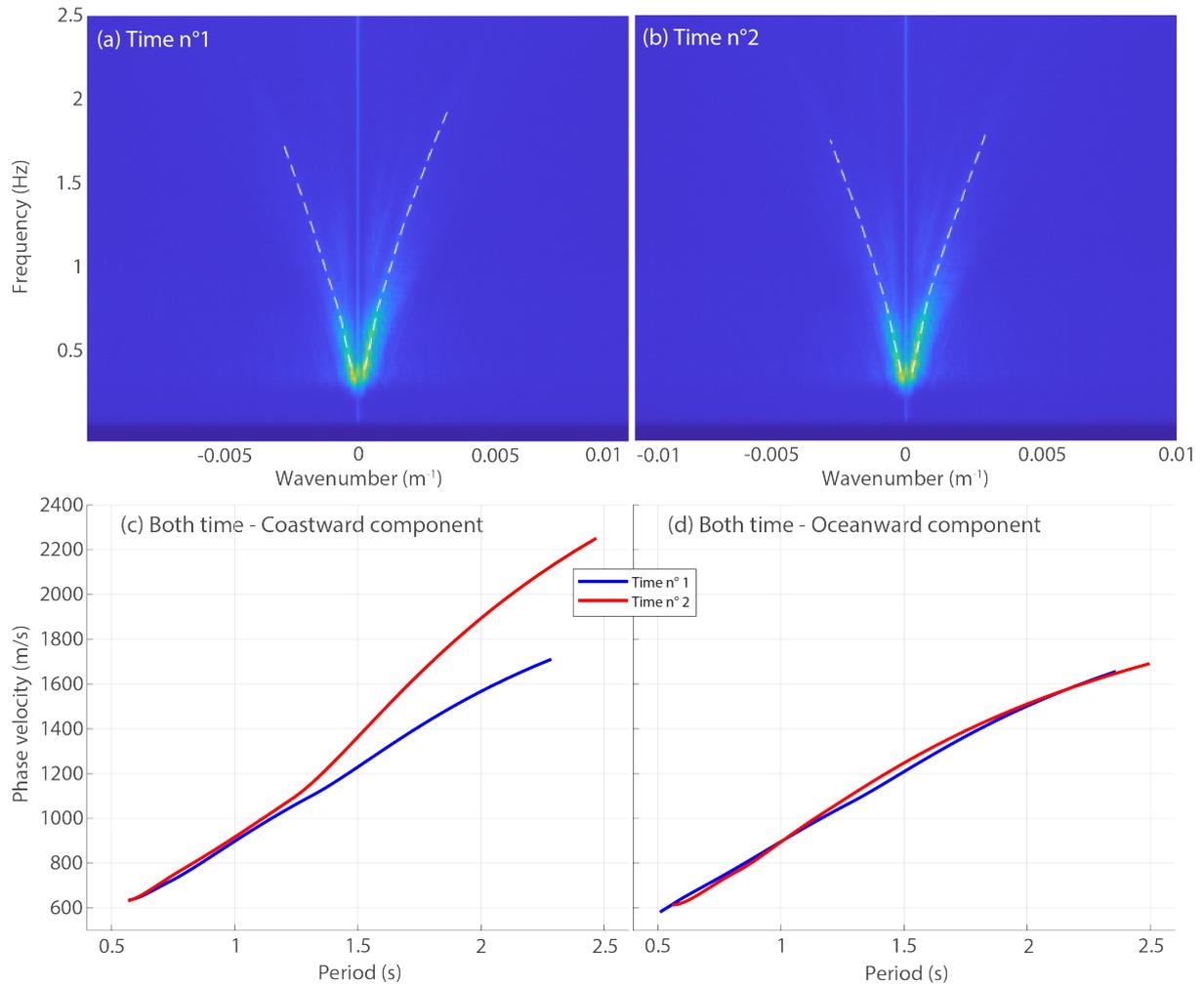


FIGURE 4.11 – Diagramme f-k calculé sur le segment ouest-est à partir de 10 heures de données provenant du (a) temps 1, et du (b) temps 2. Les courbes pointillées blanches correspondent aux courbes de dispersion sélectionnées. Vitesse de phase (m/s) en fonction de la période pointillée au temps 1 (courbe bleue) et au temps 2 (courbe rouge) (c) pour la composante *coastward* et (d) pour la composante *oceanward*.

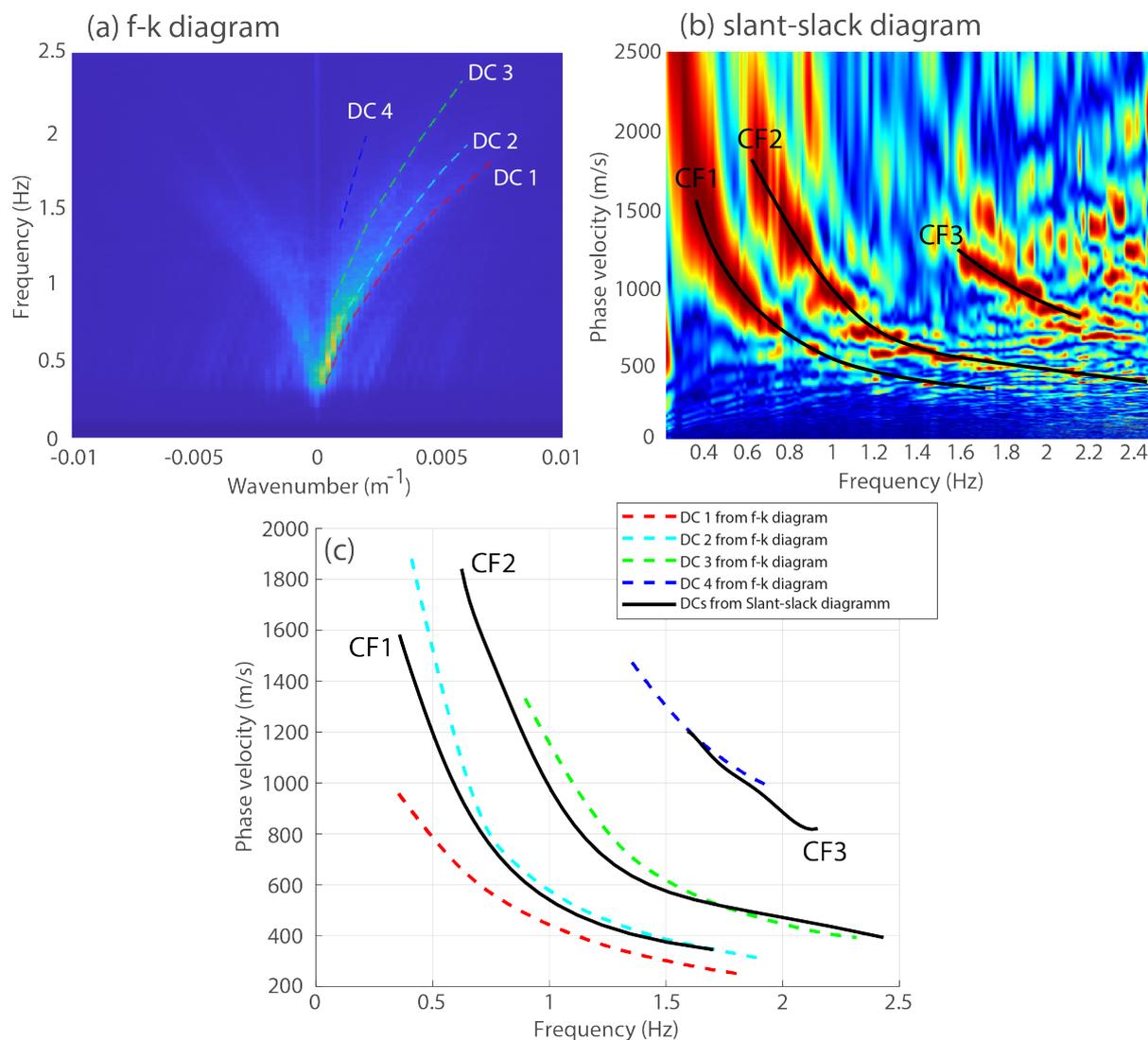


FIGURE 4.12 – (a) Diagramme f-k d'onde calculé sur le segment linéaire nord-sud au temps 2. Les 4 courbes de dispersion pointées sont en pointillé rouges, cyan, vert et bleu pour la composante *oceanward*. (b) Diagramme vitesse de phase-fréquence calculé sur le même jeu de données en utilisant des corrélations croisées. Les courbes de dispersion pointées noires sont notées CF1, CF2 et CF3. (c) Courbes de dispersion (en vitesse de phase/fréquence) pointées sur les deux diagrammes. Les courbes pointillées en couleur correspondent au diagramme f-k ; les courbes noires correspondent au diagramme c-f.

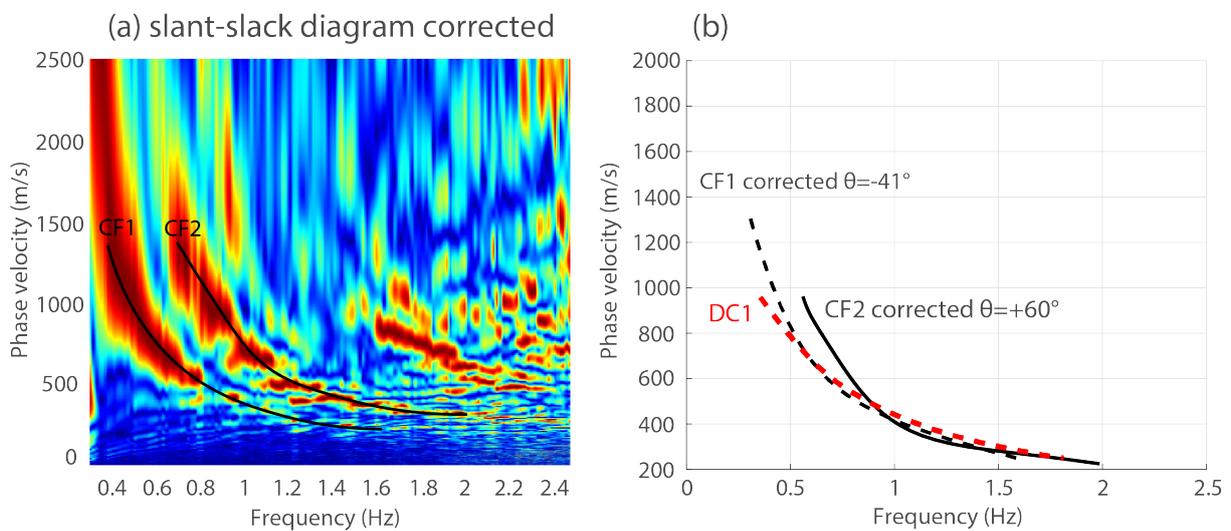


FIGURE 4.13 – (a) Diagramme vitesse de phase-fréquence calculé sur le même jeu de données. Les courbes de dispersion pointées noires sont notées CF1, CF2 et CF3. (b) Courbes de dispersion (en vitesse de phase/fréquence) pointées sur les deux diagrammes. La courbe rouge pointillée correspond à la vitesse réelle pointée sur le diagramme f-k (voir Figure 4.12a). Les courbes noires CF1 et CF2 sont issues du diagramme c-f et sont corrigées respectivement d'un angle $\theta = -41^\circ$ et $\theta = +60^\circ$.

4.3 Corrélations d'ondes de Scholte

Ainsi, nous avons vu que les diagrammes f-k permettaient d'obtenir la vitesse réelle du milieu. En contrepartie, le pointé des courbes est peu précis et rendu difficile pour identifier des ondes de surface venant de sources différentes, ou des modes différents. En couplant avec un algorithme *slant-slack*, nous allons pouvoir identifier et pointer précisément les courbes qui nous intéressent (grâce à l'analyse effectuée dans la Section 4.2.3). Cela nous permettra de corriger de cet angle le modèle final pour voir la différence de vitesse que ça implique.

4.3.1 Traitement

Avant d'être corrélé, chaque taux de déformation (*strain-rate*) de 20 minutes subit un pré-traitement qui inclut une suppression de la moyenne et de la tendance et l'application d'un filtre passe-bande Butterworth entre 0.01 et 4.9 Hz d'ordre 4 couplé à une apodisation de 0.1 % de la longueur totale en temps du signal pour éviter les effets de bord. Puis nous suivons les mêmes traitements utilisés dans [Guerin et al. \(2020\)](#) et [Guerin et al. \(2021\)](#) [voir Annexe A], i.e. blanchir le signal entre 0.01 et 4 Hz (normalisation du spectre d'amplitude), puis application d'une normalisation 1-bit dans le domaine temporel qui permet de conserver uniquement le signe du signal (+1 ou -1) [[Bensen et al. \(2007\)](#)]. Ces traitements permettent d'éviter d'être dominés par des pics d'énergie à certaines fréquences pour le premier, et d'augmenter le SNR pour le deuxième. Une autre technique pour améliorer le SNR que nous avons fait ici consiste à sommer les temps négatifs et positifs des CCs. Un exemple de diagramme de dispersion (vitesse de phase en fonction de la fonction) calculé en utilisant la méthode *slant-stack* dans le domaine fréquentiel ([Park et al., 1998](#)) sans et avec traitement est montré en Figure 4.14. Le blanchissement et la normalisation 1-bit des séries temporelles de 20 minutes permettent de récupérer de façon plus précise le mode fondamental ainsi que des harmoniques de l'onde de Scholte en réduisant les effets de repliement spectral spatial (*aliasing*) ([Viens et al., 2022](#)).

Ainsi, pour chaque paire de capteurs, les corrélations croisées sont calculées à l'aide de 20 minutes correspondant au temps 2 vu précédemment dans le domaine fréquentiel, puis sommés (*stacking*) pour augmenter le SNR et nous permettre de détecter différents harmoniques. Pour accélérer la convergence du signal lors de la sommation des données, nous utilisons une méthode non linéaire appelée *Phase-Weighted Stack* ([Schimmel and Paulssen, 1997](#)) qui va supprimer les signaux sommés dont la forme d'onde n'est pas cohérente. Le paramètre de puissance ν qui contrôle la cohérence des signaux a été mis à 2. La Figure 4.15 montre une corrélation

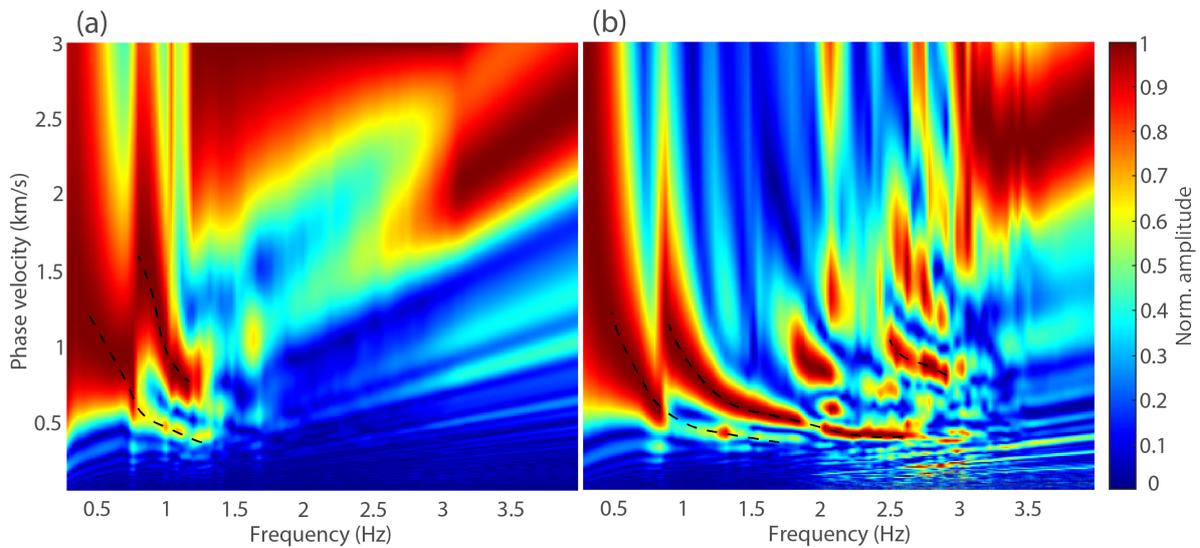


FIGURE 4.14 – Diagramme de dispersion (vitesse de phase en m/s - fréquence en Hz) calculé en utilisant la technique *slant-stack* dans le domaine fréquentiel **(a)** sans blanchissement et normalisation 1-bit; **(b)** avec blanchissement et normalisation 1-bit.

croisée (haut) obtenue avec une sommation de type « PWS » et le diagramme de dispersion (bas) associé, effectuée sur 100 capteurs espacés de 6.4 mètres. Avec cette ouverture de réseau, il est possible de pointer précisément la fondamentale et la première harmonique de l'onde de Scholte.

4.3.2 Impact du nombre de capteur dans les CCs

Avant de calculer des modèles locaux 1D des fonds marins où repose la fibre, nous allons pointer des courbes de dispersion à partir de corrélations calculées entre plusieurs distances ce qui va permettre d'imager une gamme de profondeur variée et surtout d'avoir la maximum de résolution pour chaque profondeur imagée. Il existe cependant un nombre minimal de capteur que l'on doit utiliser dans les corrélations pour enregistrer un signal cohérent. Ce nombre minimal dépend de la résolution spatiale et de la longueur d'onde. Pour maximiser la résolution des diagrammes et pouvoir pointer différents modes des ondes de surface, il est nécessaire que l'ouverture du réseau soit suffisamment grande (Foti et al., 2014). Nous utiliserons une faible ouverture de réseau pour obtenir des hautes fréquences, et imager de plus faibles profondeurs, tandis qu'une ouverture de réseau plus importante nous permettra d'aller plus en profondeur, et de générer plus de courbes de dispersion à l'aide des modes supérieurs. En outre, sur des sections de petite taille, les fréquences les plus élevées ne sont pas atténuées. Réaliser plusieurs modèles 1D sur des sections permet de voir des fluctuations du milieu à plus petite échelle.

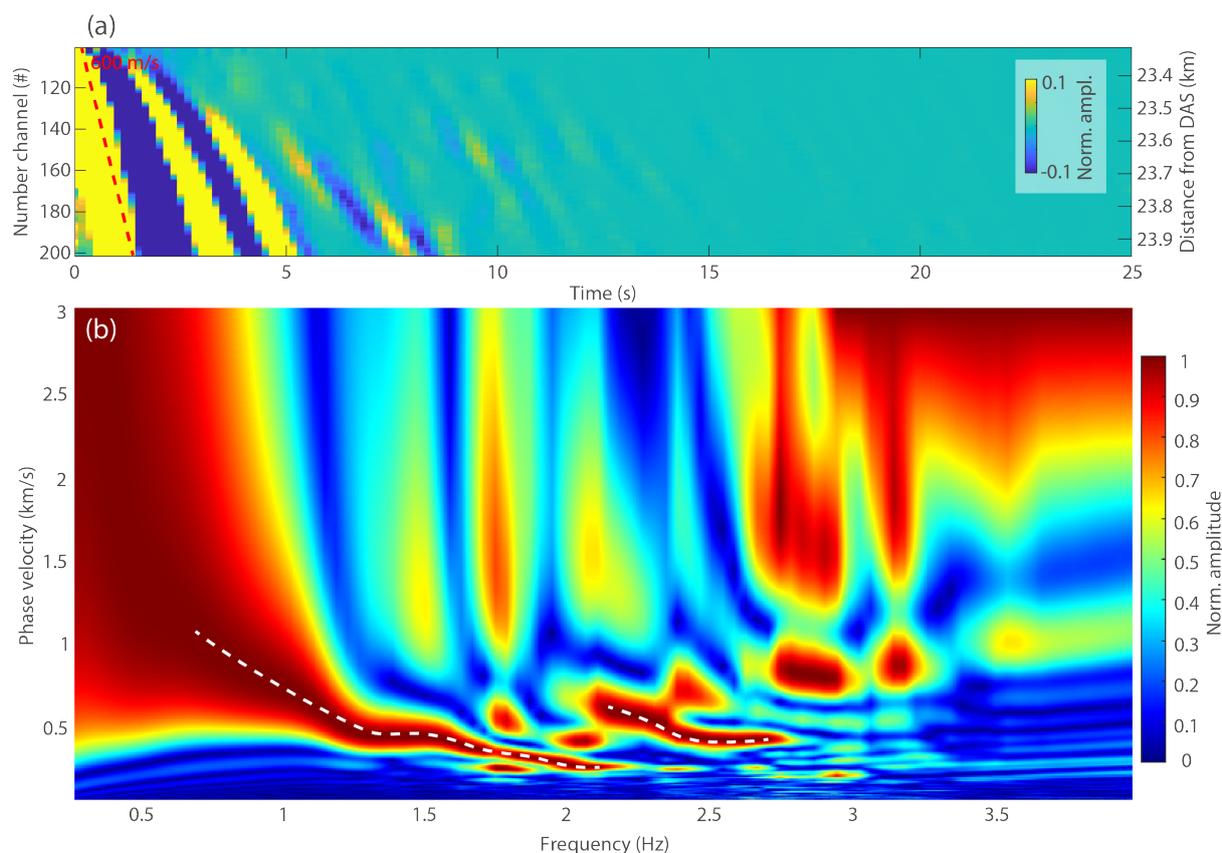


FIGURE 4.15 – (a) Corrélations croisées calculées en utilisant 100 capteurs (640 m) pour la composante des ondes allant vers le large filtré entre 0.2 et 5 Hz. La courbe rouge pointillée correspond à une vitesse de 600 m/s. (b) Diagramme de dispersion obtenu ; les courbes pointillées blanches correspondent aux vitesses de dispersion sélectionnées pour générer des modèles 1D.

Sur des sections plus longues, on verra surtout les ondes de plus longues périodes ayant une sensibilité plus profonde. La résolution du modèle finale sera donc variable avec la profondeur.

Nous allons calculer des diagrammes de dispersion sur un segment linéaire de 5760 mètres (900 capteurs) orientés nord-sud. La résolution des diagrammes de dispersion et le nombre de courbe de dispersion que l'on peut obtenir augmente en fonction du nombre de capteurs (Figure 4.16b,c). Le fait de choisir un grand nombre de capteurs nous permet d'obtenir des modes supérieurs, et d'être plus précis dans le pointer des courbes de dispersion à basse fréquence. Les modes supérieures (principalement premières harmoniques) apparaissent majoritairement à partir d'une centaine de capteurs comme vu sur la Figure 4.16b. En revanche, pour un nombre de capteurs plus faible (e.g. 100 capteurs), la vitesse des ondes de plus hautes fréquences est mieux résolue car elles sont moins atténuées sur des distances plus courtes.

