



HAL
open science

Etude de la dynamique du Geyser Old Faithful, USA, à partir de méthodes de sismique passive

Estelle Cros

► **To cite this version:**

Estelle Cros. Etude de la dynamique du Geyser Old Faithful, USA, à partir de méthodes de sismique passive. Sciences de la Terre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENU056 . tel-00765878

HAL Id: tel-00765878

<https://theses.hal.science/tel-00765878>

Submitted on 17 Dec 2012

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

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

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Géophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

« **Estelle CROS** »

Thèse dirigée par « **Jean Vandemeulebrouck** »
et codirigée par « **Philippe Roux** »

préparée au sein de l' **Institut des Sciences de la Terre - ISTerre**
à l' **OSUG**

Etude de la dynamique du Geyser Old Faithful, USA, à partir de mé- thodes de sismique passive

Thèse soutenue publiquement le « **21 Décembre 2011** »,
devant le jury composé de :

Mr Michel Campillo

Pr. à l'Univ. de Grenoble, Saint Martin d'Hères, Président

Mr Aldo Zollo

Pr. à l'Univ. Frederico II, Naples, Rapporteur

Mr Louis Géli

Dir. de Rech. à l'IFREMER, Brest, Rapporteur

Mr Jean Battaglia

Ch. de Rech. au LMV, CNRS, Clermont-Ferrand, Examineur

Mr Jérôme Mars

Pr. à l'INP - Grenoble, Saint Martin d'Hères, Examineur

Mr André Revil

Pr. à la Colorado School of Mines, Golden, Examineur

Mr Jean Vandemeulebrouck

M. de Conf. à l'Univ. de Savoie, Le Bourget du Lac, Directeur de thèse

Mr Philippe Roux

Dir. de Rech. à l'ISTERRE, CNRS, Saint Martin d'Hères, Co-Directeur de thèse



Résumé

Le geyser d'Old Faithful dans le Parc National de Yellowstone, aux États-Unis, est l'un des geysers les plus connus au monde. La cyclicité de ses éruptions est étudiée depuis les années 60 afin de comprendre sa dynamique. En effet, le caractère bimodal de la fréquence de ses éruptions intriguent les scientifiques qui cherchent à en connaître les causes.

Les enregistrements sismiques réalisés à la surface du geyser démontrent des signaux impulsionnels dont l'origine fut identifiée par Sharon Kedar. Ainsi, en 1992, S. Kedar et ses collègues ont déployé plusieurs capteurs sismiques dans le but d'étudier la source des signaux sismiques de type tremor enregistrés à la surface du dôme. Ils ont ainsi identifié la source du signal sismique enregistré à la surface du geyser comme étant des signaux de cavitation de bulles. La cavitation se produisant à la surface du niveau de l'eau dans le conduit, les localisations des sources sismiques réalisées à partir des enregistrements de surface peuvent être reliées au niveau de l'eau dans le conduit.

Dans un premier temps nous avons proposé de localiser les sources sismiques des enregistrements à partir de la méthode du Matched Field Processing (MFP) provenant de l'acoustique sous-marine. Plusieurs algorithmes du MFP ont été testés pour pouvoir localiser au mieux les sources sismiques. La bonne concordance des résultats obtenus avec chacun des algorithmes a permis d'obtenir un grand nombre de localisations des sources au cours du cycle. Les positions déterminées avec les différents algorithmes du MFP ont permis de mettre en évidence deux zones d'activité hydrothermale du geyser associées à différentes périodes du cycle éruptif, telles que le remplissage du conduit avant les éruptions et l'alimentation du geyser en eau une fois la vidange du conduit effectuée.

Dans un second temps, l'analyse des variations de vitesse des signaux sismiques est proposée pour suivre des changements des propriétés du dôme du geyser, comme des variations de pression avant l'éruption. Pour cela, une nouvelle méthode basée sur les mesures de phases instantanées est suggérée. Les résultats obtenus montrent des faibles changements de vitesse, pouvant être associés à la mise en pression du dôme ou à l'augmentation de la température du milieu avant l'éruption en surface.

Mots clés : *Geyser ; Analyse sismique ; Matched Field Processing ; Variations de vitesse ; Yellowstone, États-Unis*

Abstract

The geyser of Old Faithful in the National Park of Yellowstone, in USA, is one of the most famous geysers in the world. The cyclic behavior of the geyser is studied since the 60's with the aim to understand its dynamics. In fact, the bimodal nature of the frequency of the eruptions raises questions and scientists want to know the causes of this behavior.

The seismic signals recorded at the surface of the geyser present pulses whose origin was identified by Sharon Kedar. Thus, in 1992, S. Kedar and his colleagues deployed several seismic sensors in order to study the source of the seismic signals, which are tremor-like, recorded at the surface of the edifice. They identified the source of the seismic signal recorded at the surface of the geyser that they related to bubbles collapse. The bubbles collapse takes place at the surface of the water level in the conduit, thus the localizations of the seismic sources determined with the records made at the surface would be related to the water level in the conduit.

In a first time we proposed to locate the seismic sources of the records using the Matched Field Processing (MFP), a method used in ocean acoustics. Several algorithms of the MFP were tested to better localize the seismic sources. The good agreement of the different results obtained with each technique allowed to obtain a big number of localizations of the sources through the cycle. The locations determined with different algorithms of MFP allowed to highlight two areas of hydrothermal activities of the geyser linked to different periods of the eruption's cycle, as the filling-up of the conduit before eruptions and the feeding of the geyser with water once the discharge of the conduit accomplished.

In a second time, the analysis of velocity's changes of the seismic records is proposed to follow changes in the properties of the edifice of the geyser, and pressure changes before an eruption for example. To do that, a new technique based on the measurement of the instantaneous phases is suggested. The results obtained show weak changes of velocity, that can be related to the pressure buildup of the edifice or to the increase of temperature in the medium before an eruption.

Keywords : *Geyser ; Seismic analysis ; Matched Field Processing ; Velocity changes ; Yellowstone, USA.*

“Il y a deux sortes de passions : les passions que nous avons et les passions qui nous ont. On triomphe quelquefois des premières.”

Alphonse Karr

Remerciements

Beaucoup de gens m'ont soutenue durant cette thèse et je souhaiterais les remercier par ces quelques lignes subtilement insérées dans ce paragraphe dédié.

Pour commencer je souhaiterais remercier les différents membres du jury qui ont fait le déplacement le jour de la soutenance alors que c'était déjà le début des vacances scolaires, à savoir Louis Géli, Michel Campillo, André Revil, Jean Battaglia, Jérôme Mars, Aldo Zollo, Jean Vandemeulebrouck et Philippe Roux. J'ai une pensée toute particulière pour André Revil qui a dû payer son billet d'avion pour venir m'écouter et je lui en suis très reconnaissante.

J'ai eu la chance de pouvoir démarrer cette thèse grâce à un concours de circonstances. En effet, j'ai eu l'honneur et le plaisir de travailler sur les geysers sous la conduite de Philippe Roux et Jean Vandemeulebrouck. Je souhaite remercier mes deux directeurs de thèse pour leur soutien, leur aide, leur conseil, leur bonne humeur et tout ce qu'un encadrant de thèse peut apporter à son thésard durant le déroulement de sa thèse. Ceux-ci ont été des plus précieux pour le bon déroulement de cette thèse et je les remercie d'avoir cru en moi. Je souhaiterais juste souligner la patience de Jean dans ses corrections et celle de Philippe dans ses explications.

Durant ces trois années j'ai eu la chance de pouvoir varier les plaisirs avec notamment les fameuses sorties terrain sur la pelouse d'ISTERRE, une sortie glaciale en Auvergne, à la non moins célèbre Gargouillère de Lignat et les cinq jours à la Solfatare de Naples, tout ceci sous le regard formateur de mes chefs. Les fines équipes constituées pour ces activités extra-thèse ont permis de passer de bons moments de travail.

Si ce travail a pu avoir lieu c'est avant tout grâce au concours de Sharon Kedar que je souhaite remercier car sans lui cette thèse n'aurait pu avoir lieu puisqu'il nous a fourni les données qui ont été utilisées durant cette thèse. On a pu alors démontrer que des données sont toujours exploitables même presque 20 ans après. Il fût des plus disponibles pour la moindre question sur ces données ce qui m'a permis de les exploiter au mieux.

Une aide précieuse fut également apportée par la présence de Shaul Hurwitz quelques jours dans nos locaux. Sa connaissance des geysers et du site en particulier m'a permis de combler mes lacunes sur ce site. De plus, grâce à lui j'ai pu avoir plus d'informations sur les occurrences des éruptions d'Old Faithful durant les campagnes menées par Sharon Kedar et son équipe. Je souhaite donc le remercier pour son aide.

Lors de l'école d'été sur le bruit ambiant en Corse j'ai eu l'honneur de rencontrer William Kuperman qui m'a apporté son aide et son savoir sur les méthodes de MFP. Celui-ci nous a permis d'avancer dans la séparation des sources et donc d'en apprendre

plus sur ce geyser. Pour cette participation à ma thèse je lui en suis reconnaissante.

Parmi les grenoblois j'ai une pensée toute particulière pour Margherita, ma compagne de MFP principalement mais d'analyse des changements de vitesse également. Durant ces trois années nous avons régulièrement échangé et ceci de manière très constructive. J'ai été très contente de notre collaboration et je n'oublierais pas qu'il faut que je l'emmène aller voir le pétrole savoyard ! J'espère que nos chemins se recroiseront bientôt.

Au sein de notre cercle de chercheurs savoyards, j'ai eu la chance d'avoir plusieurs échanges avec différents chercheurs qui m'ont permis de progresser dans mon approche. L'accueil et les échanges au sein de la structure chambérienne a été des plus chaleureux et je souhaite les saluer pour ceci. Une dédicace particulière pour Mr le Géologue Christian, ou Bill pour les intimes, qui m'a initiée à sa science et qui m'a confié quelques bonnes adresses de tables sur Chambéry. Nous avons arboré fièrement les couleurs des STAPS lors des tournois de foot du technolac avec un collectif des plus motivé.

L'endroit le plus chaleureux du labo reste le bureau qui pétille. Les décalages quotidiens, les pauses thé et les balades digestives font partie des moments les plus sympathiques et accompagnateurs de ces trois années de thèse. Les bureaux des garçons furent également des endroits accueillants, avec Fabien bis, Adolfo, Budi, Olivier, P.F., Alexandre et notre baroudeur numéro 1 Damien, mais c'est sans conteste le bureau qui pétille qui remporte la palme. Les heures de sport et de shopping avec la Lo pour la partie "on transpire". Les petits verres avec Lalo, Fabien, la Lo, Elodie, Fabien bis, Alexandra pour la partie "on se défoule". La course en chaise avec Fabien, Lalo et la Lo pour la partie "on teste la matériel", sous les yeux du directeur. Et donc un grand big up à tout le monde qui a su apporter de la bonne humeur.

Du côté familial je vais remercier tout d'abord mes parents qui m'ont toujours soutenue et encouragée dans tout ce que j'ai voulu entreprendre. Ils m'ont également fait le grand plaisir de venir le jour de ma soutenance. Ma soeur a également fait le voyage ce qui m'a beaucoup touchée, ainsi que la cousine et son rugbyman et la grand-mère adorée. Mais également du côté de ma famille d'adoption avec Yves, Cathou, Rich et Mamie Clerc qui ont fait le déplacement. Et puis une petite note toute particulière pour Cathou qui m'a corrigé toute ma thèse avec une extrême rapidité.

Je souhaiterais également faire un petit coucou à la dream team "Ben et Matt" qui a fait le déplacement rien que pour venir m'écouter ainsi qu'à Pierrick dans la même galère. Et petit clin d'oeil à Matt pour la prochaine partie de "National Geographic challenge !©".

Pour finir, je tiens à féliciter Fred d'avoir su, et pu, me supporter durant ces trois années. Surtout en dernière de thèse où ça n'a pas vraiment été facile pour lui. Il fut un soutien sans faille, du début à la fin de cette aventure et je le remercie pour tout.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
Remerciements	6
Nomenclature	13
1 Introduction	15
1.1 Etude des geysers	15
1.2 Plan du manuscrit	16
Références	18
2 Les geysers	19
2.1 Introduction	19
2.2 Définition d'un geyser	19
2.3 Les geysers dans le monde	24
2.4 Dynamique des geysers	25
2.4.1 Facteurs influençant la dynamique des geysers	27
2.5 Présentation d'Old Faithful	31

2.5.1	Le site de Yellowstone	31
2.5.2	Le Geysier Old Faithful	34
2.5.3	La succession des éruptions d'Old Faithful	38
2.5.4	Les éruptions et la dynamique d'Old Faithful	42
2.5.5	Le signal sismique enregistré à Old Faithful	47
2.6	Conclusion	53
Références		54
3	Méthodes de localisation des sources sismiques	59
3.1	Introduction	59
3.2	Méthodologie classique	59
3.2.1	Méthodes utilisées dans le domaine temporel	60
3.2.2	Méthodes utilisées dans le domaine fréquentiel	63
3.2.3	Perspectives	64
3.3	Présentation des méthodes : le Matched Field Processing (MFP)	65
3.3.1	Généralités sur le MFP	65
3.3.2	Le MFP	66
3.3.3	Le MFP conventionnel	70
3.3.4	Le MVDR	72
3.3.5	Le WNC	74
3.4	Méthode cohérente	75
3.5	Estimation de la CSDM	77
3.6	Identification de plusieurs sources	78
3.6.1	La décomposition en valeurs singulières	79
3.6.2	Le MFP "projeté"	79

3.7	Comparaison des méthodes	81
3.8	Conclusion	81
	Références	83
4	Localisation des sources sismiques	89
4.1	Introduction	89
4.2	L'expérience	89
4.2.1	Le site d'étude et la répartition des stations	89
4.2.2	Analyse des signaux sismiques	91
4.2.3	Etude de la vitesse sismique du milieu	102
4.2.4	Evaluation de la dispersion	107
4.3	Comparaison des résultats obtenus avec différentes méthodes du MFP . . .	109
4.4	Suivi des sources sismiques au cours d'un cycle	115
4.4.1	Choix du MFP cohérent	115
4.4.2	Distinction spatiale des sources sismiques	119
4.4.3	Période de stabilité de la source	125
4.4.4	Alimentation du geyser	127
4.4.5	Remplissage du conduit	128
4.4.6	Dynamique générale déterminée à partir des localisations des sources sismiques	133
4.5	Conclusion	135
	Références	136
5	Variations temporelles de vitesse sismique	137
5.1	Introduction	137

5.2	Théorie sur les ondes sismiques	137
5.3	Présentation des différentes méthodes	139
5.3.1	La méthode des Doublets	140
5.3.2	La méthode du Stretching	142
5.4	Cas d'étude de mesures de variations de vitesse	144
5.5	IPV : Instantaneous Phase Variation	146
5.6	Etudes des variations de vitesse à Old Faithful	148
5.6.1	Analyse méthodologique	149
5.6.2	Spatialisation des changements de vitesse	156
5.6.3	Variation de vitesse durant le remplissage du conduit	160
5.6.4	Variation du centroïde fréquentiel	161
5.7	Conclusion	168
	Références	169
6	Conclusion générale	173
6.1	Méthodologie	173
6.2	Dynamique du geyser	174
7	Perspectives	177
	Références	179
A	Article paru dans le <i>Geophysical Journal international</i>	181
B	Modèle Numérique de Terrain	191

Nomenclature

CCF	Cross-Correlation Function
CSDM	Cross Spectral Density Matrix
D	Durée de l'éruption
FG	Fonction de Green
I	Durée de l'intervalle entre deux éruptions
IPV	Instantaneous Phase Variation
MFP	Matched Field Processing
MNT	Modèle Numérique de Terrain
MRABF	Multi-Rate Adaptative Beamforming
OF	Old Faithful Geyser
R_1	Réseau installé le 21 Octobre 1992
R_2	Réseau installé le 22 octobre 1992
RMS	Root Mean Square
SNR	Signal to Noise Ratio
SVD	Singular Value Decomposition
UGB	Upper Geyser Basin
Z_1	Zone associée au conduit
Z_2	Zone dite de rechargement

Introduction

1.1 Etude des geysers

Les systèmes hydrothermaux sont présents dans beaucoup de régions volcaniques actives dans le monde et participent à l'activité éruptive, en raison de leur localisation à la surface des volcans. Les geysers représentent des systèmes hydrothermaux de petite taille, avec une activité fréquente, de l'ordre de l'heure. Les geysers sont donc des objets géologiques que l'on peut facilement étudier dans le but de comprendre la dynamique des systèmes hydrothermaux.

Les premiers scientifiques à s'être intéressés aux geysers ont dans un premier temps étudié les variations thermiques enregistrées dans le conduit des geysers et la composition minéralogique des eaux de ceux-ci. Les études suivantes se sont intéressées à l'évolution temporelle de la fréquence des éruptions des geysers afin de relier tout changement dans celle-ci à des facteurs externes, tels que les marées, la pluviométrie,... (Rinehart, 1972). Avec le perfectionnement des appareils de mesures sismiques, plusieurs geysers ont été instrumentés pour étudier les signaux sismiques générés à la surface des geysers (Iyer et Hitchcock, 1974). Ainsi, Kieffer (1984) a relié l'évolution des signaux sismiques aux différentes périodes du cycle éruptif d'Old Faithful, dans le Parc National de Yellowstone aux États-Unis. Peu après, Sharon Kedar et ses collègues ont identifié l'origine des signaux sismiques enregistrés à la surface du geyser Old Faithful et l'ont relié à la cavitation de bulles à la surface de l'eau dans le conduit (Kedar et al., 1998). Les signaux sismiques enregistrés à la surface des geysers semblent donc être des indicateurs de la dynamique d'un geyser et ce travail de thèse repose sur cette idée.

Un des geysers les plus visités au monde est le geyser d'Old Faithful du fait de ses impressionnantes éruptions, avec des jets d'eau pouvant monter jusqu'à 25 m de hauteur (figure 1.1). La fréquence de ses éruptions est faible, avec une éruption se produisant en moyenne toutes les 40 à 90 minutes, ce qui favorise les études géophysiques sur ce site : avec quelques jours d'enregistrements, on peut analyser de nombreuses éruptions. Plusieurs études se sont donc focalisées sur l'étude de sa dynamique, car, de plus, la fréquence de ces éruptions présente une bimodalité. Le dôme du geyser est de petite taille, permettant de déployer un large réseau sismique. En 1992, Sharon Kedar et ses collègues ont installé 96 géophones sur le site d'OF, et ont enregistré le signal sismique pendant



FIG. 1.1: Photo d'une éruption observée à Old Faithful.

plusieurs heures. Ces données n'ont jamais été traitées et il est interdit à l'heure actuelle de réaliser des campagnes de mesures sur OF.

La question que l'on se pose par rapport aux études précédemment effectuées sur le geyser d'Old Faithful, est de savoir si la connaissance de la dynamique du geyser peut être améliorée en utilisant des méthodes sismiques, et notamment passives. Ainsi, en utilisant les signaux sismiques enregistrés à la surface de ce geyser par Sharon Kedar, nous proposons d'étudier sa dynamique à partir de différentes techniques d'analyse de signaux sismiques passifs. Deux techniques sont proposées, à savoir la localisation des sources de bruit sismique et le suivi des changements de vitesse du milieu.

1.2 Plan du manuscrit

À partir d'enregistrements sismiques réalisés grâce à un large et dense réseau de géophones positionnés sur le dôme du geyser d'Old Faithful, nous proposons d'étudier la dynamique de ce geyser en utilisant différentes techniques sismiques passives.

Ainsi, la première partie du chapitre 2 de ce manuscrit vise à passer en revue les connaissances que l'on a sur les geysers en général, leur fonctionnement et les différents facteurs les influençant. Dans une deuxième partie, un état des connaissances sur la dynamique du geyser d'Old Faithful en particulier, et notamment l'origine de la source des signaux sismiques enregistrés à la surface du geyser est présenté.

Après une présentation des méthodes habituellement utilisées pour localiser des sources sismiques sur des volcans, le chapitre 3 aborde les techniques de localisation que nous proposons d'utiliser pour localiser la source des signaux sismiques enregistrés à Old Faithful, à savoir le Matched Field Processing (MFP), qui est une méthode provenant de l'acoustique océanique.

Le chapitre 4 présente une comparaison des résultats obtenus avec les différents algorithmes du MFP, dans le but de déterminer celui qui est le mieux adapté dans le cas des enregistrements sismiques à OF. Les localisations des sources des signaux sismiques ont alors permis de trouver des caractéristiques de la dynamique du geyser, qui seront présentées dans la deuxième partie de ce chapitre.

Pour compléter notre étude sur les données sismiques d'OF, une analyse des variations de vitesse a été réalisée. Des méthodes récentes appliquées sur le bruit sismique ambiant qui permettent de déterminer des changements de propriétés d'un site d'étude sont présentées dans le chapitre 5. La deuxième partie de ce chapitre aborde les résultats obtenus avec les données d'OF en utilisant ces techniques.

Les deux derniers chapitres, le 6 et le 7, reviendront sur les différents résultats obtenus dans notre étude avant d'énoncer les perspectives envisageables à ce travail.

Bibliographie

- Iyer, H. M. et Hitchcock, T. (1974). Seismic noise measurements in Yellowstone National Park. *Geophysics*, 39(4) :389–400.
- Kedar, S., Kanamori, H., et Sturtevant, B. (1998). Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser. *J. Geophys. Res.*, 103 :24,283–24,299.
- Kieffer, S. W. (1984). Seismicity at Old Faithful Geyser : an isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 22(1-2) :59–95.
- Rinehart, J. S. (1972). Fluctuations in geyser activity caused by variations in earth tidal forces, barometric pressure, and tectonic stresses. *J. Geophys. Res.*, 77(2) :342–350.

Les geysers

2.1 Introduction

Avant d'entreprendre d'étudier la dynamique du geyser d'Old Faithful (OF) dans le Parc National de Yellowstone à partir d'études sismiques, une présentation des geysers de manière plus générale est proposée dans ce chapitre. Le fonctionnement et les critères nécessaires au fonctionnement des geysers seront abordés. Pour conclure ce chapitre, le site de Yellowstone et le geyser d'OF seront présentés.

2.2 Définition d'un geyser

Le mot geyser vient du vieil islandais, *gjòsa*, qui signifie jaillir. Ce mot est ainsi associé spécifiquement à un réservoir d'eau chauffé qui crée épisodiquement des jaillissements de fluide, composé d'eau, de gaz - généralement de la vapeur d'eau - et de particules dissoutes.

Les geysers intéressent les scientifiques depuis le 19^{ème} siècle. Ainsi, le premier scientifique à avoir instrumenté un geyser, en 1847, est un chimiste allemand, il s'agit de Robert W. Bunsen, l'inventeur du brûleur à gaz pour les laboratoires. Assisté par Alfred Des Cloizeaux, minéralogiste, ils ont mesuré la température dans plusieurs geysers d'Islande et effectué des analyses du contenu en minéraux de leurs eaux. Grâce à ces mesures, ils ont pu déterminer le premier modèle sur la dynamique des geysers même si leur théorie ne permettait pas d'expliquer le caractère intermittent des geysers ([Barth, 1940](#); [Bloss et Barth, 1949](#)).

Les geysers sont des systèmes géologiques de petite taille constitués de roches fracturées et poreuses permettant de stocker de l'eau (figure 2.1) et qui émettent de façon intermittente des jets d'eau et de vapeur à la surface des édifices. On considère deux types de geysers selon leur géométrie. Le premier type de geysers, dit de fontaine ou de bassin, correspond à des systèmes où l'eau chaude affleure en surface sur une relativement grande étendue et dont les éruptions sont violentes. Le deuxième type correspond à des geysers de colonne ou de cône qui présentent une ouverture en surface assez petite, souvent surmontée d'un monticule. Les dépôts associés à la formation des monticules sont, la plupart du temps, des dépôts de silice, appelée geyserite, dont le taux de déposition est assez faible et estimé entre 18 et 25×10^{-3} cm par an ([Barth, 1940](#); [Bryan, 1995](#)). La geyserite nécessite

la présence de roches riches en silice pour pouvoir se déposer, telles que de la rhyolite, qui est une roche volcanique assez rare et que l'on retrouve dans la plupart des zones où l'on rencontre des geysers. Les processus à l'origine des éruptions sporadiques (ou régulières) d'eau sont induits par la circulation des fluides hydrothermaux en contexte volcanique ou par un phénomène simple de dégazage (Lu et al., 2005, 2006). Dans le cas le plus général d'un processus hydrothermal, le fonctionnement d'un geyser requiert à la fois :

- une structure géologique fracturée et poreuse,
- un aquifère proche de la surface permettant un approvisionnement hydraulique permanent,
- une source de chaleur.

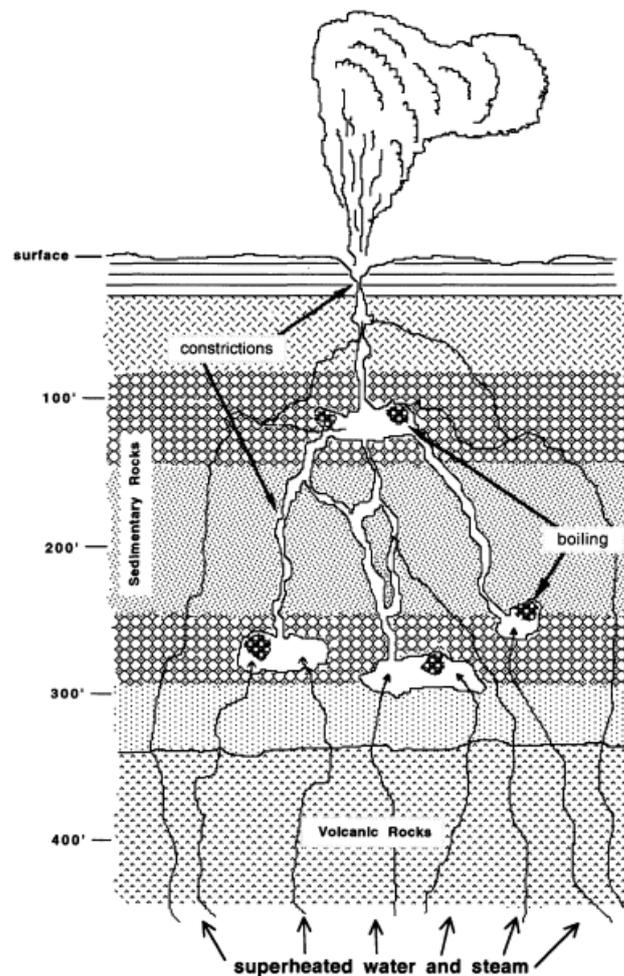


FIG. 2.1: Modèle simplifié d'un geyser d'après Bryan (1995).

La formation des conduits des geysers serait plutôt le résultat des mouvements de fluides hydrothermaux en subsurface que de la dissolution de la roche encaissante. En effet, des forages dans différentes zones géothermales n'ont montré aucun signe de dissolution (White, 1967). Selon les mêmes phénomènes en action que lors des éruptions

d'un geyser, des explosions hydrothermales formant de larges cratères dans plusieurs régions du monde possédant des geysers ont été observées, dont plusieurs cas à Yellowstone (Muffler et al., 1971). Ces explosions se produisent lorsque l'eau présente dans des cavités en subsurface atteint brusquement des températures proches de 250°C, se vaporisant alors instantanément en augmentant la pression interstitielle et produisant une contrainte suffisante pour rompre la couverture rocheuse superficielle. Les explosions se propagent ensuite vers le bas, suite à la décompression progressive des couches d'eau, ce qui engendre la vaporisation de l'eau et la rupture des roches. Des débris de roches, ainsi que de l'eau et de la vapeur sont alors expulsés. Les cratères formés peuvent atteindre des diamètres de l'ordre de quelques mètres à des milliers de mètres et devenir ainsi le futur site d'un geyser. Les séismes semblent être un mécanisme déclencheur de ces explosions, comme lors du séisme de 1959 de Hebgen Lake suite auquel plusieurs cratères se sont formés dans le Parc National de Yellowstone (Bryan, 1995).

Les études sur la caractérisation des geysers se sont essentiellement focalisées sur des paramètres facilement mesurables tels que :

1. La durée de l'intervalle (I) entre deux éruptions successives, sa régularité ou son irrégularité, et l'unimodalité ou la multimodalité de la distribution des fréquences des éruptions,
2. la durée des éruptions (D), et
3. la hauteur du jet de l'éruption.

Par exemple, Old Faithful, dans le Parc National de Yellowstone, démontre une bimodalité dans la fréquence de ses éruptions alors que Lone Star, également dans le Parc National de Yellowstone, présente une régularité bien plus marquée avec une éruption quasiment toutes les 3 heures (figure 2.2). De la même façon, le geyser Great Fountain rentre en éruption toutes les 9 à 15 heures (figure 2.2), sans bimodalité, avec des éruptions bien prévisibles. Ainsi, dans la figure 2.2 on pourra noter que plusieurs durées d'intervalles différentes sont observées dans le monde, et celles-ci également au sein de la même région.

Dans plusieurs geysers on a observé des rétrécissements du conduit, zones dans lesquelles la vitesse du fluide devient très forte et la pression plus basse, ce qui entraîne lors d'un écoulement dynamique la création de bulles de vapeur (Kieffer, 1989; Hutchinson et al., 1997). Ces zones de rétrécissement, ou constriction, furent reproduites en laboratoire et permettent à elles-seules de générer à petite échelle le phénomène d'intermittence ; il est à noter que la constriction n'a pas besoin nécessairement d'être présente juste en dessous de l'ouverture en surface (Anderson et al., 1978). Ainsi, les geysers sont souvent représentés comme des conduits ouverts sur l'extérieur où l'eau est stockée dans un réservoir hydraulique avant l'éruption et qui possèdent une constriction (figure 2.3,a). Plusieurs modèles sur la dynamique des geysers associés à ces systèmes en "conduit-constriction" ont été testés, principalement à partir de mesures in-situ réalisées dans le geyser d'Old Faithful, dans le Parc National de Yellowstone (Rinehart, 1969a; Kieffer, 1984, 1989). Sur la maquette de Hills et Warthin (1942), c'est la taille de la zone de rechargement hydraulique qui contraint la durée de l'intervalle éruptif mais elle n'influence pas la hauteur du jet qui dépend plutôt de la largeur de l'ouverture du geyser en surface.

Ingebritsen et Rojstaczer (1993, 1996) ont proposé un modèle de geyser différent, caractérisé par une zone centrale de forte perméabilité saturée en fluide (le réservoir), enclavée

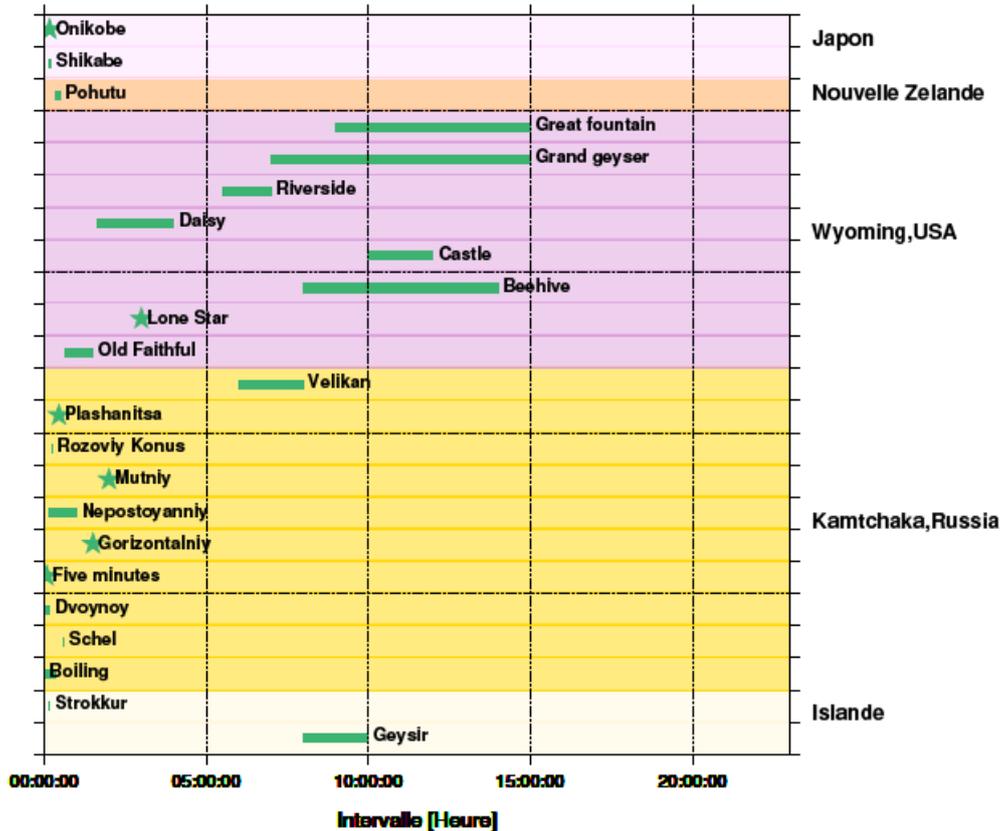


FIG. 2.2: Durée de l'intervalle entre deux éruptions pour plusieurs geysers dans le monde. ★ : indique que la durée du cycle est très régulière et ■ : donne l'ensemble des intervalles possibles I entre deux éruptions

dans un encaissant moins perméable et plus rigide (figure 2.3,b). Dans cette configuration, un contraste de perméabilité supérieur à 10^3 entre le conduit et la roche encaissante est nécessaire pour avoir des éruptions régulières (Ingebritsen et Rojstaczer, 1993). Dans ce type de geyser, une augmentation de la porosité du conduit induit un allongement de la durée nécessaire pour saturer le conduit en eau et une augmentation de sa capacité thermique, ce qui produit des éruptions moins fréquentes mais de plus grande ampleur. La source de chaleur dans ce modèle se situe à la base du conduit et tout changement dans la quantité de chaleur apportée influe sur la quantité d'eau éjectée durant l'éruption mais pas sur la durée des cycles. De la même façon, une diminution de la longueur du conduit va induire des éruptions moins fréquentes et moins énergétiques. Par ailleurs, d'autres paramètres comme la température et la pression à la surface de l'édifice n'ont que peu d'effets sur le cycle du geyser. Sous des conditions pour lesquelles la périodicité du geyser est entretenue, la fréquence des éruptions est indépendante de la localisation de la source de recharge en eau du conduit (à la base, à la surface ou sur les bords du conduit).

L'éruption d'un geyser se déroule généralement en plusieurs étapes :

1. Un débordement d'eau liquide par à-coups à des températures en dessous ou égales

à la température d'ébullition que l'on appelle "preplay".

2. Un jet, ou "fountaining", qui est un déchargement continu dominé par une phase liquide dont la hauteur et la durée dépendent du geyser. C'est la "main eruption".
3. Un déchargement dominé par de la vapeur dont l'intensité décroît progressivement jusqu'à la fin de l'éruption.
4. Un rechargement du conduit en eau et en chaleur. Une nouvelle éruption débutera alors après un certain intervalle (I) dépendant de la durée de cette étape.

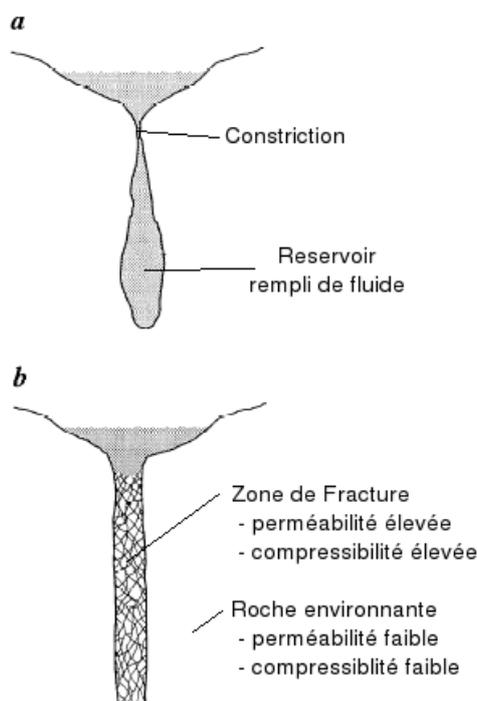


FIG. 2.3: (a) Un modèle en conduit-constriction. (b) Un modèle en zone fracturée. (Ingebritsen et Rojstaczer, 1993, 1996)

L'aspect exceptionnel des éruptions de geysers a un intérêt touristique pour les sites où ils se situent, surtout pour les geysers dont la fréquence des éruptions est haute et pour lesquels les jets sont impressionnants, pouvant monter jusqu'à plusieurs dizaines de mètres de hauteur. Cet intérêt a engendré la disparition de plusieurs geysers dans le monde, notamment par le lancement d'objets divers par les touristes dans les orifices de ceux-ci qui ont entraîné leur inhibition (Steingisser et Marcus, 2009). Un autre intérêt économique lié à la présence de geysers, et plus généralement à la présence d'un système hydrothermal, est l'installation de centrales géothermiques dans ces régions. Ces dernières peuvent à court, ou long terme venir perturber le fonctionnement du système hydrothermal et des geysers à proximité (Honda et Terada, 1906; Steingisser et Marcus, 2009).

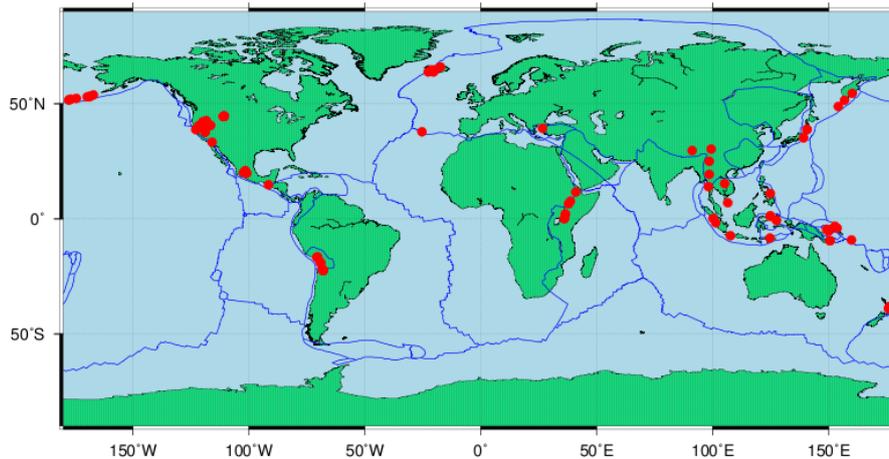


FIG. 2.4: Répartition des principaux geysers répertoriés en activité, ou inactifs depuis peu, dans le monde (●). Les limites des plaques tectoniques (—) sont celles redéfinies par Bird (2003).

2.3 Les geysers dans le monde

En raison des conditions particulières requises pour qu'un geyser puisse se former et être maintenu, il n'y a que peu de régions dans le monde dans lesquelles on puisse en observer. On compte ainsi environ 1000 geysers actifs dans le monde (Bryan, 1995). Néanmoins, d'autres formes de l'activité hydrothermale liées à la présence d'un volcan peuvent être observées telles que : les sources chaudes, les fumeroles, les solfatares, les mares de boue, les volcans de boue et les mofettes.

La première description d'un geyser remonterait à 700 av. J. C.. En effet, dans l'Iliade d'Homère, il est reporté la présence d'un geyser dans l'ancien site de Troie en Turquie. Néanmoins, la première identification avérée d'un geyser a été faite par un moine en Islande en 1294. Parmi les régions dans lesquelles sont observés des geysers, les plus connues dans le monde sont celles du Parc National de Yellowstone aux États-Unis, qui compte près de 500 geysers actifs (Bryan, 1995), l'Islande, où l'on retrouve les premiers geysers à avoir été étudiés par les scientifiques (Barth, 1940), l'Île du Nord de la Nouvelle Zélande, notamment dans la Zone volcanique de Taupo, la Vallée des Geysers au Kamtchatka en Russie, avec ses 200 geysers (Walthman, 2001), le Japon (Honda et Terada, 1906) et l'Alaska. Pour les zones les moins connues, on citera le Chili, le Mexique, l'Afrique, les Açores, l'Indonésie, la Chine, le Tibet, quelques îles du Pacifique ainsi que plusieurs autres états des États-Unis. La figure 2.4 reprend ainsi la situation géographique des principaux sites géothermaux comprenant des geysers en activité ou ayant été en activité. La correspondance entre la localisation des principaux sites de geysers dans le monde et les limites des plaques tectoniques est liée à l'activité volcanique rencontrée dans ces zones. Les principaux geysers ont été répertoriés dans des régions volcaniques rhyolitiques, mais certains sont également observés dans des zones basaltiques ou andésitiques (exemple du Japon) dont l'activité volcanique est récente.

Sur ces différents sites hydrothermaux, le nombre de geysers actifs évolue au cours du temps. Cette évolution du nombre de geysers est due à des phénomènes anthropiques (tourisme, exploitation géothermale) ou naturels (activité sismo-tectonique, instabilité de pente, colmatage). À titre d'exemple, le 3 Juin 2007, suite à un éboulement majeur dans la Vallée des Geysers au Kamtchatka (Dvigalo et Melekestsev, 2009), plusieurs geysers se sont arrêtés de fonctionner. Quelques jours après, l'érosion de l'amas de débris associé à l'éboulement au niveau de la rivière Geysir ("Geizernaya") a permis aux geysers de reprendre leur activité éruptive (Zielinski, 2007). Une obstruction spontanée du conduit peut être également due aux dépôts de silice liés aux éruptions du geyser. Plusieurs geysers dormants peuvent ainsi être observés à Yellowstone, sous forme de dômes de geysérite "abandonnés" (Hutchinson et al., 1997).