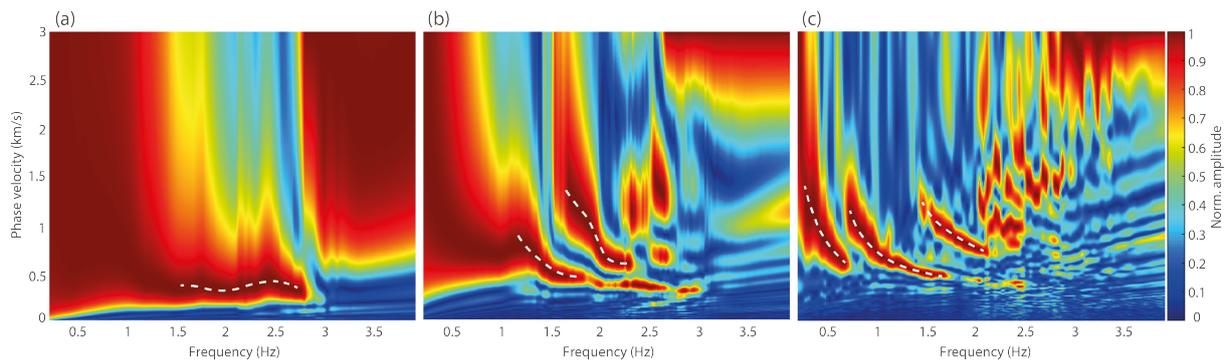


FIGURE 4.16 – Diagramme de dispersion (vitesse de phase - fréquence) calculé à l'aide de (a) 20 capteurs (128 m), (b) 100 capteurs (640 m) et (c) 300 capteurs (2560 m). Les courbes pointillées blanches correspondent aux pointés des courbes de dispersion.

4.3.3 Mesure des courbes de dispersion

La Figure 4.17 représente schématiquement le segment utilisé et la façon dont nous avons sélectionné les courbes de dispersion; nous commençons par calculer les courbes de dispersion pour les plus grandes distances pour obtenir les vitesses des longues périodes, puis nous diminuons la longueur du segment pour augmenter la résolution et la précision à plus faible profondeur jusqu'au moment où le diagramme de dispersion ne permet plus de pointer précisément la courbe de dispersion (ici, aux alentours de 50). Pour chaque diagramme vitesse de phase - fréquence comprenant un nombre de capteurs croissant, nous allons pointer des courbes de dispersion (DC1,2,3,4,5) sur des gammes de fréquences décroissantes, qui permettront d'obtenir la plus grande gamme de fréquences possibles pour notre configuration de réseau. Puis les 5 courbes de dispersion obtenues sont rassemblées et inversées pour obtenir un modèle 1D (courbe rouge). Ainsi les basses fréquences seront pointées précisément pour des segments longs, alors que les plus hautes fréquences seront pointées sur des segments courts. Nous répétons l'opération en décalant de 40 capteurs le numéro du capteur central (*Number Channel #*) pour augmenter la résolution; cela fait une résolution effective de 256 mètres. L'exemple de la Figure 4.17 comprend 5 couches pour des raisons de compréhension.

Les corrélations peuvent contenir des sections qui sont mises à 0 parce que le couplage avec le sol est faible, ou qu'elles présentent de fortes oscillations périodiques excitées par des écoulements turbulents produit par les courants marins (Flores et al., 2022), (visibles sur la Figure 4.1), des sections qui contiennent des modes supérieures de trop forte amplitude, qui sont ou mal couplées ou affectées par des bruits cohérents localisés qui réduisent la qualité des CCs. Cela peut à des erreurs lors d'une sélection automatique des courbes. De ce fait, les courbes

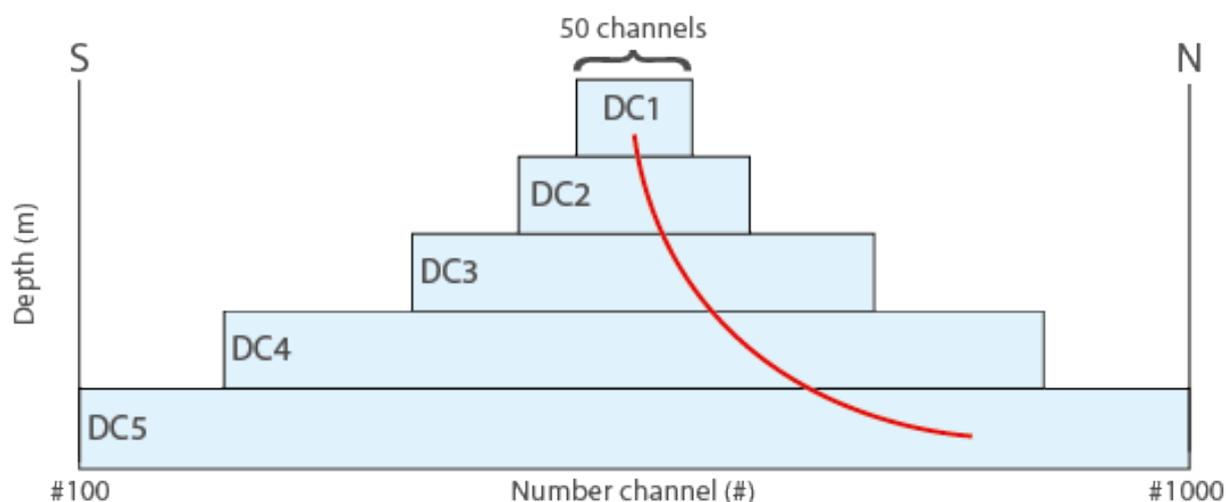


FIGURE 4.17 – Schéma montrant comment chaque courbe de dispersion est récupérée sur un segment linéaire comportant 900 capteurs. L'axe des abscisses correspond aux numéros des capteurs utilisés dans le calcul des CCs; l'axe des ordonnées correspond à une profondeur à laquelle la sensibilité est maximale par rapport au nombre de capteurs utilisés. La lettre S correspond au sud et N au nord. DC1,2,3,4,5 correspondent aux courbes de dispersion pointées pour des CCs comprenant respectivement dans cet exemple 50, 112, 225, 450, et 900 capteurs. La courbe rouge correspond à un assemblage des 5 courbes de dispersion.

de dispersion ont été sélectionnées à l'aide d'une interface graphique (*Graphical Users Interface*, GUI) développée pour ce travail qui permet de simplifier et valider le pointer qui se fait manuellement.

Nous utiliserons des données issues de la série temporelle labellisée « temps 2 » dans la Section 4.2 qui sont dominées par des sources se trouvant au nord-ouest du câble; nous pointerons le mode fondamental de l'onde de Scholte venant de ces sources que nous avons identifiées dans la Section 4.2.3. Toutes les courbes de dispersion pointées sont visibles sur la Figure 4.18a; les courbes rouges correspondent à la source dominante venant du nord-ouest, tandis que les courbes bleues correspondent majoritairement à des courbes de dispersion pointées sur la source dominante venant du nord-est. Pour obtenir les modèles 1D non corrigés de l'angle d'incidence, nous utiliserons les courbes de dispersion venant de la source dominante du nord-ouest (CF1, courbes rouges). Pour les modèles corrigés, nous utiliserons des courbes de dispersion CF1 et CF2 corrigés d'un angle $\theta = -41^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, respectivement. Les fréquences sont comprises entre 0.3 Hz et 3.5 Hz, avec une majorité des courbes dans la gamme [0.5 : 1.5] Hz (Figure 4.18b). Cela nous permet d'imager des profondeurs de moins de 3 kilomètres. Les courbes rouges correspondent au mode fondamental et les courbes noires à la première harmonique de l'onde de Scholte.

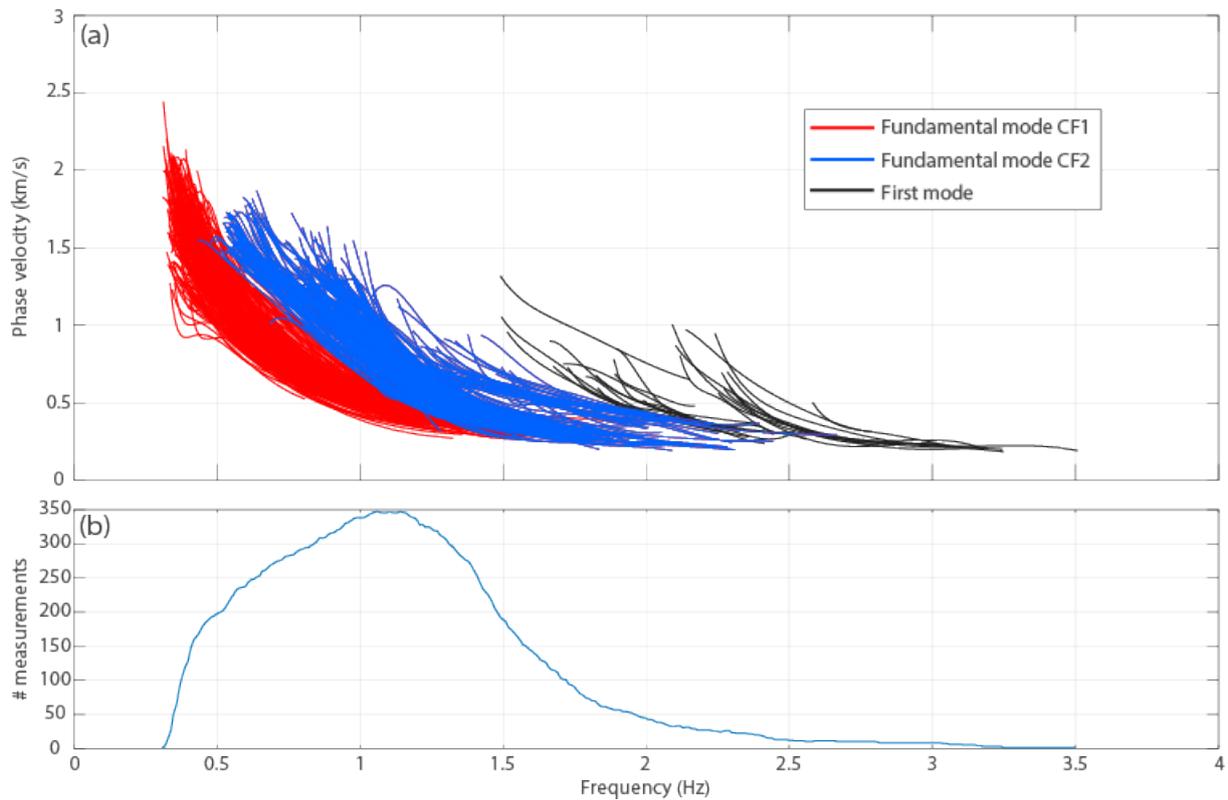


FIGURE 4.18 – (a) Courbes de dispersion (vitesse de phase - fréquence) des ondes de Scholte utilisées pour générer des modèles de vitesse 1D. Les courbes noires correspondent aux modes fondamentales, et les courbes noires à la première harmonique. (b) Diagramme représentant le nombre de mesures en fonction de la période.

4.3.4 Inversion en profondeur des courbes de dispersion

Les courbes de dispersion peuvent maintenant être inversées pour produire un modèle de vitesse local 1D simplifié à l'aide de plusieurs couches. L'algorithme d'inversion utilisé dans ce travail est basé sur la méthode des plus proches voisins (*Neighborhood Algorithm*, NA) développé par [Sambridge \(1999\)](#) et implémenté par [Mordret et al. \(2014\)](#), [Mordret et al. \(2015\)](#), que nous avons utilisé pour produire une tomographie dans [Guerin et al. \(2020\)](#).

4.3.4.1 Algorithme d'inversion NA

Cet algorithme NA utilise une technique de recherche directe globale Monte Carlo pour échantillonner efficacement un modèle-espace à paramètres multiples. Chaque modèle de vitesse d'ondes de cisaillement 1D est composé de plusieurs paramètres en fonction du nombre de données que l'on souhaite inverser ; pour des modèles 1D typiques où l'on souhaite obtenir

un profil en vitesse et profondeur, les paramètres sont l'épaisseur et la vitesse des ondes S dans chaque couche. Le modèle *à priori* est généré à l'aide de valeurs de vitesse et d'épaisseur de couche minimale et maximale ; celles-ci sont généralement choisies à l'aide d'études d'imagerie ou géologiques pré-existantes et que nous avons résumé dans la Section 4.1.2. Par ailleurs, cet algorithme permet de préciser que l'on inverse des courbes de dispersion d'un milieu se trouvant sous une couche d'eau.

Ainsi, l'algorithme NA va, pour chaque courbe de dispersion calculé en plusieurs étapes un modèle final en explorant toutes les valeurs possibles comme suit :

1. Un nombre n_1 de modèle est généré de façon aléatoire à l'aide du modèle a priori ; un diagramme de Voronoï est généré ce qui va permettre d'associer chaque modèle à la partie de l'espace le plus proche. Pour chaque modèle, une courbe de dispersion théorique est calculée (R.B. Hermann and C.J. Ammon, 2004), et comparée à la courbe de dispersion sélectionnée, dont la différence est stockée dans une fonction erreur (*misfit function*, en anglais) pour chaque cellule du diagramme de Voronoï.
2. La seconde étape consiste à récupérer les n_c cellules dont l'erreur est minimale, et qui vont servir à générer n_s nouveaux modèles au sein de chaque cellule. Un nouvel ensemble de cellules de Voronoï est généré en tenant compte de chaque modèle (le précédent et le nouveau), et sur lesquels on calcule de nouveau la fonction erreur pour obtenir les meilleurs modèles n_c . Cette procédure est répétée autant de fois que décidée dans les paramètres de l'algorithme NA. Ainsi, cela va permettre de converger rapidement vers le modèle présentant la plus faible valeur (*misfit*) calculée entre les données théoriques et observées.

Enfin, l'algorithme NA nécessite plusieurs paramètres qui vont définir le nombre de modèles testé : $a = 7001$, $b = 701$, $c = 2$ et $d = 10$ qui sont respectivement, (a) le nombre initial de modèles aléatoires que l'on échantillonne, (b) le nombre de modèles de la série précédente que l'on ré-échantillonne, (c) le nombre de modèle à ré-échantillonner à proximité des meilleurs modèles issus de l'étape précédente, et (d) le nombre d'itérations ; $a + (b * c * d) = 21021$ modèles testés pour chaque courbe de dispersion.

4.3.4.2 Paramétrisation et inversion

L'une des limites est que pour un nombre de calque n choisi, un nombre $2n$ de vitesse est inversé. Si ce nombre n est trop élevé, la quantité de modèle générée explose, et va demander un temps de calcul très important. De ce fait, nous nous limitons dans cette étude à 7 paramètres

à inverser : trois épaisseurs de couche et quatre vitesses, ce qui fournit une résolution spatiale suffisante et permet d'éviter par ailleurs une paramétrisation excessive du problème inverse qui peut conduire à des solutions mal contraintes (Mordret et al., 2014).

Profondeur (m)	Vp (m/s)	Vs (m/s)	Density (g/cm ³)	Incertitudes Vs (m/s)
0	520	300	1.5	200
450	1385	800	2.2	200
900	2152	1243	2.6	300
2000	3500	2000	2.7	300
10000	4500	2600	2.7	300

TABLE 4.1 – Paramètres du modèle a priori utilisés pour produire l'inversion.

Pour stabiliser les inversions, la dernière couche doit présenter une épaisseur élevée (plus profonde que la sensibilité des ondes que l'on cherche à inverser) ayant une vitesse élevée. Les paramètres utilisés dans le modèle a priori sont visibles dans le Tableau 4.1.

4.3.5 Exemple de modèles 1D

Chaque modèle testé est relié à une valeur de *misfit*; celui présentant la plus faible valeur est exploitée. Les Figures 4.19a,b montrent les courbes de dispersion 1D avec les barres d'erreur dérivées des mesures initiales, et sur lesquelles l'inversion est calculée. Les barres d'erreur sont calculées en fonction des incertitudes de pointer des courbes de dispersion. La moyenne des 100 meilleurs modèles est calculée pour obtenir le modèle final qui correspond aux courbes rouges des Figures 4.19c,d, et qui représente un modèle ayant une ouverture minimale de 50 capteurs (320 mètres) se trouvant au kilomètre 21 et 25.4. Les positions des deux modèles 1D sont visibles sur la Figure 4.20. La profondeur 0 m correspond à l'interface liquide-solide. Les deux modèles présentent quelques différences de profondeur de couches qui sont cohérentes avec la vitesse plus élevée à basse fréquence mesurée sur la courbe de dispersion à 25.4 km.

Pour obtenir un profil de vitesse 2D lissé sous la fibre, nous avons regroupé tous les modèles 1D calculés sur une portion linéaire de 5760 mètres (Figure 4.20a). Le modèle est lissé dans les deux directions (longueur de la fibre et profondeur) en utilisant l'algorithme *Gridfit* qui permet d'interpoler les données d'une surface en utilisant une méthode des moindres carrés (John D'Errico, 2022). Les longueurs de la fenêtre de lissage sont de 200 m et 10 m dans la longueur de la fibre et en profondeur, respectivement. La couleur grise met en évidence la couche d'eau; le fond marin présente une légère pente allant d'une profondeur de 1950 m à plus

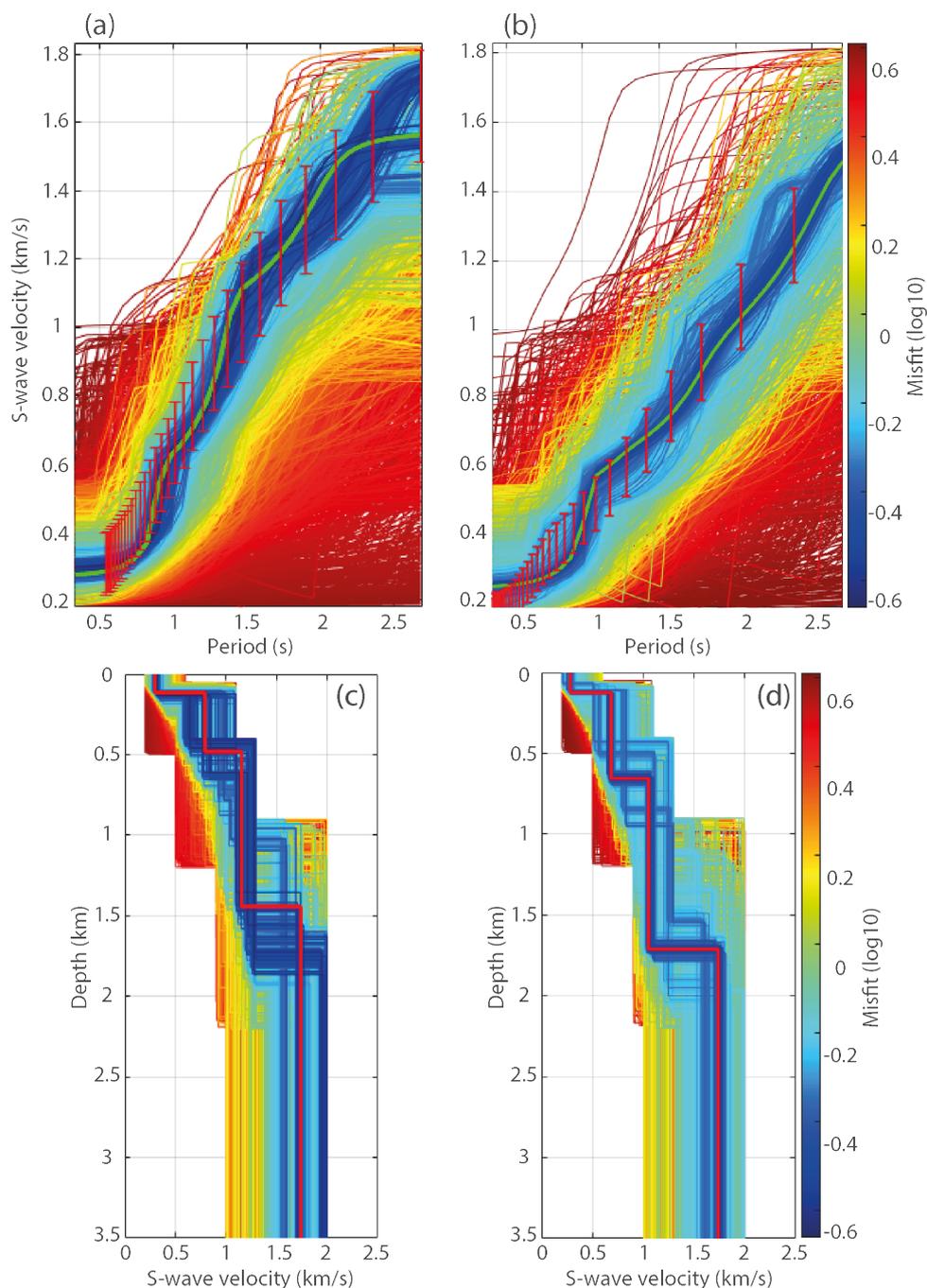


FIGURE 4.19 – Modèles de vitesse en ondes S se trouvant sur le segment nord-sud : **(a,c)** autour du capteur #200 et **(b,d)** autour du capteur #730. **(a)** et **(b)** montrent les barres d'erreur de la courbe de dispersion choisie pour générer les modèles 1D ; la ligne verte montre le modèle ayant l'erreur minimale entre la courbe théorique et observée. **(c)** et **(d)** montrent les modèles 1D finaux colorés en fonction du misfit ; la ligne rouge représente le modèle qui s'ajuste le mieux. Le modèle final est calculé avec les 100 meilleurs modèles, ayant le plus petit *misfit*.

de 2300 m. Le modèle 2D peut être correctement résolu sur 3000 m de profondeur étant donné que nous exploitons des périodes allant jusqu'à 3 secondes.

Les premières centaines de mètres exhibent de faibles vitesses sismiques inférieures à 500 m/s; de 2500 mètres à 3200 mètres de profondeur, la vitesse augmente jusqu'à des vitesses $V_s = \sim 1750$ m/s. La vitesse continue d'augmenter jusqu'à 2000 m/s entre 3000 m et quasiment 4000 m de profondeur. Un fort contraste de vitesse apparaît à partir de 4000 m de profondeur avec des vitesses supérieures à 2500 m/s. Deux anomalies de vitesse sont visibles sur ce profil 2D; entre 2100 et 2500 m de profondeur entre les capteurs #100 et #550, et une anomalie de basses vitesses à 4000 m de profondeur autour du capteur #800.

Nous avons calculé les mêmes modèles locaux 1D, mais cette fois-ci en utilisant les courbes de dispersion dominante CF1 corrigées de -41° et les courbes de dispersion CF2 moins énergétiques corrigées de 60° – qui correspondent aux deux sources dominantes sur nos diagrammes de dispersion comme montré sur la Figure 4.13. La Figure 4.20b présente ce même profil 2D en vitesse corrigée (proxi de la vitesse réelle). Les différentes épaisseurs de couche présentent les mêmes valeurs de profondeur, exceptées pour la couche ayant la plus grande profondeur; celle-ci commence à partir de 4500 m au lieu de 4000 m de profondeur. Par ailleurs, les vitesses sont en moyennes plus faibles de quelques centaines de m/s pour les couches peu profondes jusqu'à plus de 500 m/s pour les couches plus profondes.