L'existence de geysers ailleurs dans le système solaire est une question en suspens. Lorenz (2002) a considéré les possibilités pour l'existence de geysers sur une des lunes de Saturne, Titan. D'après les données existantes et en comparant avec les modèles de la dynamique d'un geyser sur Terre, il semblerait que la possibilité de l'existence d'un geyser à la surface de Titan soit faible, même si les éruptions d'un tel geyser seraient spectaculaires, avec des hauteurs de jet pouvant atteindre des altitudes très importantes. Des panaches ont été observés à la surface de Triton (Kirk, 1990), une lune de Neptune, mais les mécanismes associés à la formation de ces panaches ne sont pas reliés aux mêmes phénomènes à l'origine des éruptions de geysers sur Terre. La pressurisation de réservoirs d'azote du fait d'une insolation importante est le mécanisme à l'origine de la formation de ces panaches.

2.4 Dynamique des geysers

Le cycle éruptif d'un geyser est caractérisé par une (ou plusieurs) éruption(s) et une (ou plusieurs) période(s) de recharge. Par convention, on définit le début d'un cycle par le commencement de l'éruption majeure en surface. La durée du cycle éruptif dépend de plusieurs paramètres intrinsèques du geyser, comme la taille de son conduit, la perméabilité de la roche encaissante ou la source de flux hydraulique et thermique.

Immédiatement après l'éruption, la partie supérieure du conduit est vide. Elle commence alors à se remplir d'eau, déjà chauffée par le milieu poreux environnant, et provenant d'un aquifère proche. D'après la quantité d'eau évacuée lors de l'éruption et la durée de l'intervalle entre les éruptions, on peut estimer le taux de recharge du conduit. Durant le remplissage du conduit, l'ensemble de l'eau déjà présente dans celui-ci est alors chauffée par le contact avec le milieu encaissant. Cependant, la conduction thermique ne semble pas être l'unique source de chaleur (Rinehart, 1980; Kieffer, 1989) et les modèles de Ingebritsen et Rojstaczer (1993) ont démontré que l'apport d'un flux de vapeur et de sa chaleur latente sont nécessaires pour atteindre les puissances thermiques estimées. Ainsi, la circulation de la vapeur vers le sommet de la colonne d'eau et la condensation qui est associée contribuent à transmettre de la chaleur vers la surface. La température dans la colonne d'eau augmente alors progressivement.

Deux processus viennent contribuer au mélange entre l'eau profonde, plus chaude et l'eau superficielle, plus froide : la convection et la migration de bulles de vapeur. À la

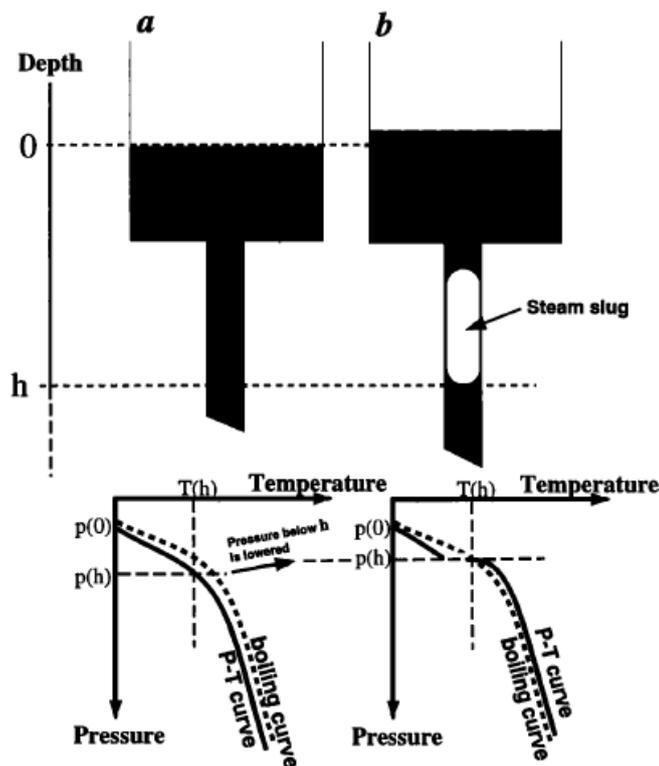


FIG. 2.5: Schéma illustrant le processus d'ébullition instantanée d'une colonne d'eau (a), suite à la formation d'un "slug" de vapeur dans un conduit (b). Suite à la formation d'un bouchon de vapeur dans le conduit, un volume d'eau est déplacé vers le réservoir supérieur (b), diminuant la pression hydrostatique dans le conduit en-dessous du "slug" et l'augmentant au-dessus. Si le fluide est proche des conditions d'ébullition à cette profondeur, la diminution de la pression statique va entraîner une ébullition instantanée en-dessous du bouchon de vapeur (Kedar et al., 1998).

base de la colonne d'eau, la température est trop faible pour que, sous les conditions de pression, l'eau rentre en ébullition. Par rapport à la température d'ébullition à la pression atmosphérique, la température de l'eau plus profonde est supérieure à cette dernière et l'eau est dite "surchauffée". L'eau "surchauffée" rentre en convection avec l'eau de surface et des bulles de vapeur se forment si la pression diminue en dessous de la pression de vapeur saturante de l'eau. Lorsque les bulles de vapeur remontent jusqu'à la surface de la colonne d'eau, il y a cavitation lorsqu'elles rencontrent de l'eau plus froide (voir partie 2.5.5). La partie supérieure de la colonne se réchauffe ensuite, de plus en plus de bulles vont se former puis conduire à une ébullition violente à la surface de la colonne d'eau. L'expansion du fluide liée à l'exsolution de bulles va entraîner des projections d'eau hors du conduit, ou dans une cavité supérieure. Cette première étape de petits jaillissements d'eau correspond à un phénomène précurseur de l'éruption, parfois visible en surface, et appelé "preplay". La pression hydrostatique à la surface de la colonne d'eau diminue alors et l'on observe la propagation vers le bas de l'onde de décompression, appelée raréfaction, à la vitesse du son dans l'eau (Kieffer, 1984), entraînant une vaporisation d'une partie plus importante de la colonne d'eau. Lorsque des bouchons (ou "slug") de vapeur d'origine profonde remontent

dans le conduit, on observe également une diminution de la pression hydrostatique sous le slug (figure 2.5).

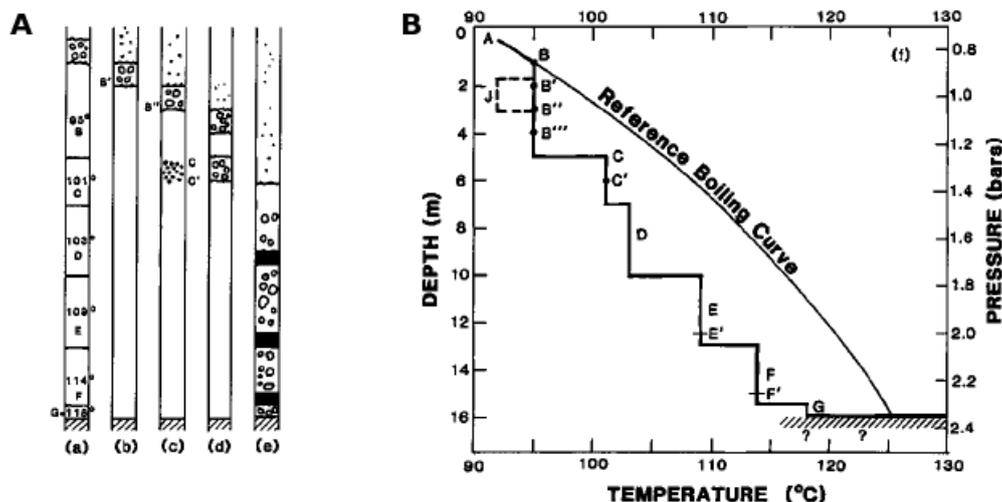


FIG. 2.6: Exemple d'un geyser modélisé par un tube à choc. A : Différentes étapes du déchargement du conduit durant une éruption et B : conditions de pression et de température à différentes profondeurs durant les étapes du déchargement. Les segments avec des grosses bulles sont associés à des zones d'ébullition, ceux avec des points correspondent aux parties en éruption et les zones pleines représentent les couches d'eau liquide (Kieffer, 1989).

La vaporisation se propage vers le bas de la colonne d'eau jusqu'aux couches pour lesquelles la température d'ébullition n'est pas encore atteinte (figure 2.6) sous l'effet de l'onde de vaporisation se propageant à la vitesse du son dans un fluide bi-phasé, fait d'un mélange de gaz et de liquide (Kieffer, 1984). L'ordre de grandeur de la vitesse de l'onde de vaporisation est de quelques mètres par seconde à des dizaines de mètres par seconde et est également appelée raréfaction. De plus en plus d'eau est alors expulsée du conduit, jusqu'à ce que la diminution de pression hydrostatique ne soit plus assez importante pour que les couches plus profondes rentrent en ébullition (figure 2.6), ou que l'eau en ébullition n'arrive pas à atteindre la surface du conduit et soit expulsée. Ce stade correspond à l'évacuation d'une partie importante de l'eau présente dans le conduit sous la forme d'un jet d'eau et de vapeur, et correspond à l'éruption majeure ou "main eruption".

2.4.1 Facteurs influençant la dynamique des geysers

Pour caractériser l'influence de facteurs externes sur le cycle éruptif des geysers, les études se sont surtout focalisées sur l'évolution de la durée de l'intervalle I entre deux éruptions successives. Ainsi, les geysers sont des systèmes qui semblent être influencés par différents types de contraintes extérieures et plusieurs questions ont été posées sur la sensibilité des geysers à des phénomènes externes tels que les marées, les variations diurnes thermique et barométrique (Rinehart, 1972; White et Marler, 1972), ou encore l'occurrence de séismes (voir tableau 2.1).

TAB. 2.1: Influence de faibles déformations sur la dynamique des geysers (d'après [Ingebritsen et Rojstaczer \(1996\)](#); [Manga et Brodsky \(2006\)](#))

Source de déformation	Amplitude de la déformation	Influence sur les geysers
Barométrique - Changement de pression de $2 \times 10^3 Pa$	10^{-7}	Rinehart (1972) a déterminé une corrélation entre les changements de pression et la dynamique du geyser, ce qui fut réfuté ensuite (White et Marler, 1972 ; Rinehart, 1972a).
Marées semi-diurnes et diurnes	10^{-8}	En 1972, Rinehart a observé les effets des marées sur les éruptions de geyser. Rojstaczer et al. (2003) a réfuté cette idée d'après ses données.
Marées de longues périodes	10^{-9}	Rinehart (1972) a suggéré les effets des marées longues périodes sur certains geysers mais ce fut réfuté par White et Marler (1972) .
Séisme lointain - contrainte statique	10^{-7}	On leur associe une augmentation de l'intervalle entre les éruptions (Hutchinson, 1985) mais également une diminution, voir aucun effet (Husen et al., 2004b). Silver et Valette-Silver (1992) ont même identifié un changement de mode de répartition des intervalles entre les éruptions.
Séisme lointain - Contrainte dynamique	10^{-6}	

Un des facteurs majeurs de changement des fréquences d'éruptions d'un geyser est associé à l'environnement du geyser, comme l'activité d'autres geysers en champ proche ([Bloss et Barth, 1949](#)). Ainsi, les éruptions d'un geyser peuvent entraîner l'allongement de la durée de l'intervalle I d'un geyser voisin, jusqu'à 1.5 km de distance entre les deux geysers ([Rojstaczer et al., 2003](#)). Cela indique que les réservoirs approvisionnant en eau les geysers sont généralement connectés entre eux par des fractures. Par exemple, pour deux geysers distants de 1.5 km, pour que l'un affecte l'activité de l'autre, une perméabilité minimum du réservoir de $10^{-11} m^2$ est nécessaire, en considérant une compressibilité de $10^{-10} Pa^{-1}$ pour la roche encaissante et un temps de propagation de 10 minutes, d'après une analyse dimensionnelle de l'équation de diffusion ([Rojstaczer et al., 2003](#)). Sur la maquette de [Hills et Warthin \(1942\)](#), la proximité de deux geysers connectés va non seulement diminuer la fréquence mais aussi la hauteur des éruptions des deux geysers.

En 2003, Rojstaczer montre que sur plusieurs geysers de Yellowstone, la durée des intervalles I ne présente aucune sensibilité aux phénomènes de marées ou aux variations thermiques et barométriques. Ainsi, puisque le conduit est déjà très perméable, il semblerait donc que de faibles contraintes n'aient pas d'effets sur les éruptions (tableau 2.1). Néanmoins, [White et Marler \(1972\)](#) ont reporté que 90% des éruptions du geyser Splendid, dans le Groupe de Daisy dans l'Upper Geyser Basin, dans les années 1950, coïncidaient avec l'occurrence de tempêtes ou de baisses de pression atmosphérique. De la même façon, au geyser Old Faithful, à Caligosta en Californie, on retrouve que la durée des intervalles I entre les éruptions est réduit lors de fortes précipitations, mais le peu de données ne permet pas de confirmer ces rares observations ([Rinehart, 1972](#); [White et Marler, 1972](#); [Rinehart, 1972a](#)). Plus récemment, utilisant un jeu de données important, [Hurwitz et al. \(2008\)](#) ont observé une forte corrélation entre des pics de déchargements de la rivière Madison sur le plateau de Yellowstone et l'allongement de la durée entre les éruptions pour plusieurs geysers de l'Upper Geyser Basin, phénomène attribué à la percolation d'eau froide venant alimenter les conduits des différents geysers étudiés. Ils ont également noté un raccourcissement de la durée de l'intervalle I lors de fortes précipitations, qu'ils ont relié à l'augmentation de la pression dans le conduit et donc à une ébullition plus rapide de l'eau contenue dans le conduit. Des décalages de la réponse des différents geysers à toutes ces influences climatiques sont observés et cela a été attribué à une différence de perméabilité de leurs différents conduits ([Ingebritsen et Rojstaczer, 1993, 1996](#)), à la formation d'une couche de glace et de dépôts de silice cryogénique pouvant réduire l'apport d'eau météorique ([Channing et Butler, 2007](#)), ou encore à l'entrée d'air très froid dans le conduit durant les mois d'hiver ([Hutchinson et al., 1997](#)), même si une baisse de la température ne semble pas avoir un effet direct sur la durée de l'intervalle entre les éruptions ([Rinehart, 1980](#)).

Un autre facteur influençant l'intervalle éruptif I est l'occurrence de séismes dans le champ proche ou dans le champ lointain des geysers. En effet, depuis le début du 19ème siècle, l'influence des séismes sur la cyclicité des geysers a été identifiée dans le monde ([Honda et Terada, 1906](#); [Barth, 1940](#)). Dans le Parc National de Yellowstone, [Rinehart](#) en 1969 puis [Hutchinson](#) en 1985 ont reporté l'influence du séisme de Hebgen Lake de 1959 sur l'intervalle inter-éruptif à Old Faithful, et l'influence des séismes de Borah Peak en 1983 et du Plateau de Yellowstone en 1975 sur les geysers de l'Upper Basin. Après le séisme de 2002 de Denali, [Husen et al. \(2004b\)](#) ont également identifié des changements de la durée de l'intervalle pour plusieurs geysers du Parc National de Yellowstone. Cependant, on pourra observer des discordances dans les effets du passage des ondes selon les geysers et également, pour différents séismes, un même geyser ne sera pas affecté de la même façon, voire pas du tout ([Husen et al., 2004b](#)).

Dans l'expérience de [Steinberg et al. \(1982,a\)](#), un mécanisme à l'origine de la formation des éruptions est lié au sur-chauffage du conduit stockant l'eau utilisée pour l'éruption. Leur modélisation des effets des séismes sur la périodicité des geysers attribue une diminution du degré de sur-chauffage de l'eau dans la colonne aux vibrations, et entraîne donc une diminution de l'intervalle entre les éruptions. Plus récemment, dans le modèle numérique d'[Ingebritsen et Rojstaczer](#) qui représente un geyser comme une zone de roche

fracturée (figure 2.3 (b)), avec un écoulement caractérisé par la loi de Darcy pour un fluide bi-phasé, le facteur clef dans la périodicité du geyser est le contraste de perméabilité entre le réservoir et la roche encaissante. Ils ont montré que si le contraste de perméabilité entre le conduit et l'encaissant diminue, l'intervalle I diminue lui aussi. Dans leur modèle, la durée de l'intervalle I n'est pas contrôlée par l'apport de chaleur ou par la localisation de la source de chaleur mais la fréquence des éruptions est contrôlée par la perméabilité et la porosité du réservoir. Ainsi, le mécanisme reliant l'occurrence d'un séisme lointain et son influence sur le cycle d'un geyser semble résider dans le changement de perméabilité associé au passage des ondes générées par le séisme.

L'occurrence d'un séisme lointain engendre à la fois des variations de contrainte statique et dynamique. Les changements de contrainte statique sont faibles comparés aux effets dynamiques, et du même ordre de grandeur que les changements de pression barométrique (tableau 2.1). Ainsi, la contrainte dynamique d'un tremblement de terre lointain étant plus importante, c'est celle-ci qui influence la dynamique du geyser (Manga et Brodsky, 2006), et notamment en changeant la perméabilité de la roche environnante (Ingebritsen et Rojstaczer, 1996; Rojstaczer et al., 2003). Une des sources de changement de perméabilité est la ré-ouverture d'un ensemble de fractures plutôt que la formation de nouvelles fractures; il y a ainsi une augmentation de la perméabilité de la roche encaissante ce qui entraîne une augmentation du volume d'eau stocké. En augmentant le volume d'eau dans le conduit, le temps de chauffage de cette eau est plus important et la durée de l'intervalle I est allongée, impliquant une diminution de la fréquence des éruptions. Néanmoins, lors du séisme de Denali, en Alaska, de 2002, sur les 22 geysers instrumentés dans le Parc National de Yellowstone, seulement 8 d'entre eux ont démontré des changements importants dans leurs comportements éruptifs, à savoir la durée de l'intervalle entre les éruptions. Par ailleurs, la modification de l'intervalle entre les éruptions, I , de chacun de ces 8 geysers se traduisait par une augmentation de la durée de l'intervalle mais aussi pour certains cas par une diminution de celle-ci. En 2006, Elkhoury et al. ont déterminé qu'il existe une relation linéaire croissante entre les variations de perméabilité et le pic d'accélération d'un séisme dans des puits en Californie, avec une pente dépendante des propriétés hydrauliques du puits.

Le geyser Old Faithful, à Caligosta en Californie, a changé sa fréquence d'éruption qui était de 40 minutes avant le tremblement de terre de Morgan Hill du 24 Avril 1984, vers une trimodalité dans l'occurrence de ces éruptions, soit des fréquences d'occurrence de 25, 40 et 50 minutes. Ainsi, outre des changements dans la durée de l'intervalle I , des modifications dans la distribution des intervalles ont aussi été observés suite à l'occurrence d'un séisme.

Une combinaison entre l'occurrence des séismes et la proximité entre différents geysers peut impliquer des changements à plus grande échelle. On pourra citer l'exemple des geysers Daisy et Bonita Pool dans l'Upper Geyser Basin, dans le Parc National de Yellowstone. Durant plusieurs années, le geyser Daisy était considéré comme un des plus réguliers du bassin, tandis que Bonita Pool ne débordait que légèrement. Suite au tremblement de terre de Hebgen Lake de 1959, le geyser Daisy n'est rentré en éruption que trois fois en treize ans tandis que des éruptions fréquentes et de petites ampleurs, ainsi

que de larges débordements pouvaient être observés à Bonita Pool. Depuis le milieu des années 1970, les éruptions du geyser Daisy ont évolué pour devenir de plus en plus régulières et fréquentes, alors que Bonita Pool ne fait que déborder faiblement aujourd'hui. Les transferts d'un geyser à l'autre seraient ainsi déclenchés par l'occurrence de séismes dans la région, et le tremblement de terre du Plateau de Yellowstone en 1975 serait donc à l'origine de la reprise de l'activité dans le geyser Daisy.

2.5 Présentation d'Old Faithful

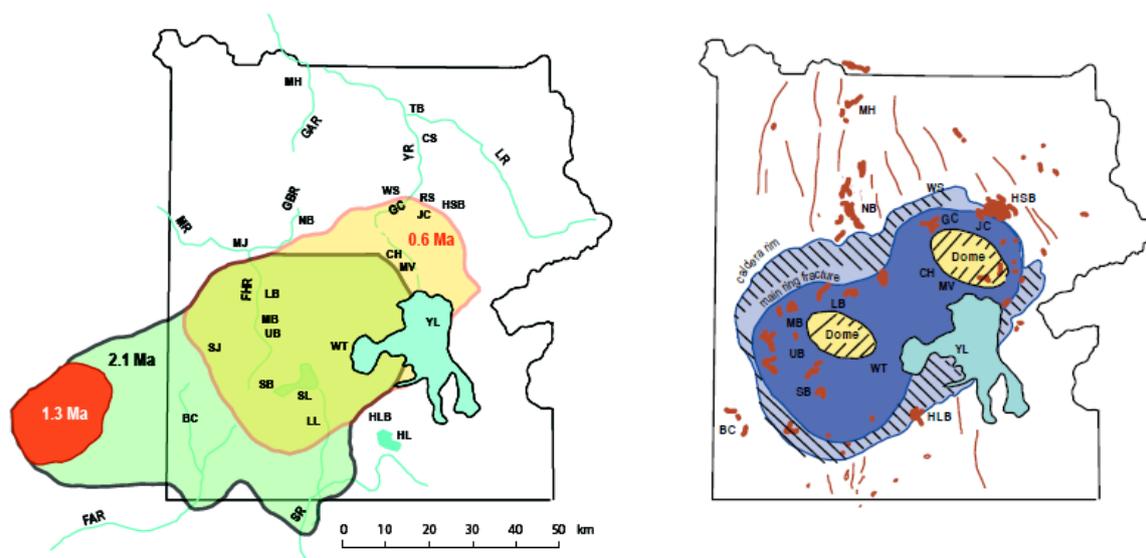
2.5.1 Le site de Yellowstone

La région de Yellowstone est une région en activité volcanique depuis environ 2.2 Ma. Elle compte trois calderas majeures qui ont été formées lors d'éruptions pyroclastiques siliceuses il y a environ 2.1, 1.3 et 0.6 Ma (figure 2.7a). Toutes ces éruptions ont été précédées et suivies par de larges éruptions de lave rhyolitique, formant ainsi le plateau de Yellowstone. La plus récente des éruptions, de type fissurale, est datée d'environ 70 000 ans et a eu lieu dans la zone principale de fracture de la caldera (figure 2.7b). La caldera de Yellowstone la plus récente s'est formée il y a 640 000 ans suite à une éruption de plus de 1000 km³ de magma rhyolitique (figure 2.7a), qui constitue les tufs de Lava Creek. Cette caldera présente une forme elliptique de 80 km × 50 km. L'origine volcanique de Yellowstone est liée à la présence d'un point chaud qui se déplace d'Ouest en Est depuis le Nord-Ouest des États-Unis et dont l'origine a été datée à environ 16 Ma au niveau de la bordure entre le Nevada et l'Oregon (Perkins et Nash, 2002). Le déplacement relatif du point chaud est antiparallèle au déplacement de la plaque américaine.

Il y a à peu près 500 geysers à Yellowstone, mais ce chiffre varie de jour en jour. Ces geysers sont situés pour la majorité d'entre eux à la périphérie de la caldera datée de 0.6 Ma, au niveau de l'anneau principal de fractures de la caldera (figure 2.7b). On retrouve également quelques zones hydrothermales réparties suivant des failles N-S.

La première description du parc de Yellowstone, notamment de l'Upper et du Lower Basin, date de 1870 et fut réalisée par le groupe d'explorateurs Washburn-Doane-Langford. Ayant traversé ces deux bassins au cours de leur expédition, ils ont ainsi nommé durant leur voyage plusieurs geysers qui sont encore présents et en activité aujourd'hui. Suite à cette expédition, le parc de Yellowstone est devenu le premier parc national des États-Unis en 1878. Les premières études scientifiques menées à Yellowstone ont commencé avec le premier super intendant du parc A. C. Peale et ont continué depuis.

Le flux convectif total de chaleur de tous les bassins géothermaux de Yellowstone a été estimé grâce à un inventaire des chlorures dans les rivières, et est de $5.3 \times 10^9 W$ (Fournier, 1989), soit une densité de flux de chaleur de 1500 à 2100 mW.m⁻², réparti sur les 2900 km² de la caldera. Ce flux de chaleur permet ainsi d'alimenter les différents systèmes hydrothermaux du parc et ses 500 geysers. La température élevée dans plusieurs bassins géothermaux du parc permet à différentes sortes de cyanobactéries thermophiles de se développer, donnant des couleurs vives aux parois de ces bassins. Si la conduction seule était à l'origine de ce flux de chaleur, cela impliquerait un gradient thermique de 700 à 1000 °C par kilomètre, suggérant la présence d'un magma superficiel, mais les forages relèvent des



a. Anciennes calderas. La caldera de 2.1 Ma est représentée par la zone en vert, celle de 1.3 Ma est représentée par la surface rouge et la caldera la plus récente datée de 0.6 Ma est indiquée par la zone en orange. Les traits verts correspondent aux rivières qui coulent sur le plateau de Yellowstone.

b. Caldera récente. Les failles sont identifiées par des traits rouge et les systèmes hydrothermaux par des points rouges. Les dômes résurgents sont indiqués par des surfaces jaunes, avec le dôme résurgent de Mallard Lake à l'Ouest et de Sour Creek à l'Est.

FIG. 2.7: Carte du site de Yellowstone (Fournier, 2004)

températures n'excédant pas les 310 °C à 1000 m de profondeur. Ainsi, c'est par advection et échange de chaleur latente que le système hydrothermal de Yellowstone transfère de la chaleur depuis une source de magma profond (Lowenstern et Hurwitz, 2008). De plus, la cristallisation exothermique d'un magma rhyolitique n'est pas la seule à contribuer au flux de chaleur alimentant le système hydrothermal, car des évidences démontrent que le refroidissement de la roche cristallisée participe aussi au flux de chaleur total permettant de maintenir le système hydrothermal en activité (Fournier, 1989). Grâce à des tomographies de vitesses sismiques utilisant les temps de premières arrivées de plusieurs séismes, des cartes représentant les vitesses des ondes P, des ondes S et des rapports de vitesses des ondes P et des ondes S, V_p/V_s , ont permis d'identifier les structures magmatiques et hydrothermales sous-jacentes de la caldera. Une source magmatique a été déterminée à des profondeurs entre 8 et 12 km en dessous du niveau de la mer ainsi que la présence d'un large volume de gaz au Nord-Ouest de la bordure de la caldera (Husen et al., 2004a). En effet, les valeurs du rapport V_p/V_s permettent d'estimer la porosité et le type de fluide contenu dans les pores d'une roche grâce aux équations de Gassmann (1951) sur l'élasticité des milieux poreux, et les faibles valeurs de V_p permettent de justifier la présence d'une zone poreuse riche en gaz dans cette zone à 2 km de profondeur. Ainsi, cette zone fut associée à un important essaim de séismes en 1985 (Waite et Smith, 2002). Une autre zone hydrothermale à une profondeur de 4 km a été identifiée grâce à son faible rapport V_p/V_s et ses faibles valeurs de V_p , au Nord-Est de la caldera (Benz et Smith,

1984; Miller et Smith, 1999). Elle est notamment associée à une anomalie de Bouguer de -20 mGal (Lehman et al., 1982), mais la faible résolution du rapport V_p/V_s calculé dans cette zone par Husen et al. (2004a) ne permet pas d'estimer le taux de porosité ou de gaz. On pourra également noter que les systèmes hydrothermaux sont le siège d'une sismicité induite faible lors de l'occurrence de tremblements de terre importants, mais lointains, comme lors du séisme de Denali de 2002 (Husen et al., 2004c).

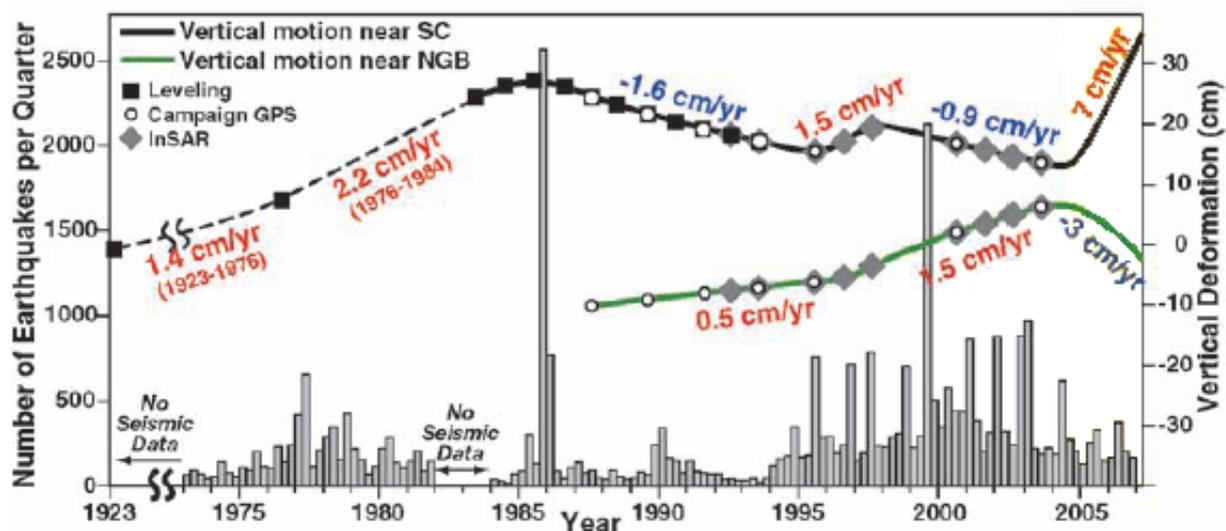


FIG. 2.8: Série temporelle des mouvements verticaux de la caldera de Yellowstone et nombre de séismes trimestriels entre 1973 et 2007. Les symboles sont associés aux différents types de mesures topographiques effectuées. (Chang et al., 2007)

La caldera récente connaît des cycles de subsidence/surrection dont les mouvements ont pu être identifiés et datés jusqu'à 12 000 ans B.P., d'après l'évolution des terrasses lacustres du lac de Yellowstone (Locke et Meyer, 1994; Pierce et al., 2007). Les mouvements du sol au sein de la caldera de Yellowstone se répartissent sur deux zones dont la déformation est antagoniste. Ainsi au niveau des dômes résurgents de Mallard Lake et de Sour Creek (figure 2.7b), on observe depuis 2005 un soulèvement du niveau du sol tandis qu'à Norris Geyser Bassin (NB sur la figure 2.7b) on mesure une subsidence (figure 2.8, Chang et al. (2007, 2010); Aly et Cochran (2011)). De la même façon, depuis les années 1987, des mouvements antagonistes entre ces deux zones de manière simultanée ou alternée ont été identifiés à partir des mesures InSAR, de GPS ou de nivellement (figure 2.8, Vasco et al. (2007); Chang et al. (2007, 2010); Aly et Cochran (2011)). Les variations du sol observées sur ces différentes zones ont été modélisées et sont soit résultantes d'intrusion magmatiques venant alimenter des réservoirs situés sous les deux dômes résurgents, et/ou soit dues à des migrations de fluides hydrothermaux à travers des filons liés à la présence d'un volume magmatique se cristallisant, identifié par Husen et al. (2004a) (Wicks et al., 1998, 2006; Vasco et al., 2007; Chang et al., 2010; Aly et Cochran, 2011).

2.5.2 Le Geysier Old Faithful

Le geysier Old Faithful tient son nom de sa découverte en 1870 par l'expédition Washburn. Les membres de l'expédition ont pu observer une fréquence régulière des éruptions qu'ils ont jugé spectaculaire et c'est pourquoi ils ont choisi de l'appeler le "vieux fidèle".

Le geysier d'Old Faithful (OF) se situe dans l'Upper Basin, en périphérie du dôme résurgent de Mallard Lake (figure 2.7b) à une altitude de 2240 m. La superficie du bassin est de 3.2 km \times 0.8 km et sur les 500 geysers identifiés à Yellowstone, on en dénombre 200 rien que dans l'Upper Basin. Le cône d'OF est caractérisé par un monticule de 60 m de diamètre sur 4 m de hauteur, qui présente une ouverture de 2 m \times 1 m de forme oblongue. L'orifice se présente sous la forme d'une fissure avec une direction NE-SW. Le cône est constitué de geysierite et à chaque éruption de la geysierite, provenant de l'eau associée au jet de l'éruption, se dépose.

À proximité du cône d'Old Faithful, on peut identifier plusieurs monticules associés à d'anciens geysers aujourd'hui inactifs. En effet, la durée d'activité d'un geysier est contrôlée par la fermeture du conduit par colmatage.

En 1997, Hutchinson et ses collègues ont plongé une caméra vidéo dans le conduit d'Old Faithful afin de reconnaître sa géométrie et suivre le niveau de l'eau dans le geysier au cours du cycle. Ils ont ainsi pu établir un modèle du conduit du geysier (figure 2.9) et mieux comprendre sa dynamique. Le conduit se présente comme la prolongation de la fissure visible à la surface jusqu'à environ 7 m de profondeur où une constriction a pu être identifiée (Hutchinson et al., 1997).

Ce rétrécissement du conduit permet à Old Faithful de générer des éruptions (voir partie 2.4). Kieffer (1989) propose ainsi que cette zone de constriction se présente comme le lieu "d'étouffement" du jet en le propulsant à vitesse supersonique durant les 20-30 premières secondes de l'éruption.

Sous la zone de constriction, le conduit présente une largeur similaire à celle du haut du conduit, avant de révéler un élargissement du conduit vers 10.8 m de profondeur. L'élargissement du conduit offre alors une cavité d'environ 1.8 m de largeur sur 4 m de longueur dans laquelle l'eau séjourne durant le remplissage du conduit (figures 2.10 et 2.11).

Des mesures géochimiques indiquent que de l'eau plus profonde, ayant bouilli adiabatiquement à des températures > 200 °C, est présente dans le conduit (Fournier, 1989), sachant que la température d'ébullition à la surface de OF est de 93 °C. Cet apport d'eau chaude participe donc au réchauffement de l'eau plus froide contenue dans le conduit durant la période de rechargement. La puissance thermique d'Old Faithful est estimée à 5 MW, en considérant un taux de rechargement de 6 kg/s (Kieffer, 1989) et un apport d'eau chauffée à 215 °C (Fournier, 1989). Par contre, si l'on considère une température de l'eau maximale de 118 - 127 °C, qui est celle de l'eau éjectée en surface, d'après les estimations de Ingebritsen et Rojstaczer (1993) la puissance thermique d'OF est alors de 2.5 MW, ce qui est supérieur à l'estimation de Dowden et al. (1991) ayant déterminé une puissance thermique de 1.1 MW, pour une température maximale de l'eau de 100 °C.

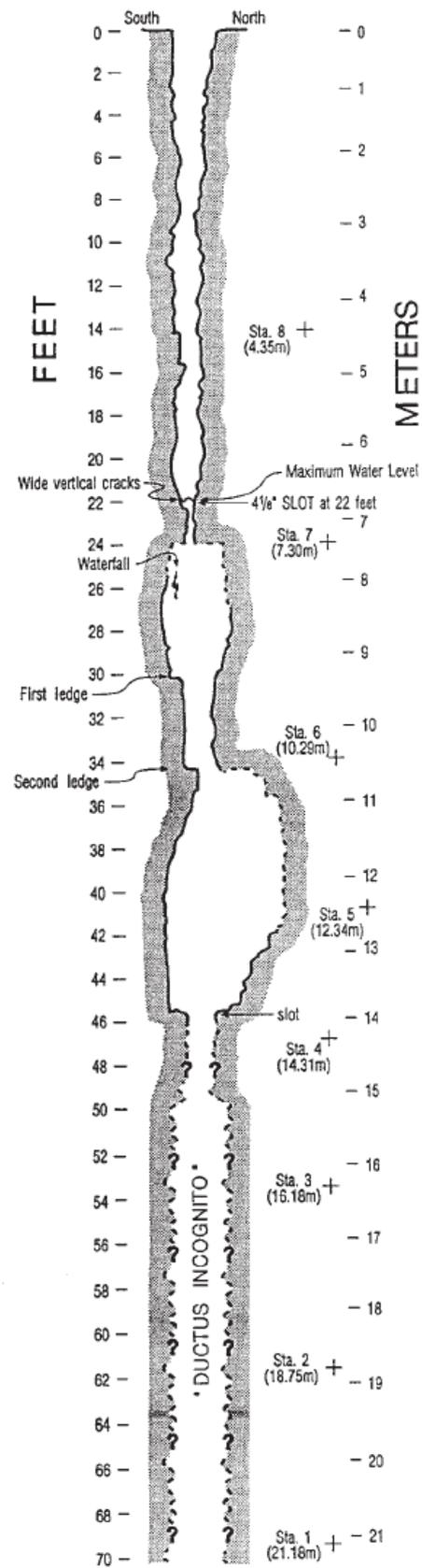


FIG. 2.9: Géométrie du conduit d'Old Faithful d'après les images vidéos d'Hutchinson et al. (1997)

La dynamique du geyser Old Faithful intéresse les scientifiques depuis les années 1960 et plusieurs études ont été menées afin de la modéliser. Les principales études menées se basent sur les observations des éruptions des geysers, à savoir le délai entre les éruptions, I . Les premiers travaux menés dans la fin des années 60 par Fred Geis cherchent à expliquer la bimodalité des éruptions d'OF en proposant un ensemble de cavités complexes formant la structure du geyser (Geis et Rinehart, 1966; Geis, 1968). La plupart des études menées par la suite se sont de la même façon focalisées sur l'étude de la succession des intervalles I . Plus récemment, dans les années 70, les chercheurs ont commencé à instrumenter Old Faithful avec des sismomètres et des sondes thermiques afin d'élaborer un modèle plus précis de la dynamique du geyser.

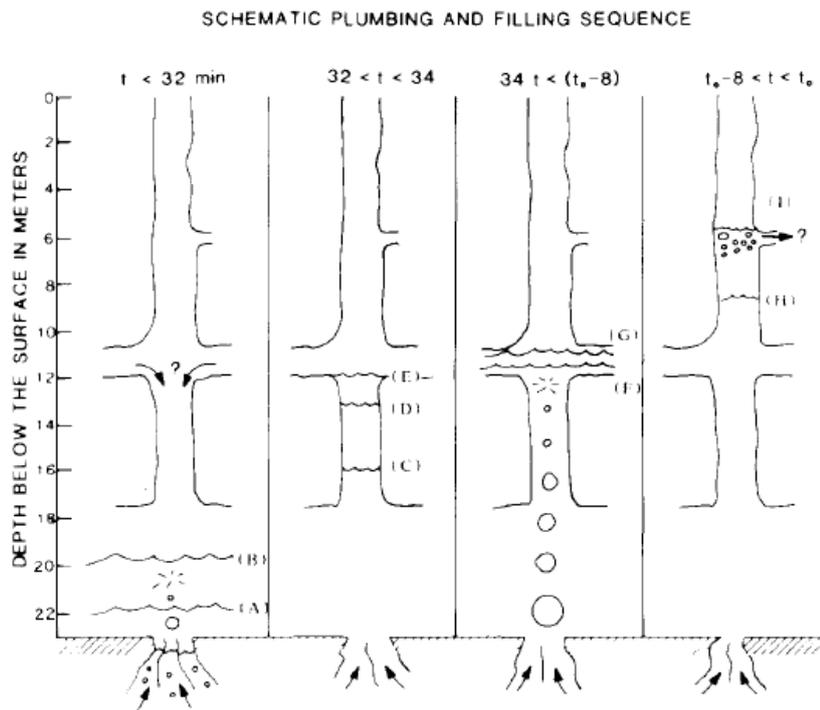


FIG. 2.10: Modèle de la dynamique d'OF (Kieffer, 1984).

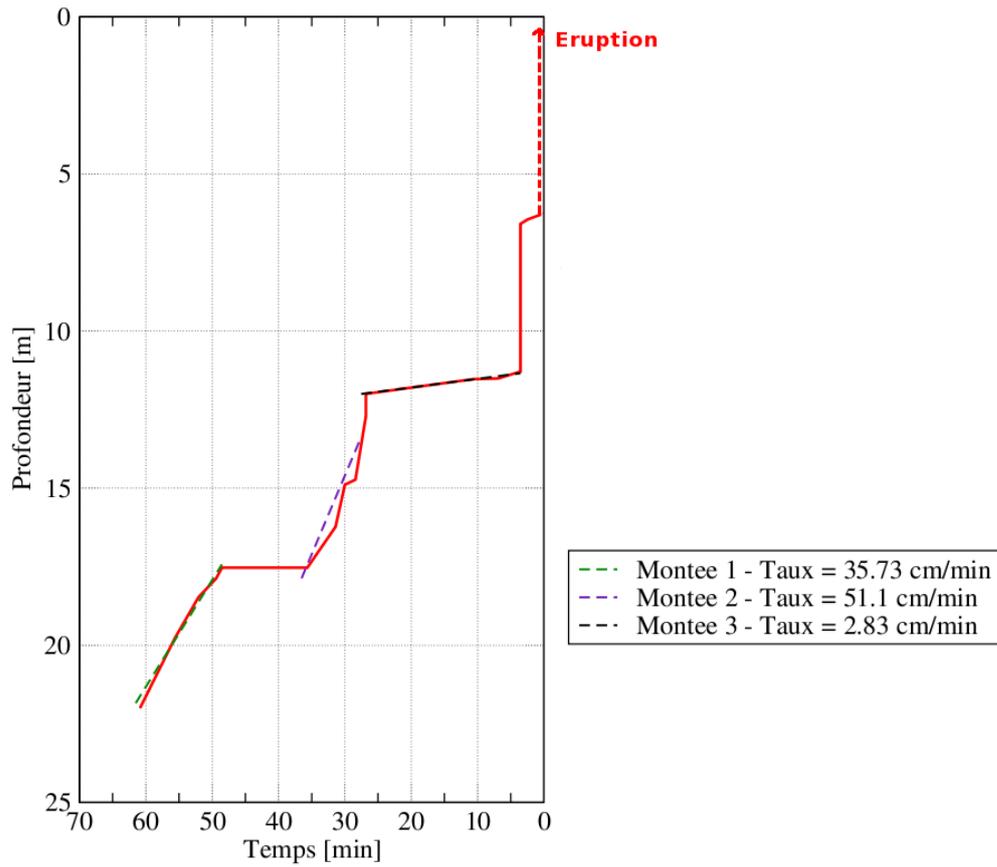


FIG. 2.11: Taux de remplissage de la colonne d'eau avant l'éruption (Kieffer, 1984).

2.5.3 La succession des éruptions d'Old Faithful

La première description du geyser d'Old Faithful a été faite par Nathaniel P. Langford en 1870. Pendant une journée et demi passée dans l'Upper Geyser Basin, il a pu observer que les éruptions d'Old Faithful étaient prévisibles et régulières, ce qui a un peu changé depuis.

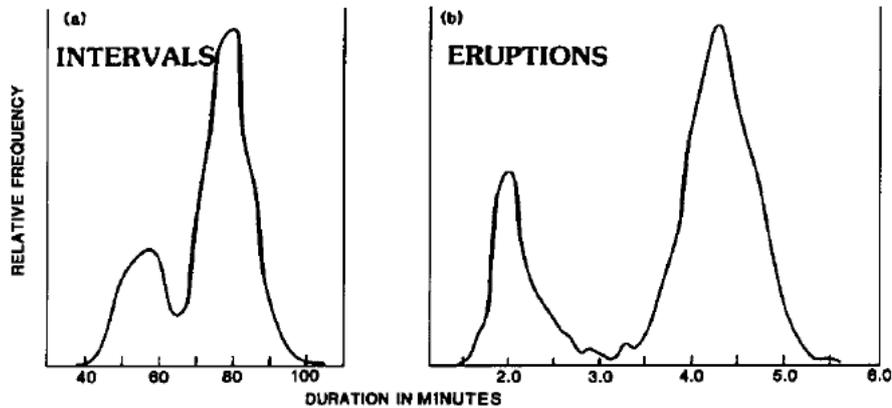


FIG. 2.12: Fréquences (a) des intervalles entre deux éruptions et (b) de la durée des éruptions à OF mesurées en 1979 (Kieffer, 1984, 1989).

Entre 1870 et 1918, la succession des éruptions se faisait de manière régulière, soit une éruption toutes les 65 minutes environ. Vers 1918, la durée de l'intervalle I est passée brutalement à 76 minutes, mais aucune théorie sur l'origine de ce changement n'a été élaborée, sachant qu'il n'a été observé que durant deux années. Le problème est qu'il y a peu de données entre 1870 et 1930 et que ces résultats peuvent ne pas être significatifs. L'inondation de 1918 qui a touché la partie Nord-Est du Parc National de Yellowstone (Meyer, 2001) semblerait être le facteur déclencheur le plus plausible du changement brutal de la durée de l'intervalle I à cette période.

Les premières indications d'un comportement bimodal sont apparues vers 1921, où l'on a donc observé pour la première fois des intervalles extrêmes de 36 et 82 minutes.

À partir de 1941, une bimodalité de la distribution des fréquences est clairement définie et persiste jusqu'au début de 1950 (Rinehart, 1969). En effet, les mesures faites en 1953 montrent une distribution des intervalles entre deux éruptions principalement unimodale, avec la plus grande partie des éruptions se produisant en moyenne toutes les 63 min, alors qu'à partir de 1959, on pouvait observer des distributions de fréquence des éruptions avec une tendance bimodale bien définie. On retrouvait alors une majorité des éruptions ayant lieu environ toutes les 65 min et un deuxième pic dans la fréquence des éruptions à 45 min en moyenne (Rinehart, 1980). Les mesures faites dans les années 80 indiquent que le premier mode est à 80 minutes alors que le second mode est aux alentours de 55 minutes (figure 2.12 (a)), soit des intervalles plus grands que précédemment. Quelquefois on observe de brefs changements comme durant une période de l'année 1987 où les éruptions de courte durée ne se produisaient plus.

Dans les années 1970, une équation empirique reliant la durée des éruptions, D , à l'intervalle I suivant l'éruption fut déterminée par le personnel du Parc pour prévoir les

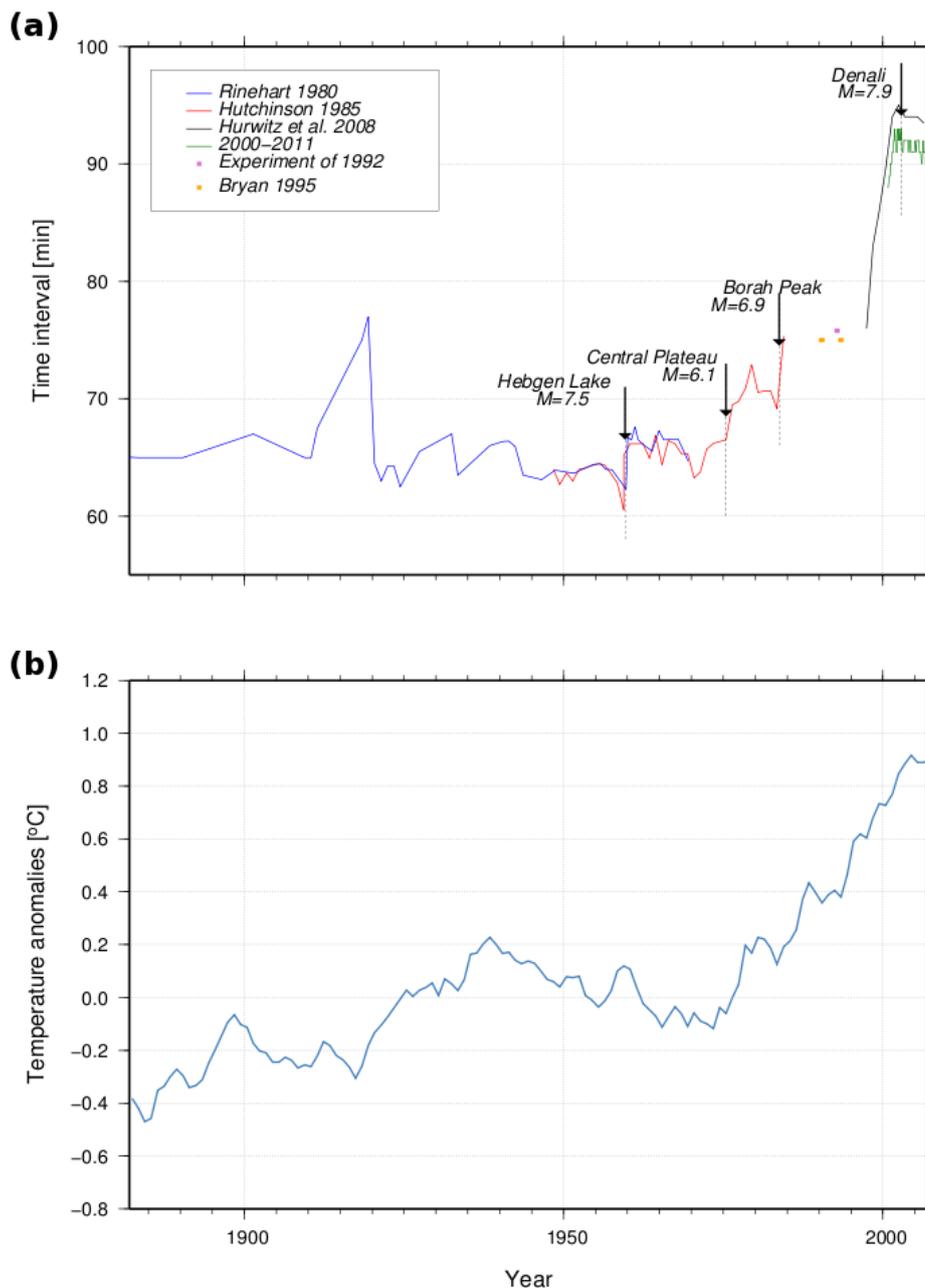


FIG. 2.13: Comparaison de l'intervalle I des éruptions à OF avec les anomalies de température dans l'air dans l'hémisphère Nord. (a) : Évolution de l'intervalle I entre les éruptions entre 1870 et 2011. La courbe verte correspond à une moyenne mensuelle des durées des intervalles. Pour l'expérience de 1992, un intervalle moyen a été calculé sur 4 jours. Pour toutes les autres mesures, les moyennes des intervalles sont des moyennes annuelles. (b) : Anomalies de température de l'hémisphère Nord, déterminées par rapport à la moyenne des températures entre 1951-1980, moyennées sur une fenêtre glissante de 5 ans d'après les données de la [NASA](#).

prochaines éruptions ([Kieffer, 1984](#)). La relation était la suivante :

$$I \sim 10 \times D + 30, \quad (2.1)$$

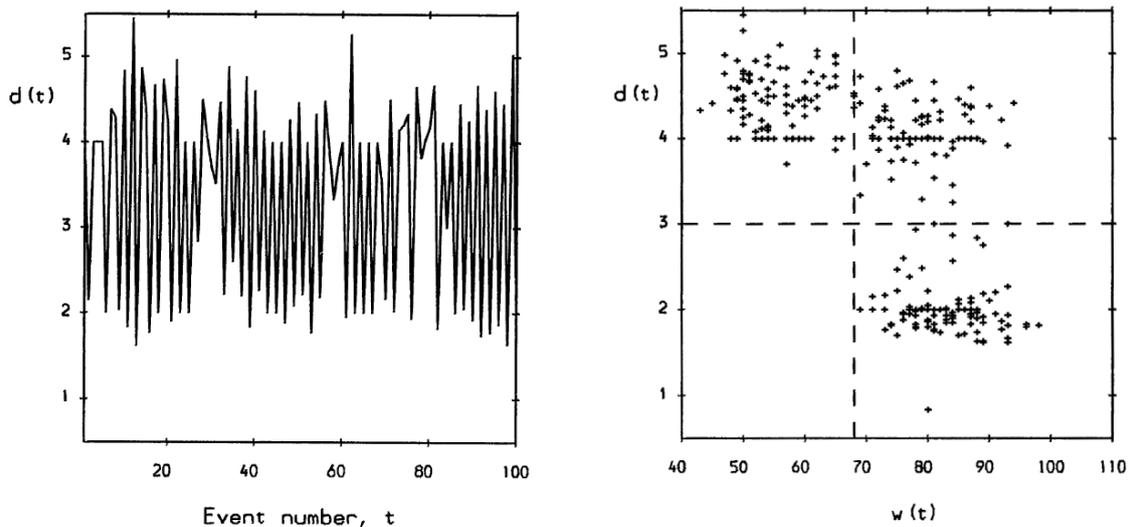
avec D et I exprimés en minutes. Ainsi, plus l'éruption est longue, plus la quantité d'eau éjectée du conduit est importante et donc, plus l'intervalle sera long puisqu'il faudra plus de temps pour le rechargement et le chauffage de l'eau du conduit. Grâce à cette relation entre ces deux quantités, on pouvait assez bien prédire l'occurrence des prochaines éruptions. Dans les années qui ont suivi, les intervalles entre les éruptions ont évolué (figure 2.13 (a)), ne permettant plus de prédire avec une quasi-exactitude les éruptions à venir. De plus, on a pu observer des changements dans la distribution des fréquences.

Dans les années 1990, les chercheurs ont étudié plus en détail la succession entre les éruptions, et notamment entre des éruptions de longue et de courte durée, lors d'un comportement bimodal de l'intervalle des éruptions. En effet, si on représente la durée des éruptions en fonction du temps, figure 2.14 (a), on pourra noter qu'une courte éruption est toujours suivie par une longue éruption, alors qu'une longue éruption est très souvent suivie par une courte, mais pas de manière systématique (Denby et Pregibon, 1987; Azzalini et Bowman, 1990). Si maintenant on trace la durée de l'éruption en fonction de l'intervalle avec l'éruption précédente, on pourra observer que si l'intervalle de temps entre deux éruptions est court, i.e. pour un temps court de rechargement et de chauffage de l'eau dans le conduit, l'éruption qui suit sera longue, alors que si l'intervalle est long, la durée sera soit longue, soit courte, avec des proportions similaires (figure 2.14 (b)). Par ailleurs, en comparant la durée de l'éruption à l'intervalle avant la prochaine éruption (figure 2.14 (c)), on retrouve une concordance à l'équation 2.1. Il s'avère donc que **la relation entre la durée des éruptions et la durée des intervalles entre les éruptions n'est basée que sur le temps de rechargement et de chauffage du conduit, et sur la quantité d'eau éjectée durant l'éruption, et ceci seulement pour deux éruptions successives.**

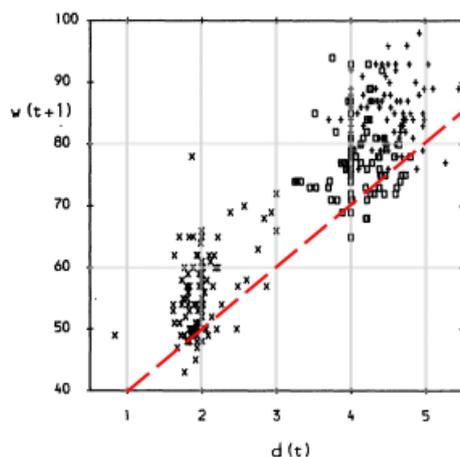
Nicholl et al. (1994) ont noté que la succession des éruptions à Old Faithful possède un caractère chaotique, i.e. dû à des interactions non linéaires, renforcé par le fait que l'on ne puisse prédire que l'éruption suivante mais pas au delà. Le changement de phase de liquide à gaz qui se produit dans le conduit alors que les courbes de pression, de densité et de température évoluent, se présente comme un couplage non linéaire comme ceux rencontrés dans les systèmes dynamiques chaotiques.

Durant les 100 dernières années, le principal changement observé sur la répartition des intervalles entre deux éruptions à Old Faithful est un élargissement du spectre des intervalles, soit de plus en plus de différentes durées de l'intervalle I (Rinehart, 1969, 1980). Ainsi, la durée des intervalles I entre deux éruptions n'a cessé d'évoluer depuis qu'on la mesure (figure 2.13 (a)) et ceci est dû à la sensibilité du geyser à différents facteurs externes, tel que des séismes par exemple (voir partie 2.4.1).

Si on compare l'évolution temporelle des intervalles I (figure 2.13 (a)) à l'évolution des anomalies de température dans l'hémisphère Nord pour les mêmes périodes (figure 2.13 (b)), on note une forte corrélation entre ces deux courbes, à savoir une augmentation de la durée moyenne annuelle des intervalles qui pourrait être associée à une augmentation des anomalies de température. Il semblerait ainsi que la dynamique du geyser Old Faithful pourrait être influencée par des changements de température. Lors de pics de déchargements de la rivière Madison durant le mois de mai des années 2003 à 2006 sur le Plateau de Yellowstone, on a observé des allongements de la durée de l'intervalle I à Old Faithful



a. Durée de l'éruption d_t (en minutes) versus le numéro de l'éruption. b. Durée de l'éruption d_t (en minutes) versus la durée de l'intervalle avec l'éruption précédente w_t (en minutes).



c. Durée de l'éruption d_t (en minutes) versus la durée de l'intervalle avant la prochaine éruption w_{t+1} (en minutes), avec le trait en rouge (---) qui représente l'équation 2.1.

FIG. 2.14: Durée des éruptions (en minute) en fonction du numéro de l'éruption (a), durée de l'éruption (en minute) en fonction de la durée de l'intervalle avec l'éruption précédente (en minute) (b), et avec la prochaine éruption (c) (Azzalini et Bowman, 1990).

(Hurwitz et al., 2008). Cette corrélation entre les pics de déchargements de la rivière et l'intervalle entre les éruptions est probablement due à la percolation d'eau plus froide venant refroidir le conduit d'OF. L'eau met en effet plus de temps à se chauffer, allongeant la durée de l'intervalle entre les éruptions. Ainsi, la corrélation entre l'allongement des intervalles I et l'augmentation de l'anomalie de température dans l'hémisphère Nord

peut s'expliquer par une fonte plus importante des neiges, donc des pics de déchargements des rivières sur le plateau de Yellowstone, soit un apport d'eau froide important et un allongement de la durée de l'intervalle entre les éruptions. Il n'y a donc pas de corrélation causale directe entre ces deux mesures mais les deux sont liées par un effet hydrologique (voir partie 2.4.1).

Entre 1950 et 2010, plusieurs séismes importants se sont produits sur le plateau de Yellowstone et ont influencé la dynamique de plusieurs geysers du parc (partie 2.4.1). Ainsi, des changements dans l'intervalle I à Old Faithful ont été notés suite aux séismes d'Hebgen Lake, de Borah Peak, et du Plateau de Yellowstone, ayant eu lieu respectivement en 1959, 1975 et 1983. En effet, après l'occurrence des différents séismes, on a pu noter un allongement de la durée de l'intervalle I à OF (figure 2.13 (a)) (Rinehart, 1969; Hutchinson, 1985). Suite au séisme de Borah Peak, certains journaux avaient même annoncé la fin de l'activité éruptive d'Old Faithful (Bryan, 1995). En 2002, un séisme de magnitude 7.9 s'est produit sur la faille de Denali en Alaska, à une distance épiscopale de 3100 km de Yellowstone. Certains geysers ont enregistré des changements de leur cycle éruptif suite à ce tremblement de terre alors que d'autres non (Husen et al., 2004b). Ainsi, Old Faithful n'a enregistré aucun changement dans la durée de son cycle suite à ce séisme (figure 2.13 (a)). L'explication de ce comportement reste encore en suspens mais il semblerait que le conduit d'Old Faithful soit insensible à des déformations de l'ordre de 10^{-6} , comme dans le cas d'un séisme lointain.

2.5.4 Les éruptions et la dynamique d'Old Faithful

Le cycle éruptif de Old Faithful est caractérisé par une éruption et une période de rechargement. La durée des éruptions, D , à Old Faithful varie entre 1 et 5 minutes (figure 2.12 (b)), sachant que celle-ci est fortement reliée à l'intervalle entre les éruptions, I (voir partie 2.5.3), et le jet d'eau et de vapeur généré pendant l'éruption atteint une hauteur allant de 30 à 50 m (figure 2.15).

Kieffer en 1984 en a fait une complète description. Ainsi, les éruptions d'environ 5 minutes sont caractérisées par les quatre étapes suivantes (voir figure 2.15) :

1. Prémices de l'éruption : on l'appelle communément le préambule (ou *preplay*). C'est une courte période avant l'éruption durant laquelle de l'eau est éjectée du conduit en petits jets à quelques mètres de haut.
2. Régime transitoire : il s'agit de l'initiation de l'éruption. Elle correspond à l'intervalle durant lequel la colonne du jet commence à se développer, monte en séries de jets et dure entre 20 et 40 s.
3. Flux constant : c'est la période de stabilité du jet. Le jet atteint son maximum, soit 30 m, et reste à cette hauteur pendant environ 30 s. On observe également de brusques remontées d'eau à des fréquences entre 1 et 2 Hz.
4. Déclin : période d'environ 3-4 min pendant laquelle la colonne s'affaisse progressivement.

La différence entre des éruptions dites courtes et des longues apparaît dans la fréquence des remontées d'eau durant le flux constant du jet, la durée de la période de déclin du jet, et la sismicité suivant l'éruption.

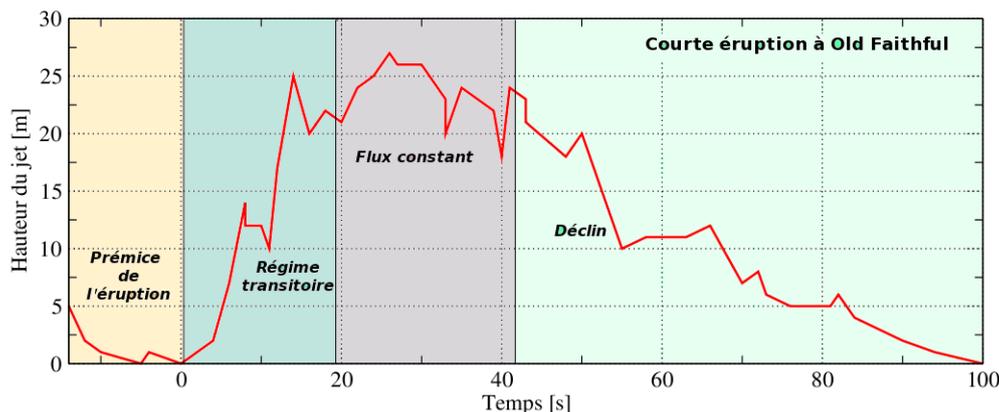


FIG. 2.15: Hauteur du jet lors d'une éruption à Old Faithful (Kieffer, 1984).

En 1991, Dowden et al. ont représenté les éruptions à Old Faithful par un modèle numérique d'écoulement quasi-stationnaire, qui, malgré l'absence de la considération du déclenchement des éruptions, a permis de modéliser la hauteur du jet durant des courtes éruptions.

D'après leurs observations, Hutchinson et al. (1997) ont estimé que le volume d'eau éjecté durant les éruptions oscille entre 16 000 et 32 000 litres, selon la durée des éruptions. Si on suppose qu'un déchargement de 32 000 litres d'eau correspond au volume éjecté pendant une éruption de 4 minutes, on retrouve un taux de déchargement d'environ $8 \text{ m}^3/\text{min}$, ce qui est un peu plus que les estimations de Kieffer (1984) qui indique un taux de déchargement de $6.8 \text{ m}^3/\text{min}$. De la même façon, un taux de rechargement a pu être estimé d'après les dimensions du conduit en considérant un conduit de forme cylindrique. Les dimensions du conduit correspondant au volume d'eau éjectée durant l'éruption sont de $1.6 \times 0.6 \times 22 \text{ m}^3$, soit environ une contenance de 20 000 litres d'eau. Sachant que la durée de l'intervalle entre les éruptions est de 60 minutes en moyenne, on retrouve une montée du niveau de l'eau dans le conduit d'en moyenne $5.5 \times 10^{-3} \text{ m/s}$. Les estimations de Kieffer (1984), d'après des mesures avec un flotteur de (Birch et Kennedy, 1972), donnaient un taux de rechargement un peu plus élevé de l'ordre de $5.7 \times 10^{-3} \text{ m/s}$ en moyenne (figure 2.11).

Rinehart (1969a) a réalisé le premier diagramme décrivant le remplissage du conduit d'Old Faithful (figure 2.16) d'après les mesures de températures réalisées avec des thermistances à différentes profondeurs dans le conduit pendant plusieurs cycles éruptifs.

D'après les mesures de température de Birch et Kennedy (1972) (figure 2.17), Susan Kieffer a ensuite établi en 1984 un modèle plus complet de la dynamique du geyser, à la fois thermique et hydraulique, (figure 2.10), présentant différents taux de remplissage du conduit au cours du temps (figure 2.11). On note deux périodes de stabilité du niveau de l'eau dans le conduit durant le rechargement, à environ 18 m de profondeur entre 50 et 40 minutes avant l'éruption et à 12 m entre 30 et 15 minutes avant l'éruption. **Des fluctuations du niveau de l'eau sont observées entre 10 et 30 minutes avant l'éruption lorsque le niveau de l'eau est stabilisé à 11 m de**

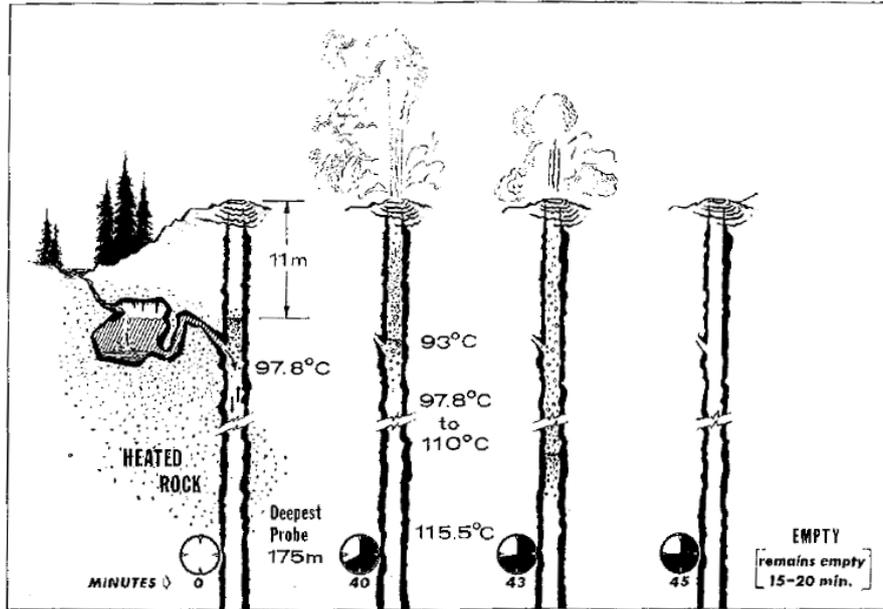


FIG. 2.16: Diagramme sur l'état thermique et hydraulique d'OF au cours du cycle éruptif (Rinehart, 1969a)

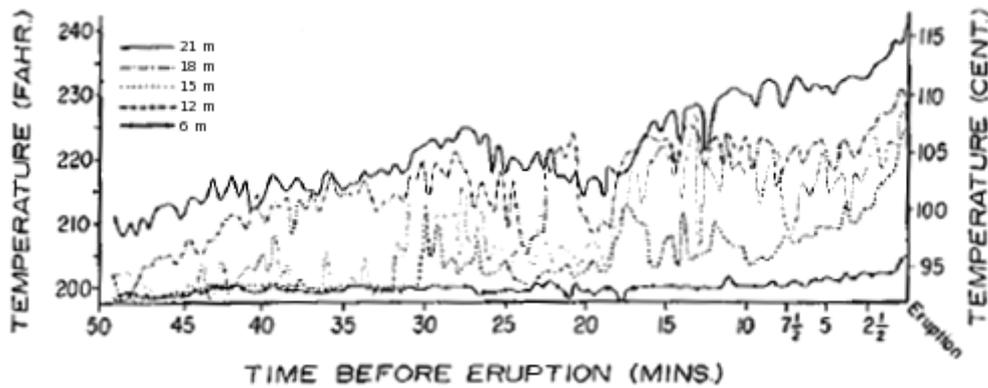


FIG. 2.17: Mesures de température à différentes profondeurs au cours d'un cycle éruptif à OF par Birch et Kennedy (1972).

profondeur dans le conduit (Birch et Kennedy, 1972). En supposant que le rechargement du conduit soit constant, sachant que le conduit s'élargit entre 11 et 13 m de profondeur (figure 2.9), pour une section du conduit 10 fois plus grande, alors le remplissage de cette partie du conduit devrait être dix fois plus long, ou le taux de rechargement dix fois moins rapide. Ainsi, sachant que le taux de remplissage est d'en moyenne 43 cm/min en dessous de 13 m (figure 2.11), le taux deviendrait alors 4.3 cm/min dans la partie plus évasée du conduit. Cependant, on observe un taux de

remplissage de 2.83 cm/min dans cette partie du conduit (figure 2.11). Ce taux de remplissage plus faible à cette profondeur peut traduire la présence d'une zone avec une forte perméabilité, fracturée, fournissant une capacité de stockage plus grande que la partie visible du conduit ou d'une estimation du volume du conduit mal contrainte.

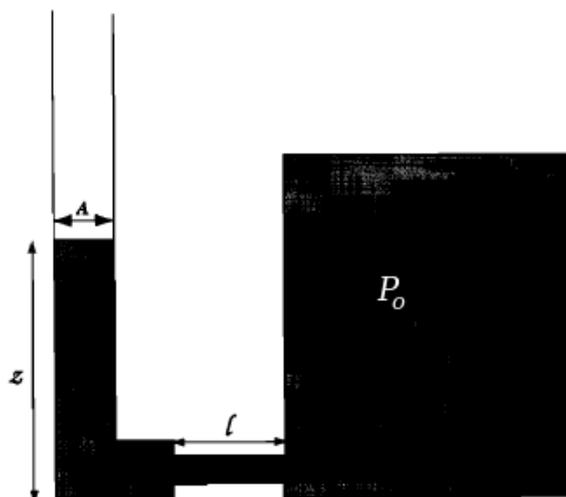


FIG. 2.18: Schéma du modèle de remplissage de Kedar (1996); Kedar et al. (1998). Un réservoir contenant un liquide de densité ρ sous une pression P_o est connecté au conduit vertical du geyser de section A , par l'intermédiaire de n tubes poreux de rayon a et de longueur l .

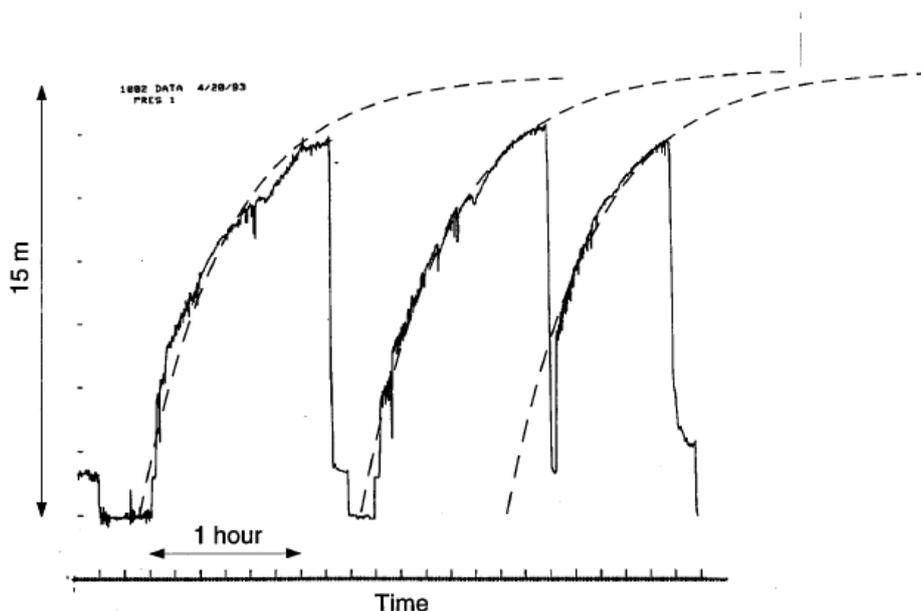


FIG. 2.19: Pression mesurée à OF et courbe de remplissage du conduit (lignes en tirets) d'après le modèle de Kedar (1996), avec un taux de rechargement moyen de 5×10^{-3} m/s.

En 1996, grâce aux mesures de pression enregistrées dans le conduit durant son remplissage, Kedar (1996) en a déduit les variations de niveau d'eau dans le conduit. L'évolution du niveau d'eau au cours du temps correspond à une courbe classique de remplissage d'un réservoir alimenté à sa base par un réseau de tubes poreux (figures 2.18 et 2.19). Ce modèle utilisé par Kedar (1996)¹ est en bonne concordance avec les mesures de pression, et traduit donc le mode de rechargement du conduit d'Old Faithful, avec un taux estimé à 5×10^{-3} m/s en moyenne, sachant que le niveau monte de 20 m en 1 heure dans le conduit. Le taux de remplissage du conduit suit une loi asymptotique, tout comme l'évolution du nombre d'évènements sismiques par minute enregistrés à la surface du geyser (figure 2.20).

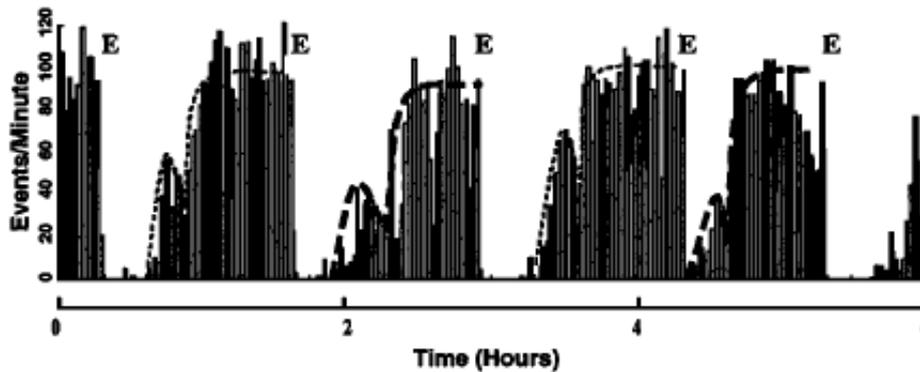


FIG. 2.20: Histogramme du nombre d'évènements sismiques par minute, calculé sur 6 heures d'enregistrement par (Kedar et al., 1998). Les E indiquent le temps d'occurrence des éruptions.

Néanmoins, le taux de vapeur dans le fluide biphasique présent dans le conduit évolue au cours du temps de rechargement, comme le montre l'évolution du front de vaporisation (voir partie 2.4) et le modèle de Kedar (1996) ne prend pas en compte cette évolution de l'état du fluide, ni sa température. Il est à noter que le modèle de Kedar (1996) ne rend pas compte du rechargement par paliers identifié par Kieffer (1984) (figure 2.11). Une géométrie de conduit qui permettrait de satisfaire un tel mode de remplissage se présenterait comme un conduit avec un élargissement à une certaine profondeur, tel que ce qui a été vu par Hutchinson et al. (1997) (figure 2.9). Un tel élargissement de la section du conduit permettrait d'expliquer une montée du niveau de l'eau dans le conduit suivant une loi asymptotique tout en incluant des périodes de plus faible taux d'élévation du niveau de l'eau (figure 2.21, Kedar et al. (1998)).

Les observations in-situ de Hutchinson et al. (1997), ont permis de filmer le niveau de l'eau dans le conduit au cours du cycle et ont confirmé la stabilité de l'eau à 12 m de profondeur dans le conduit, entre 20 et 30 minutes avant le début de l'éruption. C'est une zone avec une capacité de stockage de l'eau plus importante, nécessitant beaucoup plus de temps pour la remplir.

¹Le modèle considéré ici par Kedar (1996) est décrit dans le chapitre 4, partie 4.4.5, page 128. Les équations décrivant un remplissage asymptotique du conduit y sont expliquées.

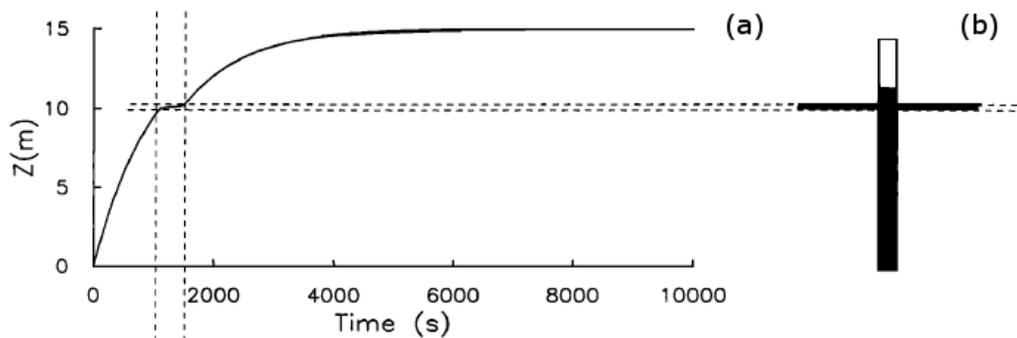


FIG. 2.21: Hauteur du niveau de l'eau (a) pour un conduit (b) avec une section $A_1=1 \text{ m}^2$ s'élargissant en une section $A_2=10 \text{ m}^2$ entre 10 et 10.2 m de profondeur (Kedar et al., 1998).

Les images vidéo ont permis d'identifier plusieurs modes de recharge du conduit, puisqu'on peut observer de l'eau éjectée horizontalement (Hutchinson et al., 1997), indiquant la présence d'une cavité proche déversant de l'eau dans le conduit.

2.5.5 Le signal sismique enregistré à Old Faithful

Grâce au développement de l'instrumentation sismique, les chercheurs ont voulu en savoir plus sur la dynamique des geysers en réalisant des campagnes de mesures sismiques, et non plus en n'étudiant que la fréquence des éruptions. Les premiers enregistrements sismiques réalisés à OF datent de 1965 (Rinehart, 1965). Ayant placé une station sismique à une distance de 20 m de l'ouverture du geyser, il a identifié différentes formes de signaux sismiques générés par l'activité hydrothermale du geyser. D'après le taux d'occurrence de ces différents signaux sismiques, il en a déduit que le caractère bimodal de la distribution des éruptions, expliqué par l'existence de plusieurs cavités par Geis et Rinehart (1966); Geis (1968), se confirme. En effet, en comparant le taux d'occurrence des événements sismiques impulsifs durant une longue et une courte éruption, Rinehart a observé une césure de ce taux lors d'un cycle long, l'associant à la présence d'une seconde cavité se remplissant. Peu après, Nicholls et Rinehart (1967) ont placé une station sismique à différentes distances du geyser, entre 18-24 m, et ont de la même façon justifié que l'évolution du taux d'occurrence d'événements impulsifs au cours du cycle est relié à la structure sous-jacente du geyser.

En 1969, Rinehart a ré-instrumenté le geyser et a voulu étudier à la fois l'évolution de la température dans le conduit et du signal sismique en surface au cours du cycle éruptif d'OF. Une campagne sismique de grande ampleur a eu lieu dans les années 1972 et concernait tout le Parc National de Yellowstone, notamment ses systèmes hydrothermaux (Iyer et Hitchcock, 1974). Durant cette campagne, 84 stations sismiques ont été déployées pendant 48 heures au niveau de tous les sites présentant des geysers ou des mares bouillonnantes dans le parc. La station sismique la plus proche d'OF était installée à 50 m de l'orifice du geyser. Pendant les 48 heures d'enregistrement, environ 40 éruptions se sont produites à OF, et sur les signaux sismiques on peut noter une forte corrélation entre l'amplitude du signal sismique enregistré et les différentes périodes du cycle éruptif

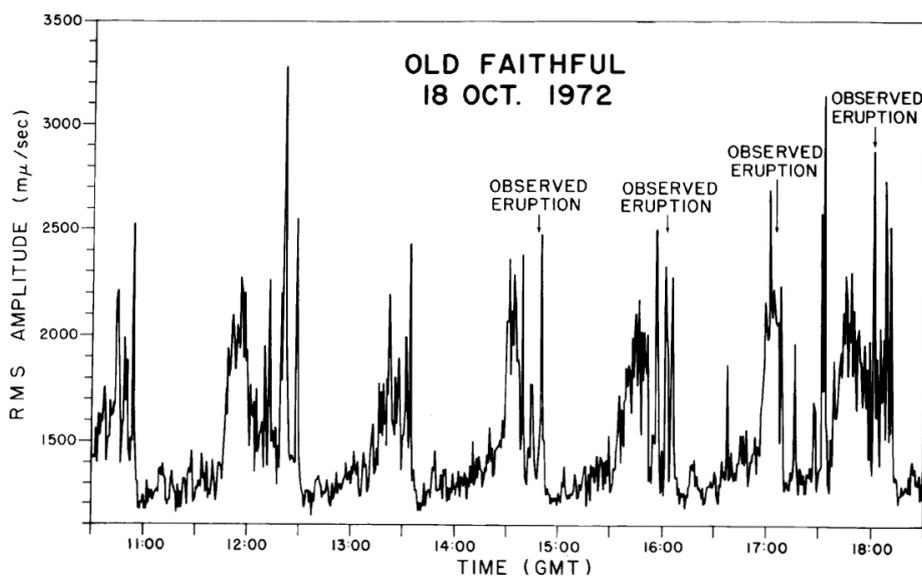


FIG. 2.22: Valeur de RMS de l'amplitude du signal sismique enregistré à environ 50 m d'OF en fonction du temps par Iyer et Hitchcock (1974)

(figure 2.22). En effet, l'amplitude du signal sismique augmente durant la période de rechargement jusqu'à atteindre 3 fois le niveau de bruit enregistré en début de période de remplissage du conduit. De plus, juste après l'éruption, on observe une diminution importante de la valeur de RMS, avant son augmentation progressive durant le rechargement du conduit. Les résultats de ces différentes expériences sont intéressants mais l'instrumentation sismique s'étant améliorée depuis, les résultats récents sont les plus susceptibles de nous en apprendre sur la sismicité d'OF.