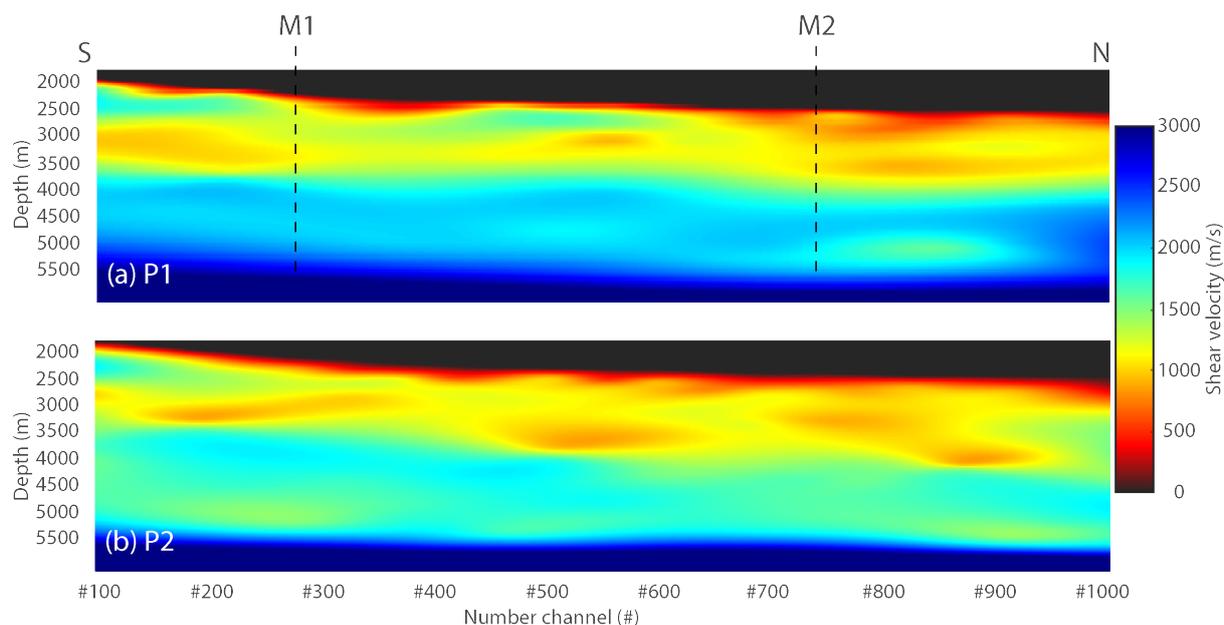


FIGURE 4.20 – Profils verticaux (profondeur - numéro du capteur) calculés en utilisant les modèles 1D. La couche d'eau est représentée en gris. M1 et M2 correspondent aux profils 1D vus sur la Figure 4.19; Les 2 profils ont été calculés à l'aide de courbes de dispersion dont la vitesse est (a) non corrigée, (b) corrigée d'un angle $\theta = -41^\circ$.

4.4 Discussion et conclusion

4.4.1 Vitesse réelle et vitesse apparente

Une des difficultés déjà repérées dans l'analyse du Chapitre 3 est liée à la sensibilité de la fibre (Martin et al., 2021) et sa géométrie linéaire que nous exploitons; les diagrammes de dispersion en fréquence - nombre d'ondes exhibent un grand nombre de branches (Figure 4.4) variant de la vitesse réelle ($\theta = 0^\circ$) à une large gamme de vitesses apparentes ($\theta > 0^\circ$ jusqu'à un peu plus de 60°). Cette vitesse apparente est identique lorsqu'un champ d'onde incident arrive d'un angle $\pm\theta$, d'où la difficulté de localiser les sources. Dans notre étude, nous avons deux sources principales de microséisme – qui dépendent de l'azimut de la houle voyageant vers la côte, et qui se trouvent à des angles $\theta = -41^\circ$ (nord-ouest) et $\theta = 60^\circ$ (nord-est) par rapport au segment linéaire nord-sud de la fibre (Figure 4.12). Pour rappel, ces angles sont approximés à partir de l'analyse beamforming du Chapitre 3 qui indique deux sources dominantes au nord-ouest et nord-est du câble (voir Figure 3.12).

La moindre variation d'angle entraîne une modification de la vitesse, d'où la nécessité d'être le plus précis possible. Ainsi, en connaissant la position des sources, il devient possible de

corriger les vitesses apparentes présentant le plus d'énergie pour obtenir la vitesse réelle du milieu (i.e. la vitesse la plus faible sur un diagramme f-k) ; l'intérêt principal réside dans le fait que le pointé des vitesses se fait généralement sur ces branches les plus énergétiques, comme nous l'avons montré à travers l'utilisation d'un algorithme *slant-slack*. En corrigeant les vitesses les plus énergétiques à l'aide des deux angles mentionnés précédemment, nous avons pu obtenir précisément la vitesse réelle (Figure 4.6). Néanmoins, nous avons vu qu'il pouvait subsister des différences dans les longues périodes – quelle que soit la composante, ce qui démontre la difficulté à pointer des courbes de dispersion cohérentes. Idéalement, il faudrait récupérer la position par rapport au câble des sources pour chaque fréquence du bruit microsismique enregistré. Cependant, la précision des analyses de beamforming se retrouve fortement réduite lorsque l'on utilise des signaux en bandes étroites.

Par la suite, nous avons cherché à savoir si cette variation dans la position des sources dominantes pouvait avoir une incidence sur les courbes de dispersion pointées via les diagrammes f-k. Pour ce faire, nous avons séparé nos données en deux jeux de données distinct, en s'aidant des données issues de la bouée marine et de l'analyse *beamforming* effectuée au Chapitre 3. Une houle du sud-ouest illumine une source dominante au nord-est du câble (temps 1), et une houle du nord-est favorise la source dominante située au nord-ouest (temps 2) [Figure 4.7]. Toutefois, le fait que les analyses *beamforming* soient effectuées sur des séries temporelles très courtes (de l'ordre de quelques minutes) pour des questions de temps de calcul pose une des limites de cette analyse ; de grandes variations peuvent apparaître, mais qui seront moyennées lorsque nous sommes plusieurs dizaines de minutes (qui à pour but d'améliorer le rapport signal sur bruit).

La vitesse minimale, quel que soit le temps (1 ou 2) ou le segment utilisé exhibent des valeurs similaires pour les ondes voyageant vers le large (Figure 4.8). Une vitesse plus élevée a été retrouvée pour la composante des ondes voyageant vers la côte à hautes périodes, et qui est sans doute lié à des sources plus lointaines arrivant avec un angle d'incidence sur élevé (que nous n'avons pas calculé) sur le câble favorisant une vitesse apparente plus élevée. En ce qui concerne la vitesse la plus énergétique, des différences apparaissent entre 1.2 et 2 secondes entre le temps 1 et 2 (Figure 4.8), et qui peuvent être liées aux caractéristiques de la houle au temps 2. Cependant, la marge d'erreur dans le pointer présente une valeur importante de l'ordre de ± 200 m/s, ce qui n'exclut pas que ces différences soient en partie liées aux pointés des courbes de dispersion. Une analyse similaire a été effectuée sur le segment linéaire ouest-est mettant en évidence les mêmes différences qu'avec le segment nord-sud précédemment évoqué. Cependant, en raison de la sensibilité de la fibre aux ondes de Rayleigh (Martin et al.,

2021) dans le travers de la fibre, peu de vitesse peuvent être pointés, et celles-ci présentent une vitesse similaire quelque soit le temps pointé (Figure 4.10). C'est pour ces raisons l'analyse a été réalisée sur le segment nord-sud.

En passant d'une représentation en fréquence - nombre d'onde à une représentation en fréquence - vitesse de phase, nous avons pu mieux identifier et isoler les 2 sources dominantes qui représentent le mode fondamental de l'onde de Scholte (CF1 et CF2 - Figure 4.12), ainsi que le premier mode supérieur (CF3). En corrigeant ces vitesses à l'aide des deux angles $\theta = -41^\circ$ et $\theta = +60^\circ$, nous avons retrouvé la vitesse réelle issue d'un diagramme f-k. La vitesse CF1 ($\theta = -41^\circ$) semble être plus énergétique et mieux résolue que la vitesse CF2 ($\theta = +60^\circ$) ce qui est cohérent avec les analyses de houles et de *beamform*. Cette analyse a été effectuée en sommant uniquement des données issues du temps 2 (~ 7 heures).

4.4.2 Imagerie sous-marine

La seconde partie de cette étude a été d'utiliser la technique classique d'imagerie à l'aide des corrélations de bruit et montrer que ces différences de pointées pouvaient avoir une incidence significative sur nos modèles de vitesse. Nous avons calculé des modèles 1D à l'aide d'un algorithme NA en sommant uniquement des données issues du temps 2, et en pointant des courbes de dispersion correspondant à cette source du nord-ouest, que nous avons pu isoler dans la partie précédente. Chaque profil 1D inversé représente la vitesse du milieu calculée en prenant une ouverture de réseau minimal – entre 50 et 80 capteurs (Figure 4.16), et en augmentant progressivement l'ouverture du réseau en ajoutant des capteurs (Figure 4.17). Cela nous permet d'imager avec une haute résolution les profondeurs les plus superficielles, principalement sensibles aux hautes fréquences, et une résolution latérale de 320 mètres.

À très faible profondeur du profil P1 (Figure 4.20a), les valeurs de vitesse sont faibles (autour de 500m/s) et augmentent progressivement avec la profondeur. Une première couche peut être isolée entre 2300 et 3000 m de profondeur, avec des vitesses en ondes S variant de 800 à 1500 m/s. À partir de 3000 m de profondeur, un fort contraste apparaît avec des vitesses autour de 2000 m/s. Enfin, à partir de 4000 m de profondeur, les vitesses augmentent à plus de 2500 m/s. Ce profil de vitesse P2 a été corrigé en exploitant uniquement les courbes de dispersion venant de la source du nord-ouest (type CF1) et en les corrigeant d'un angle $\theta = -41^\circ$ (Figure 4.20b). Pour les courbes identifiées CF2, qui correspond à une source se trouvant au nord-ouest du câble, nous avons corrigé les courbes de dispersion d'un angle $\theta = 60^\circ$. Les vitesses retrouvées sont beaucoup plus lentes, notamment en profondeur entre 3000 et 4000m,

avec des différences qui peuvent atteindre plusieurs centaines de m/s. Les premières centaines de mètres du modèle P2 exhibent des vitesses légèrement plus faibles que le modèle P1 (inférieures à 500 m/s). Cette première couche est composée de grès et de sédiments plus ou moins saturés. La seconde couche s'étend jusqu'à plus de 3000 m de profondeur avec des vitesses comprises entre 500 et 1500 m/s; celle-ci est composée des mêmes sédiments, mais qui sont progressivement moins sensibles au fluide. De plus de 3000 à 4400 m de profondeur, les vitesses sont plus faibles que le profil P1, avec des vitesses comprises entre 1500 et 2000 m/s. Cette couche peut correspondre au mélange de sédiments moins poreux avec les évaporites issues de la couche sous-jacente. Enfin, la couche présentant le plus fort contraste est maintenant visible à 4500 m de profondeur, avec des vitesses supérieures à 2400 m/s. Ainsi, ce profil 2D de vitesse semble plus cohérent avec la géologie mentionnée dans la partie 4.1.2. Il est à noter qu'à notre connaissance, il n'existe pas d'étude pré-existante de cette zone précise de la plaine abyssale. Néanmoins, nos modèles sont cohérents avec les modèles de vitesse des fonds marins se trouvant plus à l'est (Guerin et al., 2020).

4.4.3 Conclusion

En accord avec un certain nombre d'études e.g. (Lior et al., 2022a; Viens et al., 2022; Williams et al., 2022), nos résultats ont montré que les signaux continus de bruit ambiant enregistrés sur un câble de fibre optique en milieu marin permettent de produire des imageries hautes résolutions. La résolution de ces modèles à faible profondeur dépend du nombre minimal de capteurs que l'on peut exploiter pour calculer des diagrammes de dispersion; celui-ci dépend du type d'onde que l'on souhaite exploiter. À plus grande profondeur, la résolution dépend de l'ouverture maximale que la longueur de la fibre nous permet. La résolution latérale dépend de la taille minimale du réseau, et peut-être théoriquement égale à la résolution spatiale (ici, 6.4 mètres). Dans la pratique, il est difficile d'obtenir une résolution exploitable en dessous de 200 mètres étant donné les fréquences des ondes que nous enregistrons. Ici, la résolution minimale est de 320 mètres, avec un offset de 40 capteurs pour lisser le modèle. Nous avons retrouvé les ondes de surface en corrélant des signaux continus de déformation enregistrés le long d'une fibre posée entre 1900 et 2500 m de profondeur en Mer Méditerranée. Nous avons analysé les effets de directivité de source et montré que des différences de vitesse non négligeables pouvaient apparaître lorsqu'on pointe l'énergie maximale sur un diagramme de dispersion. Ces différences sont fonction de la position dominante de la source qui permet de calculer les corrélations de bruit. Pour conclure, afin d'obtenir des modèles de vitesse fiables, il semble crucial

qu'une analyse des sources de bruit soit réalisée avant la réalisation de tomographie sous-marine en utilisant des sources de bruit microsismiques qui peuvent être générées localement.

La suite de ce travail consistera à analyser le segment ouest-est de la même manière et de voir l'impact de source plus lointaines sur l'imagerie. Par ailleurs, l'utilisation du gradient pour pointer les vitesses de plus basses qui tendent vers la vitesse du milieu peut permettre de simplifier le pointer (Figure 4.9), et de ce fait, permettre l'automatisation de cette analyse.

Conclusion générale et Perspectives

Ce travail de recherche s'inscrit dans le cadre de l'émergence de nouveaux instruments d'enregistrement d'ondes sismiques dans la recherche académique. Les capteurs acoustiques distribués (DAS) à base de fibre optique ont montré leur fiabilité dans l'obtention de mesures cohérentes hautes résolutions sur de longues distances. Nous avons utilisé une technique de réflectométrie optique sensible à la phase appelée Φ -OTDR qui calcule les déphasages de la lumière rétrodiffusée de Rayleigh induits par des perturbations externes i.e. des ondes acoustiques ou sismiques. Nous avons exploité ~ 5 jours de données DAS sur une fibre optique de 42 kilomètres en mer Méditerranée, avec une résolution spatiale de 6.4 m et échantillonnés à 10 Hz. Bien que le bruit instrumental soit plus important sur un capteur à fibre optique que sur un capteur traditionnel, il reste néanmoins similaire à celui d'un sismomètre fond de mer (OBS). Ainsi, ce travail de thèse répond à la nécessité de mieux comprendre les sources de bruit microsismique issues de la réflexion d'ondes de gravité à la côte, et de pouvoir utiliser ce champ d'ondes ambiant pour produire des imageries hautes résolutions en milieu sous-marin, parent pauvre de l'interférométrie passive.

Dans un premier temps, nous avons cherché à quantifier la génération de sources microsismiques secondaires issus d'ondes de gravité qui se réfléchissent à la côte. Nous avons pu enregistrer ces ondes de gravité voyageant vers la côte à faibles profondeurs (inférieur à 100 m) et qui vont être réfléchies à hauteur de 30%. Nous avons ainsi pu quantifier de manière précise le coefficient de réflexion R^2 – utilisé pour produire des modèles de génération de microséismes, et dont la valeur dépend en grande partie du contenu fréquentiel et de la géométrie de la côte, plutôt que de la hauteur de la houle (i.e. énergie de la houle). Puis nous avons enregistré ces mêmes ondes réfléchies allant vers le large ; la rencontre de ces deux champs d'ondes de gravité ayant la même fréquence va permettre la génération de sources microsismiques le long de la côte. Nous avons montré par une technique de beamforming que la position des sources dominantes dépendait de l'azimut des ondes de gravité océaniques incidentes, et que leur in-

tensité suivait celle de la houle. En effet, lorsque la houle va de sud-est vers le nord-ouest, la source dominante de microséisme se trouve au nord-ouest du câble, et lorsque la houle vient du sud-ouest, la source dominante se trouve au nord-est du câble.

Après avoir montré que les diagrammes f-k étaient dominés par une multitude de vitesses apparentes, nous avons cherché à explorer les capacités du DAS dans la réalisation d'interférométrie passive basée sur la technique de corrélations de bruit ; le but étant de savoir quel était l'impact de ces changements de position de sources microsismiques sur les vitesses que l'on va obtenir. Nous avons d'abord continué d'utiliser les représentations en nombre d'ondes-fréquence qui permettent de pointer la vitesse réelle du milieu, pour pouvoir la comparer aux vitesses les plus énergétiques qui sont habituellement pointées. La vitesse réelle du milieu ne varie pas quels que soient les changements de position de sources dominantes, ce qui signifie qu'il existe à tout moment des sources de microséisme tout le long de la côte. Les vitesses les plus énergétiques – généralement choisies pour faciliter le pointé des courbes de dispersion, présentent des différences de vitesse en fonction de la position des sources dominantes (de l'ordre de quelques centaines de m/s).

L'une des difficultés mises en évidence dans cette première analyse a été la difficulté à pointer précisément les vitesses sur un tel diagramme. Puis nous avons fait cette même analyse à l'aide d'une représentation en vitesse de phase - fréquence, qui permet de récupérer pour chaque fréquence angulaire ω les composantes les plus énergétiques, et faciliter le pointé des courbes de dispersion. Cela nous a permis d'identifier chaque vitesse pointée, et de mieux isoler la présence des deux sources dominantes (venant d'un angle $\theta = -40^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, pour pouvoir les exploiter dans la génération des modèles de vitesse. Enfin, nous avons exploité ces mêmes données en calculant des corrélations croisées sur un segment linéaire de presque 6 km. Nous avons généré deux modèles de vitesse ; un modèle de vitesse en pointant des vitesses venant du nord-ouest ($\theta = -40^\circ$), et un modèle de vitesse en corrigeant du même angle. Nous avons montré qu'il pouvait y avoir de fortes différences (allant jusqu'à plusieurs centaines de m/s de différence) entre ces deux modèles, et qu'il était donc nécessaire de prendre en compte cette caractéristique lorsqu'on produit des tomographies en utilisant des données DAS. Cette étude a montré un fort potentiel des méthodes de corrélation de bruit dans un contexte sous-marin en obtenant un modèle de vitesse présentant une grande résolution spatiale, tant en profondeur que le long du câble.

En perspective de ce travail, il serait intéressant de pouvoir surveiller les vitesses sismiques, comme effectué sur le glacier Williams en Antarctique (Annexe A). Cela permettrait de pouvoir

montrer qu'il est possible d'utiliser ces techniques de traitement du signal sur des structures géologiques d'intérêts (comme dans zones de subduction, des réservoirs de gaz...). L'une des questions sous-jacentes à ces analyses est de savoir comment gérer de tels volumes de données, et comment les traiter en temps réel ; c'est pourquoi nous avons introduit précédemment le calcul de gradient, qui permet de faciliter le pointé de la vitesse réelle en un minimum de temps de calcul. Cette quantité astronomique de données (ici, 16.2 To pour moins de 5 jours de données continues) pourrait être exploitée en utilisant de l'intelligence artificielle (IA) telle que des réseaux de neurones ou des techniques d'apprentissage profond (*deep learning*) pour pouvoir récupérer uniquement les informations qui nous intéressent. Nous pourrions calculer les gradients pour chaque diagramme – ce qui éviterait de calculer des corrélations croisées, pour récupérer la vitesse la plus faible et générer des modèles de vitesse sans avoir à traiter ces volumes de données.



Annexe A

Frictional Origin of Slip Events of the Whillans Ice Stream, Antarctica

Ce travail a été commencé lors de mon stage de M2, et s'est terminé durant les premiers mois de mon doctorat.

Gauthier Guerin, Aurélien Mordret, Diane Rivet, Bradley P. Lipovsky et Brent M. Minchew

Article publié dans *Geophysical Research Letters* (2021)

A.1 Abstract

Ice sheet evolution depends on subglacial conditions, with the ice-bed interface's strength exerting an outsized role on the ice dynamics. Along fast-flowing glaciers, this strength is often controlled by the deformation of subglacial till, making quantification of spatial variations of till strength essential for understanding ice-sheet contribution to sea-level. This task remains challenging due to a lack of in situ observations. We analyze continuous seismic data from the Whillans Ice Plain (WIP), West Antarctica, to uncover spatio-temporal patterns in subglacial conditions. We exploit tidally modulated stick-slip events as a natural source of sliding variability. We observe a significant reduction of the till seismic wave-speed between the WIP sticky-spots. These observations are consistent with a poroelastic model where the bed experiences relative porosity and effective pressure increases of $>11\%$ during stick-slips. We conclude that

dilatant strengthening appears to be an essential mechanism in stabilizing the rapid motion of fastflowing ice streams.

A.2 Plain Language Summary

The rate of ice-mass loss from the Antarctic ice-sheet, and hence sea-level rise, is governed by the rate of ice flow. The frictional force of the glacier bed plays a large role in ice flow speed. For fast glaciers, this force is often controlled by the deformation of subglacial sediments. Therefore, understanding their mechanical properties is crucial to understanding glaciers' contribution to sea-level rise. This task remains challenging due to the lack of direct, in-situ observations. This paper analyzes seismic data recorded on the Whillans Ice Plain (WIP) in West Antarctica to reveal spatiotemporal phenomena in subglacial conditions. We exploit glacier stick-slip events as natural sources of slip variability. We observe a significant reduction in seismic wave-speed within the till between the WIP's sticky-spots. On the contrary, the sticky-spots themselves show no change. These observations are consistent with a poroelastic model. In between the sticky-spots, the bed undergoes an increase in effective pressure and porosity due to the sediments' plowing during the slip. These till variations slow down the glacier slip and prevent it from accelerating catastrophically. This phenomenon of strengthening by dilation of bed sediments appears to be an essential mechanism for stabilizing the rapid movement of fast-flowing ice-streams.

A.3 Introduction

Sea level rise (SLR) is among the most significant long-term consequences of global warming with direct economic, societal, and cultural impacts (Nicholls and Cazenave, 2010). Given the enormous volume of ice sitting in low-elevation basins located below sea level, the Antarctic ice sheet has the potential to become the largest contributor to future SLR. This contribution, however, remains highly uncertain (Oppenheimer, 1998; Alley et al., 2005; Pachauri et al., 2014; Golleddge et al., 2019). The single largest source of this uncertainty in most simulations of long-term ice flow is the representation of glacier sliding physics (Cornford et al., 2020). Glacier sliding physics is most often understood through idealized theoretical models (Weertman, 1964; Schoof, 2005; Meyer et al., 2018) and laboratory experiments (Tulaczyk et al., 2000; Iverson et al., 2003; Wu et al., 2008; Zoet and Iverson, 2020). Although these are both important lines of investigation, both theoretical and laboratory results must be validated against field

observations to confirm that they capture the correct physical processes.