En 1984, d'après la sismicité enregistrée en surface, Susan Kieffer a caractérisé le cycle éruptif du geyser en 5 phases et notamment l'évolution du taux de sismicité durant le cycle éruptif (figure 2.23) :

- Phase 1 : L'éruption est associée à un train d'onde haute fréquence ($f \geq 40$ Hz) qui dure entre 1 et 1.5 min. Il ne dure donc pas pendant le temps total de l'éruption et on n'observe aucun signe précurseur de la fin de l'éruption sur les enregistrements sismiques.
- Phase 2 : L'intervalle suivant une longue éruption commence avec une période "sans activité sismique", durant environ 15 minutes. Il faut noter que le niveau sismique détectable dépend de la sensibilité des instruments, qui a bien progressé depuis les mesures de S. Kieffer, et que les expériences suivantes de S. Kedar ont montré l'existence d'une activité sismique de niveau faible dans cette phase du cycle, comme sur les données sur lesquelles j'ai travaillé (voir partie 4.2.2),
- Phase 3 : Une période avec une faible activité sismique s'ensuit, ayant une durée de 20 minutes. Elle est composée de paquets d'ondes dont le taux d'occurrence augmente au cours de la période de rechargement. Ils ont des fréquences entre 10 et 40 Hz, et durent environ 0.3 s. Cette phase se termine par 1 à 2 minutes de diminution progressive

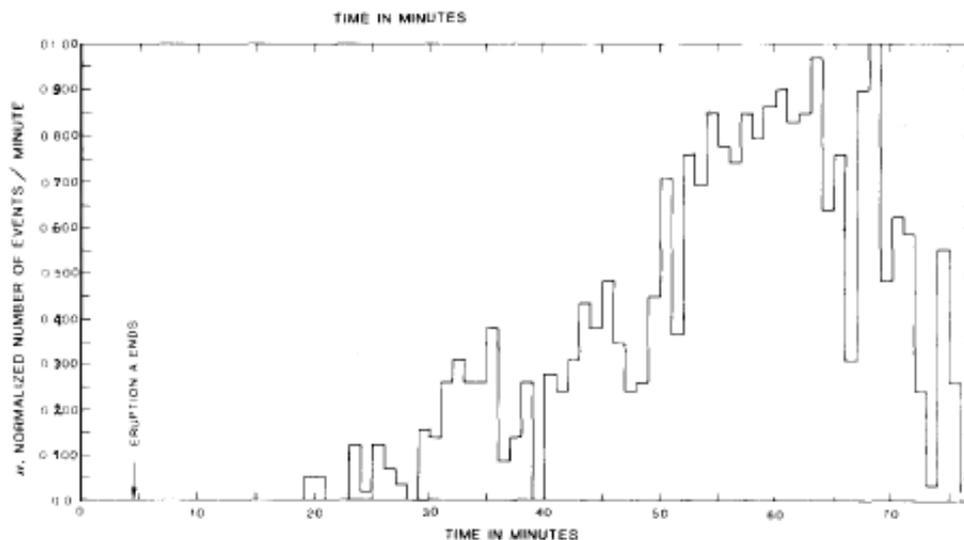


FIG. 2.23: Histogramme du nombre d'évènements sismiques par minute durant une longue éruption d'après Kieffer (1984).

de la sismicité.

Phase 4 : La période de faible activité sismique est suivie par une période au cours de laquelle le taux de récurrence des paquets d'ondes augmente. Elle dure une trentaine de minutes et comme la phase précédente, elle se termine par une diminution du taux de sismicité.

Phase 5 : Durant cette dernière période la sismicité est plutôt faible et erratique. Elle dure entre 5 et 10 minutes et précède l'éruption. Cette dernière commence après quelques minutes de sismicité de faible amplitude appelé "seismic quiet". Cette diminution de l'amplitude sismique peu de temps avant l'éruption peut s'expliquer par une augmentation de l'impédance acoustique entre le fluide biphasique, les parois et le sommet du conduit du fait de l'accumulation de plus en plus de bulles avant l'éruption (Kieffer, 1984).

Entre 1991 et 1994, Sharon Kedar et ses collègues ont effectué plusieurs campagnes de terrain sur le dôme d'Old Faithful. Ils ont ainsi déployé un large réseau sismique composé de géophones verticaux 1 Hz répartis sur la surface du geyser, ainsi que plusieurs sismomètres large-bande trois composantes qui ont enregistré pendant plusieurs heures la sismicité du site. Sur l'enregistrement des capteurs large-bande trois composantes (figure 2.24), on peut observer que juste après l'éruption, l'amplitude du signal sismique est faible pendant environ 20 minutes, puis augmente avant d'atteindre un état stationnaire. Sur les enregistrements sismiques réalisés à la surface du geyser, on n'observe aucun signe précurseur de l'éruption, sauf dans des cas rares (Kedar, 1996). Ces mesures ont confirmé une diminution de l'amplitude des signaux sismiques plusieurs minutes avant l'éruption, et quelquefois une diminution du taux d'évènements (figures 2.23 et 2.20).

En 1994, également munis de capteurs de pression, Sharon Kedar et ses collègues ont enregistré simultanément les variations de pression dans le conduit et l'activité sismique. Ils ont ainsi noté des changements impulsifs de pression suivis environ 0.1 s plus tard par

des impulsions dans le signal sismique (figure 2.25). Ces signaux sont clairement associés à la cavitation (Kedar, 1996; Kedar et al., 1998), un phénomène qui se produit quand une bulle de vapeur rencontre lors de son ascension dans la colonne d'eau du geyser une zone plus froide et donc ayant une pression de vapeur saturante plus faible. La vapeur à l'intérieur de la bulle se condense et la bulle implose, générant une impulsion de pression, ce phénomène correspond à des conditions d'ébullition sous-refroidie (Leet, 1988). Les enregistrements sismiques réalisés à OF sont composés d'une succession de ces signaux impulsifs dont le taux d'occurrence augmente lors du cycle (figures 2.23 et 2.20). Pour déterminer les conditions d'occurrence de la cavitation, plusieurs modèles ont été testés et comparés aux enregistrements de pression (Kedar, 1996; Kedar et al., 1998). Ainsi, le modèle de Rayleigh de cavitation d'une cavité sphérique vide dans un fluide incompressible donne pour les durées de cavitation observées (entre 0.03 - 0.06 s) des tailles de bulles bien supérieures (0.5 m) à celles que l'on peut espérer rencontrer dans le conduit d'OF. En considérant la présence de gaz incondensable dans la bulle, tel que du CO_2 , celui-ci agit comme un amortisseur, de type ressort, lorsque la bulle est compressée sous l'effet des changements de pression extérieure, ce qui permet d'expliquer les oscillations observées dans les signaux d'OF.

Sur les enregistrements de pression, on observe également cet amortissement lors de la cavitation des bulles (figure 2.26). L'équation de Rayleigh-Plesset (Plesset, 1949) permet d'incorporer tous ces phénomènes lors du calcul théorique de la variation temporelle du rayon R d'une bulle lors de sa cavitation. L'équation différentielle en R s'écrit :

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 = \frac{1}{\rho}[P_v + P_{g0}\left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - P_\infty] - \frac{4\nu}{R}\dot{R}, \quad (2.2)$$

avec R le rayon de la bulle [m], ν la viscosité cinématique [m^2/s], ρ la densité du fluide [kg/m^3], P la pression [Pa], et γ la tension de surface [J/m^2]. Si l'on considère que l'eau dans le conduit est à $100^\circ C$, on obtient une viscosité cinématique du fluide ν de $10^{-6}m^2/s$, ce qui résulterait en un terme d'amortissement négligeable, or on observe clairement de l'amortissement sur les enregistrements de pression lors de la cavitation des bulles.

Puisque la viscosité nécessaire pour avoir de l'amortissement est beaucoup plus grande que celle de l'eau, d'autres mécanismes sont à envisager pour expliquer l'amortissement. On définit donc la viscosité effective, ν_e , qui prend en compte outre la viscosité du fluide, la viscosité thermique et acoustique, soit :

$$\nu_e = \nu_l + \nu_a + \nu_t, \quad (2.3)$$

avec ν_l la viscosité du fluide, ν_a la viscosité acoustique et ν_t la viscosité thermique.

Une viscosité effective de $0.04 m^2/s$ est alors nécessaire pour obtenir des rayons de bulles de l'ordre de 5.5 cm comme observés dans le conduit (Hutchinson et al., 1997). En considérant la contribution de la viscosité acoustique dans la viscosité effective, celle-ci n'est toujours pas assez élevée pour expliquer l'important amortissement observé. Ichihara et Nishimura (2011) ont comparé les coefficients d'amortissement dû aux conditions thermique, acoustique, visqueuse et d'évaporation pour une bulle de vapeur. Ils ont ainsi noté qu'un autre effet doit être pris en compte parmi les mécanismes à l'origine de l'amortissement, c'est l'évaporation dont le coefficient d'amortissement domine les autres. Une autre source sismique envisageable est la présence d'un nuage de bulles, plutôt que de bulle

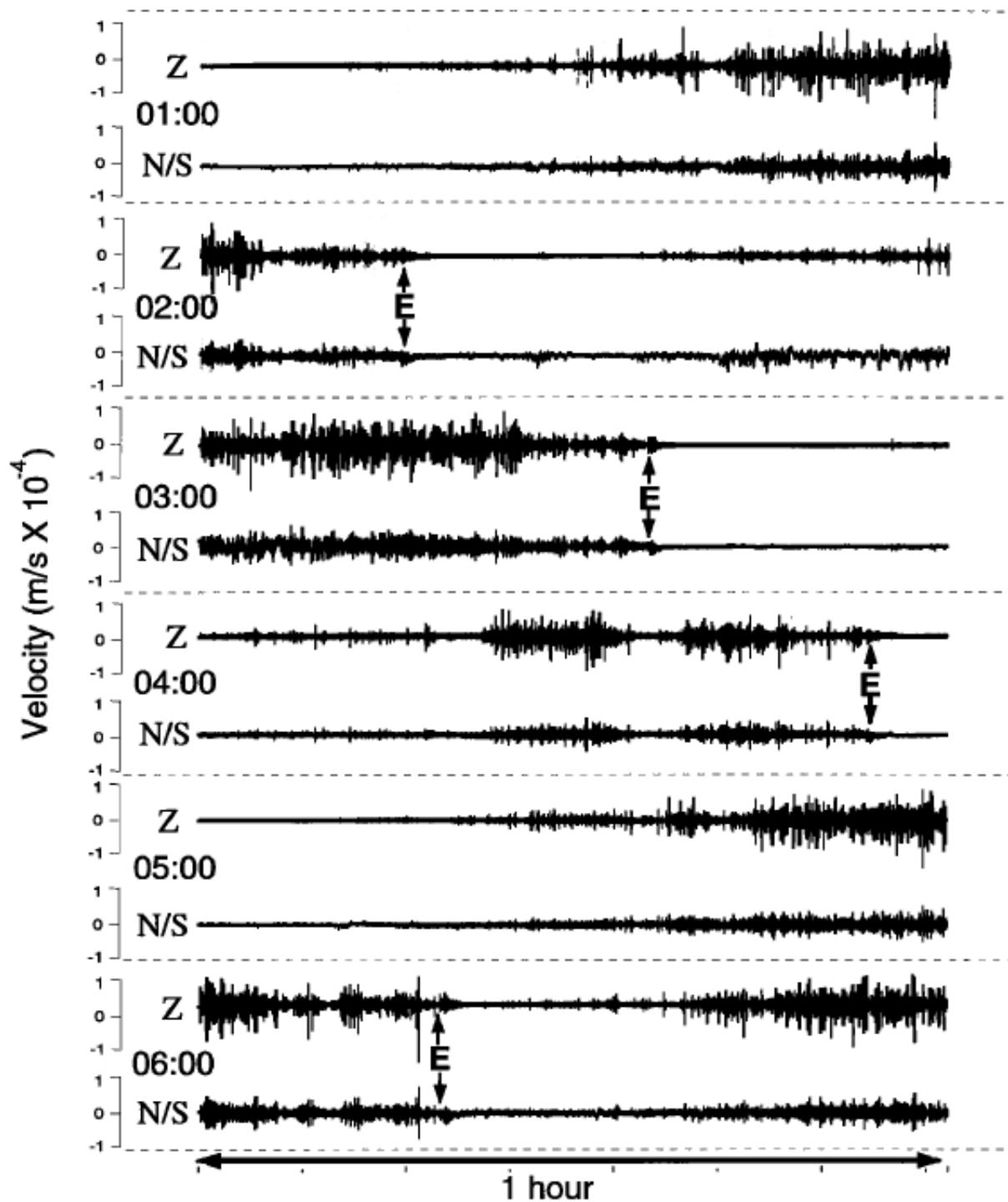


FIG. 2.24: Six heures d'enregistrement sismique sur les composantes verticale et horizontale (N-S) d'une station sismique à Old Faithful (Kedar et al., 1998). Le temps d'occurrence des éruptions est indiqué par un E.

unique, présentant les mêmes oscillations de pression mais avec des échelles de temps de l'ordre de la seconde (Ichihara et Nishimura, 2011).

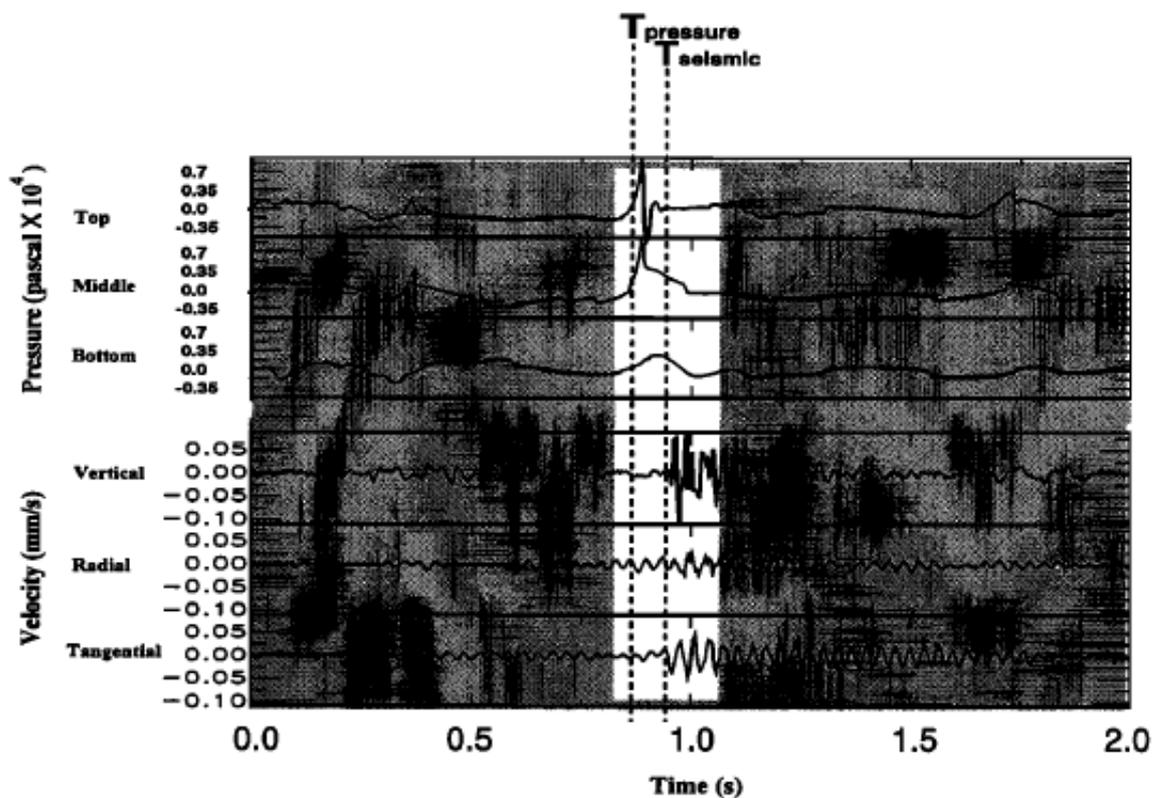


FIG. 2.25: Enregistrement simultané de la pression dans le conduit et des ondes sismiques.

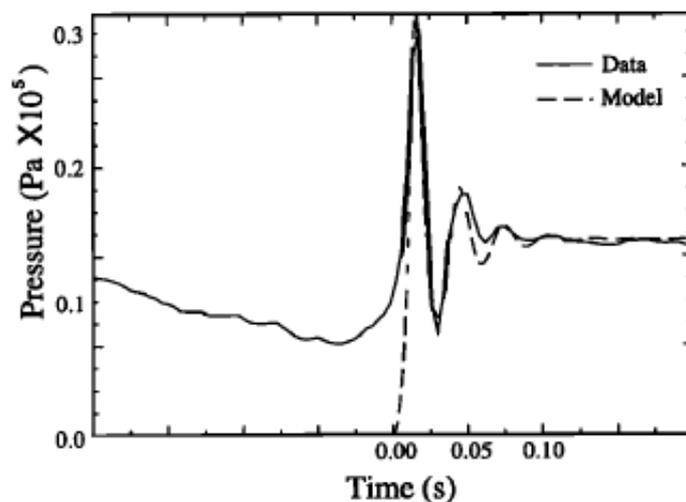


FIG. 2.26: Enregistrement de la pression lors de la cavitation d'une bulle. Le modèle correspond à une bulle de 5.5 cm de diamètre, pour un changement de pression de $\Delta P = 0.3 \times 10^5$ Pa, une pression interne de $P_{g0} = 0.2 \times 10^5$ Pa, et une viscosité de $0.04 \text{ m}^2/\text{s}$.

En étudiant le délai d'enregistrement des impulsions de pression à différentes profondeurs, on pourra noter dans un premier temps que ces impulsions sont d'abord enregis-

trées par les capteurs situés vers le sommet de la colonne d'eau, indiquant que les sources acoustiques se situent à proximité de la surface de l'eau dans le conduit. La vitesse de propagation des ondes estimée à partir de l'arrivée de l'onde de pression sur les capteurs de pression situés à différentes profondeurs est un peu moins de 1500 m/s, soit la vitesse du son dans l'eau sans bulle. Ainsi, l'atténuation acoustique d'une bulle isolée n'est pas un mécanisme pouvant expliquer la forte atténuation observée à OF entre le conduit et le sol lors de la cavitation, mais elle peut plutôt s'expliquer par la présence de réflecteurs. Sachant qu'on observe de la dispersion sur les enregistrements des capteurs de pression réalisés à différentes profondeurs, l'atténuation plus forte à haute fréquence peut s'expliquer par la présence d'un nuage de bulles, zone absorbante et réfléchissante, au sommet de la colonne.

Les signaux sismiques enregistrés par les composantes verticales des capteurs présentent un caractère impulsionnel tandis que les composantes horizontales montrent des signaux plus harmoniques, ressemblant à du trémor. Dans le cas de la superposition d'événements sismiques, les signaux ressemblent encore plus à des enregistrements de trémor. Pour expliquer la conversion d'une impulsion de pression en signal de type tremor, surtout sur les composantes horizontales, la prise en compte d'une couche sédimentaire plus lente en surface a été proposée par S. Kedar (1996a). Du fait de la faible vitesse de propagation des ondes S dans cette couche, celle-ci agit comme un résonateur.

2.6 Conclusion

Le geyser d'Old Faithful est donc le siège de phénomènes hydrothermaux cycliques générant une forte activité acoustique, variable au cours du cycle, qui est générée par des phénomènes de cavitation de bulles de vapeur dans la colonne du geyser. Un des paramètres clé dans le caractère intermittent de ce geyser est la présence d'une constriction à 7 m de profondeur. La constriction permet au fluide diphasique d'être éjecté du conduit au moment de l'éruption. C'est donc un objet naturel qui représente une source acoustique puissante, variable au cours du temps.

C'est son activité que j'ai étudiée dans le cadre de cette thèse, en me focalisant sur les variations temporelles de l'activité et sur la localisation des sources acoustiques. Sachant que l'activité acoustique se produit au sommet de la colonne d'eau du conduit, la localisation des sources sismiques permet de suivre le niveau de la colonne d'eau au cours du temps. Durant la période de rechargement du conduit, je peux alors estimer un taux de remplissage de celui-ci en étudiant les variations de profondeur de la source. En localisant la source au cours du cycle, je peux mieux contraindre la dynamique du geyser, notamment lors du processus de rechargement qui se déroule hors du conduit, et ainsi vérifier ou non la présence d'une seconde cavité (Geis et Rinehart, 1966; Geis, 1968). De plus, la bimodalité de la fréquence des éruptions du geyser qui est identifiée depuis quelques années pourra être expliquée. Les méthodes utilisées pour localiser les sources sismiques sont présentées dans le chapitre 3.

Bibliographie

- Aly, M. et Cochran, E. (2011). Spatio-temporal evolution of Yellowstone deformation between 1992 and 2009 from InSAR and GPS observations. *Bulletin of Volcanology*, pages 1–13.
- Anderson, L. W., Anderegg, J. W., et Lawler, J. E. (1978). Model geysers. *American Journal Science*, 278(5) :725–738.
- Azzalini, A. et Bowman, A. W. (1990). A look at some data on the Old Faithful Geysir. *Journal of the Royal Statistical Society. Series C (Applied Statistics)*, 39(3) :357–365.
- Barth, T. F. W. (1940). Geysir in Iceland. *American Journal Science*, 238(6) :381–407.
- Benz, H. M. et Smith, R. B. (1984). Simultaneous inversion for lateral velocity variations and hypocenters in the Yellowstone region using earthquake and refraction data. *Journal of Geophysical Research*, 89 :1208–1220.
- Birch, F. et Kennedy, G. C. (1972). Notes on geyser temperatures in Iceland and Yellowstone National Park. *Flow and fracture of rocks : American Geophysical Union Geophysical Monograph*, 16 :329–336.
- Bird, P. (2003). An updated digital model of plate boundaries. *Geochemical Geophysics Geosystems*, 4(3).
- Bloss, D. F. et Barth, T. F. W. (1949). Observations on some Yellowstone geysers. *Geological Society of America Bulletin*, 60(5) :861–886.
- Bryan, T. S. (1995). *The Geysers of Yellowstone*. 3rd revised edition.
- Chang, W.-L., Smith, R. B., Farrell, J., et Puskas, C. M. (2010). An extraordinary episode of Yellowstone Caldera uplift, 2004–2010, from GPS and InSAR observations. *Geophysical Research Letters*, 37(23) :L23302.
- Chang, W.-L., Smith, R. B., Wicks, C., Farrell, J. M., et Puskas, C. M. (2007). Accelerated uplift and magmatic intrusion of the Yellowstone Caldera, 2004 to 2006. *Science*, 318(5852) :952–956.
- Channing, A. et Butler, I. B. (2007). Cryogenic opal-a deposition from Yellowstone hot springs. *Earth and Planetary Science Letters*, 257(1-2) :121–131.
- Denby, L. et Pregibon, D. (1987). An example of the use of graphics in regression. *The American Statistician*, 41(1) :33–38.
- Dowden, J., Kapadia, P., Brown, G., et Rymer, H. (1991). Dynamics of a geyser eruption. *Journal of Geophysical Research*, 96 :18059–18071.
- Dvigalo, V. N. et Melekestsev (2009). The geological and geomorphic impact of catastrophic landslides in the Geyser Valley of Kamtchatka : aerial photogrammetry. *Journal of Volcanology and Seismology*, 3(5) :314–325.

- Elkhoury, J. E., Brodsky, E. E., et Agnew, D. C. (2006). Seismic waves increase permeability. *Nature*, 441(7097) :1135–1138.
- Fournier, R. O. (1989). Geochemistry and dynamics of the Yellowstone National Park Hydrothermal System. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 17(1) :13–53.
- Fournier, R. O. (2004). Geochemistry and dynamics of the Yellowstone National Park Hydrothermal System. *Review of article of 1989*.
- Gassmann, F. (1951). Ueber die elastizitaet poroeser medien (version traduite de 1998). *Vier. der Natur. Ges. Zuerich*, 96 :1–23.
- Geis, F. J. (1968). Old Faithful : A physical model. *Science*, 160(3831) :989–990.
- Geis, F. J. et Rinehart, J. S. (1966). Old Faithful. *Science*, 151(3707) :223–224.
- Hills, T. M. et Warthin, A. S. (1942). Experiments in geyser action. *American Journal Science*, 240(7) :512–517.
- Honda, K. et Terada, T. (1906). On the Geyser in Atami, Japan. *Publications of the Earthquake Investigation Committe*, 22 :51–73.
- Hurwitz, S., Kumar, A., Taylor, R., et Heasler, H. (2008). Climate-induced variations of geyser periodicity in Yellowstone National Park, USA. *Geology*, 36(6) :451–454.
- Husen, S., Smith, R. B., et Waite, G. P. (2004a). Evidence for gas and magmatic sources beneath the Yellowstone Volcanic Field from seismic tomographic imaging. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 131(3-4) :397–410.
- Husen, S., Taylor, R., Smith, R. B., et Heasler, H. (2004b). Changes in geyser eruption behavior and remotely triggered seismicity in Yellowstone National Park produced by the 2002 m 7.9 Denali Fault earthquake, Alaska. *Geology*, 32(6) :537 – 540.
- Husen, S., Wiemer, S., et Smith, R. B. (2004c). Remotely triggered seismicity in the Yellowstone National Park Region by the 2002 Mw 7.9 Denali Fault earthquake, Alaska. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 94(6B) :S317–331.
- Hutchinson, R. A. (1985). Hydrothermal changes in the Upper Geyser Basin, Yellowstone National Park, after the 1983 Borah Peak, Idaho earthquake. *U. S. Geol. Surv. OpenFile Rep.*, 85-290-A :612–624.
- Hutchinson, R. A., Westphal, J. A., et Kieffer, S. W. (1997). In situ observations of Old Faithful Geyser. *Geology*, 25(10) :875–878.
- Ichihara, M. et Nishimura, T. (2011). *Pressure Impulses Generated by Bubbles Interacting with Ambient Perturbation*. Springer New York.
- Ingebritsen, S. E. et Rojstaczer, S. A. (1993). Controls on geyser periodicity. *Science*, 262(5135) :889–892.
- Ingebritsen, S. E. et Rojstaczer, S. A. (1996). Geyser periodicity and the response of geysers to deformation. *Journal of Geophysical Research*, 101 :21891–21905.

- Iyer, H. M. et Hitchcock, T. (1974). Seismic noise measurements in Yellowstone National Park. *Geophysics*, 39(4) :389–400.
- Kedar, S. (1996). *The origin of harmonic tremor at Old Faithful*. PhD thesis, Caltech.
- Kedar, S., Kanamori, H., et Sturtevant, B. (1998). Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geysers. *Journal of Geophysical Research*, 103 :24,283–24,299.
- Kieffer, S. (1989). Geologic nozzles. *Review of Geophysics*, 27(1) :3–58.
- Kieffer, S. W. (1984). Seismicity at Old Faithful Geysers : an isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 22(1-2) :59–95.
- Kirk, R. L. (1990). Thermal models of insolation-driven nitrogen geysers on Triton. In *Abstracts of the Lunar and Planetary Science Conference*, volume 21, page 663.
- Leet, R. C. (1988). Saturated and subcooled hydrothermal boiling in groundwater flow channels as a source of harmonic tremor. *Journal of Geophysical Research*, 93 :4835–4849.
- Lehman, J. A., Smith, R. B., Schilly, M. M., et Braile, L. W. (1982). Upper crustal structure of the Yellowstone Caldera from seismic delay time analyses and gravity correlations. *Journal of Geophysical Research*, 87(B4) :2713–2730.
- Locke, W. W. et Meyer, G. A. (1994). A 12,000-year record of vertical deformation across the Yellowstone Caldera margin : The shorelines of Yellowstone Lake. *Journal of Geophysical Research*, 99(B10) :20079–20094.
- Lorenz, R. D. (2002). Thermodynamics of geysers : Application to Titan. *Icarus*, 156(1) :176–183.
- Lowenstern, J. B. et Hurwitz, S. (2008). Monitoring a supervolcano in repose : Heat and volatile flux at the Yellowstone Caldera. *Elements*, 4(1) :35–40.
- Lu, X., Watson, A., Gorin, A. V., et Deans, J. (2005). Measurements in a low temperature CO₂-driven geysering well, viewed in relation to natural geysers. *Geothermics*, 34(4) :389–410.
- Lu, X., Watson, A., Gorin, A. V., et Deans, J. (2006). Experimental investigation and numerical modelling of transient two-phase flow in a geysering geothermal well. *Geothermics*, 35(4) :409 – 427.
- Manga, M. et Brodsky, E. (2006). Seismic triggering of eruptions in the far field : Volcanoes and Geysers. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 34(1) :263–291.
- Meyer, G. A. (2001). Recent large-magnitude floods and their impact on valley-floor environments of northeastern Yellowstone. *Geomorphology*, 40(3-4) :271–290.
- Miller, D. S. et Smith, R. B. (1999). P and S velocity structure of the Yellowstone Volcanic Field from local earthquake and controlled-source tomography. *Journal of Geophysical Research*, 104(B7) :15105–15121.

- Muffler, L. J. P., White, D. E., et Truesdell, A. H. (1971). Hydrothermal explosion craters in Yellowstone National Park. *Geological Society of America Bulletin*, 82(3) :723–740.
- Nicholl, M. J., Wheatcraft, S. W., Tyler, S. W., et Berkowitz, B. (1994). Is Old Faithful a strange attractor? *Journal of Geophysical Research*, 99(B3) :4495–4503.
- Nicholls, H. R. et Rinehart, J. S. (1967). Geophysical study of geyser action in Yellowstone National Park. *Journal of Geophysical Research*, 72(18) :4651–4663.
- Perkins, M. E. et Nash, B. P. (2002). Explosive silicic volcanism of the Yellowstone hotspot : The ash fall tuff record. *Geological Society of America Bulletin*, 114(3) :367–381.
- Pierce, K. L., Cannon, K. P., Meyer, G. A., et Trebesh, M. J. (2007). Post-glacial inflation-deflation cycles, tilting, and faulting in the Yellowstone Caldera based on Yellowstone Lake shorelines. Professional Paper 1717, USGS.
- Plesset, M. S. (1949). The dynamics of cavitation bubbles. *ASME J. Appl. Mech.*, (16) :228–231.
- Rinehart, J. (1969). Old Faithful Geyser performance 1870 through 1966. *Bulletin of Volcanology*, 33(1) :153–163.
- Rinehart, J. (1980). *Geysers and geothermal energy*. Springer-Verlag, New York.
- Rinehart, J. S. (1965). Earth tremors generated by Old Faithful Geyser. *Science*, 150 :494–496.
- Rinehart, J. S. (1969a). Thermal and seismic indications of Old Faithful Geyser's inner workings. *Journal of geophysical research*, 74 :566–573.
- Rinehart, J. S. (1972). Fluctuations in geyser activity caused by variations in earth tidal forces, barometric pressure, and tectonic stresses. *Journal of Geophysical Research*, 77(2) :342–350.
- Rinehart, J. S. (1972a). Reply. *Journal of Geophys. Res.*, 77(29) :5830–5831.
- Rojstaczer, S., Galloway, D. L., Ingebritsen, S. E., et Rubin, D. M. (2003). Variability in geyser eruptive timing and its causes : Yellowstone National Park. *Geophysical Research Letters*, 30.
- Silver, P. G. et Valette-Silver, N. J. (1992). Detection of hydrothermal precursors to large Northern California earthquakes. *Science*, 257(5075) :1363–1368.
- Steinberg, G. S., Merzhanov, A. G., Steinberg, A. S., et Rasina, A. A. (1982). Geyser process : its theory, modelling, and field experiment Part 3 : On metastability of water in geysers. *Modern geology*, 8 :75–78.
- Steinberg, G. S., Merzhanov, A. G., Steinberg, A. S., et Rasina, A. A. (1982a). Geyser process : its theory, modelling, and field experiment Part 4 : On seismic influence on geyser regime. *Modern geology*, 8 :78–86.

- Steingisser, A. et Marcus, W. A. (2009). Humans impact on geyser basins. *Yellowstone science*, 17(1) :7–18.
- Vasco, D. W., Puskas, C. M., Smith, R. B., et Meertens, C. M. (2007). Crustal deformation and source models of the Yellowstone volcanic field from geodetic data. *Journal of Geophysical Research*, 112(B7) :B07402.
- Waite, G. P. et Smith, R. B. (2002). Seismic evidence for fluid migration accompanying subsidence of the Yellowstone Caldera. *Journal of Geophysical Research*, 107(B9) :2177–2192.
- Walthman, T. (2001). A guide to the volcanoes of southern Kamchatka, Russia. *Proceedings of the Geologists' Association*, 112 :67–78.
- White, D. E. (1967). Some principles of geyser activity, mainly from Steamboat Springs, Nevada. *American Journal Science*, 265(8) :641–684.
- White, D. E. et Marler, G. D. (1972). Comments on paper by John S. Rinehart, "Fluctuations in geyser activity caused by earth tidal forces, barometric pressure, and tectonic stresses". *Journal of Geophys. Res.*, 77(29) :5825–5829.
- Wicks, C., Thatcher, W., et Dzurisin, D. (1998). Migration of fluids beneath Yellowstone Caldera inferred from satellite radar interferometry. *Science*, 282 :458–462.
- Wicks, C. W., Thatcher, W., Dzurisin, D., et Svarc, J. (2006). Uplift, thermal unrest and magma intrusion at Yellowstone Caldera. *Nature*, 440(7080) :72–75.
- Zielinski, S. (2007). In brief : Valley's Geysers begin to reappear after landslide. *Eos Trans. AGU*, 88(26) :270.

Méthodes de localisation des sources sismiques

3.1 Introduction

Il existe un grand nombre de méthodes développées en sismologie pour déterminer la localisation de la source des signaux sismiques enregistrés par des capteurs. Chaque méthode fut développée pour exploiter au mieux les données enregistrées lors de mesures sismiques. Après une présentation des méthodes classiquement utilisées en volcanologie, le chapitre décrira les méthodes choisies pour étudier les signaux sismiques enregistrés sur le site d'Old Faithful.

3.2 Méthodologie classique

En sismologie volcanique la localisation d'évènements sismiques est classiquement réalisée après avoir classifié et identifié différents types d'évènements, tels que les Volcano-Tectoniques (VT), les Longues Périodes (LP), les Très Longues Périodes (VLT) ou le tremor volcanique. En effet, chacun de ces différents signaux est relié à différents mécanismes de l'éruption volcanique ou de l'activité du volcan. Une fois les évènements classifiés par type, ils sont ensuite classés en famille selon leur degré de ressemblance. Les signaux sismiques très similaires forment des multiplets et peuvent être localisés et/ou relocalisés un à un avec une grande précision (Got et al., 1994; Battaglia et al., 2003a).

Cependant, lorsque le taux de sismicité est important et/ou que la durée d'enregistrement est très longue, on peut être confronté à des calculs qui peuvent durer plusieurs semaines, voire quelques mois, avant de pouvoir localiser tous ces évènements sismiques. De plus, la détection de ces évènements et le pointé des temps d'arrivée peut s'avérer ambiguë dans certains cas, voire impossible si les premières arrivées ne sont pas bien distinctes. Par exemple, lorsque les évènements ont lieu à des instants proches, les traces sismiques se chevauchent, ne permettant pas de bien séparer les temps d'occurrence de ces évènements. Si l'ouverture du réseau est grande, pour les capteurs sismiques éloignés de la source, on perdra le caractère impulsionnel des évènements, selon l'atténuation et la dispersion des ondes dans le milieu, limitant également le pointé des premières arrivées des signaux sismiques. Les enregistrements sismiques réalisés à OF sont composés de

signaux impulsionnels correspondant à la cavitation de bulle, avec un taux d'occurrence des événements sismiques pouvant aller jusqu'à 90 événements par minute (voir partie 2.5.5). Les arrivées d'une seule onde pourront être pointées sur les enregistrements sismiques, mais le caractère impulsionnel des signaux est très vite atténué pour des stations sismiques éloignées de l'orifice du geyser (voir partie 4.2.2), ne permettant pas l'utilisation de méthode se basant sur les pointés des premières arrivées.

Il existe alors plusieurs méthodes de localisation, lorsqu'on utilise des réseaux sismiques disposés en antennes, qui ont été développées afin de localiser les événements sismiques sans utiliser le pointé des premières arrivées. On pourra classer ces méthodes en deux catégories selon leur domaine de calcul : les méthodes appliquées dans le domaine temporel et celles dans le domaine fréquentiel. Dans chacune de ces méthodes, on pourra ou non travailler sur des signaux sismiques caractéristiques, de type impulsif, en considérant généralement des petites fenêtres de temps.

3.2.1 Méthodes utilisées dans le domaine temporel

Les méthodes utilisées dans le domaine temporel sont basées sur la détermination du vecteur lenteur (et des décalages temporels entre les différents capteurs du réseau) pour lequel la cohérence spatiale à travers le réseau est maximale.

Une des méthodes qui a été la plus utilisée pour localiser des événements sismo-volcanique est la méthode de semblance proposée par [Neidell et Taner \(1971\)](#). Cette technique se base sur la mesure de la ressemblance entre les signaux sismiques enregistrés par les capteurs du réseau, une fois que l'on décale temporellement les signaux de retards associés à la position d'une source sismique virtuelle dans le milieu. Lorsque les retards sont associés à une position de source proche de celle à l'origine des enregistrements sismiques, la cohérence est maximale. L'utilisation de cette méthode en contexte volcanique ([Furumoto et al., 1990](#); [Kawakatsu et al., 2000](#); [Almendros et al., 2002](#)) a permis de déterminer les régions d'activités sismo-volcaniques et de séparer spatialement plusieurs sources, en considérant des ondes planes ou sphériques. Un des inconvénients de cette méthode est le temps de calcul lié à l'espace de recherche à explorer pour retrouver la position de la (ou des) source(s) sismique(s), ainsi que les a priori sur le modèle de vitesse.

La méthode d'intercorrélation, ou "Zero-lag cross-correlation", est similaire à la méthode de semblance, sauf qu'elle ne considère que des ondes planes. En effet, pour différentes vitesses apparentes on calcule les décalages temporels théoriques entre deux stations et on décale temporellement les signaux de ces décalages. Pour cette paire de stations on détermine alors le coefficient de corrélation des signaux décalés et l'on procède ainsi pour toutes les paires possibles du réseau. On somme ensuite les coefficients déterminés pour toutes les différentes paires de stations du réseau. La vitesse apparente du milieu est celle qui maximise ce coefficient de corrélation et à partir de laquelle on détermine le backazimuth associé à la position de la source sismique. Cette méthode a été initialement présentée par [Frankel et al. \(1991\)](#) pour localiser des séismes et fut reprise par [Del Pezzo et al. \(1997\)](#) et [Saccorotti et Del Pezzo \(2000\)](#) en contexte volcanique où l'un des problèmes reportés concerne son inefficacité en milieu dispersif et la difficulté à bien déterminer la vitesse apparente dans ce cas là. De plus, si plusieurs sources émettent en même temps,

on ne pourra pas les dissocier.

Pour des signaux dont les premières arrivées ne sont pas clairement identifiables, comme des LP par exemple, les décalages temporels entre les signaux peuvent être déterminés en utilisant la corrélation entre les signaux enregistrés par les capteurs sismiques sur des petites fenêtres de signal. Pour retrouver les localisations de l'origine de ces signaux, on compare les délais mesurés avec la corrélation à des délais théoriques calculés pour différentes positions de sources, en considérant des ondes sphériques (De Barros et al., 2009). La position de la source à l'origine de chacun des événements est alors celle pour laquelle la différence entre les retards théoriques et les retards mesurés est minimale. Un des problèmes rencontrés avec cette technique est le saut de période parfois observé lors du calcul de la corrélation, entraînant une erreur sur les retards temporels. De Barros et al. (2009) proposent ainsi de procéder à une première localisation de tous les événements sismo-volcaniques au Mont Etna puis de localiser de nouveau une à une les sources sismiques en se basant sur la position moyenne des sources obtenues avec la première localisation. Le modèle de vitesse utilisé se base sur une vitesse homogène du milieu introduisant des erreurs sur la position de la source en profondeur plus importante que les erreurs sur les coordonnées (x,y), mais on peut envisager de considérer des modèles de vitesse plus complexes.

En se basant sur d'autres propriétés des signaux enregistrés par les capteurs sismiques, comme par exemple leurs amplitudes, on peut également estimer la position de la source sismique.

En effet, on peut estimer une localisation de la source en utilisant une loi de décroissance de l'amplitude de l'onde sismique en fonction de la distance à la source. Celle-ci est calculée spatialement pour une position de source donnée que l'on compare aux enregistrements sismiques. La loi de décroissance de l'amplitude peut être adaptée selon le type d'ondes observées (ondes de surface ou de volume). Cette méthode a été utilisée avec succès sur plusieurs volcans (Battaglia et Aki, 2003; Battaglia et al., 2003a). Néanmoins, cette technique nécessite de corriger les amplitudes des signaux des éventuels effets de sites en utilisant la coda d'enregistrements de séismes par les capteurs du réseau (Aki et Ferrazzini, 2000). De plus, l'amplitude du champ sera affectée par des hétérogénéités locales, comme celles que l'on trouve sous les sommets de volcans. Du fait de la nécessité de corriger les amplitudes des enregistrements sismiques des effets de sites, cette méthode ne pourra pas être utilisée pour des campagnes de terrain de quelques heures à quelques jours, si aucun tremblement de terre ne se produit durant ce laps de temps (Battaglia et al., 2005). Plus récemment Kumagai et al. (2009) ont inclus la possibilité de considérer une fonction temporelle de la source représentant la variation temporelle de celle-ci dans le calcul de la décroissance de l'amplitude sismique.