Direct borehole access to the bed has demonstrated the importance of high water pressure and subglacial till in facilitating fast sliding in the Antarctic ice streams (Alley et al., 1986; Kamb, 2001a). Borehole access, however, is limited to point measurements in space. At the scale of a glacier or ice stream, geophysical measurements –with their ability to cover large areas– are needed to understand variability in basal boundary conditions (Blankenship et al., 1986; Tulaczyk et al., 2000; Bamber et al., 2001; Luthra et al., 2016; Brisbourne et al., 2017). Nevertheless, due to logistical constraints, geophysical campaigns are mostly performed at a fixed point in time, and therefore provide a static snapshot of the bed conditions and structure. Here, we reprocessed seismic and geodetic data from a past experiment (Winberry et al., 2013) to characterize the in-situ mechanical properties of glacial till beneath the Whillans Ice Plain (WIP), West Antarctica (Figure A.1), both in time and space. We show that the spatio-temporal mechanical properties of the bed control the unique short-term sliding behavior of the ice stream. Our experimental design hinges on the unique sliding behavior of the WIP.

A.4 Whillans Ice Plain stick-slip cycles

The WIP is a 120 km wide and 700 m thick outlet glacier in the northern part of the Whillans Ice Stream in West Antarctica. WIP rests on a 6-10 m thick basal till layer (Luthra et al., 2016) and is unique in its displacement as it advances into the Ross Ice Shelf through predictable large-scale stick-slip cycles (Bindschadler et al., 2003; Winberry et al., 2009) that are triggered twice a day by the ocean tides (Fig. A.1a). Over the past decades, WIP has decelerated (Joughin et al., 2005), possibly due to the feedback between ice flow, frictional heating, and the hydro-mechanical properties of the subglacial till, namely dilation and pore water pressure (Tulaczyk et al., 2000).

The stick-slip motions of WIP are controlled by regions of high basal friction (asperities or "sticky spots" (Alley, 1993; Stokes et al., 2007)) at the ice/till interface (Winberry et al., 2011). These sticky spots are located at the far north and south of the ice stream and correspond to high hydraulic potentials caused by a valley-like bed topography underneath the ice (Fig. A.1b), with its lowest points in the central part of the stream (Winberry et al., 2014). During a stick-slip cycle, the glacier is locked on the sticky spots, then when the tides favorably modulate the basal friction on the terminus of the glacier, usually just after high tide and at low tide (Lipovsky and Dunham, 2017; Robel et al., 2017; Minchew et al., 2017), the glacier starts accelerating from one sticky spot with a surface velocity about 40 m/d for about 45 min (Fig. A.1a-c). The

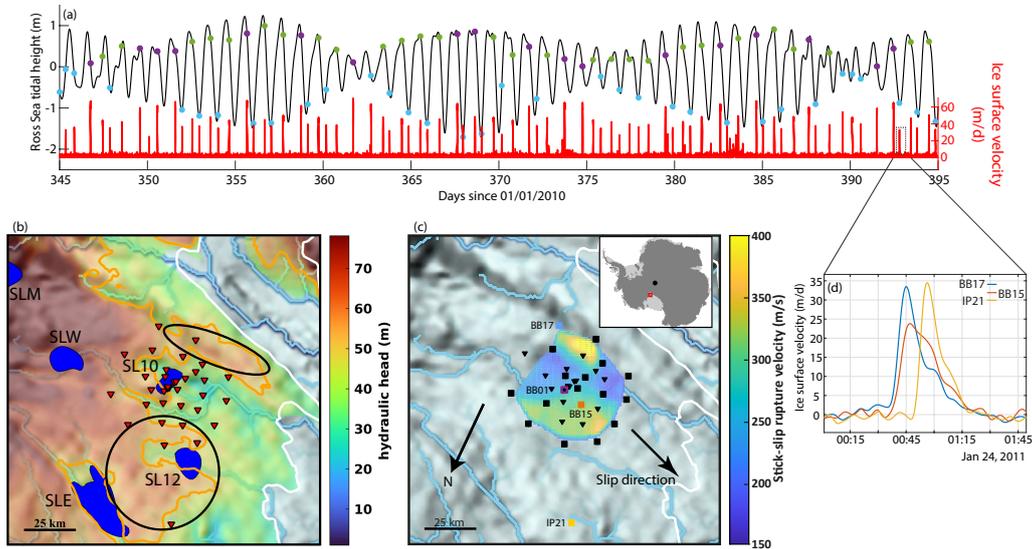


FIGURE A.1 – The Whillans Ice Plain dataset. (a) Ross Sea tidal height (black curve). The dots are the origin-time of the stick-slip event : Blue for low tides, green for high tides, and purple for events after a low-tide skipped event. The red curve represents the ice surface velocity recorded at GPS BB01 (purple square in c) during the studied period. (b) Contextual map of the studied area with the seismic network shown with the red triangles. The shaded background is the bed topography from Bedmap2 (Fretwell et al., 2013) overlaid by the hydraulic head (in color). The thick orange curve is the 50 m hydraulic head level highlighting the lateral heterogeneity of the bed across the WIP. The black ellipses show the locations of the sticky spots. The blue patches are the subglacial lakes : Subglacial Lake Mercer (SLM), Subglacial Lake Whillans (SLW) and Subglacial Lake Engelhardt (SLE) (Siegfried and Fricker, 2018). The light blue lines in b) and c) are subglacial water flow paths based on hydropotential gradients (Siegfried and Fricker, 2018) showing the bottom of valleys. The white curve is the grounding line estimated by InSAR (Mouginot et al., 2016). (c) Map of the stick-slip rupture velocity. Seismic stations (black triangle) and co-located GPS and seismic stations (black square) are displayed. The background shows the bed topography as in b). (d) GPS signals from BB17 (blue), BB15 (red) and IP21 (yellow) stations, indicated in (c), recorded during a single stick-slip cycle.

slip is slowed down by about 30% in the central section of the stream, and then it accelerates again on the second sticky spot (Fig. A.1c). Since not all parts of the glacier start moving at once, the surface motion gradient generates a rupture front-like propagation crossing the WIP perpendicular to its general direction of motion (Lipovsky and Dunham, 2017). Analysis of GPS data at the surface (Fig. A.1b, see S.I. Text A.9.1 for a detailed description of the estimation of the rupture velocity from the GPS data) shows that the velocity of the rupture of the glacier-bed interface varies laterally, from fast-slip at about 400 m/s on the sticky spots to slow-slip at less than 200 m/s in between the sticky spots, corresponding to the deepest part of the sub-glacial valley.

The exact nature of the sticky spots is still debated, but modeling (Lipovsky and Dunham, 2017; Lipovsky et al., 2019) and seismological observations (Wiens et al., 2008; Pratt et al., 2014; Lipovsky and Dunham, 2016; Barcheck et al., 2018, 2020) have revealed that the sticky spots are seismogenic while the areas between them are not. This seismic/aseismic behavior implies lateral variations in the frictional properties of the till layer across the WIP, with sticky spots corresponding to zones of rate-weakening friction and the rest of the ice stream consisting of rate-strengthening regions (Lipovsky and Dunham, 2017).

Here we use the stick-slip motion of the glacier as a transient perturbation to probe its effects on the subglacial system. The perturbation is monitored using ambient seismic noise correlations (Brenquier et al., 2014) thanks to the high sensitivity of seismic waves to the poroelastic properties of the bed, as well as their temporal changes (Mordret et al., 2016b). Analyzing the seismic velocities during stick-slip cycles, we highlight the lateral heterogeneity in these properties responsible for the slow-slip motion in the central area of the WIP.

A.5 Seismic velocity changes during slip events

We use time series from 22 GPS and 33 broadband seismic stations installed on WIP during 50 days of the 2010-2011 austral summer field season (Fig. A.1b). During this period, the geodetic and seismic networks simultaneously recorded 78 stick-slip cycles. To obtain a sufficient temporal resolution to observe seismic velocity changes during a stick-slip cycle, we use the four correlation components containing Rayleigh waves and we stack the cross-correlations relative to the time onset of every 78 cycles (Figure A.5, see S.I. Text SA.9.2 for details of the seismic data processing), a scheme inspired by the approach of (Hillers et al., 2015). In doing so, we assume that the ice and bed deform during the stick phases and rebound during the slip phases by similar amounts, and that the displacement of the ice during slip is comparable. The

minimum inter-event duration is eight hours, thus we chose an eight-hour window centered on each stick-slip event to observe the steady state before the event without being disturbed by the end of the previous event. After the events, the medium recovers to a steady state over a period of around four hours. We achieve a 5-minute temporal resolution by correlating 10-minute long segments of seismic noise with 50% overlap between segments and by post-processing the correlations for a single station-pair with a Wiener filter (Moreau et al., 2017). Effectively, each correlation is a stack of 13 hours of seismic signals, allowing a tenfold increase of the signal-to-noise ratio, and therefore in the precision of the measurement of the velocity changes (Silver et al., 2007). We performed the analysis on two subsets of the correlations built from the stack of the low-tide events only and the high-tide events only. The result of stacking twice less data clearly decreases the quality of the correlations. The resulting velocity change curves show similar patterns for both subsets which are also similar to the overall stack over the 78 events (see below), but are much more noisy. This renders the interpretation of any difference between the low-tide and high-tide events difficult. Ideally, we would like to be able to analyze individual events independently, but this goal would probably require a different dataset from a denser seismic array.

We measured the relative Rayleigh-wave velocity changes (dc/c) in the [0.2-0.5] Hz frequency band in the early coda of the correlations (Brennguier et al., 2014). We chose this frequency band because it provides high-enough frequencies to probe the first hundred meters of the subsurface, being sensitive to both the glacier and its bed. The seismic energy is larger in the lower half of this frequency band and therefore we expect that the overall sensitivity of our dc/c measurements are dominated by the low frequency side (Fig. A.6). Only very short inter-station distance correlations exhibit significant energy above 0.5 Hz. Measurements in narrower frequency bands within the [0.2-0.5] Hz frequency band provide similar results albeit more unstable and noisier. Using a linear inversion of the dc/c measurements from all possible pairs of 10-minute correlations, we obtained 528 eight-hour-long time series of relative seismic velocity changes, one for each pair of seismic stations (see S.I. Text SA.9.3 for more details on the processing). The global average of dc/c (Fig. A.2i) shows a significant reduction of the seismic velocity ($\sim 0.04\% \pm 0.005\%$) starting at the end of the slipping period (Fig. A.2). The exact onset of the velocity decrease is unclear due to the measurement uncertainties. It could be either at $t = 0$ of the events or about 40 min before, hinting to a possible precursory phase of the rupture (Winberry et al., 2013; Barcheck et al., 2021). It is worth noting that the velocity drops during the pre-slip phase and during the main slip phase seem to scale with the displacement during each phase (the pre-slip phase representing 1/4 of the total displacement and 1/4 of the

total velocity drop; (Barcheck et al., 2021)). During the four hours after the slip, the velocity increases back to the pre-slip level. Oscillations with ~ 75 min period and amplitude of about 0.02% seem to overlay the velocity recovery. This oscillation could be due to a resonance of the whole WIP generated by the excitation of the stick-slip events. For instance, this period matches quite well with the fundamental eigenmode period of a free-standing $\sim 100 \times 100$ km² plate of ice of 800 m thickness, which is equal to ~ 73 min (Text A.9.4, (Jones, 1975)). We are not aware of similar observations in other contexts such as tectonic faults or laboratory experiments, which could corroborate this thin-plate geometry interpretation rather unique to glacier environments. During the four hours preceding the slip, the steady velocity increase is probably due to the effect of the preceding stick-slip cycles or a signature of the constant loading from the upstream glacier.

By averaging the dc/c time series sharing a common station (Brenquier et al., 2014), we obtain 33 average dc/c curves that we associate with the location of each station (Obermann et al., 2013; Hobiger et al., 2012). Interpolated maps of velocity changes (Sibson and Barnett, 1981) for each point in time during the stick-slip cycle (Fig. A.2a-d) show the spatio-temporal evolution of dc/c (Fig. A.2e-h, see S.I. Text S A.9.3). The largest velocity variations (positive or negative, significant at 3σ) are concentrated in the slow-slipping and slow-rupturing (Fig. A.1c-d) aseismic region in the center of the WIP. The regions associated with the sticky spots and the fast slipping motion exhibit no resolvable velocity changes.

Given the frequency band of analysis and the early coda window used for the dc/c measurements, we hypothesize that the velocity change is mainly happening within the till layer at the bottom of the glacier. The early coda is dominated by Rayleigh waves, which exhibit a large sensitivity in the low velocity till layer (Figure A.6) at 0.2-0.5 Hz. The strain in the ice during the slip, estimated around 10 microstrains (0.001%), is on the order of the dc/c uncertainty and is unlikely to produce the observed velocity changes (Figure A.7, see S.I. Text SA.9.7 for a derivation of the expected velocity change in the ice due to an elastic deformation during the slip based on the sensitivity of ice shear-modulus to pressure change at pressures relevant for ice sheets (Shaw, 1986)). This estimation of the velocity-change induced by the ice deformation does not take into account potential changes in ice porosity during the cycle, that could be translated into shear-wave velocity changes. If a porosity change occurs during the stick-slip event due to the ice deformation, one can expect the change to be maximum when the deformation is maximum. However, we observe that the seismic velocity keeps decreasing even after the end of the slip (Fig. A.2a-h). This indicates that the velocity changes cannot be entirely due to ice elastic deformation effects. Furthermore, according to numerical models (Lipovsky and

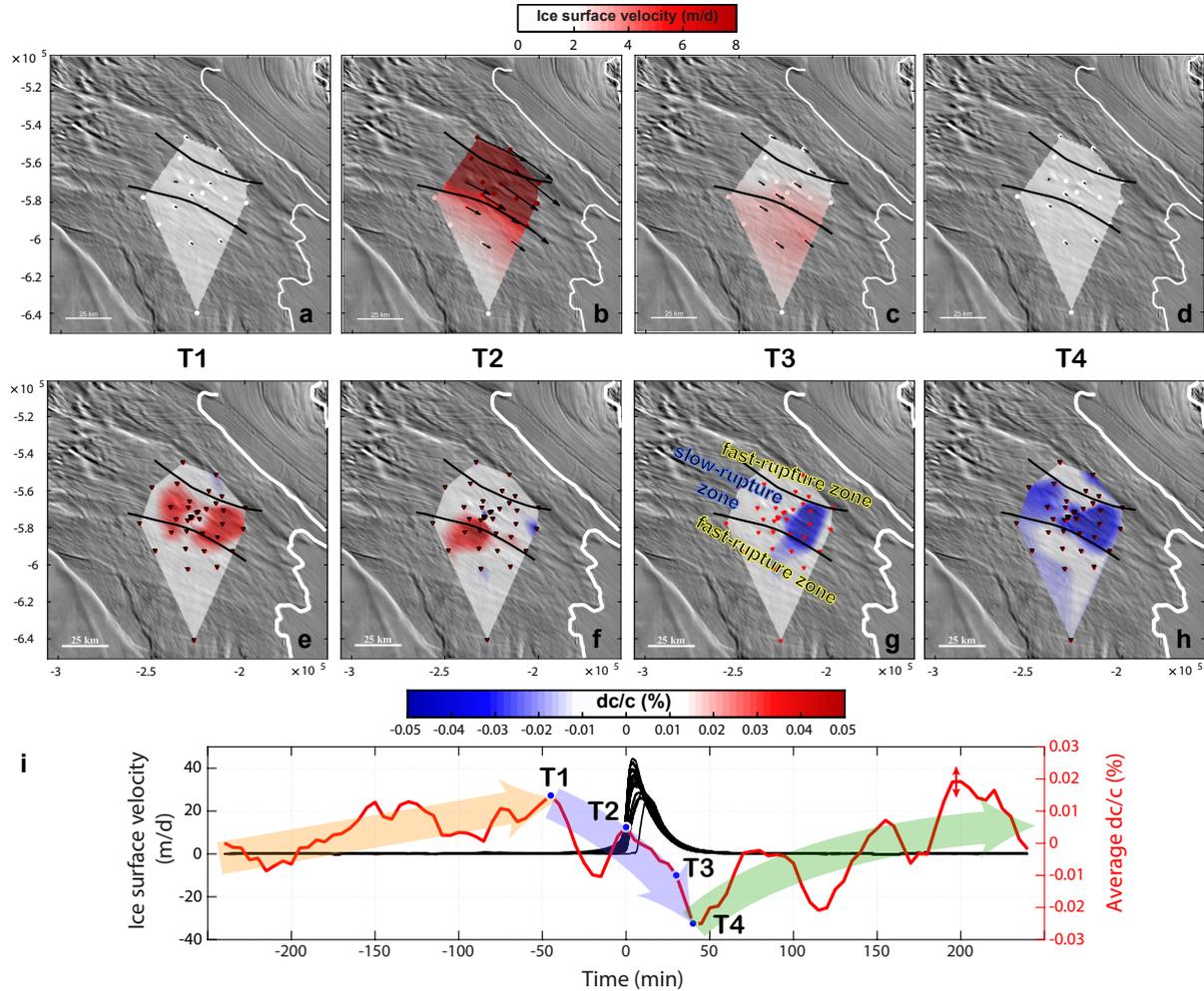


FIGURE A.2 – Relative seismic velocity variations. Maps at T1 = 45 minutes before the beginning of the slip of the average ice velocity (a) and dc/c (e), same at T2 = the onset time of the slip (b, f), same at T3 = 30 minutes after the beginning of the slip (c, g) and same at T4 = 40 minutes after the beginning of the slip (d, h). Only the velocity changes larger than 3σ are shown in color, smaller changes are in white. The ice velocity colorscale is saturated at 8 m/d to highlight the rupture-front orientation and direction of propagation. The background image is a mosaic of optical images collected from MODIS (Haran et al., 2014) (i) Spatially averaged dc/c (red curve). The red double-headed arrow near 200 min represents the average 1σ error of the dc/c results. Black curves are ice surface velocities averaged over all slip events for each GPS station. The colored arrows highlight the general trends of the velocity changes.

Dunham, 2017), the associated stress in the ice in between the sticky spots is expected to result in a velocity increase. To fully resolve whether the observed velocity changes are happening only in the till layer or in the ice column, we would need to record and use higher frequencies. In this case, a denser seismic array with shorter inter-station distances would be necessary.

A.6 Poroelastic control of the bed frictional properties

We use the theory of effective medium for fluid-saturated sediments (Gassmann, 1951; Dvorkin et al., 1999; Leeman et al., 2016; Nur et al., 1998) to relate the till shear wave velocity (V_s) to its composition, effective pressure (the difference between the pressure of the ice column and the pore pressure in the till), and porosity (see S.I. Text SA.9.5 for the full derivation of the poroelastic shear-wave velocity estimation). With a till layer of $V_s=350$ m/s and 35% porosity (Kamb, 2001b; Luthra et al., 2016), we can estimate the effective pressure in the till to be around 17 kPa (Fig. A.3). The local velocity drop within the till layer corresponding to the relative velocity change of -0.05% observed from the surface is estimated using Rayleigh-wave depth sensitivity kernels to be about -7.6% (see S.I. Text SA.9.6 and Fig. A.6). From this value, we can infer possible couples of effective pressure/porosity changes that explain the observed seismic velocity drop (Fig. A.3).

During a stick-slip event, the glacier starts accelerating on one sticky spot and is then slowed down in its central region where rate-strengthening friction increases the resistance to sliding at higher velocities (Lipovsky and Dunham, 2017). Acceleration then resumes at the second sticky spot. Previous seismic and geodetic observations made on the glacier showed that the sticky spots were seismogenic, whereas the central region was not (Wiens et al., 2008; Winberry et al., 2009, 2011, 2013; Pratt et al., 2014; Barcheck et al., 2018) (Fig. A.4), also suggesting a rate-weakening/rate-strengthening segregation of the bed properties. Several possible glaciological processes have been proposed to explain rate-strengthening behaviors (Lipovsky and Dunham, 2017) : 1) Dilatant strengthening of till (Segall et al., 2010; Minchew and Meyer, 2020), 2) non-constant rate dependency of friction that could switch from rate-weakening to rate-strengthening above a certain threshold of sliding velocity (Kilgore et al., 1993; Shibasaki and Shimamoto, 2007) and 3) frictional heating due to elevated slip-rate at the bed (McCarthy et al., 2017). Dilatant strengthening of the till seems to be the phenomenon that allows for lateral variations of the friction more easily because it is controlled by the bed topography, which is the first-order source of lateral heterogeneity at the WIP. It is not clear how the two other candidates could produce such lateral heterogeneity.

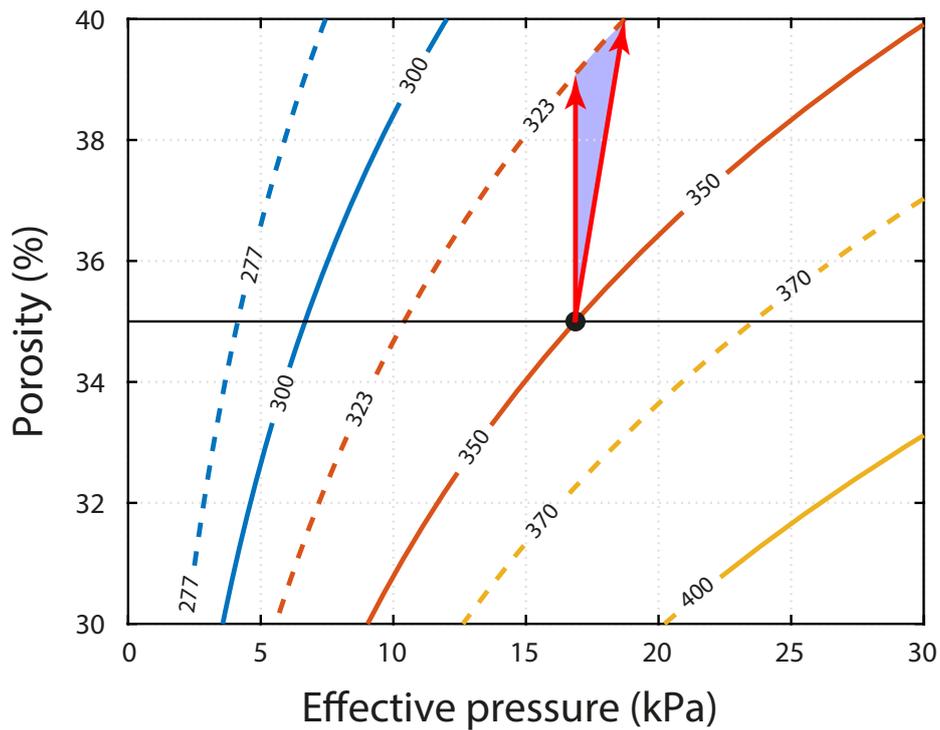


FIGURE A.3 – Poroelastic model. Colored lines with labels indicate till shear-wave velocity (m/s) as a function of effective pressure and porosity. The dashed curves represent a 7.6% decrease of velocity compared to the solid curve of the same color. Red arrows show possible trajectories of velocity reduction. The blue quadrant involves increase of both porosity and effective pressure, consistent with strengthening friction.

Our seismic velocity change measurements demonstrate that the central part of the WIP is host to dilatant strengthening friction (Segall et al., 2010; Minchew and Meyer, 2020). This dilatancy reflects a transient increase of porosity that induces a decreased water pore pressure. This effect is amplified in areas of already high pore-pressure, in the deep parts of the subglacial valleys (Fig. A.1b). Quantitatively, by assuming a 35% porosity and a local seismic velocity reduction of -7.6%, we can infer relative porosity changes between +10 and +15%, coupled with an effective pressure increase up to 2 kPa (11% relative change, Fig. A.3). The exact trajectory of velocity changes in the effective pressure/porosity domain during a complete stick-slip cycle is not fully constrained by our observations, and might involve complex variations in both effective pressure and porosity. Our model, however, provides upper limits for effective pressure and porosity variations during stick-slip events.

While the proximate cause of stick-slip events on the WIP is thought to be the presence of rate-weakening friction (Winberry et al., 2009), theoretical (Lipovsky et al., 2019) and experimental (Zoet et al., 2013, 2020) considerations point to friction between entrained sediments in a dirty basal ice layer as the ultimate cause of this rate weakening friction. Sediment entrainment is generally favored at lower water pressures (Rempel, 2008). The observation of a large seismic velocity change due to shear dilatancy is therefore consistent with this theory of sediment dynamics, insofar as areas with rate weakening friction (sticky-spots) are not inferred to undergo large changes in water content.

A.7 Conclusion

Our study shows that the friction at the base of the WIP is controlled by a complex feedback between the bed topography, which induces spatial variability in the till layer, and the cycles of stick-slip events, which result in elevated shearing rates with accompanying dilation. This dilation, causing porosity and effective pressure increase, induces a strengthening that slows down the slip in the central part of the glacier (Fig. A.4). Through their influence on the stick-slip cycle, these hydromechanical processes govern the flow of WIP and illuminate the mechanics of basal slip. As a result, a complete understanding of basal slip and the processes that govern ice sheet evolution must account for the hydromechanics of subglacial till. Given the physics involved, similar phenomena should take place within tectonic fault-zones during earthquakes or tectonic slow-slip cycles (Segall et al., 2010). Being able to measure seismic velocity changes during these cycles (Rivet et al., 2014) with a similar spatial and temporal resolution could also help to unravel the physics at play during tectonic earthquakes.

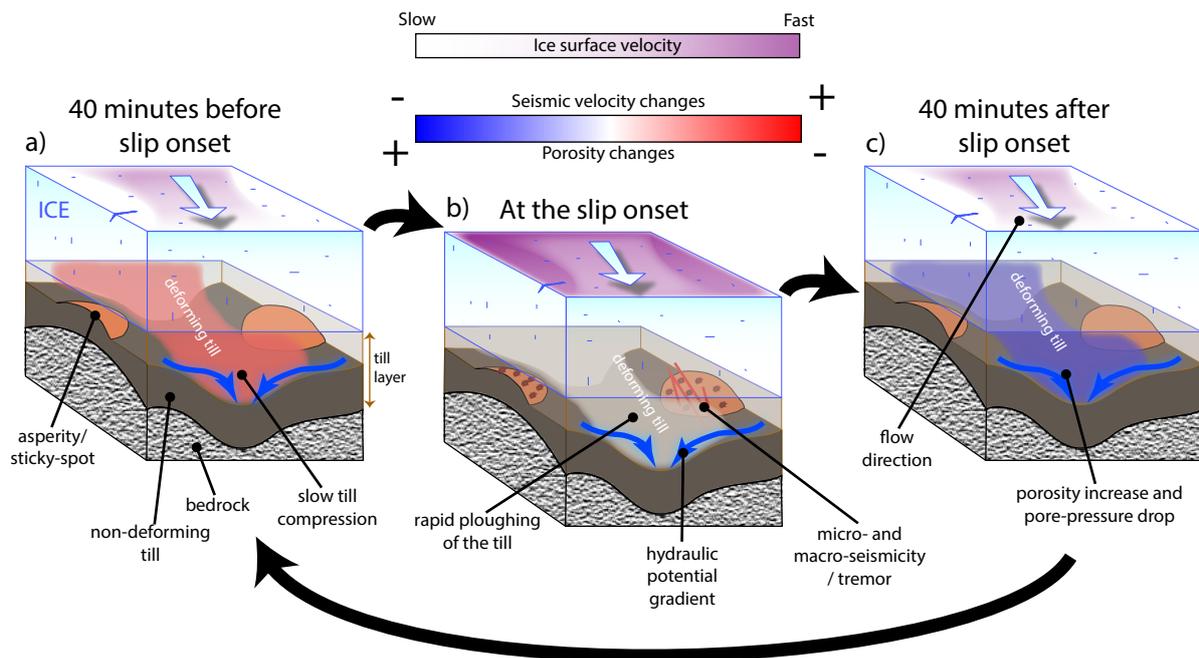


FIGURE A.4 – Conceptual model of the WIP stick-slip cycle. a) Shear stress applied to the till by the glacier increases as the till slowly compacts under the weight of the glacier. Pore water pressures and seismic wave speeds increase as porosity decreases. b) Shear stress reaches a threshold, causing the glacier to slip and rework the till layer. c) Rapid slip causes the porosity of the till to increase. This dilation drives a decrease in pore water pressure, which strengthens the till and reduces seismic wave speeds.

A.8 Acknowledgments

- This work was supported by the TelluS Program of CNRS/INSU, CSI Program of Université Côte d’Azur, and BQR program of Observatoire Côte d’Azur. This research was supported by the National Science Foundation under Grant No. PLR-1643761.
- **Author contributions** G.G. processed the seismic data and wrote the first draft of the manuscript during his master thesis. A.M. designed the experiment, supervised G.G., wrote the final manuscript, processed the GPS data, and performed the poroelastic modeling. D.R. supervised G.G., performed the surface wave sensitivity modeling and participated in the manuscript redaction. B.P.L. discussed the results and the rate-and-state interpretation and participated in the manuscript redaction. B.M.M. supervised the work, discussed the results and interpretations, and participated in the redaction of the final version of the manuscript.
- **Competing Interests** The authors declare that they have no competing financial interests.
- **Materials & Correspondence** Correspondence and requests for materials should be addressed to A.M. (email : aurelien.mordret@univ-grenoble-alpes.fr).
- **Data & Software** The facilities of IRIS Data Services, and specifically the IRIS Data Management Center, were used for access to 2C network waveforms, related metadata, and/or derived products used in this study. IRIS Data Services are funded through the Seismological Facilities for the Advancement of Geoscience (SAGE) Award of the National Science Foundation under Cooperative Service Agreement EAR-1851048.
Figures 1 and 2 have been partly made with the Antarctic mapping toolbox ([Greene et al., 2017](#)). The grounding line is from [citemouginot2017measures](#) Seismic data have been downloaded and instrument-corrected with ObspyDMT ([Hosseini and Sigloch, 2017](#)). The cross-correlations were computed with MSNoise ([Lecocq et al., 2014](#)).

A.9 Supplementary Information

A.9.1 Rupture velocity from the GPS data.

For each of the 78 stick-slip events analyzed, we pick at each GPS station the time for which the ice velocity exceeds 10 m/d. We interpolate the travel time measured at each station onto a regular grid using a spline-in-tension scheme, to obtain a smooth and continuous travel time surface. We then compute the spatial gradient of the travel time surface and take the inverse of

the gradient's magnitude to obtain a map of the rupture front velocity for each event. The final map is an average of the 78 rupture velocity maps (Fig. A.1c).

A.9.2 Computation and stack of the correlations.

The seismic data come from the network 2C (see Acknowledgements section) and were downloaded and their instrument response corrected using the obspyDMT software (Hosseini and Sigloch, 2017). The first step of data processing consists of cross-correlating the data from the 33 seismic stations and stacking the cross-correlations adequately. We use the MSNoise package to perform the computation (Lecocq et al., 2014). The raw data are whitened between 0.01 Hz and 9.5 Hz, clipped for amplitudes above 1.5 root-mean-square of each trace. The resulting correlations are further filtered between 0.05 Hz and 9 Hz. We compute all four components of the correlation tensor containing Rayleigh waves (vertical-vertical, radial-radial, vertical-radial, and radial-vertical).

To increase the signal-to-noise ratio (SNR) by an order of magnitude, we stack the correlations accordingly to the timing of each stick-slip event, a scheme inspired by the approach of (Hillers et al., 2015). We retrieve the start time of all stick-slip events from the GPS data, and we focus on an 8h-long window centered on the onset of the 78 stick-slip cycles. We stack over 78 cycles the correlations which have the same relative time with respect to the origin time of each event (Fig. A.5). The effective duration of the data used for one correlation therefore increases to 13 hours. In this 8-hour long window, we are left with 96 correlations per station pair for the whole duration of the analysis.

A.9.3 dc/c measurements and mapping.

We follow the approach of (Breguier et al., 2014) to invert a dc/c time series for each pair of stations. This method requires measuring the relative velocity variations between every 10-minute long correlation among the 96 correlations for one station pair. Two parameters regularize the least square inversion : α , the smoothing strength, and β , the temporal covariance length. We chose $\alpha=5000$ and $\beta=2$.

Before measuring dc/c for a station pair, we apply a Wiener filter on the 96 correlations (Moreau et al., 2017) to enhance the SNR and stabilize the measurements. The velocity changes are measured with the moving window cross-spectral (MWCS) analysis between 0.2 and 0.5 Hz. We perform the measurements on both the causal and acausal sides of the correlations, in a 50 s

long window starting at the time corresponding to a 1 km/s propagation velocity. The Rayleigh wave phase velocity in the ice being 1.6 km/s, we ensure that the waves in the coda windows are scattered waves. We used an MWCS moving window of 7.5 s, with 3 s steps, and we set the quality criterion to keep a measurement as 0.7 for the minimum coherency and 0.2 s for the maximum error. This error is used to remove very large outliers : it corresponds roughly to a dc/c value of 0.5% for propagation distances around 30 km, much larger than what would be expected from velocity changes in the till layer. We measure the dc/c for the four correlation components containing Rayleigh waves and we average the four time series for each station pair.

Since we measure dc/c in the early coda, we can consider that the spatial sensitivity of the velocity changes is the highest around the stations (Hobiger et al., 2012; Obermann et al., 2013; Brenguier et al., 2014). For a given station, we can localize the velocity changes by averaging all dc/c time series in which this station is involved and associate the dc/c value to the position of the station. The final dc/c maps are obtained by natural-neighbor interpolation (Sibson and Barnett, 1981) of the localized dc/c .

A.9.4 Period of oscillation of an ice plate

The period of oscillation of the fundamental mode of a free standing square thin plate is given by (Jones, 1975) :

$$T_0 = 1.09 \sqrt{\rho_i \frac{a^4}{Eh^2}} = 73 \text{min}, \quad (\text{I.1})$$

with $\rho_i = 920 \text{kg/m}^3$ the density of ice, $a = 100 \text{km}$ the size of the plate, $h = 800 \text{m}$, the thickness of the plate and $E = 9 \text{GPa}$ the Young's modulus of the ice.

A.9.5 Poroelastic changes from dc/c .

We use an effective medium model (Dvorkin et al., 1999; Leeman et al., 2016) to relate the shear wave velocity of a saturated porous medium to the effective pressure and porosity. Following, the shear wave velocity V_s is defined as (Gassmann, 1951) :

$$V_s = \sqrt{\frac{G_{sat}}{\rho_b}}, \quad (\text{I.2})$$

where G_{sat} is the saturated shear modulus and $\rho_b = (1 - \phi)\rho_{mat} + \phi\rho_w$ is the bulk density of the medium which depends on the porosity ϕ , the density of the rock matrix ρ_{mat} and the water density $\rho_w = 1.0 \text{ g/cm}^3$.

Since the shear modulus of pore water is zero and all the shear strength is carried by the solid frame, we have $G_{sat} = G_{dry}$ (Gassmann, 1951), where G_{dry} is the effective shear modulus of the solid matrix and is defined for an arbitrary porosity ϕ lower than a critical porosity $\phi_c = 0.4$ (Dvorkin et al., 1999) :

$$G_{dry}(\phi) = \left(\frac{\phi/\phi_c}{G_{HM} + Z} + \frac{1 - \phi/\phi_c}{G + Z} \right)^{-1} - Z, \quad (\text{I.3})$$

with

$$Z = \frac{G_{HM}}{6} \left(\frac{9K_{HM} + 8G_{HM}}{K_{HM} + 2G_{HM}} \right). \quad (\text{I.4})$$

The critical porosity is the porosity at which the medium becomes a fluid suspension with solid grains that are not in contact anymore and cannot transfer load. It is the transition porosity between a frame-supported medium to a fluid-supported medium (Nur et al., 1998). At zero porosity, the bulk and shear modulus of the matrix are K and G , respectively, and ν is its Poisson ratio. At the critical porosity ϕ_c , the effective bulk and shear moduli of the dry matrix are (Dvorkin et al., 1999) :

$$G_{HM}(P_e) = \frac{5 - 4\nu}{5(2 - \nu)} \left(\frac{3n^2(1 - \phi_c)^2 G^2}{2\pi^2(1 - \nu)^2} P_e \right)^{1/3}, \quad (\text{I.5})$$

with

$$K_{HM}(P_e) = \left(\frac{n^2(1 - \phi_c)^2 G^2}{18\pi^2(1 - \nu)^2} P_e \right)^{1/3}; \quad (\text{I.6})$$

where P_e is the effective pressure and $n = 8.0$ is the average number of contacts per grain in the sphere pack. The matrix shear modulus at zero porosity is taken as the Hill's average of the shear moduli of the mineral constituents of the till :

$$G = \frac{1}{2} \left[\sum w_i G_i + \left(\sum \frac{w_i}{G_i} \right)^{-1} \right]; \quad (\text{I.7})$$

where w_i is the volumetric fraction of the i -th constituent of the till (Table A.1). The matrix density ρ_{mat} and its Poisson ratio ν are also taken as the Hill's averages of the mineral constituents of the till.

A.9.6 Relative change of till shear wave from dc/c .

To compute the depth sensitivity of Rayleigh waves at different periods, we use a velocity model (Luthra et al., 2016) discretized every meter and made of three layers : 700 m of ice ($V_s = 1860$ m/s), 10 m of till ($V_s = 350$ m/s) and a bedrock half-space ($V_s = 2600$ m/s). The sensitivity $\partial c/\partial V_s$ of the Rayleigh phase velocity c to change in shear wave velocity V_s , for the considered period band and averaged over the ten meters of till is approximately $\partial c/\partial V_s = 0.03$ (Fig. A.6). We can, therefore, estimate the relative change of V_s in the till as

$$\frac{dV_s}{V_s} = \frac{dc}{c} \frac{\partial V_s}{\partial c} \frac{c}{V_s} = -0.05\% \times \frac{1}{0.03} \times \frac{1600}{350} = -7.6\%, \quad (\text{I.8})$$

which gives, for a Rayleigh phase velocity in the ice $c = 1600$ m/s, till shear-wave velocity $V_s = 350$ m/s and $dc/c = -0.05\%$, $dV_s/V_s = -7.6\%$.

A.9.7 Velocity changes due to volumetric deformation of the ice

The shear-wave velocity β is a function of the shear modulus μ and the density ρ :

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (\text{I.9})$$

If the medium experiences a variation in its elastic properties we obtain the following equation :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{1}{2} \left[\frac{\delta\mu}{\mu} - \frac{\delta\rho}{\rho} \right]. \quad (\text{I.10})$$

The dilation is the relative change in an elementary volume and can be related in a linear elastic medium to a change in density and a change in pressure :

$$\xi = \frac{\delta V}{V} = -\frac{\delta\rho}{\rho} = -\frac{\delta P}{K}, \quad (\text{I.11})$$

where ξ is the dilation, P the pressure, V the volume and K the bulk modulus. A change in pressure is thus function of the dilation :

$$\delta P = -K\xi. \quad (\text{I.12})$$

The relation between shear modulus and pressure perturbations assuming a constant temperature in the medium and a linear elastic behavior is the following :

$$\frac{\delta\mu}{\mu} = \frac{\partial\mu}{\partial P} \frac{\delta P}{\mu}. \quad (\text{I.13})$$

We finally express the relative velocity change as a function of dilation, and the shear modulus using eqs. I.10, I.12 and I.13 :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\xi}{2} \left[1 - \frac{\partial\mu}{\partial P} \frac{K}{\mu} \right], \quad (\text{I.14})$$

or using the relations of the bulk and shear moduli with the Poisson's ratio ν :

$$\frac{\delta\beta}{\beta} = \frac{\xi}{2} \left[1 - \frac{2(1+\nu)}{3(1-2\nu)} \frac{\partial\mu}{\partial P} \right]. \quad (\text{I.15})$$

Taking ice Poisson's ratio around 0.33 and weak sensitivity of ice shear modulus to pressure changes at small pressures ($|\partial\mu/\partial P| \ll 1$; (Shaw, 1986)), we obtain

$$\left| \frac{\delta\beta}{\beta} \right| \approx |\xi|. \quad (\text{I.16})$$

This derivation does not take into account potential changes in ice porosity during the cycle, that could be translated into shear-wave velocity changes. If a porosity change occurs during the stick-slip event due to the ice deformation, one can expect the change to be maximum when the deformation is maximum. However, we observe that the seismic velocity keeps decreasing even after the end of the slip. This indicates that the velocity changes cannot be entirely due to ice elastic deformation effects.

Minerals Ratio	Clay	Quartz	Feldspar
Ratio	0.5049	0.2373	0.2578
Shear modulus (GPa)	20	47	38
Bulk modulus (GPa)	42.5	37.7	70
Density (g/cm ³)	2.626	2.65	2.56

TABLE A.1 – Till composition (Leeman et al., 2016)

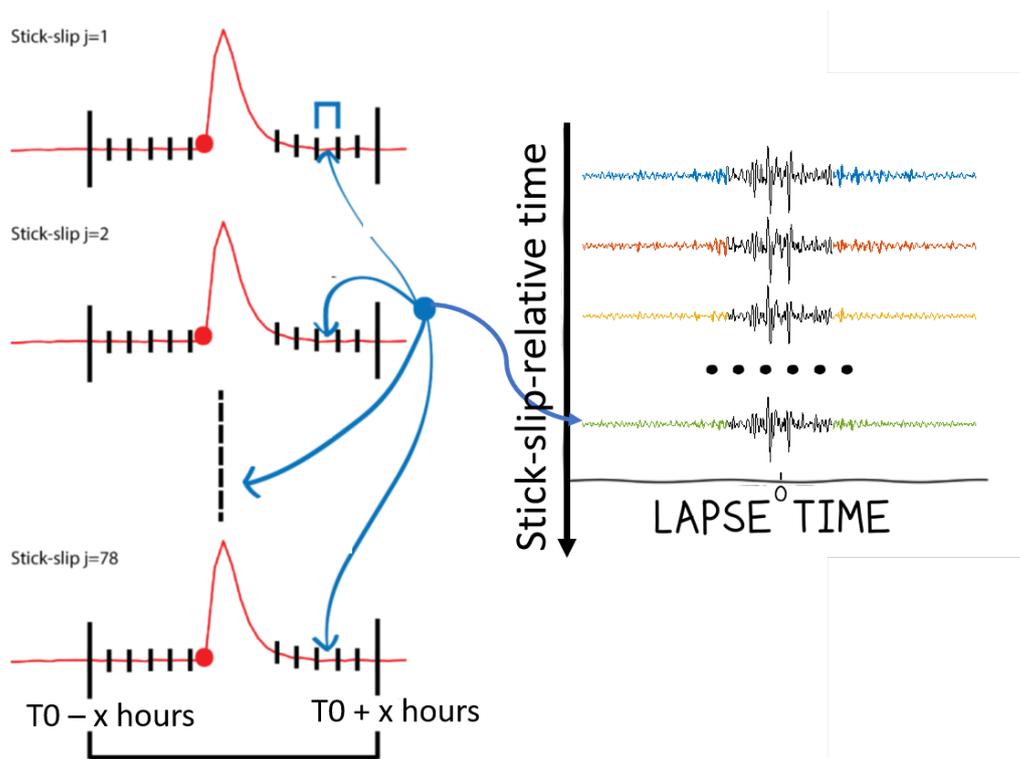


FIGURE A.5 – Correlation stacking scheme. The seismic data (in black) are sorted, centered and cut according to the starting time T_0 of each stick-slip event observed on the GPS time-series (in red). Each 10 minute-long seismic data segment with the same relative starting time is correlated for each pair of seismic stations. Then, these correlations are stacked for each stick-slip event. Therefore, each pair of seismic stations results in 96 correlations sorted along the stick-slip relative time.

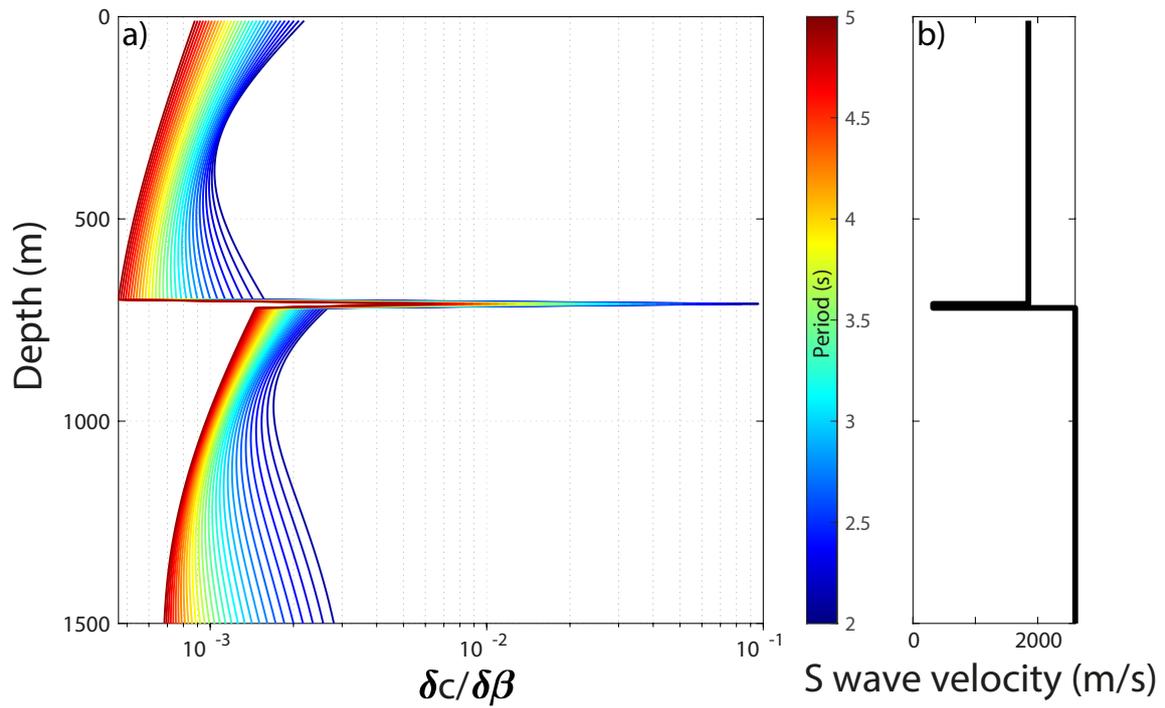


FIGURE A.6 – a) Rayleigh wave sensitivity kernels at periods between 2 and 5 s for the velocity model shown in b), taken from (Luthra et al., 2016). $\delta c / \delta \beta$ is the sensitivity of shear-wave velocity β to a change in phase velocity c .