Avec la même approche, Taisne et al. (2011) propose de suivre l'évolution du magma avant une éruption, soit la propagation du dyke, en étudiant l'évolution de l'amplitude des signaux sismiques enregistrés à la surface du volcan. Pour pouvoir déterminer la position de la source des signaux sismiques il propose d'inverser le rapport des amplitudes entre deux stations sur des fenêtres d'enregistrements, au lieu de le faire sur des événements

distincts. Cette méthode a l'avantage de pouvoir être utilisée dans le cas où l'on ne peut pas identifier correctement l'arrivée des ondes P et S mais peut se révéler inefficace si les signaux générés par la propagation du dyke sont mixés avec d'autres signaux, tels que ceux associés à des éboulements ou des séismes distants. Par ailleurs, cette technique requiert également de devoir corriger les amplitudes des signaux sismiques par les effets de sites éventuels.

Plus récemment les techniques suggérées proposent d'utiliser l'amplitude et la phase du signal sismique via une technique de rétropropagation appelée retournement temporel.

Dans ce cas, les récepteurs sont considérés comme des sources virtuelles, du fait que l'on retourne littéralement le signal sismique. Les signaux retournés, appelés "adjoint sources", sont ensuite utilisés dans un modèle de propagation des ondes reprenant un volume en 3-dimensions qui représente le milieu de propagation du site étudié. Les signaux vont alors se focaliser à la source, au moment où tous les signaux convergent. La méthode se base sur le principe de réciprocité entre la source et le capteur pour les fonctions de Green et de l'invariance temporelle des ondes élastiques, s'expliquant par la symétrie de l'équation des ondes. Les premières applications de cette technique concernaient essentiellement l'imagerie biomédicale (Fink et al., 2003) avant d'être utilisées en sismologie pour localiser la source de séismes (Larmat et al., 2006) ou pour d'autres applications géophysique (Larmat et al., 2008, 2010). Par ailleurs, pour pouvoir correctement utiliser cette méthode en contexte volcanique, la densité de capteurs sur le volcan doit être importante afin d'enregistrer correctement la complexité du champ d'onde du milieu. Ainsi la première application de cette méthode en domaine volcanique fut faite avec des signaux synthétiques (Lokmer et al., 2009) avant d'être appliquée aux enregistrements de LP au Mont Etna en Italie (O'Brien et al., 2011). Un des gros problèmes inhérent à cette méthode est le cas où la source est superficielle et où du coup l'interaction entre les ondes de surface et les ondes de volume peut masquer la localisation de la source. En effet, les ondes de surface ne sont pas faciles à imager et pour pallier à cette lacune, cette technique se focalise sur l'étude de la propagation des ondes de volume. Pour cela, les fenêtres de signal utilisées lors du retournement temporel sont focalisées sur ces ondes de volume mais cette étape est délicate et des ondes de surface peuvent persister. Le modèle de propagation des ondes ne prenant alors en compte que les ondes de volume, des erreurs peuvent être présentes à cause des ondes de surface. Il y a ainsi trois choses qui dégradent le résultat que l'on peut obtenir avec cette technique : un modèle de vitesse incorrect, une source superficielle et une distribution irrégulière des stations. Néanmoins, la méthode a l'avantage de pouvoir déterminer la position de la source, son étendue, sa géométrie et le mécanisme à la source. De plus, elle n'est pas affectée par la diffusion du champ d'onde à cause de la topographie, l'entrelacement des ondes P et S, et/ou des grandes variations liées à la dépendance spatiale du spectre dans la composante du champ proche. Ainsi, une très grande connaissance du milieu est nécessaire. De plus, si plusieurs sources sont présentes dans le milieu, on peut utiliser la décomposition en valeurs singulières pour les séparer (Fink et al., 2003).

3.2.2 Méthodes utilisées dans le domaine fréquentiel

Ces méthodes reposent sur la minimisation des résidus entre des déphasages théoriques calculés pour une onde se propageant à travers le réseau et les déphasages mesurés sur les différents capteurs du réseau.

La propagation d'une onde plane à travers un réseau est caractérisée par une fonction de densité spectrale dans le domaine fréquence-nombre d'onde (FK). Cette fonction représente la puissance du signal enregistrée sur une antenne de capteurs sismiques en fonction de la fréquence et du vecteur vitesse (ou lenteur) de l'onde. En calculant pour chaque fréquence l'énergie du signal pour tous les azimuts et toutes les vitesses d'une grille de recherche pour différents nombres d'onde que l'on compare à un modèle théorique, on peut retrouver la position de la source et la vitesse de propagation des ondes. On pourra ainsi comparer le FK à du beamforming mais dont le calcul se fait dans un espace différent, le beamforming étant déterminé dans le domaine fréquentiel. [Capon \(1969\)](#) a proposé une méthode dite de Haute Résolution du F-K, le HR Frequency-Wavenumber, afin de mesurer cette fonction de densité spectrale de manière adaptative. En effet, la méthode HRFK, comparée au FK classique, inclut des poids donnés à chaque capteur permettant de minimiser l'énergie portée par des nombres d'ondes différents et de maximiser l'énergie à la fréquence de travail, permettant d'éviter la formation de lobes secondaires. Cette approche permet de mieux séparer deux ondes se propageant à des nombres d'ondes proches. On appelle également cette technique "maximum likelihood". Une autre façon de déterminer le FK, plus "conventionnelle", se base sur le beamforming ([Lacoss et al., 1969](#)).

Le beamforming, nommé également analyse en réseau, est une méthode communément utilisée pour la localisation de sources sismiques lors de l'emploi d'un réseau de capteurs. Elle consiste à déterminer la position de la source sismique en sommant les ondes sismiques qui sont déphasées à partir de décalages calculés pour une position de source testée et une vitesse de propagation des ondes, en considérant des ondes planes. Lorsque les ondes sont en phase, la somme des ondes est maximale et la position de la source est retrouvée, ainsi que la vitesse de propagation des ondes. Cette technique fut développée à partir de la Seconde Guerre Mondiale pour localiser des sous-marins en mer ([Chen et al., 2002](#)) et est couramment employée en robotique ([Argentieri, 2006](#)) et en acoustique sous-marine. Un des gros inconvénients est le temps de calcul nécessaire pour exploiter l'espace de recherche dans lequel on veut localiser la source.

La méthode MUSIC (MUltiple SIgnal Characterization) développée par [Schmidt \(1986\)](#) et [Goldstein et Archuleta \(1987\)](#) est basée sur la décomposition en valeurs singulières du champ d'onde enregistré par les stations sismiques du réseau. Pour cela, MUSIC utilise les vecteurs propres du sous-espace bruit du champ d'onde mesuré sur lesquels on projette des vecteurs sources théoriques associés à différents angles d'incidence et d'azimut pour une certaine vitesse. Lorsque la projection du vecteur source théorique sur le sous-espace bruit est minimale, on a retrouvé les angles d'incidence et d'azimut associé à la source. Comme Capon, une des limitations de cette méthode est la connaissance du modèle de vitesse, le rapport signal à bruit des données et la considération d'onde plane. Elle s'applique à des signaux non-stationnaires et permet d'identifier différentes sources. Sa limite est liée au nombre de capteurs qui composent le réseau. En effet, si le nombre de capteurs est

inférieur au nombre de sources, on ne pourra extraire que les sources les plus énergétiques. Les études récentes comprennent l'intégration des 3 composantes d'enregistrements des capteurs sismiques afin d'intégrer la polarisation des ondes (Miron et al., 2005; Inza et al., 2011). À partir de MUSIC, on peut également mesurer le vecteur lenteur associé aux enregistrements sismiques pour déterminer la localisation de la source en utilisant des lois de probabilité (Almendros et al., 2001).

Pour pouvoir déterminer le vecteur lenteur, Métaxian et al. (2002) quant à eux mesurent les déphasages entre les signaux enregistrés par paires de capteurs en calculant la phase de l'interspectre afin d'inverser le vecteur lenteur et d'en déduire le backazimuth. La Rocca et al. (2010) comparent le vecteur lenteur mesuré à un vecteur lenteur théorique pour retrouver la position de la source.

Sans se baser sur les déphasages mesurés entre les stations, des méthodes plus récentes proposent d'étudier les mécanismes au foyer des sources afin de retrouver leurs positions.

Ainsi, en inversant le tenseur des moments des signaux enregistrés en surface, on pourra non seulement obtenir des informations sur le type de mécanismes à l'origine de la source, mais on pourra également localiser la source. Pour cela on doit considérer le type de mécanisme à l'origine de la source sismique et sa géométrie, créer des synthétiques correspondant et les comparer aux signaux de surface en les inversant (Lokmer et al., 2007; Davi et al., 2010). Les erreurs sur la localisation viennent alors du modèle de vitesse utilisé et/ou des à priori sur les mécanismes générant la source (i.e. ouverture de fracture, glissement,...).

La comparaison des résultats de localisations d'évènements sismiques sur le Mont Etna par O'Brien et al. (2011) obtenus en utilisant le renversement temporel, l'inter-corrélation et l'inversion du moment des tenseurs a permis de montrer que, pour les longueurs d'onde considérées dans ce cas d'étude, ces trois méthodes donnent des positions de source très proches. Les différences que l'on peut observer sont liées à l'anisotropie de la source que l'on ne prend pas en compte ou de l'amortissement proche de la surface de l'édifice.

3.2.3 Perspectives

Dans le cadre de campagnes de mesures de quelques jours impliquant plusieurs dizaines de capteurs, avec une source en profondeur, de l'ordre de quelques longueurs d'onde, et des signaux de type bruit (figure 3.1), une nouvelle méthode peut être proposée. La méthode du Matched Field Processing est une technique dérivée du beamforming provenant de l'acoustique sous-marine. C'est une méthode qui est encore très peu utilisée en sismologie et qui permet d'utiliser les signaux enregistrés sur un large réseau de capteurs, sans avoir à travailler sur des signaux sismiques particuliers, tels que les LP. Ainsi, elle permet de travailler sur des signaux de bruit ambiant et tous types d'autres signaux, et ceci de façon automatique. En effet, aucun pointé des signaux n'est nécessaire. Pour améliorer le rapport signal à bruit des données, on va également pouvoir sommer les signaux puisque la méthode se focalise sur l'étude de la phase, dans la mesure où la source n'a pas bougé

durant les enregistrements utilisés. Dans le cas de sources large bande, type bruit, on pourra choisir la bande dans laquelle on souhaite travailler et on pourra alors se placer à plus basse fréquence, permettant de considérer une propagation simplifiée des ondes, de type sphérique. La description de cette méthode est faite dans la prochaine partie de ce chapitre.

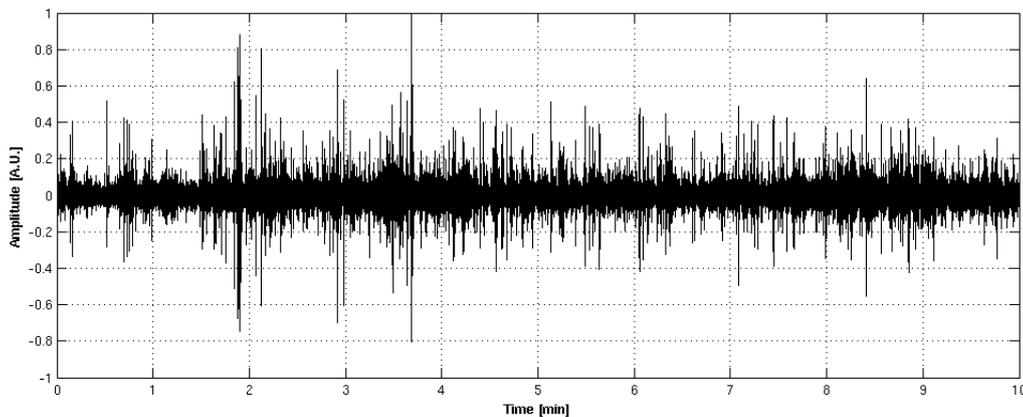


FIG. 3.1: Dix minutes d'enregistrement effectués sur OF.

3.3 Présentation des méthodes : le Matched Field Processing (MFP)

3.3.1 Généralités sur le MFP

Le *Matched Field Processing*, ou *MFP*, est une technique couramment employée en l'acoustique sous-marine. C'est une analyse dite en réseau que l'on appelle également du "beamforming". Le MFP est en fait la généralisation en trois dimensions du beamforming et l'on retrouve différentes expressions de celui-ci (Baggeroer et al. (1988, 1993) et voir parties 3.3.3, 3.3.4, et 3.3.5). Bucker (1976) est le premier à avoir énoncé la méthode de Matched Field et donc proposé de comparer un champ enregistré à un champ théorique afin de retrouver la position de la source du champ enregistré. Cette méthode est souvent utilisée pour suivre des mammifères, comme les baleines bleues, dans les océans grâce à leurs vocalises (Thode et al., 2000), à identifier les couches sédimentaires des fonds marins (Siderius et al., 2006, 2010), à détecter des sous-marins, ou encore plus récemment à étudier des zones hydrothermales (Gouédard, 2008; Legaz, 2009; Legaz et al., 2009; Vandemeulebrouck et al., 2010), mais également de déterminer une tomographie sismique du milieu (Tolstoy et al., 1991). Le MFP a prouvé son utilité pour retrouver numériquement la position d'une force appliquée sur une barre, même dans le cas où la barre est sous contrainte, supportée par des ressorts (Kuperman et Turek, 1997). Le MFP a été utilisé sur des signaux sismiques de différentes natures et testé sur des données de sismique marine dans le Canyon d'Hudson (Carey et al., 1995), afin de comparer les différents algorithmes de cette méthode et leurs limites (Michalopoulou et Porter, 1996; Debever et

Kuperman, 2007).

Dans le cas des mammifères marins, cette technique permet de comprendre leur physiologie et leur comportement, grâce à des méthodes sismiques passives, inoffensives pour eux. Dans le cas de l'étude des fonds marins, on peut retrouver la stratification des couches formant les fonds sous-marins en utilisant le MFP, soit en prenant des enregistrements de type SONAR ou des enregistrements de bruit océanique ambiant. Une technique développée récemment utilise l'inter-corrélation entre le bruit provenant de la surface de l'océan et son écho avec le fond marin (Siderius et al., 2006, 2010). L'intérêt de mener ces études passives en mer est pour la protection animale. En effet, plusieurs observations ont démontré que durant l'utilisation de SONAR, plusieurs baleines ont été affectées et retrouvées échouées sur les côtes proches des essais (Simmonds et Lopez-Jurado, 1991; Frantzi, 1998; Parsons et al., 2008). Les effets sur les baleines ne sont pas encore bien compris mais il y a un vrai intérêt à développer de plus en plus ces méthodes passives. De plus, les résultats sur l'étude des strates océaniques obtenus avec des acquisitions actives et des systèmes d'enregistrement du bruit ambiant sont très similaires et on retrouve les mêmes couches aux mêmes endroits mais un peu moins bien définies (Siderius et al., 2010).

Ainsi, cette technique à l'avantage de pouvoir directement utiliser du bruit sismique et de pouvoir déterminer l'origine de ce bruit sismique afin ainsi de localiser des événements sismiques, de types volcaniques, hydrothermaux ou de la fracturation glaciaire.

3.3.2 Le MFP

Le Matched Field Processing s'appuie sur l'unicité de la structure spatiale du champ d'onde grâce à une cohérence spatiale des signaux et permet ainsi de localiser en trois dimensions une ou plusieurs sources selon la configuration du réseau et la complexité du milieu. C'est une méthode basée sur la comparaison du champ d'onde théorique calculé pour une source virtuelle ponctuelle et toutes les stations d'un réseau avec le champ d'onde mesuré sur le réseau sismique dans le domaine fréquentiel. Les signaux utilisés sont généralement des enregistrements de bruit ambiant (tel que la figure 3.1), notamment dans le cas de la détection de sous-marin, avec une bonne cohérence spatiale des signaux. Ainsi, le rapport signal à bruit peut être amélioré en sommant des segments de signal puisque le MFP travaille sur les déphasages de signaux. Une limitation de cette technique est qu'une bonne connaissance du modèle de propagation des ondes dans le milieu est nécessaire. À chaque étape de calcul, on considère une source test en un point d'une grille de recherche, on calcule le champ d'onde théorique pour toutes les stations du réseau et cette position de source (i.e. le vecteur replica) et on corrèle ce champ d'onde théorique avec le champ d'onde issu des données dont l'origine de la (ou des) source(s) sismique(s) est inconnue (figure 3.2). On appelle "beamformer" l'opération de comparaison entre les deux champs d'onde sachant qu'il y a plusieurs algorithmes différents (MFP conventionnel, MVDR,...).

Quand une source test est co-localisée avec la source réelle, la corrélation entre le replica et le champ d'onde des données est maximale. On établit alors une carte du niveau de corrélation entre le champ d'onde théorique pour chaque point source de la grille de recherche et les données réelles, correspondant alors à une fonction d'ambiguïté (ou une surface d'ambiguïté) du MFP. Ainsi, à chaque fréquence, on calcule une surface

d'ambiguïté (ou un volume d'ambiguïté en trois dimensions) et l'on somme les surfaces d'ambiguïté obtenues à différentes fréquences. C'est alors un traitement incohérent dans le sens où il exploite la cohérence spatiale à une fréquence donnée et non pour plusieurs fréquences en même temps, mais celui-ci peut être aussi fait de manière cohérente (voir partie 3.4). La moyenne sur plusieurs fréquences dans une bande de fréquence donnée est par ailleurs limitée par la nécessité de garder des déphasages proches d'une fréquence à l'autre (i.e. ne pas être affecté par la dispersion des ondes dans le milieu d'étude). Néanmoins, la moyenne effectuée sur différentes fréquences permet d'augmenter le rapport signal à bruit du résultat selon la racine carrée du nombre de fréquences utilisées.

Le MFP teste pour plusieurs positions de source la correspondance entre les deux champs d'onde, le calcul peut donc s'avérer plutôt long. Pour pouvoir améliorer le temps de calcul du MFP, Ozard et al. (1991) ont proposé de calculer le MFP en utilisant un réseau de neurones en considérant chaque valeur des paramètres de recherches comme des neurones, réduisant le nombre de calcul à effectuer à la somme de toutes les valeurs que l'on souhaite tester plutôt qu'au produit du nombre d'éléments pour chaque paramètre à tester.

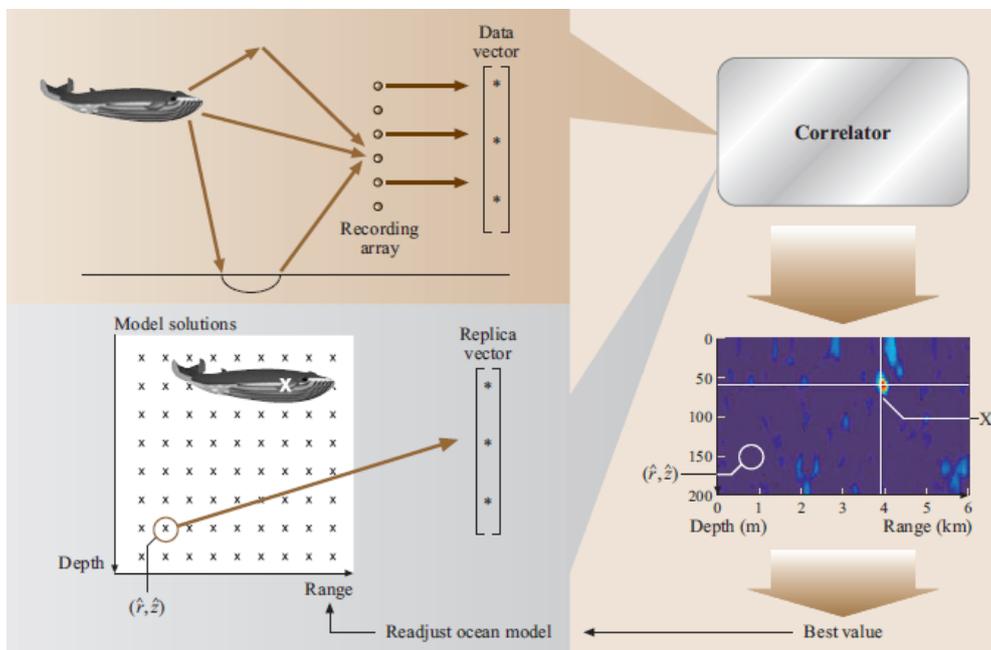


FIG. 3.2: Etapes du Matched Field Processing (MFP) avec l'exemple de la localisation de la cavitation d'une baleine dans l'océan grâce au MFP. (\hat{r}, \hat{z}) représente un point source dans la grille de recherche et est défini comme le vecteur replica. D'après (Rossing et al., 2007), modifié.

Le champ d'onde théorique est appelé replica et se calcule en considérant une onde sphérique dont la dépendance au temps est négligeable et donc non considérée. L'équation du replica peut alors être exprimée par une fonction de Green monopolaire dans un espace libre entre une source théorique et tous les capteurs du réseau. En effet, pour des systèmes de petites dimensions avec une source dans le champ proche du réseau, cette approximation est valable. Dans ce cas le MFP est défini comme un beamforming sphérique. La séparation entre les ondes de Rayleigh et les ondes de volume n'est pas réalisée

pour des distances de quelques longueurs d'onde et le milieu peut être alors représenté par un seul modèle de vitesse de propagation des ondes. Dans le cas d'un milieu avec une vitesse homogène c et pour une fréquence donnée f , le replica, noté d_m , s'écrit donc :

$$d_{m_i}(f, a_i) = \frac{1}{4\pi a_i} \cdot \exp\left(\frac{-2\pi i f a_i}{c}\right) \quad (3.1)$$

où a_i représente la distance entre une source théorique dans la grille de recherche et chaque capteur du réseau.

La partie surlignée en rouge dans l'équation 3.1 représente un facteur d'amplitude. Sachant que la méthode est basée sur les accords de phases entre les données et les estimations théoriques (replica), le facteur d'amplitude est parfois négligé. En effet, dans certains cas il ne vaut mieux pas le considérer, comme dans le cas d'une atténuation localisée. Dans ce cas, on normalisera les données et on ne considèrera pas de facteur d'amplitude dans le calcul du replica. Inversement, dans certains cas, le facteur d'amplitude permettra d'améliorer le résultat en donnant plus de poids aux données proches de la source. La deuxième partie de l'expression du replica, en vert dans l'équation 3.1, représente les déphasages théoriques des capteurs du réseau pour une position de source donnée.

La première étape du MFP consiste en la transformation des données enregistrées par les capteurs dans le domaine de Fourier puisque le calcul du MFP est réalisé dans ce domaine. Ainsi, $d = [d_f^1, d_f^2, \dots, d_f^N]$ correspond au signal acoustique enregistré à la fréquence f par chaque capteur i du réseau, pour i variant de 1 à N . Une discrétisation des données dans le domaine fréquentiel est réalisé pour k fréquences dans la bande d'étude du signal. Selon la source que l'on cherche à localiser, la durée du signal que l'on va utiliser pour faire le calcul du MFP pourra être variable, sachant qu'il vaut mieux que la source soit stationnaire durant ce laps de temps. Ainsi, un compromis sera fait sur la longueur du signal pour que le rapport signal à bruit soit bon sachant que la source est supposée stable pendant la durée de l'enregistrement utilisé. On détermine ensuite la matrice des densités spectrales croisées, soit la *CSDM* (Cross-Spectral Density Matrix), K , à chaque fréquence, tel que :

$$K(f) = E[d_i(f) \cdot d_j(f)^\dagger], \quad \text{où } E \text{ représente l'espérance mathématique.} \quad (3.2)$$

Le symbole \dagger indique l'opération de transposée conjuguée complexe.

En considérant que le bruit et le signal enregistrés sur les capteurs du réseau sont non corrélés, la *CSDM*, ou la covariance du champ, correspond en fait à la somme des covariances du bruit et du signal non corrélés :

$$K = K_b + K_s. \quad (3.3)$$

L'étape suivante est la comparaison entre le champ d'onde théorique et les données, soit le calcul de la surface d'ambiguïté. Plusieurs algorithmes sont utilisés en acoustique sous-marine, avec des résolutions différentes, surtout lors de l'identification de sources proches (figure 3.3). Une position de la source est alors déterminée, associée à la localisation d'une source théorique dans la grille de recherche pour laquelle la corrélation entre le champ d'onde avec les données réelles et théoriques est la meilleure.

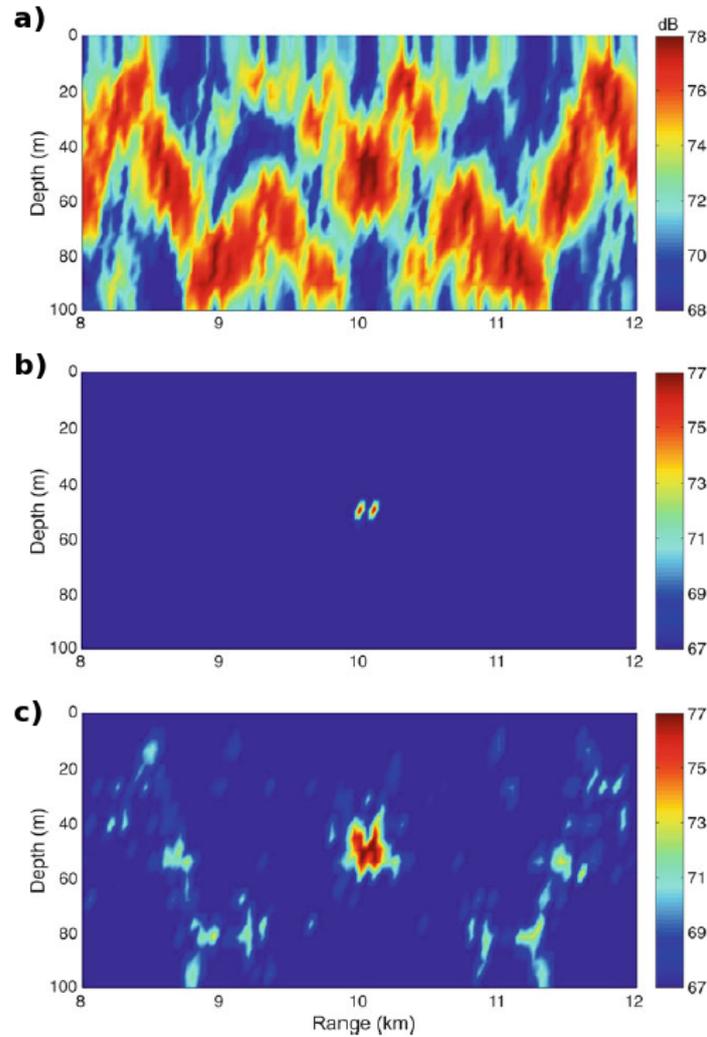


FIG. 3.3: Surfaces d'ambiguïté du MFP pour deux sources espacées de 100 m ($r_{s1}=10.0$ km et $r_{s2}=10.1$ km avec $z_s=50$ m) calculées à partir du (a) Bartlett, (b) MVDR et (c) WNC , d'après [Jensen et al. \(2011\)](#).

La résolution de la carte d'ambiguïté peut très vite se détériorer en diminuant le nombre de capteurs (figure 3.4). Il y a un compromis à faire entre le nombre de capteurs à utiliser pour l'étude et la cohérence des signaux dans le réseau sismique. En effet, l'ajout de capteurs va permettre de contraindre encore plus la correspondance entre le champ théorique et le champ enregistré mais cet ajout ne peut se faire que si la cohérence spatiale avec ces nouveaux capteurs est conservée. De plus, les incertitudes sur le modèle de vitesse vont être accrues si les capteurs ajoutés sont dans des zones où le modèle de vitesse est moins bien connu.

Plusieurs méthodes sont utilisées pour faire le calcul de la carte d'ambiguïté et leur choix d'utilisation dépend de la qualité des données, à savoir le niveau de signal par rapport au niveau de bruit (le SNR), la cohérence spatiale entre les signaux enregistrés à travers le réseau, la proximité de plusieurs sources, la qualité du modèle de vitesse, ou la résolution

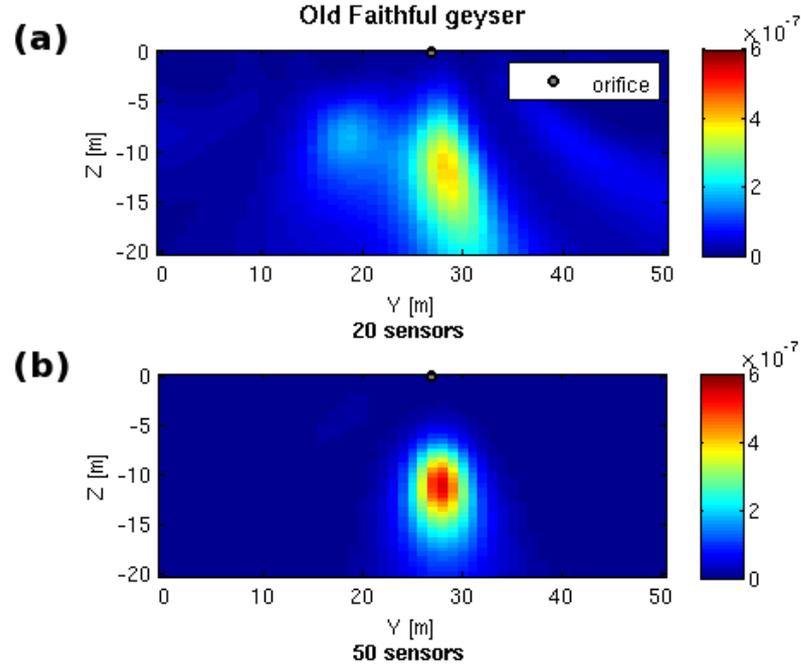


FIG. 3.4: Surfaces d'ambiguïté déterminées avec (a) : 20 et (b) : 50 capteurs sélectionnés à partir du réseau du 21 Octobre 1992 de la figure 4.1

de la position de la source. On va ainsi considérer des méthodes au comportement linéaire ou non linéaire dont la qualité de la surface d'ambiguïté dépend des données. Le MFP est défini de façon linéaire par la technique dite du *MFP conventionnel* (ou *Bartlett*), et parmi les méthodes non linéaires, on pourra citer la technique du *Minimum Variance Distorsionless Response (MVDR)* et celle appelée *White Noise Constraint (WCN)*. Les méthodes dites linéaires sont celles qui considèrent une correspondance linéaire entre les données et les théoriques.

Plusieurs critères permettent d'attester de la qualité de la surface d'ambiguïté :

- la taille du spot de focalisation, appelée résolution,
- la valeur du maximum de la surface d'ambiguïté, et notamment le rapport entre le maximum du spot principal et des spots secondaires éventuels que l'on appelle le contraste.

Ainsi, les méthodes dites linéaires sont limitées par leur résolution, de l'ordre de la longueur d'onde (λ), ce qui n'est pas le cas des méthodes non linéaires. Par ailleurs, en travaillant à basse fréquence, les longueurs d'onde seront plus grandes et la résolution sera moins bonne. Les méthodes adaptatives sont alors plus adaptées pour avoir des résultats avec une meilleure résolution.

3.3.3 Le MFP conventionnel

Le Matched Field Processing au comportement linéaire est appelée *Conventional MFP* ou *Bartlett* en acoustique sous-marine. Le Bartlett est calculé en faisant la pondération des données, d , par le replica, d_m , en sommant sur tous les N éléments du réseau, i :

$$B_{Bart}(a_s) = \left| \sum_{i=1}^N d_{m_i}^*(a_s) d_i \right|^2 \quad (3.4)$$

$$= \sum_{i,j=1}^N d_{m_i}^*(a_s) d_{ij} d_{m_j}(a_s). \quad (3.5)$$

Où $d_i = s_i + n_i$, avec s_i et n_i correspondent au signal et au bruit enregistré à la i -ème station du réseau et où a_s correspond à la position de la source testée. Dans le cas de signaux de type bruit ambiant, cette technique pourra être utilisée en considérant le bruit ambiant enregistré sur les capteurs sismiques comme du signal, s .

En considérant la matrice des densités spectrales croisées du signal, comprenant du bruit, enregistrés par les capteurs du réseau, K , et le replica calculé pour toutes les stations, d_m , on peut réécrire l'équation 3.5 en sommant le résultat sur plusieurs fréquences, soit k fréquences. On a alors :

$$B_{Bart}(a_s) = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k d_m^\dagger(a_s, f_n) K(a_{true}, f_n) d_m(a_s, f_n) \equiv \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k d_m^\dagger(f_n) K(f_n) d_m(f_n). \quad (3.6)$$

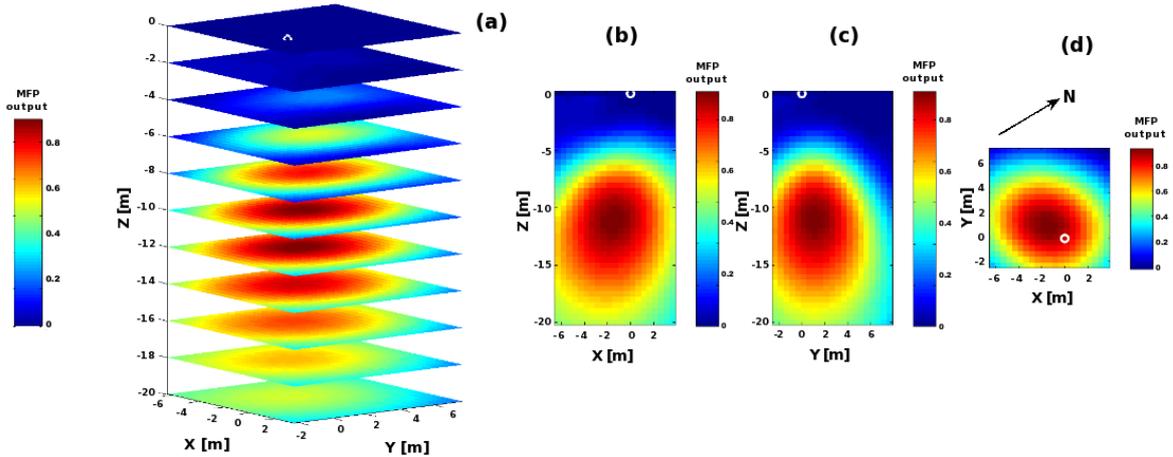


FIG. 3.5: Exemple d'une surface d'ambiguïté en (a) 3-D calculée avec du Bartlett, avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y.

Ainsi, $d_m(a_s, f_n)$ représente le replica, soit le champ d'onde associé à une onde sphérique venant d'une position a_s pour une fréquence f_n et la CSDM contient les informations sur la position où se situe réellement la source à cette fréquence, soit a_{true} . Cette méthode est ainsi similaire à la méthode utilisée par De Barros et al. (2009) du fait qu'elle se base sur les accords de phase entre un modèle et des mesures pour un front d'onde.

Le (ou les) pic(s) dans le résultat du beamformer $B_{Bart}(a_s)$ sont associés à la position de la source en a_{true} et $B_{Bart}(a_s)$ représentent donc la surface d'ambiguïté (figure 3.5).

La résolution de la méthode est limitée par les lois de la diffraction et la tâche focale a une résolution de l'ordre de la longueur d'onde. Dans la figure 3.5, la vitesse des ondes considérée est de 130 m/s et la fréquence centrale de la bande dans laquelle le calcul a été fait est 12 Hz, soit $\lambda \sim 10$ m, ce qui correspond à la taille de la tache focale à 70% du maximum de la surface d'ambiguïté. Le résultat du MFP est appelé surface d'ambiguïté car il est constitué de pics d'ambiguïté, similaires aux lobes secondaires que l'on retrouve avec du beamforming classique en ondes planes.

Le beamformer permet de calculer une probabilité de présence de la source lorsque les données et les réplica sont normalisés. En effet, si le replica $d_m(a_s, f_n)$ est exactement corrélé aux données, le maximum de B_{Bart} vaut 1 à la position de la source. Néanmoins, lorsque la source n'est pas impulsionnelle en temps et/ou en espace, l'amplitude de B_{Bart} n'a pas de signification en terme de probabilité. Ce sont donc les variations relatives de B_{Bart} qui pourront être interprétées.

Pour améliorer la résolution du beamformer et supprimer les éventuels pics d'ambiguïté, le MFP peut être calculé en utilisant des méthodes non linéaires. L'intérêt de définir un beamformer non linéaire est qu'en fonction de la distance à la source a_{true} , les valeurs de B diminuent plus rapidement lorsque l'on s'éloigne de la position de la source qu'avec le Bartlett et qu'ainsi la résolution de la (ou des) position(s) de source est meilleure. Ainsi, la tâche de focalisation est $\ll \lambda$. Une des techniques non linéaires habituellement utilisées est le MVDR.

3.3.4 Le MVDR

La méthode du Minimum Variance Distorsionless Response (MVDR) est une technique dite adaptative, inspirée de la technique de haute résolution développée par Capon (1969). Son utilisation implique la construction d'un replica $d_{m_{MV}}$ déterminé à partir des données, dont l'amplitude joue le rôle de pondérateur des données enregistrées par chaque capteur i dans le calcul du MFP.

Le vecteur replica $d_{m_{MV}}$ est appliqué à la matrice K , minimisant les valeurs de beamformer dans les directions autres que celles de la source et maximisant celles de la source. Le vecteur replica $d_{m_{MV}}$ est déterminé à partir de d_m en minimisant l'équation :

$$F = d_{m_{MV}}^\dagger K d_{m_{MV}} + \alpha (d_{m_{MV}}^\dagger d_m - 1). \quad (3.7)$$

Le premier terme de l'équation 3.7 est associé à une moyenne quadratique des enregistrements sismiques du réseau et le second terme comprend la contrainte liée au gain unitaire par le biais d'un multiplicateur de Lagrange, α .

En utilisant la méthode des multiplicateurs de Lagrange, on peut alors calculer le gradient de F en fonction de $d_{m_{MV}}$ et le définir comme nul, soit :

$$\frac{\delta F}{\delta d_{m_{MV}}} = 2K d_{m_{MV}} + \alpha d_m = 0 \quad (3.8)$$

$$\implies d_{m_{MV}} = -\frac{\alpha}{2} K^{-1} d_m \implies d_{m_{MV}}^\dagger = -\frac{\alpha}{2} (K^{-1} d_m)^\dagger. \quad (3.9)$$

En développant l'équation précédente 3.9, on retrouve :

$$d_{m_{MV}}^\dagger = -\frac{\alpha}{2} d_m^\dagger K^{-1}. \quad (3.10)$$

Sachant que l'on considère K comme étant une matrice hermitienne, sa transposée est égale à elle-même.

En prenant la contrainte que F (équation 3.7) vaut 1 dans la direction de la source, on a :

$$\frac{\delta F}{\delta \alpha} = d_{m_{MV}}^\dagger d_m - 1 = 0 \implies d_{m_{MV}}^\dagger = d_m^{-1}. \quad (3.11)$$

En utilisant les équations 3.10 et 3.11, le multiplicateur de Lagrange est alors défini par l'expression suivante :

$$\alpha = -2(d_m^\dagger K^{-1} d_m)^{-1}. \quad (3.12)$$

On obtient ainsi le vecteur poids $d_{m_{MV}}$, tel que :

$$d_{m_{MV}} = \frac{K^{-1} d_m}{d_m^\dagger K^{-1} d_m}. \quad (3.13)$$

On remplace ainsi le vecteur d_m dans l'équation 3.6 par le vecteur $d_{m_{MV}}$ afin d'obtenir le beamformer associé au MVDR, tel que :

$$B_{MV}(a_s) = \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k d_{m_{MV}}^\dagger(a_s, f_n) K(a_{true}, f_n) d_{m_{MV}}(a_s, f_n) \quad (3.14)$$

$$= \frac{1}{k} \sum_{n=1}^k \frac{1}{d_m^\dagger(a_s, f_n) K^{-1}(a_{true}, f_n) d_m(a_s, f_n)}. \quad (3.15)$$

Il est à noter que cette méthode est similaire à celle de MUSIC sauf qu'elle ne travaille pas dans l'espace bruit des signaux.

On observe dans l'expression du beamformer 3.15 l'utilisation de l'inverse de la CSDM. Pour pouvoir inverser cette matrice, plusieurs techniques sont envisagées. Pour inverser la matrice de la CSDM, on pourra considérer l'emploi de segments de signal lors du calcul de K ou l'ajout d'une valeur donnée sur la diagonale de K assez faible afin qu'aucune de ses valeurs propres soit nulles (voir section 3.5 page 77). Ces deux façons permettent de rendre la matrice K de rang N . En effet, en considérant l'équation de l'expression de la matrice K (équation 3.2), celle-ci présente un rang de 1. Plus de détails sur ce sujet sont donnés dans la partie 3.5.

Pour une source unique, on retrouve avec cette technique la même position de source qu'avec le Bartlett mais avec une résolution de la tâche focale bien meilleure (figures 3.5

et 3.6). Dans le cas du MVDR, la taille de la tâche focale est de l'ordre de 5 m (figure 3.6) tandis que pour le Bartlett elle est de 10 m (figure 3.5) pour une longueur d'onde de l'ordre de 10 m. Ainsi, la méthode du MVDR permet d'obtenir une résolution bien inférieure à la longueur d'onde. Le pic maximal de la corrélation entre le champ d'onde mesuré et le champ d'onde théorique n'est pas proche de 1 car il s'agit d'une méthode non linéaire. Dans le cas où il y a plusieurs sources et si ces sources sont proches les unes des autres on aura du mal à les détecter avec la méthode du Bartlett, alors qu'avec le MVDR on pourra y arriver (Jensen et al., 1995). Par ailleurs, puisque B_{MV} comporte K^{-1} à son dénominateur, il est plus fortement sensible à une bonne connaissance du milieu et nécessite une bonne estimation du replica. De plus, cette méthode est très sensible au bruit incohérent, ce qui la rend parfois inutilisable, et un bon SNR est nécessaire. Cox et al. (1987) ont donc développé un MFP adaptatif plus robuste qui permet de contrôler le degré de non linéarité. Cette technique est appelé *White Noise Constraint* (WNC).

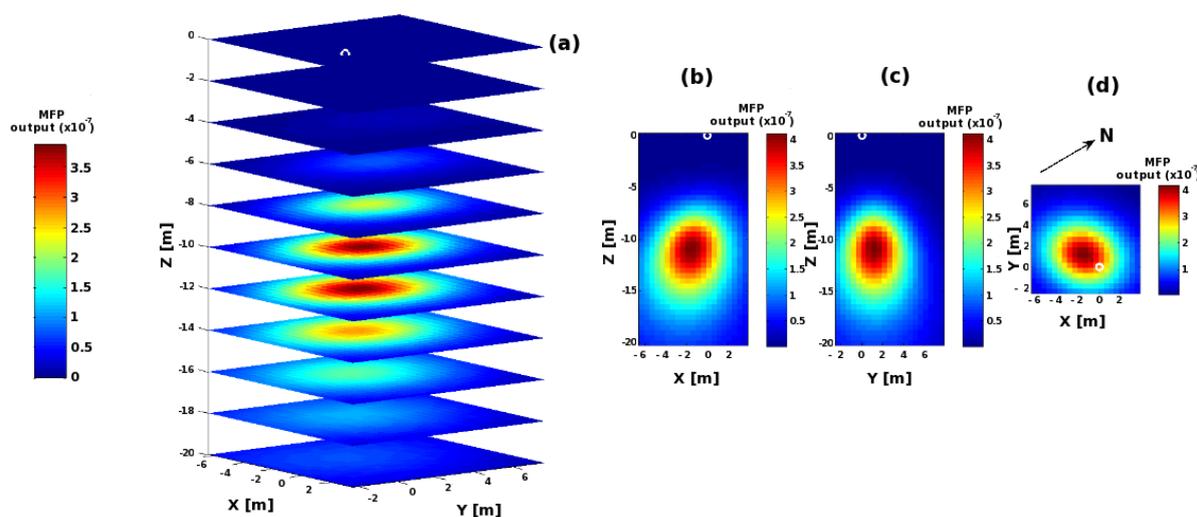


FIG. 3.6: Exemple de surface d'ambiguïté en (a) 3-D calculée avec du MVDR, avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y, avec les mêmes données que pour la figure 3.5 et la même bande de fréquence de calcul.

3.3.5 Le WNC

Le WNC est une technique qui utilise un facteur auto-adaptatif ε qui s'ajuste afin de satisfaire l'équation $d_{mWC}^\dagger d_{mWC} \leq \delta^{-2}$ et l'équation $d_{mWC}^\dagger d_m = 1$, avec d_{mWC} étant le replica utilisé avec cette méthode. Il est calculé à partir de :

$$d_{mWC} = \frac{(K + \varepsilon I)^{-1} d_m}{d_m^\dagger (K + \varepsilon I)^{-1} d_m}, \quad (3.16)$$

avec I représentant la matrice identité. Quand le paramètre ε tend vers l'infini, on a $d_{mWC} \approx d_m$ et on retrouve l'équation du beamformer dans le cas du Bartlett. Et inversement, quand ε vaut 0, on se trouve dans le cas du MVDR. La relation entre ε et δ est

compliquée mais en simplifiant on retrouve que si $\delta = 1$, on a ε qui est très grand, et lorsque $\delta = 0$, on a $\varepsilon = 0$.

Cette technique a les avantages de chacune des deux méthodes décrites dans les parties 3.3.3 et 3.3.4 puisqu'elle s'adapte pour être un compromis des deux. Ainsi, la plupart du temps, lorsque ni le MVDR et ni le Bartlett ne donnent de bon résultat, on utilisera plutôt le WNC. Dans le cas d'Old Faithful, le jeu de données que l'on a nous permet d'exploiter la méthode du Bartlett et du MVDR avec de très bons résultats dans les deux cas du fait de la bonne cohérence spatiale des signaux et du bon rapport signal à bruit des enregistrements (voir chapitre 4 et annexe A), ainsi, il n'a pas été nécessaire d'utiliser cette méthode.

Pour améliorer encore la technique, au lieu de moyenner de manière incohérente le MFP sur différentes fréquences, on peut estimer les surfaces d'ambiguïté en faisant le calcul des beamformers de façon cohérente.

3.4 Méthode cohérente

Le MFP calculé de façon incohérente, i.e en faisant une moyenne des surfaces d'ambiguïté calculées sur plusieurs fréquences, ne prend pas en compte la forme temporelle du signal. Pour avoir une meilleure résolution de la position de la source avec le MFP, on peut considérer que la moyenne faite de manière incohérente sur les fréquences pourrait être améliorée si la fonction source est connue. Comme le signal se présente comme du bruit, i.e. une succession d'impulsions rapprochée dans le temps, une façon de retrouver la fonction source est de corrélérer les signaux par un signal de référence. Ainsi, pour pouvoir considérer une façon cohérente de calculer le MFP dans une bande de fréquence, il convient d'utiliser les corrélations des signaux mais ceux-ci ne peuvent être utilisés que si la cohérence spatiale est bonne (figure 3.7). En effet, la corrélation des signaux correspond à la présence d'une source virtuelle à l'emplacement du capteur de référence par rapport aux autres capteurs du réseau. Ainsi, à toutes les fréquences considérées dans le calcul, on a le même déphasage de référence pour toutes les corrélations déterminées avec le même signal de référence. Une autre solution consiste à normaliser la phase des signaux enregistrés par le réseau par la phase associée au capteur le plus proche de la source, par exemple, et ceci à chaque fréquence (Michalopoulou et Porter, 1996; Michalopoulou, 1998; Debever et Kuperman, 2007). Une des limites de cette technique est que la normalisation sera alors dépendante de la qualité des données enregistrées sur le capteur de référence. Nous avons démontré que l'utilisation des corrélations des signaux est une méthode qui donne de bons résultats (Cros et al., 2011) et je présenterai donc cette technique.

La première étape du MFP dans le cas d'un calcul cohérent est la construction d'un "super-vecteur" qui prend en compte la cohérence spatiale inter-fréquentielle en concaténant les vecteurs données, à savoir les corrélations transformées dans le domaine fréquentiel. Ainsi, pour r corrélations transformées dans le domaine fréquentiel aux k fréquences f_1, f_2, \dots, f_k , le "super-vecteur" replica \hat{d} s'écrit alors :

$$\hat{d} = [d_{f_1}^1, d_{f_1}^2, \dots, d_{f_1}^r, \dots, d_{f_k}^1, \dots, d_{f_k}^r]. \quad (3.17)$$

Le choix des r corrélations peut être fait de deux façons. La première façon consiste à

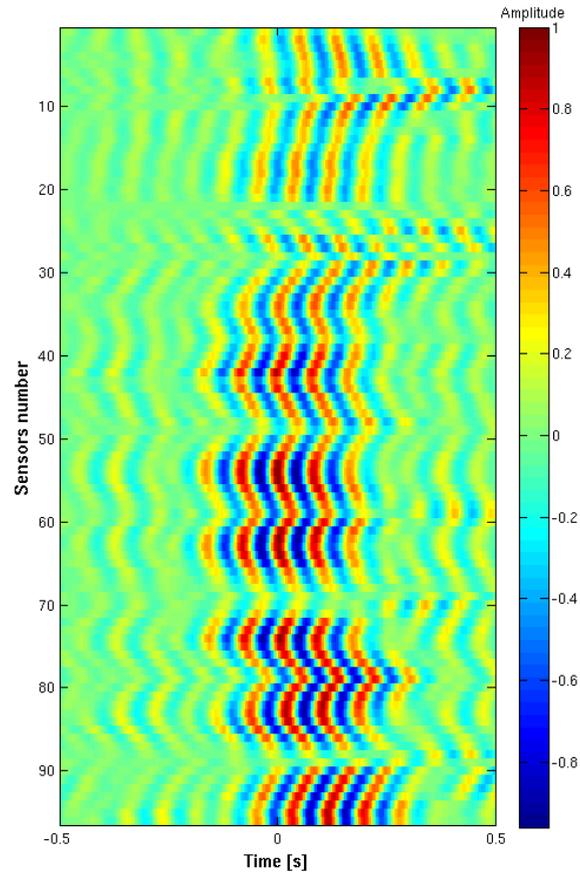


FIG. 3.7: Exemple de corrélations calculées entre 10 et 14 Hz à partir de 10 minutes d'enregistrement sismique avec le signal du capteur 54 comme référence (voir Annexe B pour la répartition des stations).

sélectionner plusieurs capteurs de référence dans le réseau, soit p stations, et de calculer les q corrélations avec chacune de ces références. Pour chaque référence p_i , on procède au calcul de la CSDM indépendamment pour chaque groupe de corrélations, soit $r = p_i \times q$ calculées avec une même référence p_i . Le calcul du MFP se fera donc en considérant chaque $p_i \times q$ corrélations et une surface d'ambiguïté sera obtenue en moyennant les différentes surfaces d'ambiguïté obtenues pour chaque référence p_i . La deuxième technique consiste à déterminer toutes les corrélations entre les capteurs du réseau puis de sélectionner $r = p \times q$ corrélations qui correspondent à une répartition homogène des paires de stations à travers le réseau et à un coefficient de corrélation supérieur à un seuil donné (voir partie 4.3 et Cros et al. (2011), annexe A).

Entre les deux procédés, la différence réside dans la taille de la CSDM. En effet, plus le nombre de corrélations r sera grand et plus K sera grand, soit de dimension $(r \times k, r \times k)$, et donc plus le calcul du MFP sera long.

Pour le calcul de la matrice des densités spectrales croisées, on procède de la même

façon que pour un calcul incohérent, mais la taille de K sera donc beaucoup plus grande. L'équation pour calculer K est alors :

$$\hat{K} = E[\hat{d} \cdot \hat{d}^\dagger]. \quad (3.18)$$

Lors du calcul du replica, ce qu'il faut considérer c'est le produit conjugué entre le replica calculé pour une position de source théorique et un capteur de référence et le replica correspondant à cette même position de source théorique et l'autre capteur de la paire de stations utilisée pour le calcul de la corrélation. Ainsi, le replica à une fréquence f est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$\hat{d}_m(f, a_i, a_{ref}) = \frac{1}{4\pi a_i} \exp\left(\frac{-2\pi i f a_i}{c}\right) \cdot \frac{1}{4\pi a_{ref}} \exp\left(\frac{2\pi i f a_{ref}}{c}\right) \quad (3.19)$$

$$= \frac{1}{16\pi^2 a_i a_{ref}} \exp\left(\frac{-2\pi i f (a_i - a_{ref})}{c}\right). \quad (3.20)$$

On définit alors un "super vecteur replica" calculé pour toutes les r corrélations tel que :

$$\hat{d}_m = [d_{m_{f_1}}^1, d_{m_{f_1}}^2, \dots, d_{m_{f_1}}^r, \dots, d_{m_{f_k}}^1, \dots, d_{m_k}^r]. \quad (3.21)$$

Le beamformer du Bartlett et du MVDR exprimé de manière cohérente est alors :

$$B_{Bart}^{\hat{}}(a_i) = |\hat{d}_m^\dagger(a_i) \cdot \hat{K} \cdot \hat{d}_m(a_i)|, \quad (3.22)$$

$$B_{MV}^{\hat{}}(a_i) = \left| \frac{1}{\hat{d}_m^\dagger(a_i) \cdot \hat{K}^{-1} \cdot \hat{d}_m(a_i)} \right|. \quad (3.23)$$

3.5 Estimation de la CSDM

Le beamformer dans le cas du MVDR et du WNC implique l'utilisation de l'inverse de la matrice des densités spectrales croisées, K^{-1} (voir équation 3.13 et 3.16). La CSDM doit donc être inversible. De plus, si l'on veut séparer plusieurs sources (voir partie 3.6), la matrice K doit être de rang au moins égal au nombre de sources que l'on veut séparer. Dans la pratique, la matrice de la CSDM calculée à partir de l'équation 3.2, pour un réseau comprenant N capteurs, présente un rang $M = 1$, et donc $M < N$. Par ailleurs, une des contraintes imposée repose sur le fait que le nombre de sources doit être inférieur au nombre de capteurs si l'on veut toutes les identifier.

La première technique permettant de rendre inversible la matrice K est de garantir qu'aucune de ses valeurs propres ne soit nulle. Pour cela, il suffit d'ajouter un bruit assez faible α sur la diagonale de la CSDM. Ainsi, la matrice des densités spectrales croisées s'écrit :

$$K_\alpha = E[d \cdot d^\dagger] + \alpha I. \quad (3.24)$$

avec I la matrice identité de dimensions $N \times N$.

Pour rendre inversible la CSDM, la deuxième technique consiste à séparer le signal étudié en plusieurs N_s segments de signal (ou *snapshot*) de même durée T_s , avec du recouvrement (ou non) des segments, et de moyenner les densités spectrales croisées de chaque segment. Pour pouvoir obtenir une matrice de rang N , il faudra prendre $N_s > N$. Ainsi, pour chaque segment d^t , avec $t = 1, \dots, N_s$, on calcule K_N tel que :

$$K_N = \frac{1}{N_s} \sum_{t=1}^{N_s} E[d^t \cdot d^{t\dagger}]. \quad (3.25)$$

L'intérêt de cette deuxième technique réside dans le fait que si la source bouge un peu durant le signal analysé avec le MFP, en segmentant le signal en plusieurs segments, on obtiendra ainsi une position de la source moyennée sur ses différentes positions au cours de l'enregistrement du signal. Par ailleurs, en considérant des segments de signal, le SNR de chacun des bouts de signal sera faible mais la moyenne réalisée sur l'ensemble des segments permettra de corriger cet effet.

Pour pouvoir intégrer la segmentation en segments de signal lors du calcul du MFP cohérent et en considérant notre méthode qui fait intervenir les corrélations, on doit reconsidérer le calcul de la CSDM. En effet, nous devons d'abord considérer le signal brut, puis son découpage en segments et ensuite le calcul des corrélations pour chaque paire r et pour chaque segment de signal d_s . Le calcul de la matrice des densités spectrales croisées se fait alors en sommant les produits conjugués des segments corrélés transformés en "super-vecteur". Ainsi, la matrice des données pour un segment de signal, d_s , s'écrit :

$$\hat{d}_s = [d_{f_1}^1, d_{f_1}^2, \dots, d_{f_1}^{N_s}, \dots, d_{f_k}^1, \dots, d_{f_k}^{N_s}]. \quad (3.26)$$

où chaque composant correspond à une fenêtre de temps de signal, i.e. un segment, corrélée pour une paire de stations à une fréquence f . La matrice K est alors déterminée en sommant tous les CSDM déterminés pour tous les "supers vecteurs" d_s , tel que :

$$K = \frac{1}{N_s} \sum_{t=1}^{N_s} E[d_s^t \cdot d_s^{t\dagger}]. \quad (3.27)$$

avec N_s le nombre de segment de signal.

3.6 Identification de plusieurs sources

Le MFP est habituellement utilisé dans l'océan, où les signaux que l'on enregistre se propagent dans un milieu bruité. De la même façon, dans les applications liées aux systèmes hydrothermaux, on est en présence d'un milieu très bruité, que ce soit du bruit anthropique ou naturel. Par ailleurs, dans des systèmes complexes, les signaux sismiques que l'on enregistre peuvent être composés de signaux provenant de plusieurs sources sismiques spatialement décorréliées. Si les différentes sources sismiques ont des amplitudes proches ou si une source domine plus que les autres, il faut les identifier afin de séparer des phénomènes différents liés à la dynamique du système étudié (Legaz, 2009).

Pour différencier plusieurs sources, le principe repose sur l’estimation de la CSDM. En effet, à travers un réseau sismique, la CSDM est calculée à partir d’un ensemble de signaux, soit plusieurs segments, moyennés sur une fenêtre d’enregistrement de sorte que les signaux provenant de plusieurs sources sismiques sont statistiquement indépendants entre eux (décorrélés) par rapport au bruit de fond. Ainsi, les vecteurs liés aux positions des différentes sources sismiques sont linéairement indépendants, et le sous-espace du bruit est orthogonal à chaque sous-espace de signal. Pour séparer les sources sismiques, deux façons sont proposées : (1) la décomposition en valeurs singulières et (2) le MFP “projeté”.

3.6.1 La décomposition en valeurs singulières

Pour pouvoir procéder à la décomposition en valeurs singulières de la matrice des densités spectrales croisées, on va d’abord décomposer la matrice K sous la forme d’une fonction de ses M valeurs propres λ_i et ses M vecteurs propres ν_i , si elle est de rang N , soit :

$$K = \sum_{i=1}^M K_i = \sum_{i=1}^M \lambda_i \nu_i \nu_i^\dagger. \quad (3.28)$$

Cette décomposition de K satisfait l’équation standard des valeurs propres :

$$K \nu_i = \lambda_i \nu_i, \quad \text{avec : } i=1, \dots, M. \quad (3.29)$$

Cette décomposition permet donc de séparer les composantes du champ d’onde correspondant aux différentes sources du signal. On peut alors associer cette décomposition à une projection sur une base de fonctions de Green pour chaque point-source possible, sachant qu’en pratique la matrice K a un rang au mieux égal au nombre de capteurs N et ne peut donc décrire toutes les positions possibles.

Cette décomposition permet de mettre en lumière des sources secondaires masquées par la source dominante. En pratique la décomposition n’est parfois pas parfaite et pour un vecteur propre donné on peut retrouver plusieurs sources car si les vecteurs sont perpendiculaires par construction les sources ne le sont pas forcément. Cet inconvénient est rencontré lorsque deux (ou plusieurs) sources sont très proches spatialement.

3.6.2 Le MFP “projeté”

Une deuxième approche pour séparer différentes sources sismiques est basée sur des problèmes rencontrés en acoustique sous-marine. En effet, lors d’enregistrements en milieu marin, le bruit de fond est généralement dominé par la présence de plusieurs bateaux se déplaçant rapidement à la surface et jouant le rôle d’interférences ponctuelles. Si les bateaux se déplacent plus vite que les sources que l’on cherche à identifier, on aura une influence de leurs présences aux différentes positions qu’ils auront occupées durant la fenêtre de temps utilisée pour calculer la CSDM. Le principe du MFP “projeté” pour différents “calibres”, soit le Multi-Rate Adaptive Beamforming (MRABF), est basé sur l’utilisation

de segments de signal de différentes tailles afin d'extraire la source associée aux bateaux situés en surface. On utilise ensuite plus de segments de signal lorsque l'on veut retrouver la source généralement moins rapide, tel qu'un sous-marin, qui est dans ce cas moins énergétique (Cox, 2000). La méthode se base ainsi sur la différence du nombre de segments, soit la longueur du signal utilisée lors du calcul de la CSDM pour séparer plusieurs sources.

Le signal enregistré dans une bande de fréquence est caractérisé par la CSDM non-stationnaire $K(t)$, formée de la combinaison d'une composante non-stationnaire $K_l(t)$ et d'une composante stationnaire K_o :

$$K(t) = K_o + K_l(t). \quad (3.30)$$

La composante $K_l(t)$ comprend le signal associé aux bateaux naviguant en surface, ou dans des cas plus généraux, à une source ayant une énergie plus forte et se déplaçant rapidement. Si plusieurs sources énergétiques sont présentes, on pourra les dissocier de la source qui nous intéresse si elles sont moins nombreuses que le nombre de capteurs du réseau utilisé. La décomposition se déroule donc en deux étapes : (1) on retranche les sources énergétiques dites "parasites" et (2) on détecte les sources secondaires. Pour cela, on calcule la CSDM avec un nombre de segments L supérieur au nombre de sources dominantes que l'on souhaite soustraire. Pour chaque signal d on détermine K et sa décomposition en valeurs singulières, soit :

$$K = \frac{1}{L} \sum E[d \cdot d^\dagger] = U\Lambda U^\dagger + V\Omega V^\dagger, \quad (3.31)$$

avec U qui est la matrice contenant les vecteurs propres et Λ la matrice comprenant les valeurs propres correspondant aux sources énergétiques. Les matrices V et Ω sont associées aux vecteurs et valeurs propres des sources secondaires. Pour soustraire les sources les plus énergétiques, on crée un nouveau vecteur signal pour lequel on retranche les vecteurs propres associés aux sources principales, soit :

$$z = [I - UU^\dagger]d. \quad (3.32)$$

Le signal projeté z peut être vu comme un pseudo élément qui s'annule dans la direction des sources énergétiques. Lors de la seconde étape, on calcule la CSDM correspondant aux signaux projetés z pour chaque segment de signal, en considérant plus de segments de signal :

$$K_o = \frac{1}{L} \sum z E[z^\dagger]. \quad (3.33)$$

Si J segments sont utilisés pour extraire les sources secondaires, on a ainsi :

$$\hat{K}_o = \frac{1}{K} \sum K_o = \frac{1}{JL} \sum z \cdot z^\dagger. \quad (3.34)$$

Si la (ou les) source(s) énergétiques ont été extraites convenablement on peut alors procéder au calcul du beamforming en utilisant la CSDM \hat{K}_o des vecteurs projetés.

Cette méthode est utilisée lorsque des comportements différents sont identifiés entre la source principale et la source secondaire. C'est pourquoi elle considère un nombre de segments différents pour déterminer les deux. En effet, la source principale bouge rapidement et ne permet d'utiliser que quelques segments pour pouvoir l'identifier, tandis que la source secondaire présente un mouvement plus lent et pourra être mieux déterminée en considérant plus de segments de signal. Le MRABF permet donc de capitaliser sur le temps pour localiser la source secondaire tout en ayant extrait la source principale.

3.7 Comparaison des méthodes

En milieu hydrothermal, nous avons trouvé des résultats avec de bonnes focalisations en considérant des algorithmes cohérents et incohérents, et une meilleure résolution avec du MVDR (incohérent ou cohérent) par rapport aux résultats obtenus avec le Bartlett (incohérent ou cohérent) ((Cros et al., 2011), voir annexe A).

Un problème majeur avec le MVDR est sa forte sensibilité à la précision de l'estimation du replica, et notamment sur le modèle de vitesse utilisé. Mais, de la même façon, dans le cas des autres algorithmes de MFP, une erreur sur le modèle de vitesse va entraîner une erreur sur la localisation de la source. Puisque les méthodes sont basées sur la concordance des phases entre le modèle et les données, il y a donc une relation entre les erreurs sur les localisations des sources et les erreurs sur le modèle de vitesse.

Néanmoins, si le modèle de vitesse n'est pas connu, on peut l'inverser en même temps que la position de la source en faisant intervenir la vitesse de propagation des ondes comme une inconnue dans le beamformer. On aura alors des surfaces d'ambiguïté déterminées pour les positions de sources et pour chaque modèle de vitesse testé. De plus, si l'on procède à ce calcul à différentes bandes de fréquences, on pourra être en mesure de déterminer une courbe de dispersion du milieu (Vandemeulebrouck et al., 2010). Si on augmente ainsi l'espace de recherche des paramètres à estimer avec le MFP, soit avec les coordonnées de la position de la source, la vitesse de propagation des ondes et un gradient de vitesse, on a alors un espace de recherche à cinq dimensions. Le MFP demandera alors beaucoup de mémoire lors du calcul pour être déterminé et un moyen de limiter l'espace de recherche est l'interpolation entre des points de la grille de recherche afin d'affiner les volumes d'ambiguïté sans avoir à estimer la surface d'ambiguïté sur un trop grand nombre de points.

3.8 Conclusion

Le MFP est une méthode développée depuis 70 ans qui présente un panel de variantes permettant de s'adapter à différentes situations. Je propose ainsi d'utiliser cette technique pour étudier les enregistrements sismiques réalisés à OF, il y a une vingtaine d'années. L'avantage de cette technique est qu'elle propose d'utiliser les signaux sismiques de bruit de fond enregistrés à la surface du dôme sans avoir à identifier les premières arrivées des signaux. Les différents algorithmes du MFP (linéaire, non linéaire, cohérent, incohérent, ...) seront ainsi testés afin de déterminer qu'elle est la meilleure technique à employer

dans le cadre du jeu de données que j'ai eu à disposition. Grâce à l'algorithme choisi, je pourrai ainsi réaliser un suivi temporel des sources du signal sismique enregistré à la surface du geyser afin d'acquérir plus d'informations sur la dynamique du geyser. Sachant que les signaux sismiques sont majoritairement composés de signaux impulsifs associés à la cavitation de bulles et que celle-ci se produit à la surface de la colonne, on pourra relier la position des sources sismiques déterminée avec le MFP directement au niveau de l'eau lorsque seront localisées dans le conduit du geyser.

Bibliographie

- Aki, K. et Ferrazzini, V. (2000). Seismic monitoring and modeling of an active volcano for prediction. *Journal of Geophysical Research*, 105(B7) :16,617–16,640.
- Almendros, J., Chouet, B., et Dawson, P. (2001). Spatial extent of a hydrothermal system at Kilauea Volcano, Hawaii, determined from array analyses of shallow long-period seismicity 1. method. *J. Geophys. Res.*, 106(B7) :13565–13580.
- Almendros, J., Chouet, B., Dawson, P., et Bond, T. (2002). Identifying elements of the plumbing system beneath Kilauea Volcano, Hawaii, from the source locations of very-long-period signals. *Geophysical Journal International*, 148(2) :303–312.
- Argentieri, S. (2006). *Conception d'un Capteur Sonore pour la Localisation de Source en Robotique Mobile*. PhD thesis, Université Paul Sabatier.
- Baggeroer, A. B., Kuperman, W. A., et Mikhalevsky, P. N. (1993). An overview of matched field methods in ocean acoustics. *Journal of Ocean Engineering*, 18(4) :401 – 424.
- Baggeroer, A. B., Kuperman, W. A., et Schmidt, H. (1988). Matched field processing : Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem. *Journal of the Acoustical Society of America*, 83(2) :571–587.
- Battaglia, J. et Aki, K. (2003). Location of seismic events and eruptive fissures on the Piton de la Fournaise Volcano using seismic amplitudes. *J. Geophys. Res.*, 108(B8) :2364.
- Battaglia, J., Aki, K., et Ferrazzini, V. (2005). Location of tremor sources and estimation of lava output using tremor source amplitude on the Piton de la Fournaise volcano : 1. location of tremor sources. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 147(3-4) :268–290.
- Battaglia, J., Got, J.-L., et Okubo, P. (2003a). Location of long-period events below Kilauea Volcano using seismic amplitudes and accurate relative relocation. *Journal of Geophysical Research*, 108(B12) :2553.
- Bucker, H. P. (1976). Use of calculated sound fields and matched-field to detection locate sound sources in shallow water. *Journal of Acoustical Society of America*, 59(2) :368–373.
- Capon, J. (1969). High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, 57(8) :1408–1419.
- Carey, W., Doust, J., Evans, R., et Dillman, L. (1995). Shallow-water sound transmission measurements on the New Jersey continental shelf. *Oceanic Engineering, IEEE Journal of DOI - 10.1109/48.468247*, 20(4) :321–336.
- Chen, J. C., Yao, K., et Hudson, R. E. (2002). Source localization and beamforming. *IEEE Signal Processing Magazine*, 19(2) :30–39.
- Cox, H. (2000). Multi-rate adaptive beamforming (MRABF). In *Sensor Array and Multichannel Signal Processing Workshop. 2000. Proceedings of the 2000 IEEE DOI - 10.1109/SAM.2000.878019*, pages 306–309.

- Cox, H., Zeskind, R., et Owen, M. (1987). Robust adaptive beamforming. *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on DOI - 10.1109/TASSP.1987.1165054*, 35(10) :1365–1376.
- Cros, E., Roux, P., Vandemeulebrouck, J., et Kedar, S. (2011). Locating hydrothermal acoustic sources at Old Faithful Geyser using Matched Field Processing. *Geophysical Journal International*, 187(1) :385–393.
- Davi, R., O'Brien, G., Lokmer, I., Bean, C., Lesage, P., et Mora, M. (2010). Moment tensor inversion of explosive long period events recorded on Arenal Volcano, Costa Rica, constrained by synthetic tests. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 194(4) :189–200.
- De Barros, L., Bean, C. J., Lokmer, I., Saccorotti, G., Zuccarello, L., O'Brien, G. S., Métaixian, J.-P., et Patané, D. (2009). Source geometry from exceptionally high resolution long period event observations at Mt Etna during the 2008 eruption. *Geophys. Res. Lett.*, 36(24) :L24305.
- Debever, C. et Kuperman, W. A. (2007). Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor. *J. Acoust.Soc. Am.*, 122(4) :1979–1986.
- Del Pezzo, E., La Rocca, M., et Ibanez, J. (1997). Observations of high-frequency scattered waves using dense arrays at Teide Volcano. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 87(6) :1637–1647.
- Fink, M., Montaldo, G., et Tanter, M. (2003). Time-reversal acoustics in biomedical engineering. *Annu. Rev. Biomed. Eng.*, 5 :465–497.
- Frankel, A., Hough, S., Friberg, P., et Busby, R. (1991). Observations of Loma Prieta aftershocks from a dense array in Sunnyvale, California. *Bulletin of Seismological Society of America*, 81(5) :1900–1922.
- Frantzis, A. (1998). Does acoustic testing strand whales ? *Nature*, 392(6671) :29–29.
- Furumoto, M., Kunitomo, T., Inoue, H., Yamada, I., Yamaoka, K., Ikami, A., et Fukao, Y. (1990). Twin sources of high-frequency volcanic tremor of Izu-Oshima Volcano, Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 17(1) :25–27.
- Goldstein, P. et Archuleta, R. J. (1987). Array analysis of seismic signals. *Geophys. Res. Lett.*, 14(1) :13–16.
- Got, J.-L., Fréchet, J., et Klein, F. W. (1994). Deep fault plane geometry inferred from multiplet relative relocation beneath the south flank of Kilauea. *J. Geophys. Res.*, 99(B8) :15375–15386.
- Gouédard, P. (2008). *Techniques de corrélation : aspects méthodologiques et application à la sub-surface*. PhD thesis, Université Joseph Fourier.
- Inza, L. A., Mars, J. I., Métaixian, J. P., O'Brien, G. S., et Macedo, O. (2011). Seismovolcano source localization with triaxial broad-band seismic array. *Geophysical Journal International*, 187(1) :371–384.

- Jensen, F. B., Kuperman, W. A., Porter, M. B., et Schmidt, H. (2011). *Computational Ocean Acoustics*. Springer, 2nd edition.
- Jensen, F. B., Kuperman, W. A., Porter, M. B., Schmidt, H., et Bartram, J. F. (1995). *Computational Ocean Acoustics*, volume 97. Springer.
- Kawakatsu, H., Kaneshima, S., Matsubayashi, H., Ohminato, T., Sudo, Y., Tsutsui, T., Uhira, K., Yamasato, H., Ito, H., et Legrand, D. (2000). Aso94 : Aso seismic observation with broadband instruments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 101(1-2) :129–154.
- Kumagai, H., Palacios, P., Maeda, T., Castillo, D. B., et Nakano, M. (2009). Seismic tracking of lahars using tremor signals. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 183(1-2) :112–121.
- Kuperman, W. A. et Turek, G. (1997). Matched Field acoustics. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 11(1) :141–148.
- La Rocca, M., Galluzzo, D., Malone, S., McCausland, W., et Del Pezzo, E. (2010). Array analysis and precise source location of deep tremor in Cascadia. *J. Geophys. Res.*, 115 :B00A20.
- Lacoss, R. T., Kelly, E. J., et Toksoz, M. N. (1969). Estimation of seismic noise structure using arrays. *Geophysics*, 34(1) :21–36.
- Larmat, C., Montagner, J.-P., Fink, M., Capdeville, Y., Tourin, A., et Clévéde, E. (2006). Time-reversal imaging of seismic sources and application to the great Sumatra earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 33(19) :L19312.
- Larmat, C., Tromp, J., Liu, Q., et Montagner, J.-P. (2008). Time reversal location of glacial earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 113(B9) :B09314.
- Larmat, C. S., Guyer, R. A., et Johnson, P. A. (2010). Time-reversal methods in geophysics. *Physics Today*, pages 31–35.
- Legaz, A. (2009). *Imagerie et identification des signaux géophysiques distinctifs induits en surface par l'activité hydrothermale*. PhD thesis, Université de Savoie.
- Legaz, A., Revil, A., Roux, P., Vandemeulebrouck, J., Gouédard, P., Hurst, T., et Bolève, A. (2009). Self-potential and passive seismic monitoring of hydrothermal activity : A case study at Iodine Pool, Waimangu geothermal valley, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 179(1-2) :11 – 18.
- Lokmer, I., Bean, C. J., Saccorotti, G., et Patané, D. (2007). Moment-tensor inversion of LP events recorded on Etna in 2004 using constraints obtained from wave simulation tests. *Geophys. Res. Lett.*, 34(22) :L22316.
- Lokmer, I., O'Brien, G. S., Stich, D., et Bean, C. J. (2009). Time reversal imaging of synthetic volcanic tremor sources. *Geophys. Res. Lett.*, 36(12) :L12308.

- Métaxian, J.-P., Lesage, P., et Valette, B. (2002). Locating sources of volcanic tremor and emergent events by seismic triangulation : Application to Arenal Volcano, Costa Rica. *J. Geophys. Res.*, 107(B10) :2243.
- Michalopoulou, Z.-H. (1998). Robust mutil-tonal matched-field inversion : a coherent approach. *Journal of Acoustical Society of America*, 104(1) :163–170.
- Michalopoulou, Z.-H. et Porter, M. B. (1996). Matched-Field Processing for broad-band source localization. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 21 :384–392.
- Miron, S., Le Bihan, N., et Mars, J. I. (2005). Vector-sensor MUSIC for polarized seismic sources localization. *EURASIP J. Appl. Signal Process.*, 2005 :74–84.
- Neidell, N. S. et Taner, M. T. (1971). Semblance and other coherency measures for multi-channel data. *Geophysics*, 36(3) :482–497.
- O'Brien, G. S., Lokmer, I., De Barros, L., Bean, C. J., Saccorotti, G., Metaxian, J.-P., et Patane, D. (2011). Time reverse location of seismic long-period events recorded on Mt Etna. *Geophysical Journal International*, 184(1) :452–462.
- Orris, G. J., Nicholas, M., et Perkins, J. S. (2000). The matched-phase coherent multi-frequency matched-field processor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(5) :2563–2575.
- Ozard, J. M., Zakarauskas, P., et Ko, P. (1991). An artificial neural network for range and depth discrimination in matched field processing. *Journal of Acoustical Society of America*, 90(5) :2658–2663.
- Parsons, E., Dolman, S. J., Wright, A. J., Rose, N. A., et Burns, W. (2008). Navy sonar and cetaceans : Just how much does the gun need to smoke before we act ? *Marine Pollution Bulletin*, 56(7) :1248–1257.
- Rossing, T. D., Akhatov, I., Ando, Y., Attenborough, K., Au, W. W. L., Beach, K. W., Breazeale, M. A., Chaigne, A., Cook, P. R., Cowan, J., Davis, M. F., Dunmire, B., Fletcher, N. H., Gade, A. C., Gough, C., Hartmann, W. M., Jacobsen, F., Kim, Y.-H., Kusong-dong, Y.-g., Kuperman, W. A., Kurz, T., Lammers, M. O., Lauterborn, W., Lindblom, B., George C. Maling, J., McPherson, M., Molin, N.-E., Moore, B. C. J., Pierce, A. D., Roux, P., Sundberg, J., Swift, G. W., Wong, G. S. K., et Young, E. D. (2007). *Handbook of Acoustics*. Springer.
- Saccorotti, G. et Del Pezzo, E. (2000). A probabilistic approach to the inversion of data from a seismic array and its application to volcanic signals. *Geophysical Journal International*, 143(1) :249–261.
- Schmidt, R. (1986). Multiple emitter location and signal parameter estimation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-34 :276–280.
- Siderius, M., Harrison, C. H., et Porter, M. B. (2006). A passive fathometer technique for imaging seabed layering using ambient noise. *J. Acoust. Soc. Am.*, 120(3) :1315–1323.

- Siderius, M., Song, H., Gerstoft, P., Hodgkiss, W. S., Hursky, P., et Harrison, C. (2010). Adaptive passive fathometer processing. *J. Acoust. Soc. Am.*, 127(4) :2193–2200.
- Simmonds, M. P. et Lopez-Jurado, L. F. (1991). Whales and the military. *Nature*, 351(6326) :448–448.
- Soares, C. et Jesus, S. M. (2003). Broadband matched-field processing : Coherent and incoherent approaches. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5) :2587–2598.
- Taisne, B., Brenguier, F., Shapiro, N. M., et Ferrazzini, V. (2011). Imaging the dynamics of magma propagation using radiated seismic intensity. *Geophys. Res. Lett.*, 38(4) :L04304.
- Thode, A. M., D’Spain, G. L., et Kuperman, W. A. (2000). Matched-field processing, geoacoustic inversion, and source signature recovery of blue whale vocalizations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3) :1286–1300.
- Tolstoy, A., Diachok, O., et Frazer, L. N. (1991). Acoustic tomography via matched field processing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(3) :1119–1127.
- Vandemeulebrouck, J., Roux, P., Gouédard, P., Legaz, A., Revil, A., Hurst, A., Bolève, A., et Jardani, A. (2010). Application of acoustic noise and self-potential localization techniques to a buried hydrothermal vent (Waimangu Old Geyser site, New Zealand). *Geophysical Journal International*, 180(2) :883–890.

Localisation des sources sismiques

4.1 Introduction

À partir des méthodes de localisation des sources sismiques présentées dans le chapitre 3, les données sismiques enregistrées par Sharon Kedar et ses collègues ont été analysées. Plusieurs algorithmes différents du MFP ont été utilisés pour déterminer au mieux la localisation des sources sismiques à OF. Ce chapitre reprend une comparaison des résultats obtenus avec ces différents algorithmes pour les données d'OF et entreprend une analyse des résultats sur la structure et la dynamique du geyser, en relation avec les connaissances que l'on a déjà dessus.

4.2 L'expérience

4.2.1 Le site d'étude et la répartition des stations

Entre 1991 et 1994, Sharon Kedar et ses collègues ont réalisé plusieurs campagnes sismiques sur le site du geyser d'Old Faithful (Kedar, 1996). Leur principal but était d'identifier la relation entre les sources du bruit sismique et le tremor observé à la surface du geyser.

La première campagne de terrain conduite en 1991 comprenait le déploiement de deux capteurs large bande et a servi d'étude pilote afin de préparer la deuxième campagne de terrain impliquant plus de capteurs. La deuxième campagne a été réalisée en Octobre 1992 et incluait la mise en place de six capteurs large bande ainsi que 96 géophones. Pour déterminer la vitesse de propagation des ondes à la surface du geyser et isoler la réponse impulsionnelle du milieu à la source sismique, plusieurs tirs au marteau ont également été réalisés. Après les enregistrements sismiques des campagnes de 1991 et 1992, une sonde a été conçue afin de pouvoir mesurer la pression du fluide à l'intérieur du conduit de manière simultanée avec les enregistrements sismiques sur le dôme du geyser. Cette dernière campagne d'expérience a été mise au point afin d'identifier l'origine des signaux sismiques enregistrés à la surface du geyser. Il a ainsi été observé que les signaux sismiques enregistrés à la surface du geyser durant son activité sont associés à la cavitation de bulles à la surface de la colonne d'eau présente dans le conduit (voir partie 2.5.5).

Les données auxquelles j'ai eu accès durant cette thèse proviennent de la deuxième

campagne de terrain, réalisée les 21 et 22 Octobre 1992, durant lesquelles 96 géophones ont été déployés à la surface du geyser. Ces 96 géophones ont été répartis avec des configurations différentes sur chacun des deux jours. Le premier jour, le 21 Octobre, les géophones étaient répartis sur une grille resserrée sur le dôme du geyser, alors que le lendemain, le 22 Octobre, ils présentaient une répartition en croix (figure 4.1). Les deux configurations de réseau utilisées avaient pour point commun d'être centrées sur l'orifice du geyser d'OF.