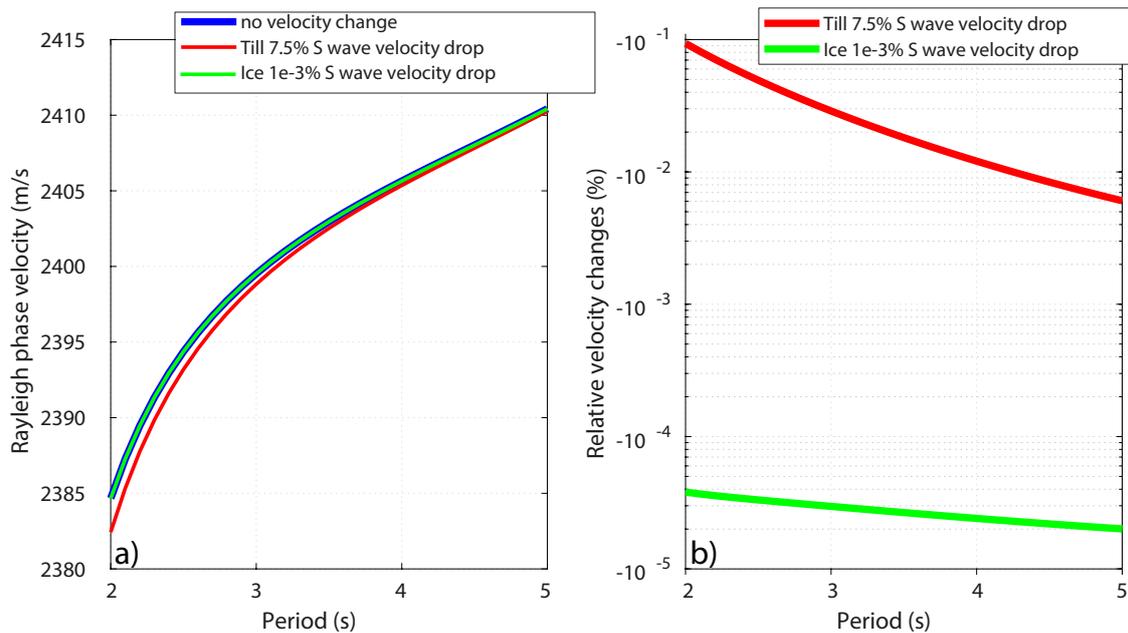


FIGURE A.7 – Effect of 0.001% velocity change in the 700 m thick ice column (green curves) compared to 7.5% velocity change in the 10 m thick till layer (red curves), in absolute phase velocities (a) and relative phase velocity changes (b).

Bibliographie

- Agrawal, G. P. (2000). Nonlinear fiber optics. In *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pages 195–211. Springer.
- Agrawal, G. P. (2012). *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons.
- Ajo-Franklin, J. B., Dou, S., Lindsey, N. J., Monga, I., Tracy, C., Robertson, M., Rodriguez Tribaldos, V., Ulrich, C., Freifeld, B., and Daley, T. (2019). Distributed acoustic sensing using dark fiber for near-surface characterization and broadband seismic event detection. *Scientific reports*, 9(1) :1–14.
- Aki, K. and Richards, P. G. (2002). Quantitative Seismology. Sausalito. Calif : University Science Books.
- Akkaya, O. C., Digonnet, M. J., Kino, G. S., and Solgaard, O. (2013). Time-division-multiplexed interferometric sensor arrays. *Journal of lightwave technology*, 31(16) :3001–3008.
- Alley, R. B. (1993). In search of ice-stream sticky spots. *Journal of Glaciology*, 39(133) :447–454.
- Alley, R. B., Blankenship, D. D., Bentley, C. R., and Rooney, S. (1986). Deformation of till beneath ice stream B, West Antarctica. *Nature*, 322(6074) :57–59.
- Alley, R. B., Clark, P. U., Huybrechts, P., and Joughin, I. (2005). Ice-sheet and sea-level changes. *science*, 310(5747) :456–460.
- Aoyama, K.-I., Nakagawa, K., and Itoh, T. (1981). Optical time domain reflectometry in a single-mode fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(6) :862–868.
- Ardhuin, F. (2018). Large-scale forces under surface gravity waves at a wavy bottom : A mechanism for the generation of primary microseisms. *Geophysical Research Letters*, 45(16) :8173–8181.
- Ardhuin, F., Balanche, A., Stutzmann, E., and Obrebski, M. (2012). From seismic noise to ocean wave parameters : General methods and validation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C5).
- Ardhuin, F., Gualtieri, L., and Stutzmann, E. (2015). How ocean waves rock the Earth : Two mechanisms explain microseisms with periods 3 to 300 s. *Geophysical Research Letters*, 42(3) :765–772.
- Ardhuin, F. and Herbers, T. H. (2013). Noise generation in the solid Earth, oceans and atmosphere, from nonlinear interacting surface gravity waves in finite depth. *Journal of Fluid Mechanics*, 716 :316–348.

- Ardhuin, F., Stutzmann, E., Schimmel, M., and Mangeney, A. (2011). Ocean wave sources of seismic noise. *Journal of Geophysical Research*, 116(C9) :C09004.
- Arpison, G. (2021). *Nouvelle stratégie de mesure d'ondes acoustiques par capteur à fibre optique distribué*. PhD Thesis, Université Grenoble Alpes [2020-....].
- Bakhoun, E. G., Zhang, C., and Cheng, M. H. (2020). Real Time Measurement of Airplane Flutter via Distributed Acoustic Sensing. *Aerospace*, 7(9) :125.
- Bakulin, A., Silvestrov, I., and Pevzner, R. (2020). Surface seismics with DAS : An emerging alternative to modern point-sensor acquisition. *The Leading Edge*, 39(11) :808–818.
- Bamber, J. L., Layberry, R. L., and Gogineni, S. (2001). A new ice thickness and bed data set for the Greenland ice sheet : 1. Measurement, data reduction, and errors. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106(D24) :33773–33780.
- Banerji, S. K. (1925). Microseisms and the Indian monsoon. *Nature*, 116(2928) :866–866.
- Barcheck, C. G., Brodsky, E., Fulton, P., King, M., Siegfried, M., and Tulaczyk, S. (2021). Migratory earthquake precursors are dominant on an ice stream fault. *Science Advances*, 7(6) :eabd0105.
- Barcheck, C. G., Schwartz, S. Y., and Tulaczyk, S. (2020). Icequake streaks linked to potential mega-scale glacial lineations beneath an Antarctic ice stream. *Geology*, 48(2) :99–102.
- Barcheck, C. G., Tulaczyk, S., Schwartz, S. Y., Walter, J. I., and Winberry, J.-P. (2018). Implications of basal micro-earthquakes and tremor for ice stream mechanics : Stick-slip basal sliding and till erosion. *Earth and Planetary Science Letters*, 486 :54–60.
- Barnoski, M., Rourke, M., Jensen, S. M., and Melville, R. T. (1977). Optical time domain reflectometer. *Applied optics*, 16(9) :2375–2379.
- Barnoski, M. K. and Jensen, S. M. (1976). Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Applied Optics*, 15(9) :2112–2115.
- Barstow, S. F., Bidlot, J.-R., Caires, S., Donelan, M. A., Drennan, W. M., Dupuis, H., Graber, H. C., Green, J. J., Gronlie, O., Guérin, C., Gurgel, K.-W., Günther, H., Hauser, D., Hayes, K., Hessner, K., Hoja, D., Icard, D., Kahma, K. K., Keller, W. C., Krogstad, H. E., Lefevre, J.-M., Lehner, S., Magnusson, A. K., Monbaliu, J., Nieto Borge, J. C., Pettersson, H., Plant, W. J., Quentin, C. G., Reichert, K., Reistad, M., Rosenthal, W., Saetra, O., Schulz-Stellenfleth, J., Walsh, E. J., Weill, A., Wolf, J., Wright, C. W., and Wyatt, L. R. (2005). *Measuring and Analysing the directional spectrum of ocean waves*. COST Office.
- Battjes, J. A., Bakkenes, H. J., Janssen, T. T., and van Dongeren, A. R. (2004). Shoaling of subharmonic gravity waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 109(C2).
- Bensen, G. D., Ritzwoller, M. H., Barmin, M. P., Levshin, A. L., Lin, F., Moschetti, M. P., Shapiro, N. M., and Yang, Y. (2007). Processing seismic ambient noise data to obtain reliable broad-band surface wave dispersion measurements. *Geophysical journal international*, 169(3) :1239–1260. Publisher : Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK.
- Bernard, P., Plantier, G., Brunet, C., Nercessian, A., Sourice, A., Feuillooy, M., Feron, R., Cattoen, M., Seat, H. C., and Chawah, P. (2017). The lines high resolution optical seismometer. In *EAGE/DGG Workshop 2017*, pages cp–508. European Association of Geoscientists & Engineers.

- Bertelli, T. (1872). *Osservazioni sui piccoli movimenti dei pendoli in relazione ad alcuni fenomeni meteorologici del p.d. Timoteo Bertelli barnabita*, volume 168-204. Tip. delle scienze matematiche e fisiche.
- Bertelli, T. (1878). Riassunto delle Osservazioni Microsismiche fatte nei Collegio alla Querce di Firenze. *Atti dell'Accademia Pontificia de' nuovi Lincei*, (Pt III) :193–243.
- Bindschadler, R. A., King, M. A., Alley, R. B., Anandkrishnan, S., and Padman, L. (2003). Tidally controlled stick-slip discharge of a West Antarctic ice. *Science*, 301(5636) :1087–1089.
- Biondi, B. L., Yuan, S., Martin, E. R., Huot, F., and Clapp, R. G. (2021). Using Telecommunication Fiber Infrastructure for Earthquake Monitoring and Near-Surface Characterization. *Distributed Acoustic Sensing in Geophysics : Methods and Applications*, pages 131–148.
- Blankenship, D. D., Bentley, C. R., Rooney, S., and Alley, R. B. (1986). Seismic measurements reveal a saturated porous layer beneath an active Antarctic ice stream. *Nature*, 322(6074) :54.
- Boldyreva, E. (2016). *Mesures réparties par réflectométrie fréquentielle sur fibre optique*. PhD Thesis.
- Bolt, B. A. (1976). Nuclear explosions and earthquakes. The parted veil. Publisher : WH Freeman and Co., San Francisco.
- Bonnefoy-Claudet, S., Cotton, F., and Bard, P.-Y. (2006). The nature of noise wavefield and its applications for site effects studies : A literature review. *Earth-Science Reviews*, 79(3-4) :205–227.
- Boschi, L., Weemstra, C., Verbeke, J., Ekström, G., Zunino, A., and Giardini, D. (2013). On measuring surface wave phase velocity from station–station cross-correlation of ambient signal. *Geophysical Journal International*, 192(1) :346–358.
- Boué, P., Poli, P., Campillo, M., Pedersen, H., Briand, X., and Roux, P. (2013). Teleseismic correlations of ambient seismic noise for deep global imaging of the Earth. *Geophysical Journal International*, 194(2) :844–848.
- Brenguier, F., Campillo, M., Takeda, T., Aoki, Y., Shapiro, N., Briand, X., Emoto, K., and Miyake, H. (2014). Mapping pressurized volcanic fluids from induced crustal seismic velocity drops. *Science*, 345(6192) :80–82.
- Brillouin, L. (1922). Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. In *Annales de physique*, volume 9, pages 88–122.
- Brisbourne, A. M., Smith, A. M., Vaughan, D. G., King, E. C., Davies, D., Bingham, R., Smith, E., Nias, I., and Rosier, S. H. (2017). Bed conditions of Pine Island Glacier, West Antarctica. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 122(1) :419–433.
- Bromirski, P. D. and Duennebier, F. K. (2002). The near-coastal microseism spectrum : Spatial and temporal wave climate relationships. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 107(B8) :2166.
- Burbank, J. E. (1912). Microseisms caused by frost action. *American Journal of Science*, 33(197) :474–475.
- Campillo, M. and Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) :547–549. Publisher : American Association for the Advancement of Science.

- Cantin, E., Lopez, O., Quintin, N., Camisard, E., Chardonnet, C., Santarell, G., Amy-Klein, A., and Pottie, P.-E. (2018). REFIMEVE+ : towards a wide optical fiber network for optical frequency standard dissemination. In *2018 Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2018)*, pages 1–2.
- Capon, J. (1969). High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, 57(8) :1408–1418.
- Cappa, F., Scuderi, M. M., Collettini, C., Guglielmi, Y., and Avouac, J.-P. (2019). Stabilization of fault slip by fluid injection in the laboratory and in situ. *Science advances*, 5(3) :eaau4065.
- Carvalho, J. F., Silveira, G., Schimmel, M., and Stutzmann, E. (2019). Characterization of microseismic noise in Cape Verde. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 109(3) :1099–1109.
- Cessaro, R. K. (1994). Sources of primary and secondary microseisms. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(1) :142–148.
- Chang, H. and Nakata, N. (2022). Investigation of time-lapse changes with das borehole data at the brady geothermal field using deconvolution interferometry. *Remote Sensing*, 14(1) :185.
- Cheng, F., Chi, B., Lindsey, N. J., Dawe, T. C., and Ajo-Franklin, J. B. (2021). Utilizing distributed acoustic sensing and ocean bottom fiber optic cables for submarine structural characterization. *Scientific Reports*, 11(1) :5613.
- Chmiel, M., Mordret, A., Boué, P., Brenguier, F., Lecocq, T., Courbis, R., Hollis, D., Campman, X., Romijn, R., and Van der Veen, W. (2019). Ambient noise multimode Rayleigh and Love wave tomography to determine the shear velocity structure above the Groningen gas field. *Geophysical Journal International*, 218(3) :1781–1795. Publisher : Oxford University Press.
- Cornford, S. L., Seroussi, H., Asay-Davis, X. S., Gudmundsson, G. H., Arthern, R., Borstad, C., Christmann, J., Dias dos Santos, T., Feldmann, J., Goldberg, D., et al. (2020). Results of the third marine ice sheet model intercomparison project (mismip+). *The Cryosphere Discussions*.
- Cotter, D. (1982). Observation of stimulated Brillouin scattering in low-loss silica fibre at 1.3 μ m. *Electronics Letters*, 12(18) :495–496.
- Cupillard, P. (2008). *Simulation par la méthode des éléments spectraux des formes d’onde obtenues par corrélation de bruit sismique*. PhD Thesis, Université Paris Diderot-Paris 7.
- Cupillard, P. and Capdeville, Y. (2010). On the amplitude of surface waves obtained by noise correlation and the capability to recover the attenuation : a numerical approach. *Geophysical Journal International*, 181(3) :1687–1700.
- Curtis, A., Gerstoft, P., Sato, H., Snieder, R., and Wapenaar, K. (2006). Seismic interferometry—Turning noise into signal. *The Leading Edge*, 25(9) :1082–1092.
- Dahlen, F. and Tromp, J. (1998). Theoretical global seismology. In *Theoretical Global Seismology*. Princeton university press.
- Daley, T. M., Freifeld, B. M., Ajo-Franklin, J., Dou, S., Pevzner, R., Shulakova, V., Kashikar, S., Miller, D. E., Goetz, J., and Henningses, J. (2013). Field testing of fiber-optic distributed acoustic sensing (DAS) for subsurface seismic monitoring. *The Leading Edge*, 32(6) :699–706.
- Daley, T. M., Miller, D. E., Dodds, K., Cook, P., and Freifeld, B. M. (2016). *Geophysical Prospecting*, 64(5) :1318–1334.

- Dannowski, A., Kopp, H., Grevemeyer, I., Lange, D., Thorwart, M., Bialas, J., and Wollatz-Vogt, M. (2020). Seismic evidence for failed rifting in the Ligurian Basin, Western Alpine domain. *Solid Earth*, 11(3) :873–887. Publisher : Copernicus GmbH.
- Darbyshire, J. (1954). Structure of microseismic waves : Estimation of direction of approach by comparison of vertical and horizontal components. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 223(1152) :96–111.
- Davy, C., Stutzmann, E., Barruol, G., Fontaine, F. R., and Schimmel, M. (2015). Sources of secondary microseisms in the Indian Ocean. *Geophysical Journal International*, 202(2) :1180–1189.
- de Laplace, P. S. (1776). Suite des recherches sur plusieurs points du système du monde (XXV–XXVII). *Mém Présentés Acad R Sci Inst France*, pages 542–552.
- De Verdière, Y. C. (2009). Semiclassical analysis and passive imaging. *Nonlinearity*, 22(6) :R45.
- Deacon, G. E. R. (1947). Relations between sea waves and microseisms. *Nature*, 160(4065) :419–421.
- Dean, T., Cuny, T., and Hartog, A. H. (2017). The effect of gauge length on axially incident P-waves measured using fibre optic distributed vibration sensing. *Geophysical Prospecting*, 65(1) :184–193.
- DeRossi, M. (1875). *Primi Risultati delle Osservazioni fatte in Roma ed in Rocca di Papa sulle Oscillazioni Microscopiche dei Pendoli*, volume 168-204. Atti dell' Accademia Pontificia de' nuovi Lincei.
- Deschamps, A. and Beucler, E. (2016). Posa experiment. resif - réseau sismologique et géodésique français.
- Duennebier, F. K., Lukas, R., Nosal, E.-M., Aucan, J., and Weller, R. A. (2012). Wind, waves, and acoustic background levels at Station ALOHA. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C3).
- Dvorkin, J., Prasad, M., Sakai, A., and Lavoie, D. (1999). Elasticity of marine sediments : Rock physics modeling. *Geophysical research letters*, 26(12) :1781–1784.
- Ebeling, C. W. (2012). Chapter One - Inferring Ocean Storm Characteristics from Ambient Seismic Noise : A Historical Perspective. In Dmowska, R., editor, *Advances in Geophysics*, volume 53 of *Advances in Geophysics*, pages 1–33. Elsevier.
- Eickhoff, W. F. and Ulrich, R. (1981). Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber. *Applied Physics Letters*, 39(9) :693–695.
- Elgar, S., Herbers, T. H. C., and Guza, R. T. (1994). Reflection of ocean surface gravity waves from a natural beach. *Journal of Physical Oceanography*, 24(7) :1503–1511.
- Ellmuthaler, A., Willis, M., Wu, X., and Barfoot, D. (2016). Factors affecting the quality of DAS VSP data. In *SEG Workshop : Fiber-Optic Sensing for Exploration and Monitoring : Developments, Applications, and Challenges, Dallas, Texas*, volume 21.
- Ellmuthaler, A., Willis, M. E., Wu, X., and LeBlanc, M. (2017). Noise sources in fiber-optic distributed acoustic sensing VSP data. In *79th EAGE Conference and Exhibition 2017*, volume 2017, pages 1–5. European Association of Geoscientists & Engineers.
- Fang, Z., Chin, K., Qu, R., and Cai, H. (2012). *Fundamentals of optical fiber sensors*, volume 226. John Wiley & Sons.

- Farra, V., Stutzmann, E., Gualtieri, L., Schimmel, M., and Arduin, F. (2016). Ray-theoretical modeling of secondary microseism P waves. *Geophysical Journal International*, 206(3) :1730–1739.
- Farrell, W. and Munk, W. (2008). What do deep sea pressure fluctuations tell about short surface waves? *Geophysical Research Letters*, 35(19).
- Ferdinand, P. (2008). Réseaux de capteurs à fibres optiques Mesures et multiplexage. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R460).
- Fink, M. (1992). Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 39(5) :555–566.
- Flores, D. M., Ampuero, J.-P., Mercerat, D., Sladen, A., and Rivet, D. (2021). The potential of das on underwater fiber optic cables for deep-sea current monitoring. Technical report, Copernicus Meetings.
- Flores, D. M., Sladen, A., Ampuero, J.-P., Mercerat, E. D., and Rivet, D. (2022). Monitoring deep sea currents with seafloor distributed acoustic sensing. *Authorea Preprints*.
- Foti, S., Lai, C. G., Rix, G. J., and Strobbia, C. (2014). *Surface wave methods for near-surface site characterization*. CRC press.
- Fretwell, P., Pritchard, H. D., Vaughan, D. G., Bamber, J. L., Barrand, N. E., Bell, R., Bianchi, C., Bingham, R., Blankenship, D. D., Casassa, G., et al. (2013). Bedmap2 : improved ice bed, surface and thickness datasets for Antarctica. *The Cryosphere*, 7(1) :375–393.
- Friedrich, A., Krüger, F., and Klinge, K. (1998). Ocean-generated microseismic noise located with the gräfenberg array. *Journal of Seismology*, 2(1) :47–64.
- Fukao, Y., Nishida, K., and Kobayashi, N. (2010). Seafloor topography, ocean infragravity waves, and background Love and Rayleigh waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B4).
- Gassmann, F. (1951). Elasticity of porous media. *Vierteljahrsschrder Naturforschenden Gesellschaft*, 96 :1–23.
- Gerstoft, P., Shearer, P. M., Harmon, N., and Zhang, J. (2008). Global P, PP, and PKP wave microseisms observed from distant storms. *Geophysical Research Letters*, 35(23).
- Giannopoulos, D., Rivet, D., Sokos, E., Deschamps, A., Mordret, A., Lyon-Caen, H., Bernard, P., Paraskevopoulos, P., and Tselentis, G.-A. (2017). Ambient noise tomography of the western Corinth Rift, Greece. *Geophysical Journal International*, 211(1) :284–299. Publisher : Oxford University Press.
- Gifford, D. K., Kreger, S. T., Sang, A. K., Froggatt, M. E., Duncan, R. G., Wolfe, M. S., and Soller, B. J. (2007). Swept-wavelength interferometric interrogation of fiber Rayleigh scatter for distributed sensing applications. In *Fiber Optic Sensors and Applications V*, volume 6770, pages 106–114. SPIE.
- Gold, M. (1985). Design of a long-range single-mode OTDR. *Journal of lightwave technology*, 3(1) :39–46.
- Goldstein, P. and Archuleta, R. J. (1987). Array analysis of seismic signals. *Geophysical Research Letters*, 14(1) :13–16.

- Golledge, N. R., Keller, E. D., Gomez, N., Naughten, K. A., Bernales, J., Trusel, L. D., and Edwards, T. L. (2019). Global environmental consequences of twenty-first-century ice-sheet melt. *Nature*, 566(7742) :65–72.
- Gorshkov, B. G., Yüksel, K., Fotiadi, A. A., Wuilpart, M., Korobko, D. A., Zhirnov, A. A., Stepanov, K. V., Turov, A. T., Konstantinov, Y. A., and Lobach, I. A. (2022). Scientific applications of distributed acoustic sensing : State-of-the-art review and perspective. *Sensors*, 22(3) :1033.
- Gouedard, P., Stehly, L., Brenguier, F., Campillo, M., De Verdière, Y. C., Larose, E., Margerin, L., Roux, P., Sánchez-Sesma, F. J., and Shapiro, N. M. (2008). Cross-correlation of random fields : Mathematical approach and applications. *Geophysical prospecting*, 56(3) :375–393.
- Grattan, K. T. V., Grattan, L. S., and Meggitt, B. T. (2000). *Optical fiber sensor technology : advanced applications-Bragg gratings and distributed sensors*, volume 5. Springer Science & Business Media.
- Greene, C. A., Gwyther, D. E., and Blankenship, D. D. (2017). Antarctic mapping tools for matlab. *Computers & Geosciences*, 104 :151–157.
- Gualtieri, L. (2014). *Modeling the secondary microseismic noise generation and propagation*. PhD Thesis, PhD thesis.
- Gualtieri, L., Stutzmann, E., Capdeville, Y., Arduin, F., Schimmel, M., Mangeney, A., and Morelli, A. (2013). Modelling secondary microseismic noise by normal mode summation. *Geophysical Journal International*, 193(3) :1732–1745.
- Guerin, G., Mordret, A., Rivet, D., Lipovsky, B. P., and Minchew, B. M. (2021). Frictional origin of slip events of the Whillans Ice Stream, Antarctica. *Geophysical Research Letters*, 48(11) :e2021GL092950. Publisher : Wiley Online Library.
- Guerin, G., Rivet, D., Deschamps, A., Larroque, C., Mordret, A., Dessa, J.-X., and Martin, X. (2020). High resolution ambient noise tomography of the Southwestern Alps and the Ligurian margin. *Geophysical Journal International*, 220(2) :806–820. Publisher : Oxford University Press.
- Guerin, G., Rivet, D., van den Ende, M. P. A., Stutzmann, E., Sladen, A., and Ampuero, J.-P. (2022). Quantifying microseismic noise generation from coastal reflection of gravity waves recorded by seafloor DAS. *Geophysical Journal International*, 231(1) :394–407.
- Guglielmi, Y., Cappa, F., Lançon, H., Janowczyk, J. B., Rutqvist, J., Tsang, C.-F., and Wang, J. S. Y. (2013). ISRM suggested method for step-rate injection method for fracture in-situ properties (SIMFIP) : Using a 3-components borehole deformation sensor. In *The ISRM Suggested Methods for Rock Characterization, Testing and Monitoring : 2007-2014*, pages 179–186. Springer.
- Guo, F., Fink, T., Han, M., Koester, L., Turner, J., and Huang, J. (2012). High-sensitivity, high-frequency extrinsic Fabry–Perot interferometric fiber-tip sensor based on a thin silver diaphragm. *Optics letters*, 37(9) :1505–1507.
- Haran, T., Bohlander, J., Scambos, T., Painter, T., and Fahnestock, M. (2014). MODIS Mosaic of Antarctica 2008–2009 (MOA2009) image map.
- Hartog, A. H. (2017). *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press.
- Hasselmann, K. (1963). A statistical analysis of the generation of microseisms. *Reviews of Geophysics*, 1(2) :177–210.

- He, Z. and Liu, Q. (2021). Optical fiber distributed acoustic sensors : A review. *Journal of Lightwave Technology*, 39(12) :3671–3686.
- Hillers, G., Retailleau, L., Campillo, M., Inbal, A., Ampuero, J.-P., and Nishimura, T. (2015). In situ observations of velocity changes in response to tidal deformation from analysis of the high-frequency ambient wavefield. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(1) :210–225.
- Hobiger, M., Wegler, U., Shiomi, K., and Nakahara, H. (2012). Coseismic and postseismic elastic wave velocity variations caused by the 2008 Iwate-Miyagi Nairiku earthquake, Japan. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117(B9).
- Horiguchi, T. and Tateda, M. (1989). BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction : theory. *Journal of lightwave technology*, 7(8) :1170–1176.
- Horoshenkov, K. V., Khan, A., and Benkreira, H. (2013). Acoustic properties of low growing plants. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 133(5) :2554–2565.
- Hosseini, K. and Sigloch, K. (2017). ObspyDMT : a Python toolbox for retrieving and processing large seismological data sets. *Solid Earth*, (5) :1047–1070.
- Hu, X., Cao, C., Meng, Z., Chen, W., Lu, Y., Wang, J., and Chen, M. (2018). The modulation instability induced temporal fluctuation of the optical pulses in optical fiber sensing systems. In *Optical Fiber Sensors*, page WF50. Optica Publishing Group.
- Iverson, N. R., Cohen, D., Hooyer, T. S., Fischer, U. H., Jackson, M., Moore, P. L., Lappégard, G., and Kohler, J. (2003). Effects of basal debris on glacier flow. *Science*, 301(5629) :81–84.
- Jiang, J., Liu, F., Wang, H., Li, S., Gan, W., and Jiang, R. (2021). Lateral positioning of vibration source for underground pipeline monitoring based on ultra-weak fiber Bragg grating sensing array. *Measurement*, 172 :108892.
- John D'Errico (2022). Surface Fitting using gridfit.
- Jones, R. (1975). An approximate expression for the fundamental frequency of vibration of elastic plates. *Journal of Sound and Vibration*, 38(4) :503–504.
- Joughin, I., Bindschadler, R., King, M., Voigt, D., Alley, R. B., Anandkrishnan, S., Horgan, H., Peters, L., Winberry, J.-P., Das, S., et al. (2005). Continued deceleration of Whillans ice stream, West Antarctica. *Geophysical Research Letters*, 32(22).
- Juarez, J. C., Maier, E. W., Choi, K. N., and Taylor, H. F. (2005). Distributed fiber-optic intrusion sensor system. *Journal of lightwave technology*, 23(6) :2081–2087.
- Juškaitis, R., Mamedov, A. M., Potapov, V. T., and Shatalin, S. V. (1994). Interferometry with Rayleigh backscattering in a single-mode optical fiber. *Optics Letters*, 19(3) :225–227.
- Kamb, B. (2001a). Basal zone of the west antarctic ice streams and its role in lubrication of their rapid motion. *The West Antarctic ice sheet : behavior and environment*, 77 :157–199.
- Kamb, B. (2001b). *Basal Zone of the West Antarctic Ice Streams and its Role in Lubrication of Their Rapid Motion*, pages 157–199. American Geophysical Union (AGU).
- Karrenbach, M., Cole, S., Ridge, A., Boone, K., Kahn, D., Rich, J., Silver, K., and Langton, D. (2019). Fiber-optic distributed acoustic sensing of microseismicity, strain and temperature during hydraulic fracturing. *Geophysics*, 84(1) :D11–D23.

- Karrenbach, M. H. and Cole, S. (2016). Distributed fiber optic sensors for earthquake detection and early warning. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2016, pages S51D–02.
- Kedar, S., Longuet-Higgins, M., Webb, F., Graham, N., Clayton, R., and Jones, C. (2008). The origin of deep ocean microseisms in the north atlantic ocean. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 464(2091) :777–793.
- Kilgore, B. D., Blanpied, M. L., and Dieterich, J. H. (1993). Velocity dependent friction of granite over a wide range of conditions. *Geophysical Research Letters*, 20(10) :903–906.
- Kirkendall, C. K. and Dandridge, A. (2004). Overview of high performance fibre-optic sensing. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(18) :R197.
- Klotz, O. (1910). Microseisms. *Science*, 32(816) :252–254.
- Kobayashi, N. and Nishida, K. (1998). Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances. *Nature*, 395(6700) :357–360.
- Koelman, J. M., Lopez, J. L., and Potters, J. H. (2012). Optical fibers : the neurons for future intelligent wells. In *SPE Intelligent Energy International*. OnePetro.
- Koper, K. D., Seats, K., and Benz, H. (2010). On the composition of Earth’s short-period seismic noise field. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(2) :606–617.
- Kurashima, T., Horiguchi, T., Izumita, H., Furukawa, S.-i., and Koyamada, Y. (1993). Brillouin optical-fiber time domain reflectometry. *IEICE transactions on communications*, 76(4) :382–390.
- Laferrière, J., Lietaert, G., Taws, R., and Wolszczok, S. (2007). *Reference guide to fiber optic testing*, volume 1. JDS Uniphase Corporation San Jose, CA, USA.
- Lamare, P. (2016). The meust deep sea infrastructure in the toulon site. 116 :09001.
- Lamb, H. (1945). *Hydrodynamics Dover Publications*. N. Y.
- Landès, M., Hubans, F., Shapiro, N. M., Paul, A., and Campillo, M. (2010). Origin of deep ocean microseisms by using teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B5).
- Larose, E., Margerin, L., Derode, A., van Tiggelen, B., Campillo, M., Shapiro, N., Paul, A., Stehly, L., and Tanter, M. (2006). Correlation of random wavefields : An interdisciplinary review. *Geophysics*, 71(4) :SI11–SI21.
- Lavoué, F., Coutant, O., Boué, P., Pinzon-Rincon, L., Brenguier, F., Brossier, R., Dales, P., Rezaeifar, M., and Bean, C. J. (2021). Understanding seismic waves generated by train traffic via modeling : Implications for seismic imaging and monitoring. *Seismological Research Letters*, 92(1) :287–300.
- Le Cann, C. (1987). *Le diapirisme dans le bassin liguro-provençal (mediterranée occidentale) : relations avec la sédimentation et la tectonique : conséquences géodynamiques*. PhD Thesis, Brest.
- Le Douaran, S., Burrus, J., and Avedik, F. (1984). Deep structure of the north-western Mediterranean Basin : Results of a two-ship seismic survey. *Marine Geology*, 55(3-4) :325–345. Publisher : Elsevier.
- Le Pape, F., Craig, D., and Bean, C. J. (2021). How deep ocean-land coupling controls the generation of secondary microseism Love waves. *Nature Communications*, 12(1) :1–15.

- Lecocq, T., Caudron, C., and Brenguier, F. (2014). MSNoise, a python package for monitoring seismic velocity changes using ambient seismic noise. *Seismological Research Letters*, 85(3) :715–726.
- Lee, M. W. (2003). *Velocity ratio and its application to predicting velocities*. US Department of the Interior, US Geological Survey Reston, VA, USA.
- Leeman, J., Valdez, R., Alley, R., Anandakrishnan, S., and Saffer, D. (2016). Mechanical and hydrologic properties of Whillans Ice Stream till : Implications for basal strength and stick-slip failure. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 121(7) :1295–1309.
- Levshin, A. L., Yanovskaya, T. B., Lander, A. V., Bukchin, B. G., Barmin, M. P., Ratnikova, L. I., and Its, E. N. (1989). *Seismic surface waves in a laterally inhomogeneous earth*. Springer.
- Lin, F.-C., Tsai, V. C., Schmandt, B., Duputel, Z., and Zhan, Z. (2013). Extracting seismic core phases with array interferometry. *Geophysical Research Letters*, 40(6) :1049–1053.
- Lindsey, N., Dawe, C., and Ajo-Franklin, J. (2019a). Photonic seismology in Monterey Bay : Dark fiber DAS illuminates offshore faults and coastal ocean dynamics.
- Lindsey, N. J., Dawe, T. C., and Ajo-Franklin, J. B. (2019b). Illuminating seafloor faults and ocean dynamics with dark fiber distributed acoustic sensing. *Science*, 366(6469) :1103–1107.
- Lindsey, N. J., Martin, E. R., Dreger, D. S., Freifeld, B., Cole, S., James, S. R., Biondi, B. L., and Ajo-Franklin, J. B. (2017). Fiber-optic network observations of earthquake wavefields. *Geophysical Research Letters*, 44(23) :11–792.
- Lindsey, N. J., Rademacher, H., and Ajo-Franklin, J. B. (2020a). On the broadband instrument response of fiber-optic DAS arrays. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 125(2) :e2019JB018145.
- Lindsey, N. J., Yuan, S., Lellouch, A., Gualtieri, L., Lecocq, T., and Biondi, B. (2020b). City-scale dark fiber DAS measurements of infrastructure use during the COVID-19 pandemic. *Geophysical research letters*, 47(16) :e2020GL089931.
- Lior, I., Mercerat, D. E., Rivet, D., Sladen, A., and Ampuero, J.-P. (2021). Imaging an underwater basin and its resonance modes using optical fiber distributed acoustic sensing.
- Lior, I., Mercerat, E. D., Rivet, D., Sladen, A., and Ampuero, J. (2022a). Imaging an Underwater Basin and Its Resonance Modes Using Optical Fiber Distributed Acoustic Sensing. *Seismological Research Letters*, 93(3) :1573–1584.
- Lior, I., Rivet, D., Ampuero, J. P., Sladen, A., Barrientos, S., Sánchez-Olavarría, R., Villarroel Opazo, G., and Bustamente Prado, J. (2022b). Harnessing Distributed Acoustic Sensing for Earthquake Early Warning : Magnitude Estimation and Ground Motion Prediction. preprint, Geophysics and Seismology.
- Lior, I., Sladen, A., Rivet, D., Ampuero, J.-P., Hello, Y. M., Lamare, P., Jestin, C., Tsagkli, S., and Markou, C. (2020). On the Detection Capabilities of Underwater DAS. preprint, Geophysics.
- Lipovsky, B. P. and Dunham, E. (2016). Tremor during ice-stream stick slip. *The Cryosphere*, 10(1) :385–399.
- Lipovsky, B. P. and Dunham, E. M. (2017). Slow-slip events on the whillans ice plain, antarctica, described using rate-and-state friction as an ice stream sliding law. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 122(4) :973–1003.

- Lipovsky, B. P., Meyer, C. R., Zoet, L. K., McCarthy, C., Hansen, D. D., Rempel, A. W., and Gimbert, F. (2019). Glacier sliding, seismicity and sediment entrainment. *Annals of Glaciology*, 60(79) :182–192.
- Longuet-Higgins, M. S. (1950). A theory of the origin of microseisms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 243(857) :1–35.
- Longuet-Higgins, M. S. and Ursell, F. (1948). Sea Waves and Microseisms. *Nature*, 162(4122) :700–700.
- Loock, H.-P., Hopkins, W. S., Morris-Blair, C., Resendes, R., Saari, J., and Trefiak, N. R. (2009). Recording the sound of musical instruments with FBGs : the photonic pickup. *Applied optics*, 48(14) :2735–2741.
- Lopez-Aldaba, A., Lopez-Torres, D., Aguado, C. E., Arregui, F. J., Auguste, J.-L., Jamier, R., Roy, P., and Lopez-Amo, M. (2018). Real time measuring system of multiple chemical parameters using microstructured optical fibers based sensors. *IEEE Sensors Journal*, 18(13) :5343–5351.
- Lu, P., Lalam, N., Badar, M., Liu, B., Chorpening, B. T., Buric, M. P., and Ohodnicki, P. R. (2019). Distributed optical fiber sensing : Review and perspective. *Applied Physics Reviews*, 6(4) :041302.
- Lumens, P. G. E. (2014). Fibre-optic sensing for application in oil and gas wells. *P. hD thesis, Eindhoven University of Technology*.
- Luthra, T., Anandakrishnan, S., Winberry, J.-P., Alley, R. B., and Holschuh, N. (2016). Basal characteristics of the main sticky spot on the ice plain of Whillans Ice Stream, Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters*, 440 :12–19.
- Mankin, R., Hagstrum, D., Guo, M., Eliopoulos, P., and Njoroge, A. (2021). Automated applications of acoustics for stored product insect detection, monitoring, and management. *Insects*, 12(3) :259.
- Martin, E. R., Lindsey, N. J., Ajo-Franklin, J. B., and Biondi, B. L. (2021). Introduction to Interferometry of Fiber-Optic Strain Measurements. *Distributed Acoustic Sensing in Geophysics : Methods and Applications*, pages 111–129.
- Mata Flores, D., Sladen, A., Ampuero, J.-P., Mercerat, E. D., and Rivet, D. (2022). Monitoring Deep Sea Currents with Seafloor Distributed Acoustic Sensing.
- Mateeva, A., Lopez, J., Potters, H., Mestayer, J., Cox, B., Kiyashchenko, D., Wills, P., Grandi, S., Hornman, K., and Kuvshinov, B. (2014). Distributed acoustic sensing for reservoir monitoring with vertical seismic profiling. *Geophysical Prospecting*, 62(4-Vertical Seismic Profiling and Microseismicity Frontiers) :679–692.
- Mateeva, A., Mestayer, J., Cox, B., Kiyashchenko, D., Wills, P., Lopez, J., Grandi, S., Hornman, K., Lumens, P., and Franzen, A. (2012). Advances in distributed acoustic sensing (DAS) for VSP. In *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012*, pages 1–5. Society of Exploration Geophysicists.
- Matsumoto, H., Araki, E., Kimura, T., Fujie, G., Shiraishi, K., Tonegawa, T., Obana, K., Arai, R., Kaiho, Y., Nakamura, Y., Yokobiki, T., Kodaira, S., Takahashi, N., Ellwood, R., Yartsev, V., and Karrenbach, M. (2021). Detection of hydroacoustic signals on a fiber-optic submarine cable. *Scientific Reports*, 11(1) :2797.

- McCarthy, C., Savage, H., and Nettles, M. (2017). Temperature dependence of ice-on-rock friction at realistic glacier conditions. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 375(2086) :20150348.
- Meng, L., Inbal, A., and Ampuero, J.-P. (2011). A window into the complexity of the dynamic rupture of the 2011 mw 9 tohoku-oki earthquake. *Geophysical Research Letters*, 38(7).
- Mestayer, J., Cox, B., Wills, P., Kiyashchenko, D., Lopez, J., Costello, M., Bourne, S., Ugueto, G., Lupton, R., and Solano, G. (2011). Field trials of distributed acoustic sensing for geophysical monitoring. In *SEG technical program expanded abstracts 2011*, pages 4253–4257. Society of Exploration Geophysicists.
- Meyer, C. R., Downey, A. S., and Rempel, A. W. (2018). Freeze-on limits bed strength beneath sliding glaciers. *Nature communications*, 9(1) :1–6.
- Miche, A. (1944). Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur croissante ou décroissante. Première partie. Mouvements ondulatoires périodiques et cylindriques en profondeur constante. In *Annales des Ponts et Chaussées*, pages 42–78.
- Michel, S. (2008). *Vers une détermination optique directe des coefficients opto-mécaniques et thermo-optiques des couches minces optiques*. PhD Thesis, Université Paul Cézanne-Aix-Marseille III.
- Minchew, B. and Meyer, C. R. (2020). Dilation of subglacial sediment governs incipient surge motion in glaciers with deformable beds. *Proceedings of the Royal Society A*, 476(2238) :20200033.
- Minchew, B., Simons, M., Riel, B., and Milillo, P. (2017). Tidally induced variations in vertical and horizontal motion on rutford ice stream, west antarctica, inferred from remotely sensed observations. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 122(1) :167–190.
- Molenaar, M. M., Fidan, E., and Hill, D. J. (2012a). Real-time downhole monitoring of hydraulic fracturing treatments using fibre optic distributed temperature and acoustic sensing. In *SPE/EAGE European Unconventional Resources Conference and Exhibition*. OnePetro.
- Molenaar, M. M., Hill, D. J., Webster, P., Fidan, E., and Birch, B. (2012b). First downhole application of distributed acoustic sensing for hydraulic-fracturing monitoring and diagnostics. *SPE Drilling & Completion*, 27(01) :32–38.
- Mordret, A. (2014). *Utilisation des corrélations de bruit sismique dans un contexte de réseau industriel dense : Application au réseau de valhall*. PhD Thesis, Paris, Institut de physique du globe.
- Mordret, A. (2018). Uncovering the Iceland hot spot track beneath Greenland. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123(6) :4922–4941. Publisher : Wiley Online Library.
- Mordret, A., Landès, M., Shapiro, N. M., Singh, S. C., and Roux, P. (2014). Ambient noise surface wave tomography to determine the shallow shear velocity structure at Valhall : depth inversion with a Neighbourhood Algorithm. *Geophysical Journal International*, 198(3) :1514–1525. Publisher : Oxford University Press.
- Mordret, A., Landès, M., Shapiro, N. M., Singh, S. C., Roux, P., and Barkved, O. I. (2013). Near-surface study at the Valhall oil field from ambient noise surface wave tomography. *Geophysical Journal International*, 193(3) :1627–1643.
- Mordret, A., Mikesell, T. D., Harig, C., Lipovsky, B. P., and Prieto, G. A. (2016a). Monitoring southwest Greenland’s ice sheet melt with ambient seismic noise. *Science advances*, 2(5) :e1501538. Publisher : American Association for the Advancement of Science.

- Mordret, A., Mikesell, T. D., Harig, C., Lipovsky, B. P., and Prieto, G. A. (2016b). Monitoring southwest Greenland's ice sheet melt with ambient seismic noise. *Science advances*, 2(5) :e1501538.
- Mordret, A., Rivet, D., Landès, M., and Shapiro, N. M. (2015). Three-dimensional shear velocity anisotropic model of Piton de la Fournaise Volcano (La Réunion Island) from ambient seismic noise. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(1) :406–427.
- Moreau, L., Stehly, L., Boué, P., Lu, Y., Larose, E., and Campillo, M. (2017). Improving ambient noise correlation functions with an SVD-based Wiener filter. *Geophysical Journal International*, 211(1) :418–426.
- Mouginot, J., Scheuchl, B., and Rignot, E. (2016). Measures antarctic boundaries for ipy 2007–2009 from satellite radar, version 1. *NASA National Snow and Ice Data Center Distributed Active Archive Center, Boulder, Colorado USA*, Data accessed : 2021-05-07.
- Nakata, N., Gualtieri, L., and Fichtner, A. (2019). *Seismic ambient noise*. Cambridge University Press.
- Nesladek, N. (2017). *Comparing Distributed Acoustic Sensing to Three-Component Geophones in an Underground Mine*. PhD Thesis, Montana Tech of The University of Montana.
- Nicholls, R. J. and Cazenave, A. (2010). Sea-level rise and its impact on coastal zones. *science*, 328(5985) :1517–1520.
- Ning, I. L. C. and Sava, P. (2018). High-resolution multi-component distributed acoustic sensing. *Geophysical Prospecting*, 66(6) :1111–1122.
- Nishida, K. (2017a). Ambient seismic wave field. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 93(7) :423–448.
- Nishida, K. (2017b). Ambient seismic wave field. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 93(7) :423–448.
- Nouibat, A., Stehly, L., Paul, A., Schwartz, S., Rolland, Y., Dumont, T., Crawford, W. C., Brosier, R., Team, C., and Group, A. W. (2022). Ambient-noise tomography of the Ligurian-Provence Basin using the AlpArray onshore-offshore network : Insights for the oceanic domain structure. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 127(8) :e2022JB024228. Publisher : Wiley Online Library.
- Nur, A., Mavko, G., Dvorkin, J., and Galmudi, D. (1998). Critical porosity : A key to relating physical properties to porosity in rocks. *The Leading Edge*, 17(3) :357–362.
- Obermann, A., Planes, T., Larose, E., Sens-Schönfelder, C., and Campillo, M. (2013). Depth sensitivity of seismic coda waves to velocity perturbations in an elastic heterogeneous medium. *Geophysical Journal International*, 194(1) :372–382.
- Obrebski, M. J., Ardhuin, F., Stutzmann, E., and Schimmel, M. (2012). How moderate sea states can generate loud seismic noise in the deep ocean. *Geophysical Research Letters*, 39(11).
- Oppenheimer, M. (1998). Global warming and the stability of the West Antarctic Ice Sheet. *Nature*, 393(6683) :325–332.
- Pachauri, R. K., Allen, M. R., Barros, V. R., Broome, J., Cramer, W., Christ, R., Church, J. A., Clarke, L., Dahe, Q., Dasgupta, P., et al. (2014). *Climate change 2014 : synthesis report. Contribution of Working Groups I, II and III to the fifth assessment report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Ipcc.