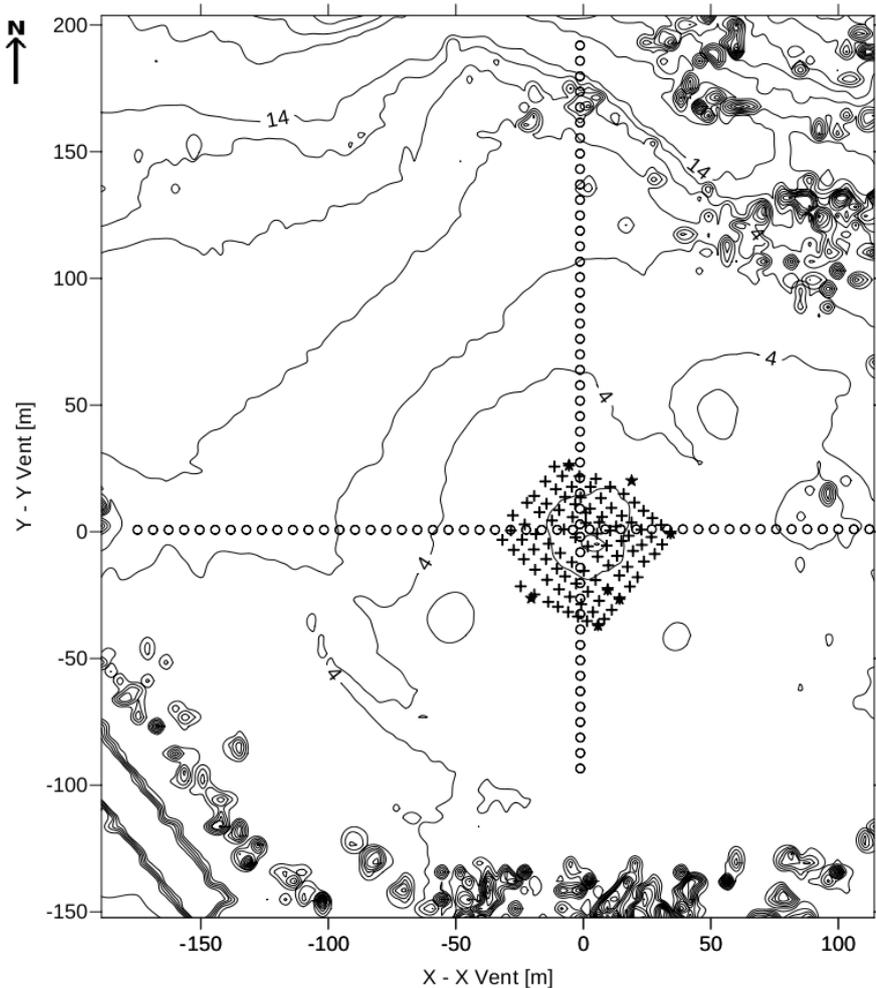


FIG. 4.1: Carte du site d'étude et des deux réseaux mis en place par Sharon Kedar et ses collègues en Octobre 1992. + : Réseau installé le 21 Octobre 1992. o : Réseau installé le 22 Octobre 1992. Les 7 tirs localisés, effectués le 21 Octobre sont représentés par le symbole ★. Les altitudes sont indiquées par rapport à l'altitude de l'orifice du geyser, définies à 0 sur la carte.

Dans la suite du manuscrit, on va appeler réseau 1, R_1 , celui du 21 Octobre 1992 et

réseau 2, R_2 , celui du 22 Octobre 1992¹.

Sachant que les données ont été enregistrées en 1992, les relevés exacts des positions des géophones pour les deux configurations des réseaux installés ont depuis été perdues. Ainsi, pour retrouver les positions des géophones pour le premier réseau installé je me suis basée sur leurs positions relatives par rapport à l'orifice du geyser et aux courbes de niveau, telles qu'elles étaient présentées dans les figures des résultats des mesures de terrain de Sharon Kedar (Kedar, 1996; Kedar et al., 1998). Pour le deuxième réseau installé le 22 Octobre, je me suis appuyée sur les notes de terrain prises durant le jour des enregistrements. Celles-ci indiquent que le deuxième réseau présente la forme d'une croix dont les capteurs centraux sont les capteurs 32, 33, 67 et 68, sans les replacer exactement par rapport à l'orifice du geyser. Des erreurs sur la localisation des sources pourraient être introduites dans la suite par les erreurs sur les localisations des géophones. Les erreurs dues à ces décalages sur les positions des capteurs seront non seulement latérales mais également verticales. Pour déterminer les altitudes des géophones j'ai ainsi croisé les positions horizontales des géophones avec un Modèle Numérique de Terrain (MNT) (voir annexe B). Le MNT utilisé provient de mesures Lidar avec une résolution d'un mètre, disponible sur le site d'OpenTopography². Sachant que l'extension du réseau est d'environ 50 m, avec un espace moyen de 2.5 m entre les capteurs, et que le dénivelé maximal entre les capteurs est de l'ordre de 3 m, les erreurs introduites sur les positions des sources déterminées avec le MFP seront de l'ordre de quelques mètres, soit l'ordre de grandeur de la résolution du MFP pour des longueurs d'onde allant de 2 à 10 m.

Les données sismiques qui m'ont été fournies comprennent en tout 300 minutes d'enregistrement, sans précision sur le temps absolu. Sur ces 300 minutes, environ 137 minutes correspondent à des enregistrements effectués à partir du réseau 1 de manière continue, avec un trou dans les données entre les minutes 52 et 55. Les 160 minutes restantes sont associées à des enregistrements effectués à partir de R_2 . La plupart des résultats préliminaires (sections 4.2.3, 4.2.4, et 4.3) ont été obtenus à partir de 10 minutes d'enregistrements extraites des premières 137 minutes d'enregistrement correspondant au réseau 1 (partie rouge sur la figure 4.2 (c)). Sachant qu'il n'y pas de précision sur le temps absolu des enregistrements des signaux nous verrons que le temps d'occurrence des éruptions du geyser a pu être déduit d'après l'étude de l'amplitude et du spectre des signaux.

4.2.2 Analyse des signaux sismiques

Les signaux sismiques enregistrés à la surface d'Old Faithful par les géophones verticaux sont composés de la succession d'évènements impulsifs de courte durée, de l'ordre de 0.2 s, lorsque le capteur est proche de l'orifice (figure 4.2 (a)) et de moins en moins impulsifs en s'éloignant du geyser (figure 4.2 (b)). Grâce à des capteurs de pression ayant mesuré la pression du fluide dans le conduit au cours du cycle, simultanément à des mesures sismiques, il a été démontré que ces évènements impulsifs sont associés à l'enregistrement de la cavitation de bulles à la surface du niveau de l'eau dans le conduit (voir partie 2.5.5). Sur les 137 minutes correspondant au réseau 1, on note que l'amplitude du

¹La représentation spatiale des résultats se fera en considérant l'orifice du geyser comme l'origine du système de coordonnées.

²<http://www.opentopography.org/>

signal sismique enregistré à la surface du geyser par le capteur le plus proche de l'orifice du conduit (le 54 sur R_1 , voir annexe B) varie beaucoup au cours du temps (figure 4.2 (c)).

Evolution temporelle du signal et identification des éruptions

Les études sismiques précédentes menées à OF ont démontré que l'amplitude du signal sismique dépend de la dynamique du geyser et notamment de la période du cycle au cours duquel les enregistrements ont été effectués (Kieffer, 1984). En calculant la moyenne quadratique du signal enregistré par chaque géophone, la RMS, et en la moyennant sur tous les capteurs, on pourra avoir une estimation de l'intensité moyenne enregistrée par les capteurs sur le dôme.

Ainsi, sur les figures 4.2 (c) et (d), des périodes où l'amplitude sismique est plus forte peuvent être observées, comme entre 20 et 30 minutes et entre 55 et 70 minutes, et des périodes où elle est moins importante, comme entre 40 et 50 minutes. Au bout de 80 minutes d'enregistrement un pic d'amplitude maximale des signaux sismiques est bien identifiable sur une durée d'environ 5 minutes.

Les valeurs de la RMS ont été calculées sur chaque capteur puis moyennées sur l'ensemble des capteurs. Une fois la RMS moyennée, elle a été normalisée. L'évolution temporelle de la RMS montre ainsi que l'amplitude des signaux enregistrés à la surface du geyser évolue au cours du cycle, comme il a été observé dans les études précédentes (voir partie 2.5.5).

La RMS normalisée mais non moyennée sur l'ensemble des capteurs a été représentée spatialement pour étudier ses variations autour du geyser. La répartition spatiale de l'intensité sismique durant la période du pic d'amplitude montre que celle-ci présente de fortes valeurs très localisées (figure 4.3a). La zone où l'amplitude des enregistrements sismiques est la plus importante durant cette période se situe au Nord de l'orifice du geyser, à environ 10 m de celui-ci, au niveau du capteur 74. Si on compare ce résultat à la répartition de la RMS durant la période 20 - 25 minutes, on retrouve une géométrie totalement différente de la distribution de l'intensité (figure 4.3b), avec notamment aucun pic d'intensité bien localisé. Le pic de l'amplitude sismique entre 80.8 et 85.3 minutes correspond vraisemblablement au moment où le jet d'eau produit par l'éruption retombe sur le sol³. De plus, la durée de cet événement sismique, avec une amplitude élevée, correspond à la durée moyenne des éruptions observées à OF (figure 2.12 (b)).

Pour replacer temporellement les enregistrements sismiques de surface conduit à Old Faithful le 21 Octobre 1992, j'ai étudié les successions des éruptions ce jour là durant les heures où le réseau était installé. Pendant la durée de l'expérience, quatre éruptions se sont produites à OF, dont trois éruptions présentant des durées d'environ 4 minutes (figure 4.4). Les deux éruptions de 14h22 et 15h45 ont eu lieu après, respectivement, 80 et 83 minutes d'intervalle et peuvent alors correspondre à l'éruption identifiée sur les enregistrements. Néanmoins, les notes de terrain prises durant les campagnes de mesures indiquent que les enregistrements sismiques ont été stoppés vers 16h. Ainsi, l'éruption dé-

³Sur les figures présentant les résultats, entre 80.8 et 85.3 minutes je préciserai le temps d'occurrence de l'éruption en surface par une zone grisée, comme sur la figure 4.2 (c).

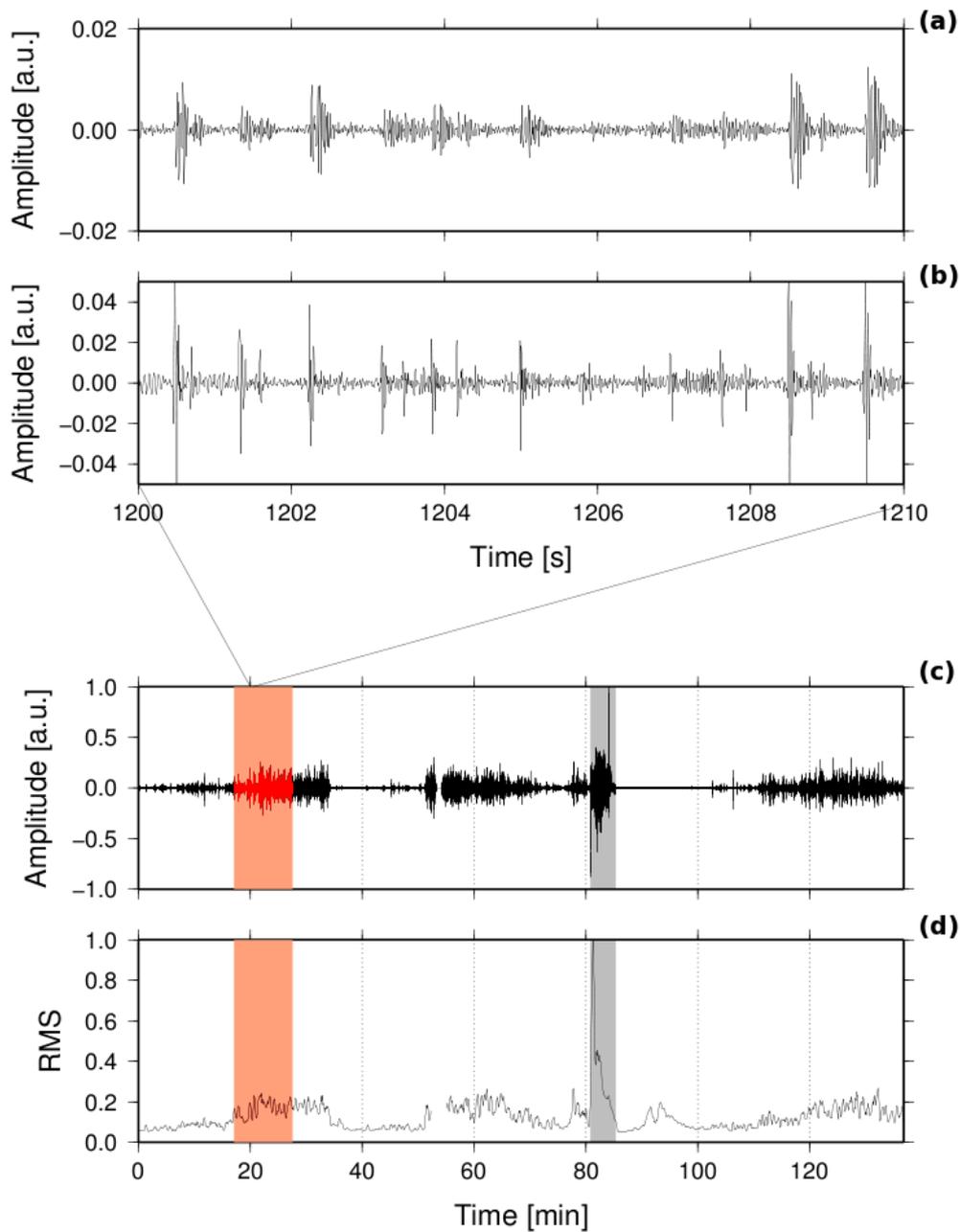


FIG. 4.2: (a) Signal sismique enregistré sur le géophone 96 et (b) sur le géophone 54, dans la configuration du réseau 1, entre 1200 et 1210 secondes, (c) entre 0 et 136.8 minutes sur la capteur 54 et (d) RMS moyennée sur les 96 capteurs et normalisée. La zone en rouge correspond à la période des enregistrements associés aux 10 minutes de signal étudiées dans les sections 4.2.3, 4.2.4, et 4.3.

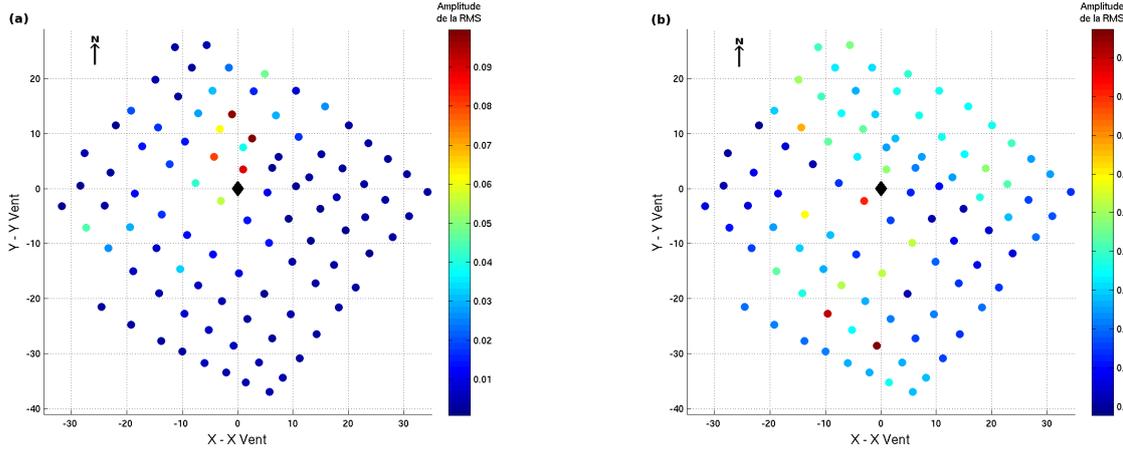


FIG. 4.3: Carte de la répartition spatiale des RMS entre (a) : 80.8 et 85.3 minutes et entre (b) : 20 et 25 minutes pour les enregistrements effectués avec la configuration R_1 . Le symbole \blacklozenge représente la position de l'orifice du geyser.

tectée à 80.8 minutes correspondrait à l'éruption observée à 14h22. Par ailleurs, puisque ce temps ne peut être confirmé, les résultats seront toujours présentés en temps relatif.

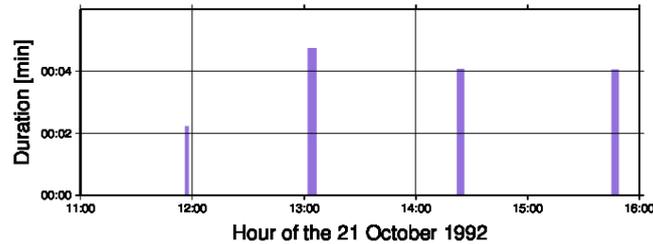


FIG. 4.4: Heure d'occurrence et durée des éruptions durant le 21 October 1992.

L'identification des éruptions du 22 Octobre 1992 peut être effectuée de la même façon. Ainsi, sur la RMS des signaux sismiques enregistrés le 22 Octobre 1992, on pourra noter un pic de l'intensité vers 18 minutes (figure 4.5 (a)). La distribution spatiale des valeurs de RMS moyennées entre 17.9 et 22.7 minutes démontre, de la même manière que pour le 21 Octobre, un pic d'intensité localisé au Nord de l'orifice du conduit, à quelques mètres de la localisation du pic d'intensité du 21 Octobre durant la période d'éruption (figure 4.6). Ce décalage entre les deux positions est sûrement dû à la répartition des stations.

Sur la RMS des signaux sismiques enregistrés durant le 22 Octobre (figure 4.5 (a)), une seule éruption peut être identifiée clairement. La succession des éruptions du 22 Octobre 1992 indique qu'au moins trois éruptions ont eu lieu durant les enregistrements sismiques, avec un intervalle moyen de 77 minutes entre les éruptions (figure 4.5 (b)). Normalement, au moins deux éruptions devraient être identifiées sur les enregistrements

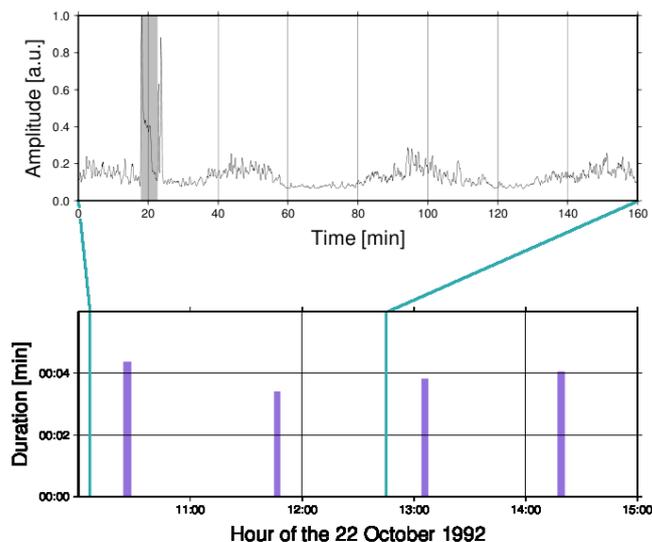


FIG. 4.5: (a) RMS des signaux sismiques du 22 Octobre 1992 normalisée et (b) Heure d'occurrence et durée des éruptions durant cette même période. Les lignes en turquoise représentent l'intervalle durant lequel les données sont supposées avoir été enregistrées, soit entre 10h06 et 12h45.

sismiques, néanmoins, durant l'éruption de 11h45, d'après les notes de terrain, le changement de la cassette permettant de stocker les données n'a pas permis d'enregistrer les données sismiques associées. L'éruption détectée sur la RMS au bout de 20 minutes peut alors être considérée comme étant celle observée à 10h24, néanmoins il faut noter qu'à la minute 100 on aurait dû détecter l'éruption de 11h45.

Il est clairement visible sur les amplitudes des signaux sismiques du 21 et 22 Octobre qu'il existe un cycle d'une durée inférieure à 80 minutes alors que l'intervalle inter-éruptif, I , durant les périodes d'enregistrement de ces deux jours est de 77 minutes en moyenne (voir tableau 4.1), mais aucune amplitude caractéristique des éruptions n'est détectable contrairement à ce que l'on observe à la minute 80 le 21 Octobre.

La RMS des enregistrements sismiques du 21 Octobre présente un niveau d'amplitude plus importante entre 55 et 70 minutes, comparée au niveau de l'amplitude des signaux sismiques entre 38 et 50 minutes. Sachant que les mesures in-situ réalisées par [Hutchinson et al. \(1997\)](#) indiquent que l'eau se trouve dans le conduit avant l'éruption, un niveau de RMS élevé (hors éruption) correspond à des signaux sismiques associés à la cavitation de bulles. La forte amplitude sismique enregistrée est alors due à la proximité des sources sismiques avec les géophones et à l'accroissement de la cavitation. En 2005, [Vandemeulebrouck et al.](#) démontrent lors d'expériences en laboratoire que le niveau du bruit sismique enregistré en surface est beaucoup plus important lors de période de remontée du niveau d'eau, ce qui est lié en profondeur à l'augmentation du taux d'ébullition. Ces stades où la RMS est élevée sont, dans le cas d'OF, associés à des périodes de stabilité du niveau de l'eau après que le niveau de l'eau dans la colonne d'eau ait augmenté par paliers, d'après

TAB. 4.1: Liste des éruptions observées les 21 et 22 Octobre 1992 durant les heures d'enregistrement des deux réseaux, R_1 et R_2 , installés par Kedar et ses collègues.

Jour de l'enregistrement	Heure d'occurrence de l'éruption	D, durée de l'éruption [min]	I, durée de l'intervalle par rapport à l'éruption précédente [min]
21	11h56	2'14"	88'
21	13h02	4'45"	66'
21	14h22	4'05"	80'
21	15h45	4'04"	83'
22	10h24	4'23"	56'
22	11h45	3'25"	81'
22	13h04	3'50"	79'
22	14h17	4'04"	73'

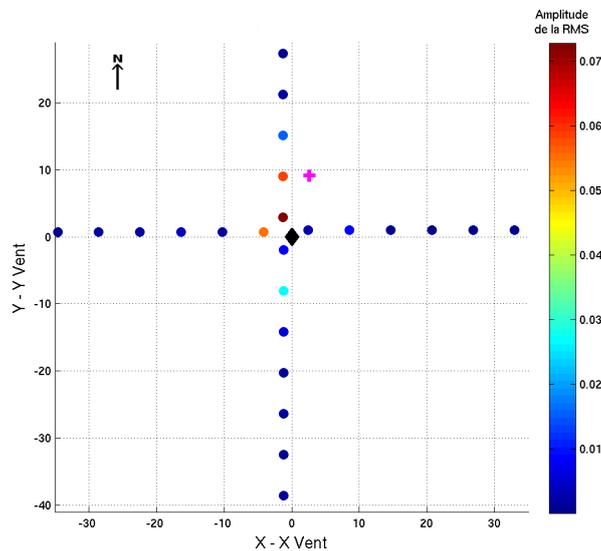


FIG. 4.6: Carte représentant la répartition spatiale de la RMS moyennée entre 17.9 et 22.7 minutes avec le réseau 2. Le symbole + représente la position du capteur sur lequel l'amplitude de la RMS durant l'éruption du 21 Octobre avec le réseau 1 est maximale. Le symbole ◆ représente la position du geyser.

Kieffer (1989) (figure 2.11), et de façon asymptotique, d'après Kedar (1996), (figure 2.19).

Evolution du taux d'évènements sismiques

La détection des évènements sismiques grâce au STA/LTA, proposée par Allen (1978) et implémentée dans le logiciel *Seismo volcanalysis* par Lesage (2009), permet également de séparer les différentes périodes du cycle. Sachant que les évènements sismiques impulsifs

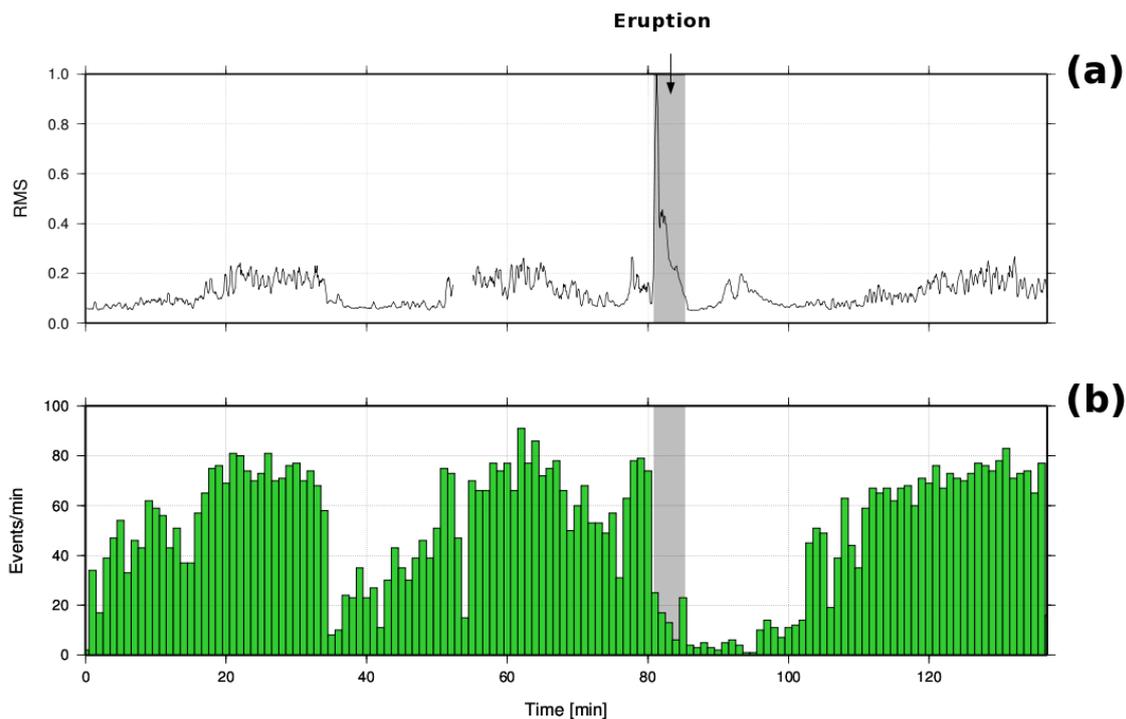


FIG. 4.7: (a) RMS des signaux sismiques du 21 Octobre 1992 normalisée et (b) taux d'occurrence des événements sismiques en fonction du temps d'enregistrement par période de 1 minute, déterminé à partir des enregistrements du géophone 54 sur le réseau R_1 .

durent en moyenne 0.05 s sur le signal sismique enregistré par le capteur 54 dans le réseau R_1 , la durée choisie pour la fenêtre de STA est de 0.01 s et la durée de la fenêtre de LTA est de 2 s, avec un seuil de détection pour un rapport d'amplitude de 4.5. En prenant ces paramètres, la détection permet de prendre en compte les événements impulsifs distincts tout en rejetant les événements plus ambigus. Sur les 137 minutes d'enregistrement le nombre d'événements par minute maximal que l'on peut détecter est de l'ordre de 80 à 90 (figure 4.7 (b)). Durant la période inter-éruptive, le taux d'événements sismiques évolue au cours du temps, avec notamment une augmentation du taux d'événements 20 minutes avant l'éruption, également observée par Susan Kieffer (figure 2.23).

Comparaison du taux d'événements sismiques avec l'amplitude du signal

Ces périodes où l'activité sismique est importante correspondent aux instants où l'amplitude des signaux enregistrés à la surface est élevée (figures 4.7 (a) et (b)). Après l'éruption, la RMS présente un creux dans les valeurs, vers la minute 92, avec très peu d'événements sismiques qui peuvent être identifiés. Dans l'ensemble on pourra noter une augmentation progressive de la sismicité avant l'éruption, avec néanmoins des périodes de forte diminution de la sismicité et un replat du taux de sismicité une fois le maximum d'activité sismique atteint.

Analyse fréquentielle des signaux

Une étude fréquentielle sur les signaux non corrigés a été réalisée puisque les réponses instrumentales des géophones utilisées par Kedar et ses collègues ne sont pas connues.

Ainsi, durant les périodes avec une intensité sismique importante, le spectre des signaux présente un contenu fréquentiel compris entre 5 et 65 Hz. Juste après l'éruption par exemple, ou plus généralement lorsque l'amplitude des signaux est faible, le spectre est moins large, et est compris entre 5 et 50 Hz (figure 4.8). Une troisième période apparaît avec une forte amplitude sismique et un spectre très large bande, entre 80 et 85 minutes.

La différence spectrale observée entre les différents stades du cycle peuvent traduire différents mécanismes associés à la dynamique du geyser, tels que l'émission de différentes sources selon les périodes, des positions de la source d'émission différentes, des changements de conditions du milieu dans lequel émet la source,... La détermination de la position de la source (partie 4.4) et du suivi des changements de vitesse du milieu (partie 5.6) permettront d'avoir des informations sur la ou les cause(s) de ce changement.

L'étude fréquentielle des enregistrements a permis de confirmer la détection de l'éruption en surface. En effet, le signal associé à la retombée de l'eau à la surface du dôme pendant l'éruption présente un spectre plus large, soit entre 1 - 80 Hz, comparé aux autres périodes du cycle (figure 4.8 (b)). Le signal sismique associé à l'éruption est de type "bruit blanc" à cause du signal généré par la chute de l'eau sur le sol. Pour déterminer le début et la fin de l'éruption j'ai donc choisi de considérer le moment à partir duquel le spectre change.

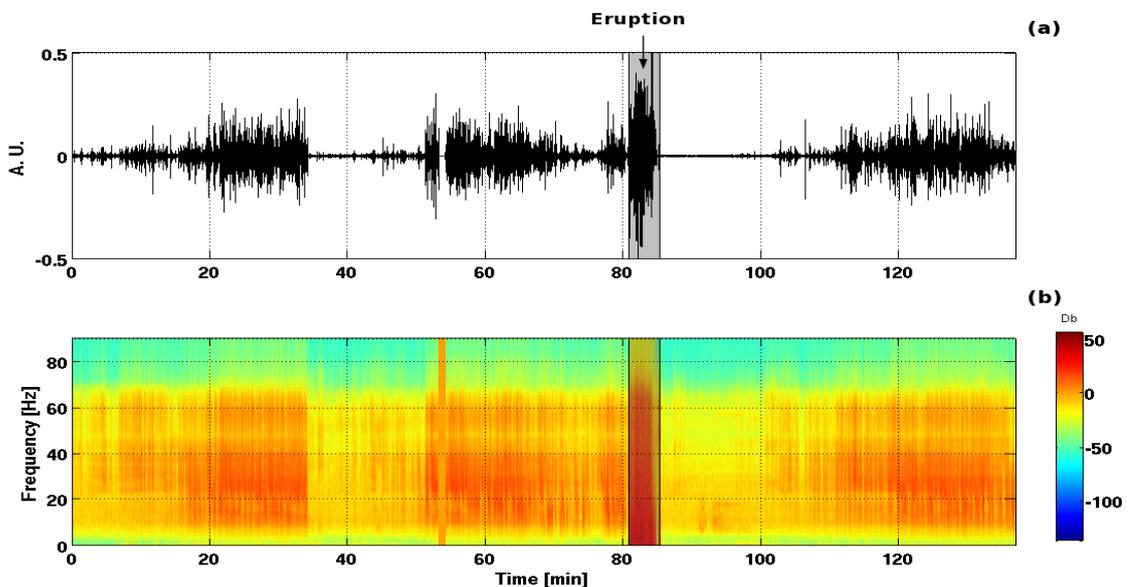


FIG. 4.8: (a) Signal sismique enregistré sur le capteur 54 du réseau R_1 et (b) spectrogramme correspondant à ces données.

Les 10 minutes d'enregistrement que j'ai traitées dans la section 4.4.3 (en rouge sur la figure 4.2 (c)) correspondent à une période où l'amplitude du signal sismique est assez

stable et élevée (figures 4.2 (c) et (d)). L'étude spectrale que j'ai conduite a été réalisée à partir de ces enregistrements car ils représentent majoritairement le type de signaux disponibles dans cette étude. Pour étudier le contenu fréquentiel de ces enregistrements et le comparer au spectrogramme calculé pour les 137 minutes d'enregistrements (figure 4.8 (b)), un spectre moyen déterminé pour la durée totale de cet enregistrement et moyenné sur les enregistrements des 96 géophones a été réalisé (figure 4.9). Mise à part le pic associé au bruit électronique à 60 Hz, le spectre présente deux modes, avec le premier entre 20 - 30 Hz avec un maxima à 23 Hz, et un second entre 5 - 15 Hz avec un maxima vers 13 Hz.

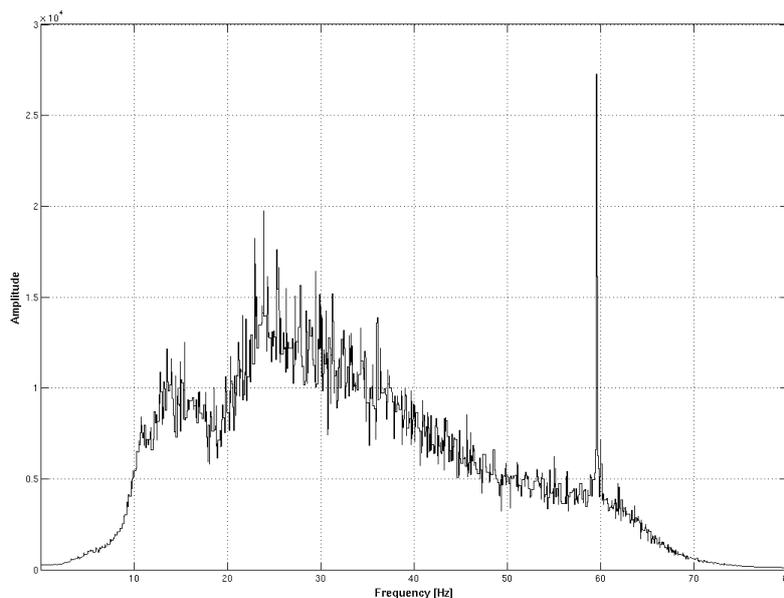


FIG. 4.9: Spectre moyen des 96 signaux de 10 minutes enregistrés à partir du réseau R_1 (partie rouge sur la figure 4.2).

Pour déterminer la bande de fréquence dans laquelle le MFP peut être calculé, le niveau de cohérence spatiale entre les signaux enregistrés par les géophones à travers le réseau doit être analysé puisque le MFP se base sur les accords de phase entre les signaux. Pour cela j'ai calculé la cohérence entre les 96 signaux et le signal du capteur 54 du réseau R_1 , le capteur le plus proche de l'orifice du geyser, sur les 10 minutes d'enregistrement (en rouge sur la figure 4.2 (c)) par bande de fréquence. Entre 8 et 70 Hz, par bande de fréquence de 1 Hz, les signaux corrélés avec le signal enregistré sur le capteur 54 présentent une forte cohérence (figure 4.10), notamment entre 12 et 58 Hz où l'on retrouve une cohérence moyenne au-dessus de 0.7 par rapport au signal enregistré sur le capteur 54.

En corrélant les 96 enregistrements sismiques de 10 minutes (en rouge sur la figure 4.2 (c)) avec le signal du capteur 54, pour des signaux filtrés dans la bande 10 - 14 Hz et dans la bande 20 - 25 Hz, on peut sélectionner la bande de fréquence la plus adaptée pour réaliser les calculs de MFP. Ainsi, la bande de fréquence 10 - 14 Hz donne un front

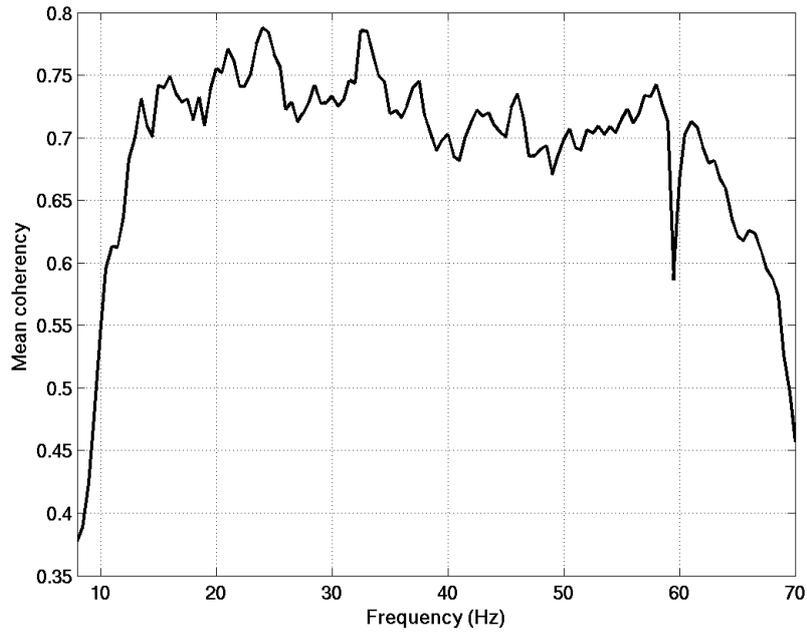


FIG. 4.10: Moyenne de la cohérence entre les 96 signaux et le signal 54 comme signal de référence à partir du réseau R_1 sur les 10 minutes d'enregistrements (partie rouge sur la figure 4.2), pour des signaux filtrés entre 8 et 70 Hz par bande de 1 Hz.

d'onde bien distinct sur les corrélations (figure 4.11 (a)), tandis que la bande 20 - 25 Hz ne permet pas d'en suivre un correctement (figure 4.11 (b)). Le MFP étant un calcul se basant sur les déphasages des signaux sismiques, la bande 10 - 14 Hz semble très bien adaptée à l'utilisation de cette méthode sur les enregistrements sismiques d'OF.

Néanmoins, avant de pouvoir utiliser le MFP dans une bande de fréquence donnée, la vitesse de propagation des ondes dans le milieu doit être déterminée.

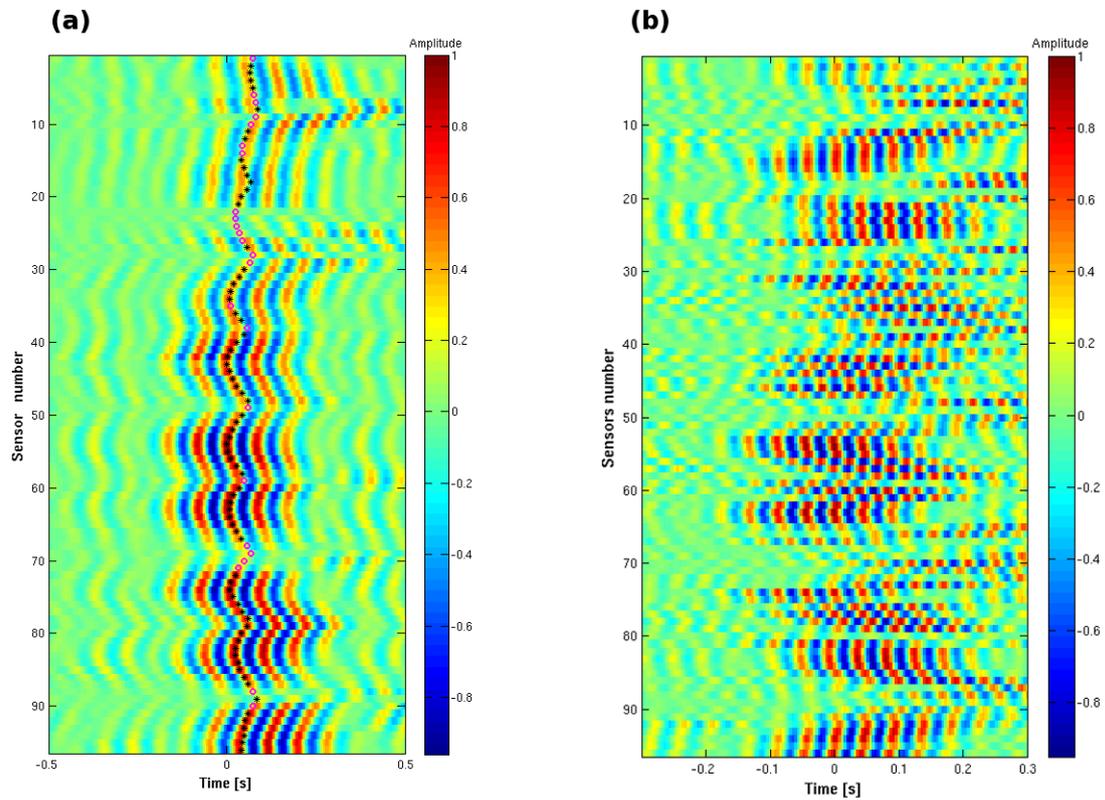


FIG. 4.11: Inter-corrélation sur 10 minutes de signal enregistrées par les 96 capteurs du réseau R_1 (partie rouge sur la figure 4.2) avec le capteur 54 comme capteur de référence. Les signaux sont filtrés entre (a) 10 et 14 Hz et (b) 20 et 25 Hz. Les symboles * sur (a) correspondent aux retards théoriques pour une source sismique localisée avec le MFP pour ces signaux, soit $X = -1.35$ m, $Y = 1.65$ m et $Z = 11$ m. Le modèle de vitesse utilisé pour déterminer les retards théoriques comprend une vitesse de surface homogène de 130 m/s pour un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} . Les symboles ◇ sont associés aux capteurs dont les signaux non pas été pris en compte dans le calcul du MFP.

4.2.3 Etude de la vitesse sismique du milieu

La surface du dôme d'Old Faithful est construite à partir de dépôts de geyserite, de la silice opaline, qui forme une couche solide, plus abondante au bord de l'orifice du geyser. Pour contraindre un modèle de vitesse de ce dôme, Sharon Kedar et ses collègues ont procédé à plusieurs tirs durant leur campagne de mesures. Il a pu ainsi établir différents modèles de vitesse du milieu. Sur les différents tirs qu'ils ont réalisés durant la campagne d'Octobre 1992, nous avons eu accès aux enregistrements correspondants à 7 tirs dont la position des sources est connue mais pas le temps d'origine, et 7 autres tirs dont ni l'un ni l'autre n'étaient à notre disposition. À partir des tirs dont la position de la source est connue j'ai déterminé les vitesses de propagation des ondes sur quelques sections sismiques actives en corrélant les enregistrements des tirs par rapport au capteur le plus proche du tir. Les signaux utilisés pour réaliser ces sections sismiques sont filtrés entre 5 et 15 Hz et j'ai considéré les stations dans l'alignement du tir pour deux sections, A et B. En mesurant la vitesse à partir de l'enveloppe des corrélations, une différence de vitesse de 30 m/s est observée entre les deux sections pour un même tir (figure 4.12), indiquant une forte hétérogénéité spatiale. Les vitesses de groupe mesurées sont de l'ordre de 130 m/s entre 5 et 15 Hz pour le tir considéré. La faible vitesse de propagation des ondes mesurée correspond à des vitesses des ondes de surface.