- Paitz, P. (2021). *Potentials of Distributed Acoustic Sensing in Seismic Imaging*. PhD Thesis, ETH Zurich.
- Park, C. B., Miller, R. D., and Xia, J. (1998). Imaging dispersion curves of surface waves on multi-channel record. In *SEG Technical Program Expanded Abstracts 1998*, pages 1377–1380. Society of Exploration Geophysicists.
- Peláez Quiñones, J., Sladen, A., Ponte, A., Lior, I., Ampuero, J.-P., Rivet, D., Meulé, S., Bouchette, F., Paireaud, I., and Coyle, P. (2022). High resolution seafloor thermometry and internal wave monitoring using Distributed Acoustic Sensing.
- Personick, S. D. (1977). Photon probe—An optical-fiber time-domain reflectometer. *The bell system technical journal*, 56(3) :355–366.
- Petuchowski, S., Giallorenzi, T., and Sheem, S. (1981). A sensitive fiber-optic Fabry-Perot interferometer. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(11) :2168–2170.
- Peureux, C. and Arduin, F. (2016). Ocean bottom pressure records from the Cascadia array and short surface gravity waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(5) :2862–2873.
- Pratt, M. J., Winberry, J.-P., Wiens, D. A., Anandkrishnan, S., and Alley, R. B. (2014). Seismic and geodetic evidence for grounding-line control of Whillans Ice Stream stick-slip events. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(2) :333–348.
- Prior, M. K., Duncan, A. J., Sertlek, H. O., and Ainslie, M. A. (2019). Modeling acoustical pressure and particle acceleration close to marine seismic airguns and airgun arrays. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 44(3) :611–620.
- Rajczak, J., Pall, P., and Schär, C. (2013). Projections of extreme precipitation events in regional climate simulations for Europe and the Alpine Region. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(9) :3610–3626.
- Raman, C. V. and Krishnan, K. S. (1928). A new type of secondary radiation. *Nature*, 121(3048) :501–502.
- Ramirez, J. E. (1940a). An experimental investigation of the nature and origin of microseisms at St. Louis, Missouri : Part one. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 30(1) :35–84.
- Ramirez, J. E. (1940b). An experimental investigation of the nature and origin of microseisms at St. Louis, Missouri : Part two. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 30(2) :139–178.
- Rascole, N. and Arduin, F. (2013). A global wave parameter database for geophysical applications. Part 2 : Model validation with improved source term parameterization. *Ocean Modelling*, 70 :174–188.
- Rawat, A. (2015). *Modélisation des ondes infragravitaires : de l'échelle régionale à l'échelle mondiale*. PhD Thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest.
- R.B. Hermann and C.J. Ammon (2004). Surface waves, receiver functions and crustal structure. *Computer Programs in Seismology*.
- Rempel, A. (2008). A theory for ice-till interactions and sediment entrainment beneath glaciers. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 113(F1).
- Rhie, J. and Romanowicz, B. (2004). Excitation of Earth's continuous free oscillations by atmosphere–ocean–seafloor coupling. *Nature*, 431(7008) :552–556.

- Ritzwoller, M. H., Shapiro, N. M., Levshin, A. L., and Leahy, G. M. (2001). Crustal and upper mantle structure beneath Antarctica and surrounding oceans. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B12) :30645–30670.
- Rivet, D., Barrientos, S., Sánchez-Olavarría, R., Ampuero, J.-P., Lior, I., Bustamente Prado, J.-A., and Villarroel Opazo, G.-A. (2022). Building a new type of seafloor observatory on submarine telecom fiber optic cables in Chile. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, pages EGU22–11508.
- Rivet, D., Brenguier, F., and Cappa, F. (2015). Improved detection of preeruptive seismic velocity drops at the Piton de La Fournaise volcano. *Geophysical Research Letters*, 42(15) :6332–6339.
- Rivet, D., Campillo, M., Radiguet, M., Zigone, D., Cruz-Atienza, V., Shapiro, N. M., Kostoglodov, V., Cotte, N., Cougoulat, G., Walpersdorf, A., et al. (2014). Seismic velocity changes, strain rate and non-volcanic tremors during the 2009–2010 slow slip event in Guerrero, Mexico. *Geophysical Journal International*, 196(1) :447–460.
- Rivet, D., de Cacqueray, B., Sladen, A., Roques, A., and Calbris, G. (2021). Preliminary assessment of shipping noise monitoring using Distributed Acoustic Sensing on an optical fiber telecom cable. preprint, Physical Sciences and Mathematics.
- Robel, A. A., Tsai, V. C., Minchew, B., and Simons, M. (2017). Tidal modulation of ice shelf buttressing stresses. *Annals of Glaciology*, 58(74) :12–20.
- Rollet, N., Déverchère, J., Beslier, M.-O., Guennoc, P., Réhault, J.-P., Sosson, M., and Truffert, C. (2002). Back arc extension, tectonic inheritance, and volcanism in the Ligurian Sea, Western Mediterranean. *Tectonics*, 21(3) :6–1. Publisher : Wiley Online Library.
- Roux, P., Kuperman, W. A., and group, N. (2004). Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(4) :1995–2003.
- Roux, P., Sabra, K. G., Kuperman, W. A., and Roux, A. (2005). Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1) :79–84.
- Ryberg, T., Geissler, W. H., Jokat, W., Yuan, X., Fromm, T., Pandey, S., and Heit, B. (2022). Crustal and uppermost mantle structure of the NW Namibia continental margin and the Walvis Ridge derived from ambient seismic noise. *Geophysical Journal International*, 230(1) :377–391. Publisher : Oxford University Press.
- Saito, T. (2010). Love-wave excitation due to the interaction between a propagating ocean wave and the sea-bottom topography. *Geophysical Journal International*, 182(3) :1515–1523.
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—I. Searching a parameter space. *Geophysical journal international*, 138(2) :479–494. Publisher : Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK.
- Schimmel, M. and Paulssen, H. (1997). Noise reduction and detection of weak, coherent signals through phase-weighted stacks. *Geophysical Journal International*, 130(2) :497–505. Publisher : Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK.
- Schmidt, R. (1986). Multiple emitter location and signal parameter estimation. *IEEE transactions on antennas and propagation*, 34(3) :276–280. Publisher : IEEE.
- Scholte, J. G. (1947). On Rayleigh waves in visco-elastic media. *Physica*, 13(4-5) :245–250. Publisher : Elsevier.

- Schoof, C. (2005). The effect of cavitation on glacier sliding. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 461(2055) :609–627.
- Segall, P., Rubin, A. M., Bradley, A. M., and Rice, J. R. (2010). Dilatant strengthening as a mechanism for slow slip events. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B12).
- Sergeant, A., Stutzmann, E., Maggi, A., Schimmel, M., Ardhuin, F., and Obrebski, M. (2013). Frequency-dependent noise sources in the North Atlantic Ocean. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 14(12) :5341–5353.
- Shapiro, N. M. and Campillo, M. (2004). Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31(7). Publisher : Wiley Online Library.
- Shapiro, N. M., Campillo, M., Stehly, L., and Ritzwoller, M. H. (2005). High-resolution surface-wave tomography from ambient seismic noise. *Science*, 307(5715) :1615–1618. Publisher : American Association for the Advancement of Science.
- Shaw, G. H. (1986). Elastic properties and equation of state of high pressure ice. *The Journal of chemical physics*, 84(10) :5862–5868.
- Shi, Y., Chen, G., Wang, Y., Zhao, L., and Fan, Z. (2020). Dynamic phase demodulation algorithm for phase-sensitive OTDR with direct detection. *IEEE Access*, 8 :77511–77517.
- Shibazaki, B. and Shimamoto, T. (2007). Modelling of short-interval silent slip events in deeper subduction interfaces considering the frictional properties at the unstable-stable transition regime. *Geophysical Journal International*, 171(1) :191–205.
- Sibson, R. and Barnett, V. (1981). Interpreting multivariate data. *A brief description of natural neighbor interpolation*, pages 21–36.
- Siegfried, M. R. and Fricker, H. A. (2018). Thirteen years of subglacial lake activity in Antarctica from multi-mission satellite altimetry. *Annals of Glaciology*, 59(76pt1) :42–55.
- Silver, P. G., Daley, T. M., Niu, F., and Majer, E. L. (2007). Active source monitoring of cross-well seismic travel time for stress-induced changes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(1B) :281–293.
- Sladen, A., Rivet, D., Ampuero, J.-P., De Barros, L., Hello, Y., Calbris, G., and Lamare, P. (2019). Distributed sensing of earthquakes and ocean-solid earth interactions on seafloor telecom cables. *Nature communications*, 10(1) :1–8.
- Snieder, R. (2004). Extracting the Green's function from the correlation of coda waves : A derivation based on stationary phase. *Physical review E*, 69(4) :046610.
- Spica, Z. J., Castellanos, J. C., Viens, L., Nishida, K., Akuhara, T., Shinohara, M., and Yamada, T. (2022a). Subsurface imaging with ocean-bottom distributed acoustic sensing and water phases reverberations. *Geophysical Research Letters*, 49(2) :e2021GL095287.
- Spica, Z. J., Castellanos, J. C., Viens, L., Nishida, K., Akuhara, T., Shinohara, M., and Yamada, T. (2022b). Subsurface Imaging With Ocean-Bottom Distributed Acoustic Sensing and Water Phases Reverberations. *Geophysical Research Letters*, 49(2).
- Spica, Z. J., Nishida, K., Akuhara, T., Pétrélis, F., Shinohara, M., and Yamada, T. (2020). Marine Sediment Characterized by Ocean-Bottom Fiber-Optic Seismology. *Geophysical Research Letters*, 47(16) :e2020GL088360.

- Stehly, L., Campillo, M., and Shapiro, N. M. (2006). A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B10).
- Stehly, L., Froment, B., Campillo, M., Liu, Q. Y., and Chen, J. H. (2015). Monitoring seismic wave velocity changes associated with the Mw 7.9 Wenchuan earthquake : increasing the temporal resolution using curvelet filters. *Geophysical Journal International*, 201(3) :1939–1949.
- Stehly, L., Fry, B., Campillo, M., Shapiro, N. M., Guilbert, J., Boschi, L., and Giardini, D. (2009). Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise. *Geophysical Journal International*, 178(1) :338–350. Publisher : Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK.
- Stokes, C. R., Clark, C. D., Lian, O. B., and Tulaczyk, S. (2007). Ice stream sticky spots : a review of their identification and influence beneath contemporary and palaeo-ice streams. *Earth-Science Reviews*, 81(3-4) :217–249.
- Stopa, J. E., Arduin, F., Babanin, A., and Zieger, S. (2016). Comparison and validation of physical wave parameterizations in spectral wave models. *Ocean Modelling*, 103 :2–17.
- Stutzmann, E., Arduin, F., Schimmel, M., Mangeney, A., and Patau, G. (2012). Modelling long-term seismic noise in various environments. *Geophysical Journal International*, 191(2) :707–722.
- Stutzmann, E., Montagner, J.-P., Sebai, A., Crawford, W. C., Thiriot, J.-L., Tarits, P., Stakes, D., Romanowicz, B., Karczewski, J.-F., and Koenig, J.-C. (2001). Moise : A prototype multiparameter ocean-bottom station. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(4) :885–892.
- Stutzmann, E., Roult, G., and Astiz, L. (2000). GEOSCOPE station noise levels. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(3) :690–701.
- Stutzmann, E., Schimmel, M., Patau, G., and Maggi, A. (2009). Global climate imprint on seismic noise. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(11) :Q11004.
- Stähler, S. C., Sigloch, K., Hosseini, K., Crawford, W. C., Barruol, G., Schmidt-Aursch, M. C., Tsekhmistrenko, M., Scholz, J.-R., Mazzullo, A., and Deen, M. (2016). Performance report of the RHUM-RUM ocean bottom seismometer network around La Réunion, western Indian Ocean. *Advances in Geosciences*, 41 :43–63. Publisher : Copernicus GmbH.
- Taweasantanon, K., Landrø, M., Brenne, J. K., and Haukanes, A. (2022). Distributed Acoustic Sensing for Near Surface Imaging from Submarine Telecommunication Cable : Case Study in the Trondheim Fjord. preprint, *Geophysics and Seismology*.
- Tian, Y. and Ritzwoller, M. H. (2017). Improving ambient noise cross-correlations in the noisy ocean bottom environment of the Juan de Fuca plate. *Geophysical Journal International*, 210(3) :1787–1805. Publisher : Oxford University Press.
- Tolman, H. L. (1991). A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady, and inhomogeneous depths and currents. *Journal of Physical Oceanography*, 21(6) :782–797.
- Tolman, H. L. (2009). User manual and system documentation of WAVEWATCH III TM version 3.14. 276(220).
- Tomboza, W., Guerrier, S., Awwad, E., and Dorize, C. (2021). High sensitivity differential phase OTDR for acoustic signals detection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 33(13) :645–648.

- Traer, J. and Gerstoft, P. (2014). A unified theory of microseisms and hum. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(4) :3317–3339.
- Tsai, V. C. (2009). On establishing the accuracy of noise tomography travel-time measurements in a realistic medium. *Geophysical Journal International*, 178(3) :1555–1564.
- Tulaczyk, S., Kamb, W. B., and Engelhardt, H. F. (2000). Basal mechanics of ice stream B, West Antarctica : 1. Till mechanics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B1) :463–481.
- van den Ende, M. and Ampuero, J.-P. (2021a). Evaluating seismic beamforming capabilities of distributed acoustic sensing arrays. *Solid Earth*, 12(4) :915–934.
- van den Ende, M. and Ampuero, J.-P. (2021b). Evaluating seismic beamforming capabilities of distributed acoustic sensing arrays. *Solid Earth*, 12(4) :915–934.
- van den Ende, M., Lior, I., Ampuero, J.-P., Sladen, A., Ferrari, A., and Richard, C. (2021a). A self-supervised deep learning approach for blind denoising and waveform coherence enhancement in distributed acoustic sensing data. *IEEE Transactions on Neural Networks and Learning Systems*.
- van den Ende, M. P., Ferrari, A., Sladen, A., and Richard, C. (2021b). Deep Deconvolution for Traffic Analysis with Distributed Acoustic Sensing Data.
- Van Dongeren, A., Battjes, J., Janssen, T., Van Noorloos, J., Steenhauer, K., Steenbergen, G., and Reniers, A. (2007). Shoaling and shoreline dissipation of low-frequency waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 112(C2).
- Vidovic, I. and Marschnig, S. (2020). Optical fibres for condition monitoring of railway infrastructure—Encouraging data source or errant effort? *Applied Sciences*, 10(17) :6016.
- Viens, L., Perton, M., Spica, Z., Nishida, K., Shinohara, M., and Yamada, T. (2022). Understanding surface-wave modal content for high-resolution imaging of submarine sediments with Distributed Acoustic Sensing. preprint, Physical Sciences and Mathematics.
- Vigness, I., Kammer, E. W., Dinger, J. E., and Irving, L. (1952). Sea swell and microseisms. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 9(6) :443–444.
- Waagaard, O. H., Rønnekleiv, E., Haukanes, A., Stabo-Eeg, F., Thingbø, D., Forbord, S., Aasen, S. E., and Brenne, J. K. (2021). Real-time low noise distributed acoustic sensing in 171 km low loss fiber. *OSA continuum*, 4(2) :688–701.
- Wang, B., Mao, Y., Ashry, I., Al-Fehaid, Y., Al-Shawaf, A., Ng, T. K., Yu, C., and Ooi, B. S. (2021a). Towards detecting red palm weevil using machine learning and fiber optic distributed acoustic sensing. *Sensors*, 21(5) :1592.
- Wang, F., Liu, Z., Zhou, X., Li, S., Yuan, X., Zhang, Y., Shao, L., and Zhang, X. (2021b). Oil and gas pipeline leakage recognition based on distributed vibration and temperature information fusion. *Results in Optics*, 5 :100131.
- Wang, H. F., Zeng, X., Miller, D. E., Fratta, D., Feigl, K. L., Thurber, C. H., and Mellors, R. J. (2018). Ground motion response to an ML 4.3 earthquake using co-located distributed acoustic sensing and seismometer arrays. *Geophysical Journal International*, 213(3) :2020–2036.
- Wang, S., Fan, X., Liu, Q., and He, Z. (2015). Distributed fiber-optic vibration sensing based on phase extraction from time-gated digital OFDR. *Optics Express*, 23(26) :33301–33309.

- Wapenaar, K., Draganov, D., Snieder, R., Campman, X., and Verdel, A. (2010a). Tutorial on seismic interferometry : Part 1—Basic principles and applications. *Geophysics*, 75(5) :75A195–75A209.
- Wapenaar, K. and Fokkema, J. (2006). Green’s function representations for seismic interferometry. *Geophysics*, 71(4) :SI33–SI46.
- Wapenaar, K., Slob, E., Snieder, R., and Curtis, A. (2010b). Tutorial on seismic interferometry : Part 2—Underlying theory and new advances. *Geophysics*, 75(5) :75A211–75A227.
- Weaver, R. L. and Lobkis, O. I. (2001). Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at MHz frequencies. *Physical Review Letters*, 87(13) :134301.
- Webb, S. C. (1998). Broadband seismology and noise under the ocean. *Reviews of Geophysics*, 36(1) :105–142.
- Webb, S. C. (2007). The Earth’s ‘hum’ is driven by ocean waves over the continental shelves. *Nature*, 445(7129) :754–756.
- Weertman, J. (1964). The theory of glacier sliding. *Journal of Glaciology*, 5(39) :287–303.
- Wiechert, E. (1904). Verhandlungen der zweiten internationalen Seismologischen Konferenz. *Gerlands Beitr. Geophys*, 2 :41–43.
- Wiens, D. A., Anandakrishnan, S., Winberry, J.-P., and King, M. A. (2008). Simultaneous teleseismic and geodetic observations of the stick–slip motion of an Antarctic ice stream. *Nature*, 453(7196) :770–774.
- Williams, E. F., Fernández-Ruiz, M. R., Magalhaes, R., Vanthillo, R., Zhan, Z., González-Herráez, M., and Martins, H. F. (2019). Distributed sensing of microseisms and teleseisms with submarine dark fibers. *Nature communications*, 10(1) :1–11.
- Williams, E. F., Fernández-Ruiz, M. R., Magalhaes, R., Vanthillo, R., Zhan, Z., González-Herráez, M., and Martins, H. F. (2021). Scholte wave inversion and passive source imaging with ocean-bottom DAS. *The Leading Edge*, 40(8) :576–583.
- Williams, E. F., Zhan, Z., Martins, H. F., Fernández-Ruiz, M. R., Martín-López, S., González-Herráez, M., and Callies, J. (2022). Surface Gravity Wave Interferometry and Ocean Current Monitoring With Ocean-Bottom DAS. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 127(5).
- Willis, M. E., Ellmuthaler, A., Wu, X., and LeBlanc, M. J. (2021). Important Aspects of Acquiring Distributed Acoustic Sensing (DAS) Data for Geoscientists. *Distributed Acoustic Sensing in Geophysics : Methods and Applications*, pages 33–44.
- Winberry, J.-P., Anandakrishnan, S., Alley, R. B., Bindschadler, R. A., and King, M. A. (2009). Basal mechanics of ice streams : Insights from the stick-slip motion of Whillans Ice Stream, West Antarctica. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 114(F1).
- Winberry, J.-P., Anandakrishnan, S., Alley, R. B., Wiens, D. A., and Pratt, M. J. (2014). Tidal pacing, skipped slips and the slowdown of Whillans Ice Stream, Antarctica. *Journal of Glaciology*, 60(222) :795–807.
- Winberry, J.-P., Anandakrishnan, S., Wiens, D., and Alley, R. (2013). Nucleation and seismic tremor associated with the glacial earthquakes of Whillans Ice Stream, Antarctica. *Geophys. Res. Lett.*, 40 :312–315.

- Winberry, J.-P., Anandakrishnan, S., Wiens, D. A., Alley, R. B., and Christianson, K. (2011). Dynamics of stick–slip motion, Whillans Ice Stream, Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters*, 305(3-4) :283–289.
- Wu, P.-K., Matsushima, K., and Tatsuoka, F. (2008). Effects of specimen size and some other factors on the strength and deformation of granular soil in direct shear tests. *Geotechnical Testing Journal*, 31(1) :45–64.
- Wu, X., Willis, M. E., Palacios, W., Ellmauthaler, A., Barrios, O., Shaw, S., and Quinn, D. (2017). Compressional-and shear-wave studies of distributed acoustic sensing acquired vertical seismic profile data. *The Leading Edge*, 36(12) :987–993.
- Xia, J., Miller, R. D., and Park, C. B. (1999). Configuration of near-surface shear-wave velocity by inverting surface wave. In *12th EEGS Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems*, pages cp–202. European Association of Geoscientists & Engineers.
- Yao, H., Gouedard, P., Collins, J. A., McGuire, J. J., and van der Hilst, R. D. (2011). Structure of young east pacific rise lithosphere from ambient noise correlation analysis of fundamental- and higher-mode scholte-rayleigh waves. *Comptes Rendus Geoscience*, 343(8-9) :571–583.
- Zhan, Z. (2020). Distributed Acoustic Sensing Turns Fiber-Optic Cables into Sensitive Seismic Antennas. *Seismological Research Letters*, 91(1) :1–15.
- Zhou, J., Pan, Z., Ye, Q., Cai, H., Qu, R., and Fang, Z. (2013). Characteristics and explanations of interference fading of a phi-otdr with a multi-frequency source. *Journal of lightwave technology*, 31(17) :2947–2954.
- Zoet, L. K., Carpenter, B., Scuderi, M., Alley, R. B., Anandakrishnan, S., Marone, C., and Jackson, M. (2013). The effects of entrained debris on the basal sliding stability of a glacier. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 118(2) :656–666.
- Zoet, L. K., Ikari, M., Alley, R., Marone, C., Anandakrishnan, S., Carpenter, B., and Scuderi, M. (2020). Application of constitutive friction laws to glacier seismicity. *Geophysical Research Letters*, 47(21) :e2020GL088964.
- Zoet, L. K. and Iverson, N. R. (2020). A slip law for glaciers on deformable beds. *Science*, 368(6486) :76–78.