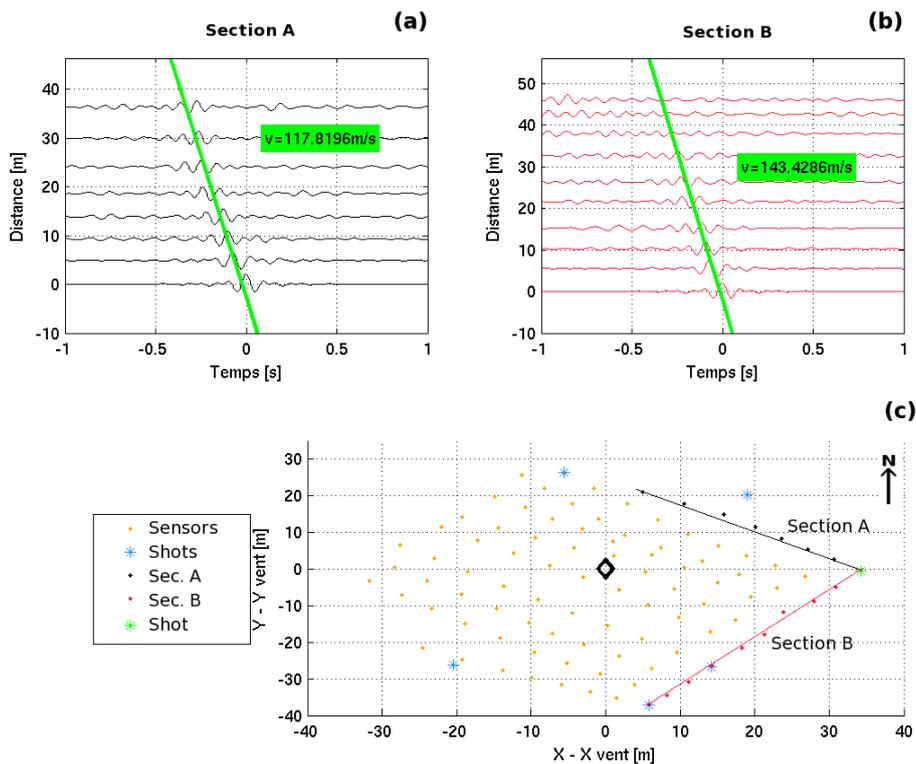


FIG. 4.12: Deux sections sismiques actives (a) A et (b) B associées au tir 1 pour des signaux filtrés entre 5 et 15 Hz. (c) Carte de la position des tirs et des géophones. Le symbole ♦ représente la position du geyser.

Afin d'utiliser les enregistrements sismiques correspondant aux 7 tirs à ma disposition, sachant que le temps d'origine du tir est inconnu, j'ai utilisé la corrélation de ces enregistrements pour pouvoir déterminer une carte de vitesses des ondes de surface. À partir des corrélations, on suppose que pour un tir effectué à une position $[x,y]$, si on corréle le signal enregistré par la station i avec celui par la station j , le décalage temporel entre les deux signaux est la différence de temps de trajet mis par l'onde pour parcourir la distance entre le tir à la station i et le tir à la station j (figure 4.13). La vitesse de l'onde correspond alors au rapport de la différence des distances $tir - station_i$ et $tir - station_j$ par le décalage temporel entre l'onde enregistrée par la station i et l'onde enregistrée par la station j . La zone correspondant à une vitesse de propagation des ondes mesurées par cette méthode est associée au milieu du segment reliant la station i à la station j (figure 4.13).

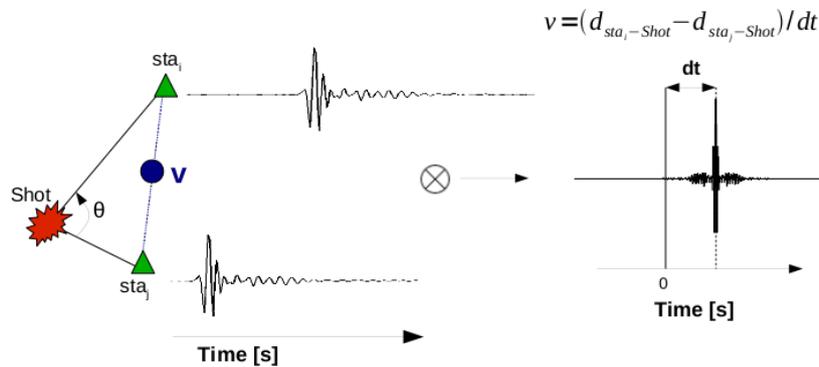


FIG. 4.13: Principe du calcul de la carte de vitesse sismique à partir des corrélations des enregistrements de tirs.

En mesurant les décalages temporels entre les signaux sismiques en prenant le maximum de l'enveloppe de la corrélation, on obtient une carte des vitesses de groupe et ceci peut être fait pour différentes bandes de fréquences dans lesquelles les signaux sont filtrés avant de les corréler. Cette méthode permet d'estimer la vitesse de propagation des ondes dans le milieu et de réaliser une carte des vitesses en 2-dimensions. Pour mieux contraindre cette technique, j'ai sélectionné les tirs pour lesquels la cohérence spatiale entre les signaux est supérieure à 0.5. Afin de limiter les erreurs sur la vitesse pour un couple de corrélation, j'ai sélectionné les paires de stations pour lesquels l'angle avec le tir, θ (figure 4.13), est inférieure à 30° , avec une distance entre les stations inférieure à 30 m afin de couvrir toute la zone du réseau.

La carte de vitesse déterminée avec cette méthode entre 11 et 13 Hz permet de mettre en évidence des hétérogénéités spatiales sur le site d'Old Faithful. La majeure partie du site présente des vitesses comprises entre 160 et 240 m/s, mais une zone à plus faible vitesse, de l'ordre de 50 m/s, est observée au Sud-Ouest du site (figure 4.14), donnant une vitesse moyenne de l'ordre de 130 m/s pour le site. Sur les corrélations des signaux entre 10 et 14 Hz (figure 4.11 (a)), on observe des retards plus importants sur les capteurs

situés dans cette zone. Sur le MNT (voir Annexe B) des tracés d'écoulement sont visibles dans la partie du site où des vitesses faibles sont mesurées et il est vraisemblable que cette zone à faible vitesse corresponde à des zones de dépôts sédimentaires.

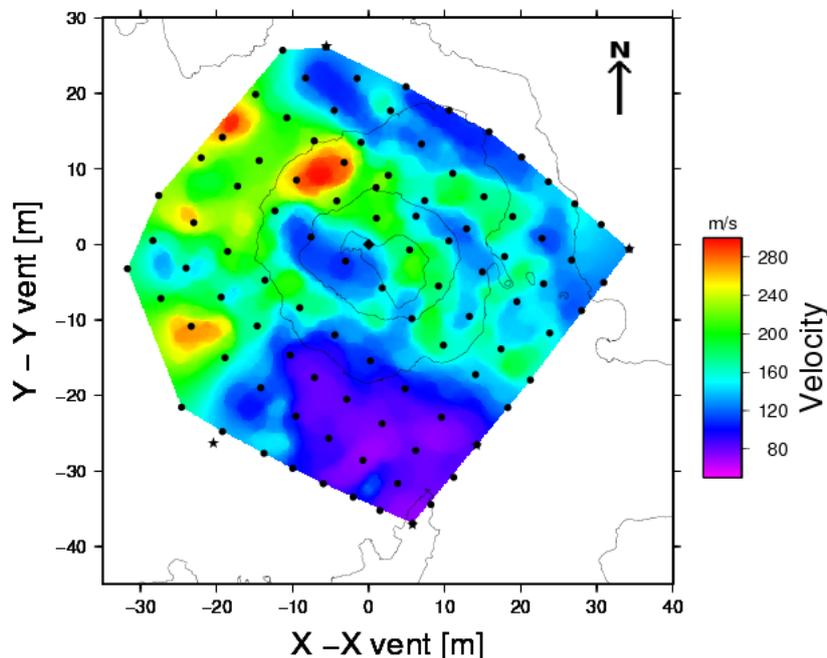


FIG. 4.14: Carte de vitesse de groupe déterminée à partir des corrélations des tirs effectués le 21 Octobre 1992 sur le réseau R_1 avec les signaux filtrés entre 11 et 13 Hz.

Parmi les modèles de vitesse proposés par Kedar (1996), un des modèles présente une vitesse en surface des ondes S de 130 m/s pour un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} (figure 4.15). En utilisant le Bartlett incohérent (voir partie 3.3.3) sur 10 minutes d'enregistrement (en rouge sur la figure 4.2 (c)), le modèle de vitesse a été testé. En effet, les mesures in-situ indiquent que le niveau de l'eau est à 12 m durant les périodes calmes du cycle (Hutchinson et al., 1997). En prenant un modèle de vitesse homogène de 130 m/s, la source est retrouvée vers 50 m de profondeur (figure 4.16 (a)) tandis qu'en prenant une vitesse en surface de 130 m/s et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , la position de la source se trouve vers 14 m de profondeur (figure 4.16 (b)). Un modèle de vitesse de 130 m/s en surface avec un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} permet ainsi de retrouver des localisations de sources correspondant aux mesures in-situ. Ce modèle de vitesse a donc été choisi pour la localisation des sources sismiques.

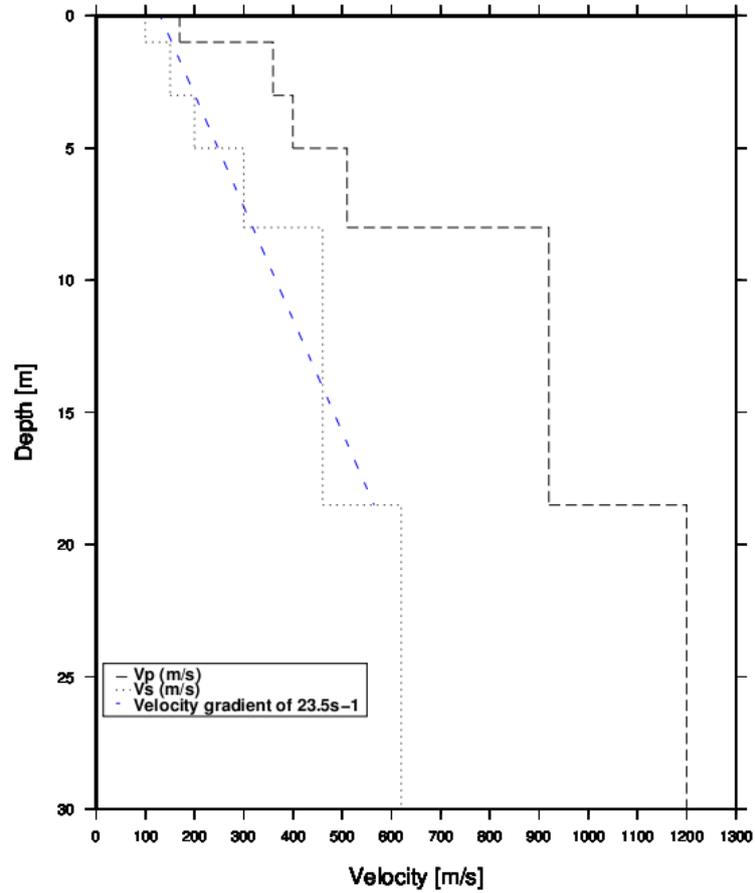


FIG. 4.15: Modèle de vitesse de Sharon (en noir) et modèle de vitesse de 130 m/s en surface avec un gradient de 23.5 s^{-1} (en bleu).

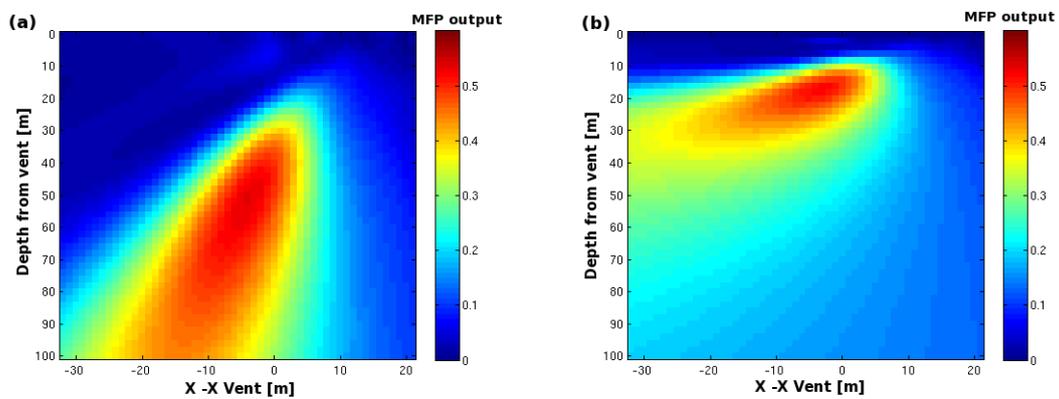


FIG. 4.16: Cartes d'ambiguïté dans le plan X - Z déterminées à partir du Bartlett incohérent en utilisant 10 minutes d'enregistrements (partie rouge sur la figure 4.2) filtrés entre 9 et 16 Hz et en utilisant (a) un modèle de vitesse homogène de 130 m/s et (b) un modèle de vitesse de 130 m/s en surface avec un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} . La source a été déterminée en utilisant une grille de recherche représentée par un carré rouge dans l'annexe B (b).

4.2.4 Evaluation de la dispersion

La méthode du MFP peut être utilisée en considérant plus de paramètres inconnus dans le calcul du beamformer que seulement les coordonnées de la source, comme la vitesse apparente des ondes, v . On considère dans ce cas une vitesse homogène dans le milieu. Ainsi, cette approche permet de déterminer la dispersion des ondes dans le milieu conjointement à la position de la source sismique si elle est utilisée à différentes fréquences (Vandemeulebrouck et al., 2010). Le calcul du MFP se fait alors dans un espace en 4 dimensions (x,y,z,v) ce qui rallonge le temps de calcul nécessaire pour déterminer chaque résultat. Si l'on souhaite inverser également le gradient de vitesse dv/dz , l'espace de recherche a alors 5 dimensions ($x,y,z,v,dv/dz$). Dans ce cas, la vitesse v dépend de la profondeur z telle que $v(z) = v_s + z \cdot dv/dz$, avec v_s la vitesse en surface et dv/dz un gradient de vitesse constant. Pour limiter le temps de calcul, les méthodes incohérentes sont alors les plus judicieuses à utiliser.

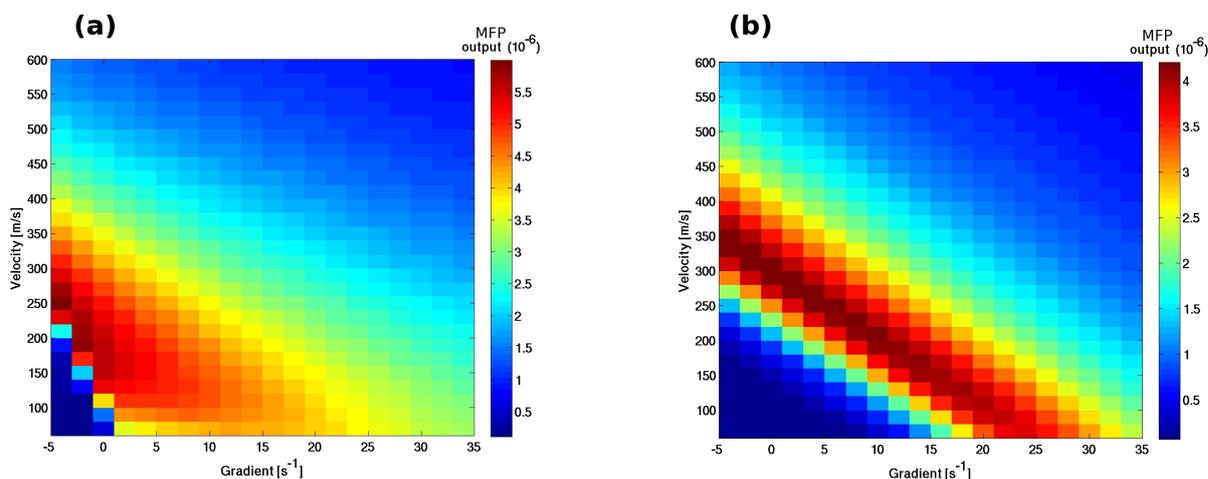


FIG. 4.17: Valeurs du MVDR pour une recherche dans l'espace vitesse-gradient à 12 Hz avec (a) X, Y et Z libres et (b) avec X, Y libres et Z fixé à 12 m, à partir des 10 minutes d'enregistrement sur le réseau R_1 (partie rouge sur la figure 4.2).

En utilisant le MVDR incohérent entre 9 et 14 Hz sur des bandes de 1 Hz et en se décalant de 0.2 Hz, la position de la source ainsi que le modèle de vitesse ont été recherchés en utilisant les 10 minutes d'enregistrements (partie rouge sur la figure 4.2). Les résultats montrent que la non-unicité d'un modèle en concordance avec les données ne permet pas de déterminer à la fois la position de la source et un modèle de vitesse comprenant une vitesse en surface et un gradient de vitesse. Dans le cas des données d'OF, le maximum du MFP tend toujours vers les limites de la grille de recherche, vers des modèles peu probables, avec des gradients inférieurs à 0 (figure 4.17 (a)). Afin de contraindre la grille de recherche, une réduction du nombre des dimensions du domaine de recherche est alors nécessaire. La source étant connue à OF, sa profondeur peut être fixée à 12 m qui est la hauteur du niveau de l'eau dans le conduit durant l'enregistrement des 10 minutes de

signal en période calme. Dans cette configuration, on retrouve toujours une incertitude sur le modèle de vitesse (figure 4.17 (b)). En effet, le MFP ne permet pas de déterminer le meilleur modèle de vitesse car plusieurs combinaisons de vitesse-gradient permettent de retrouver une source à 12 m de profondeur. On pourra toutefois noter que pour un gradient de 24 s^{-1} on retrouve une vitesse de 90 m/s, ce qui est proche du modèle utilisé.

Ainsi, pour déterminer la courbe de dispersion du milieu avec le MFP il nous faudra fixer le gradient de vitesse à 23.5 s^{-1} et la profondeur de la source. La courbe de dispersion déterminée avec le MVDR donne une vitesse de 130 m/s qui est constante entre 10.8 et 14 Hz (figure 4.18), on peut donc travailler sur plusieurs fréquences dans cette bande sans craindre un décalage de la position de la source lié à un changement de vitesse.

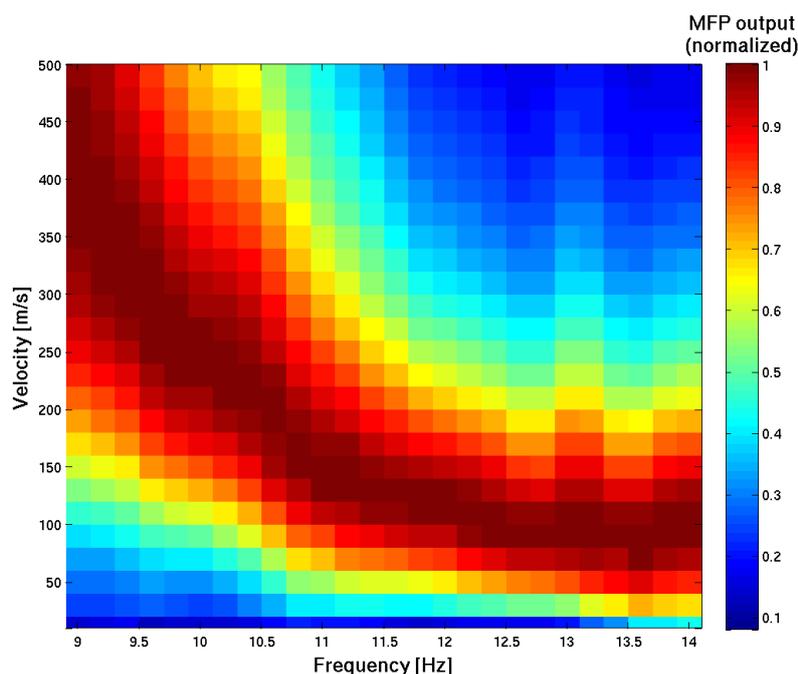


FIG. 4.18: Evolution de la valeur du MVDR incohérent normalisée en fonction de la vitesse et de la fréquence pour $Z=12 \text{ m}$ et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , à partir des 10 minutes d'enregistrement sur le réseau R_1 (partie rouge sur la figure 4.2).

Pour comparer la courbe de dispersion déterminée avec le MFP à des modèles de vitesse présentant un gradient de vitesse, des modèles directs ont été calculés en prenant une vitesse en surface de 130 m/s et des pentes comprises entre 20 et 120 s^{-1} . Pour cela, j'ai utilisé le logiciel *Geopsy* de Marc Wathelet⁴. Les courbes de dispersion correspondant à des modèles de vitesse pour lesquels on a une vitesse de surface homogène de 130 m/s et un gradient de vitesse en profondeur entre 20 et 120 s^{-1} indique que la courbe de dispersion que l'on obtient avec le MVDR correspond à un modèle de vitesse plus complexe (figure 4.19).

⁴Geopsy est un logiciel de sismologie permettant de traiter des signaux de bruit sismique ambiant dans le but de caractériser le sol. Site web : <http://www.geopsy.org/>

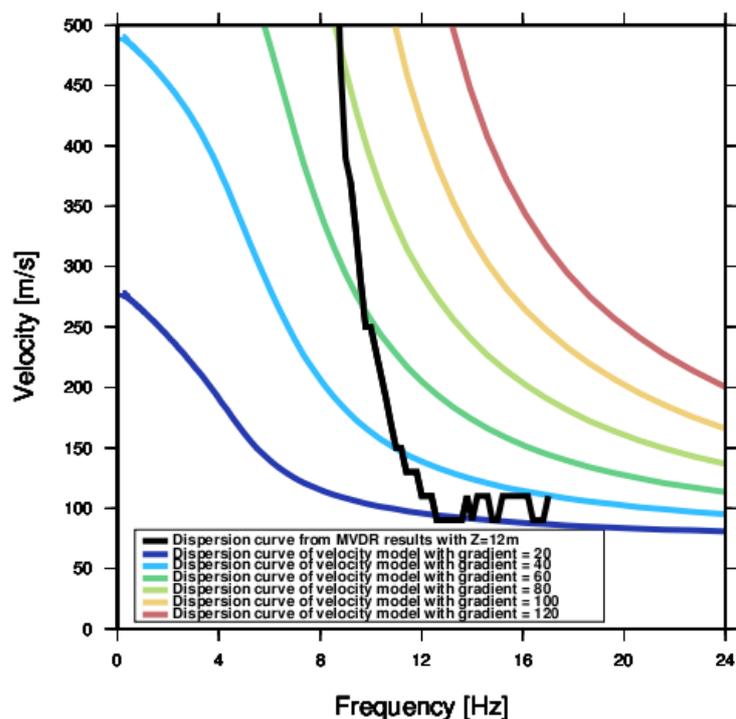


FIG. 4.19: Comparaison entre la courbe de dispersion obtenue avec le MVDR entre 9 et 14 Hz (figure 4.18) et des courbes de dispersion pour des modèles de vitesse avec différents gradients et une vitesse en surface de 130 m/s.

4.3 Comparaison des résultats obtenus avec différentes méthodes du MFP

Avant de déterminer les localisations temporelles des sources du bruit sismique enregistré à la surface du geyser durant le cycle éruptif, différents algorithmes du MFP ont d'abord été comparés en utilisant dix minutes de signal (partie rouge sur la figure 4.2). Ces dix minutes d'enregistrement sont associées à une période dite calme du cycle pendant laquelle le niveau de l'eau dans le conduit du geyser reste à une profondeur donnée. Les critères pour comparer les résultats obtenus avec les différentes approches du MFP sont la localisation de la source obtenue par rapport à ce que l'on connaît des variations du niveau de l'eau et la résolution de la carte d'ambiguïté déterminée pour chaque algorithme. Parmi les méthodes présentées dans le chapitre 3, six approches ont été utilisées :

1. le Bartlett incohérent pour k fréquences,
2. le MVDR incohérent pour k fréquences,
3. le Bartlett cohérent avec $r = p \times q$ corrélations, où $p = 5$, et k fréquences,
4. le MVDR cohérent avec $r = p \times q$ corrélations, où $p = 5$, et k fréquences,
5. le Bartlett cohérent avec $r = p \times q$ corrélations, où $p > 5$, et k fréquences,

6. le MVDR cohérent avec $r = p \times q$ corrélations, où $p > 5$, et k fréquences.

Lors de l'utilisation de l'algorithme cohérent du MFP, des ensembles de corrélations différents ont été testés avec f fréquences, r références et q stations. Dans le cas où $r = p \times q$, avec $p=5$, j'ai pris des ensembles de corrélations déterminées avec le même capteur de référence. Pour les différents capteurs de référence, cinq au total, les q corrélations sont choisies à partir de la cohérence spatiale des signaux par rapport à cette référence, et le MFP est calculé à partir des corrélations sélectionnées pour ce capteur de référence. Une carte d'ambiguïté est alors calculée en moyennant les résultats obtenus pour chaque référence. De la même façon, le calcul du MFP incohérent est réalisé en sélectionnant les capteurs ayant une bonne cohérence spatiale par rapport à un capteur de référence, puis, pour chaque capteur de référence on calcule une carte d'ambiguïté. Une carte d'ambiguïté moyenne est déterminée en considérant les cartes d'ambiguïté obtenues avec chaque référence.

Un deuxième type d'ensemble de corrélations r que l'on peut utiliser avec le MFP cohérent comprend des corrélations sélectionnées par rapport à la répartition des trajets entre les paires de stations. La première étape est de calculer les corrélations en prenant chaque station du réseau comme station de référence, puis de faire une sélection des corrélations par rapport à la cohérence des signaux. Sur deux périodes d'enregistrement, à savoir une période où l'intensité sismique enregistrée par les capteurs est forte (les minutes 25 et 11 pour les enregistrements du réseau R_1 et R_2 respectivement) et une période où elle est faible (les minutes 42 et 28, pour R_1 et R_2 respectivement), des différences dans la cohérence spatiale sont observées. En effet, entre ces deux périodes du cycle la cohérence spatiale diminue notablement. Ainsi, les périodes où l'intensité sismique est plus faible sont associés avec une diminution de la cohérence spatiale par rapport aux périodes avec une amplitude sismique forte (figures 4.20 et 4.21).

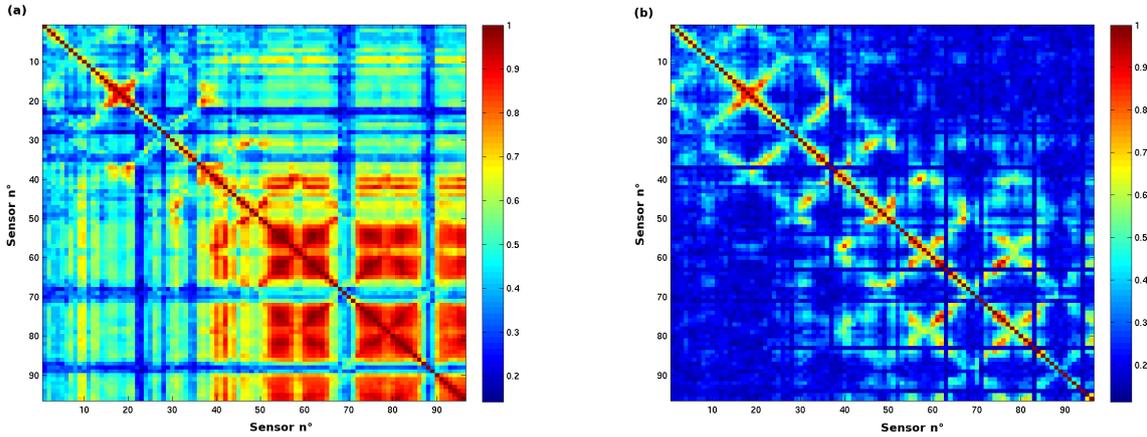


FIG. 4.20: Matrice de corrélation déterminée entre 9 - 17 Hz pour les stations du réseau R_1 avec des enregistrements de 20 s correspondant à deux périodes différentes du cycle, soit (a) à la minute 25 et (b) à la minute 42.

Afin que la carte d'ambiguïté ne dépende pas de cette première sélection des corrélations, une deuxième sélection des corrélations est effectuée afin de répartir au mieux

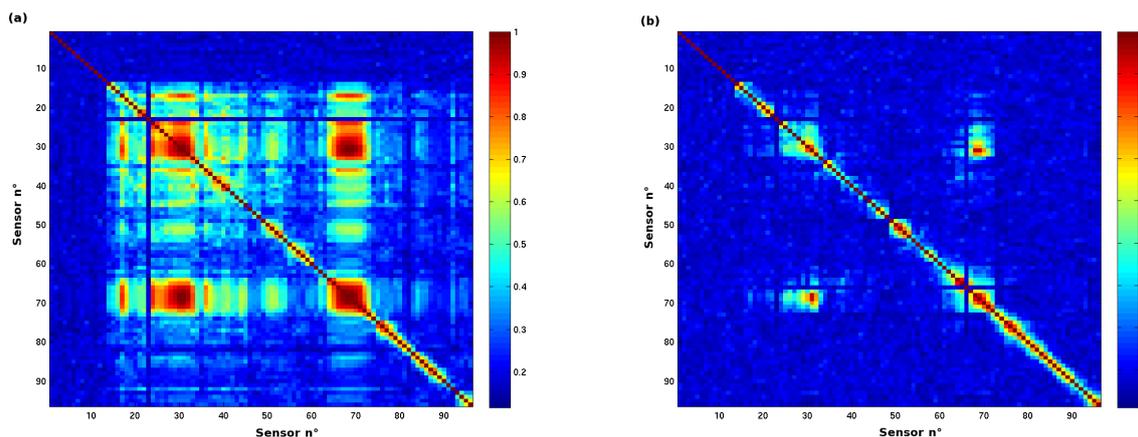


FIG. 4.21: Matrice de corrélation déterminée entre 9 - 17 Hz pour les stations du réseau R_2 avec des enregistrements de 20 s correspondant à deux périodes différentes du cycle, soit (a) à la minute 11 et (b) à la minute 28.

les couples de capteurs. Cette étape permet d'éviter que la carte d'ambiguïté soit mieux résolue dans une direction principale, correspondant à celle où l'on retrouve le plus de capteurs sélectionnés durant l'étape précédente, et que les positions de sources en soient affectées. Les couples de stations utilisées pour créer cet ensemble de corrélation sont sélectionnés en veillant à une répartition homogène des trajets entre les stations (figure 4.22).

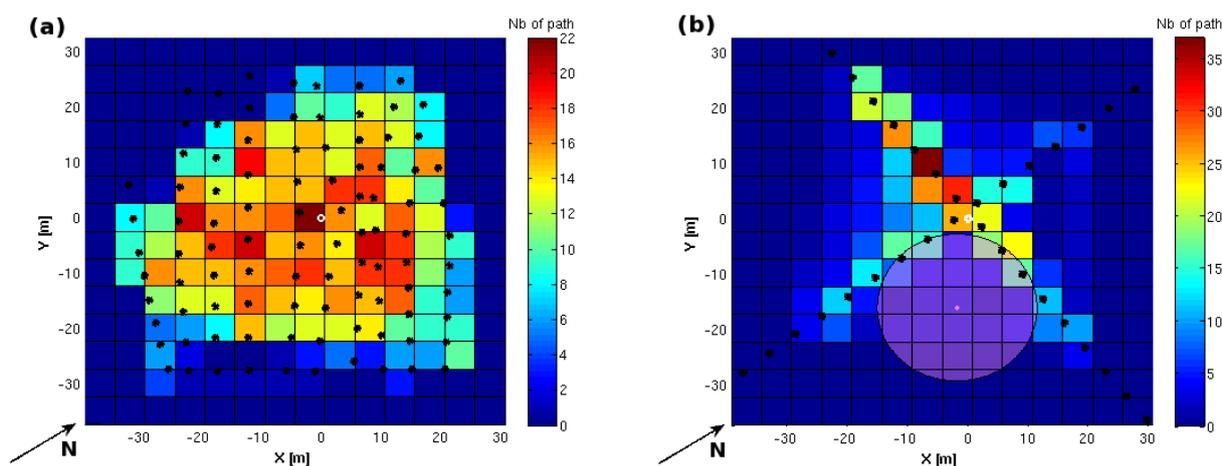


FIG. 4.22: Nombre de trajets par case projeté sur une grille de 70×70 m avec des cases de 5 m pour les couples de stations utilisées lors du calcul des corrélations pour le MFP cohérent avec les données des réseaux (a) R_1 et (b) R_2 . Le cercle en rose sur (b) correspond à la zone du cluster 2, Z_2 (voir partie 4.4.2)

Chacun des six algorithmes a été appliqué aux 10 minutes de signal (en rouge sur la figure 4.2 (c)) où l'amplitude sismique est forte, afin de retrouver l'origine de la source sismique de cet enregistrement. Dans chaque analyse, la première valeur singulière a été extraite en utilisant la SVD et en considérant des segments de signal de 30 secondes. Dans la bande fréquentielle dans laquelle le calcul a été fait, entre 11.5 et 12.5 Hz, une discrétisation en $k=11$ fréquences a été utilisée. Les positions de la source obtenue dans chaque cas sont similaires mais la résolution diffère d'un algorithme à l'autre (figure 4.23). Ainsi, pour le MVDR, la résolution est bien meilleure dans chacune des trois approches. Les cartes d'ambiguïté obtenues avec le Bartlett incohérent et cohérent (avec $p>5$) présentent des tâches focales avec une résolution de l'ordre de la longueur d'onde, soit $\lambda \sim 10$ m, (figures 4.24 et 4.25) alors qu'en utilisant le MVDR la résolution est en dessous de la longueur d'onde (figures 4.26 et 4.27). L'intérêt d'opter pour une méthode cohérente par la suite sera de capitaliser sur la cohérence spatiale et temporelle des enregistrements.

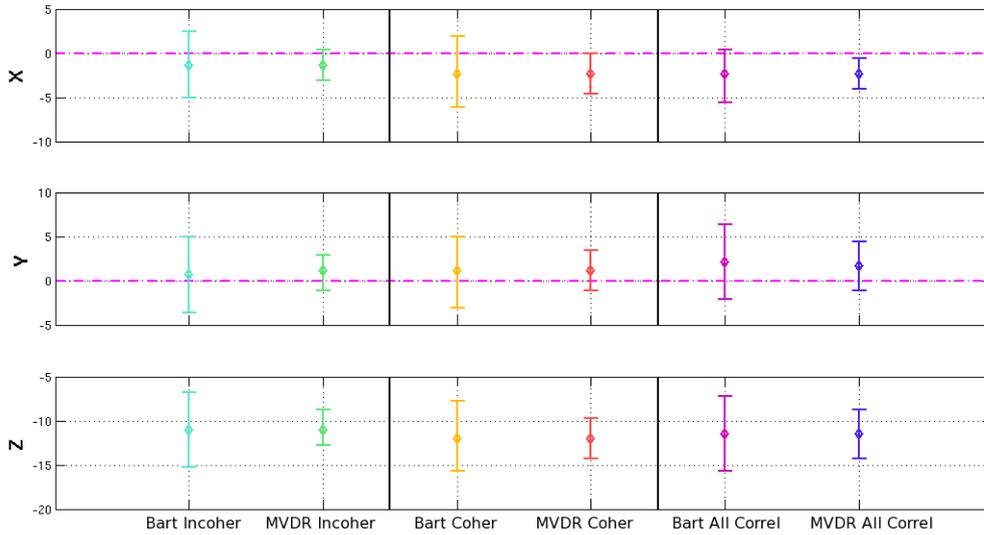


FIG. 4.23: Estimation de la position de la source en utilisant 10 minutes d'enregistrement (partie rouge sur la figure 4.2) à partir de différents algorithmes de MFP. Les barres d'erreur correspondent à la largeur du spot de focalisation à 70% du maximum de la surface d'ambiguïté. Pour les méthodes cohérentes, les corrélations sont déterminées à partir de signaux filtrés entre 11.5 et 12.5 Hz. Les traits tiretés en magenta représentent la position de l'orifice du geyser en surface.

Contrairement à d'autres études, les enregistrements sismiques associés à OF permettent d'utiliser la méthode que l'on souhaite sachant que pour chaque approche le résultat est similaire en terme de localisation des sources. L'utilisation d'une méthode au comportement non-linéaire permettra par ailleurs d'avoir une meilleure résolution spatiale de la source et de séparer d'éventuelles sources proches. Mon but étant de séparer plusieurs sources sismiques en travaillant temporellement sur des fenêtres de signal, j'ai choisi d'utiliser les techniques cohérentes, MVDR et Bartlett, en employant des segments temporels pour la localisation des sources.

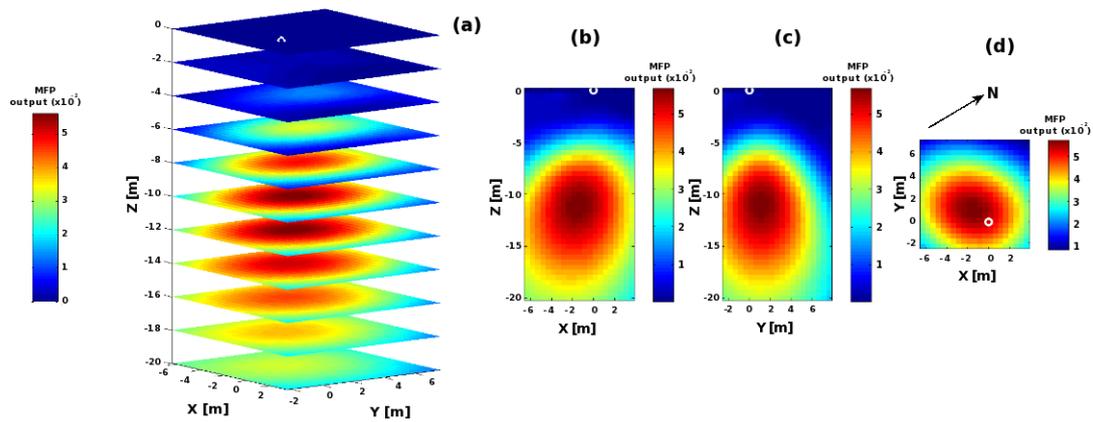


FIG. 4.24: (a) Carte d'ambiguïté en 3-D déterminée à partir du **Bartlett incohérent** en utilisant 10 minutes d'enregistrement (partie rouge sur la figure 4.2) filtrés entre 11.5 et 12.5 Hz et en utilisant un modèle de vitesse de 130 m/s en surface et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y. Le cercle blanc correspond à la position horizontale de l'orifice du geyser. La source a été déterminée en utilisant une grille de recherche représentée par un carré rouge dans l'annexe B (b).

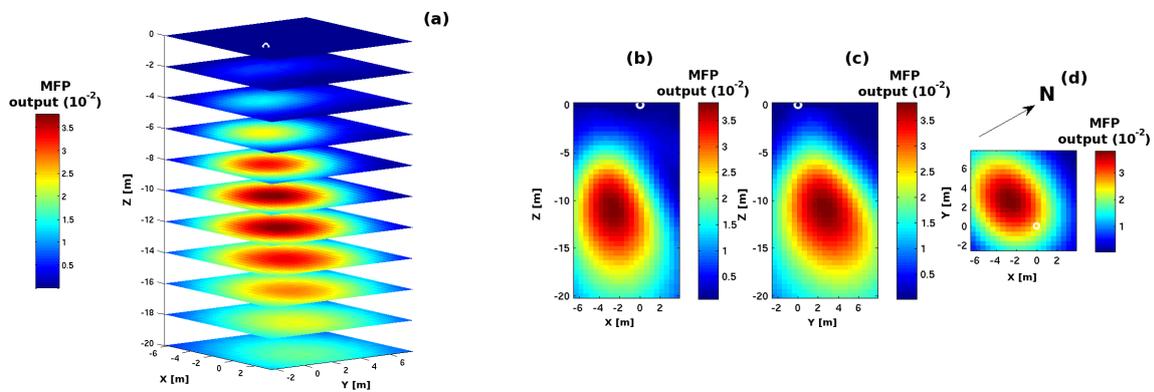


FIG. 4.25: (a) Carte d'ambiguïté en 3-D déterminée à partir du **Bartlett cohérent** avec r corrélations calculées à partir de 10 minutes d'enregistrement (partie rouge sur la figure 4.2) filtrés entre 11.5 et 12.5 Hz et en utilisant un modèle de vitesse de 130 m/s en surface et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y. Le cercle blanc correspond à la position horizontale de l'orifice du geyser. La source a été déterminée en utilisant une grille de recherche représentée par un carré rouge dans l'annexe B (b).

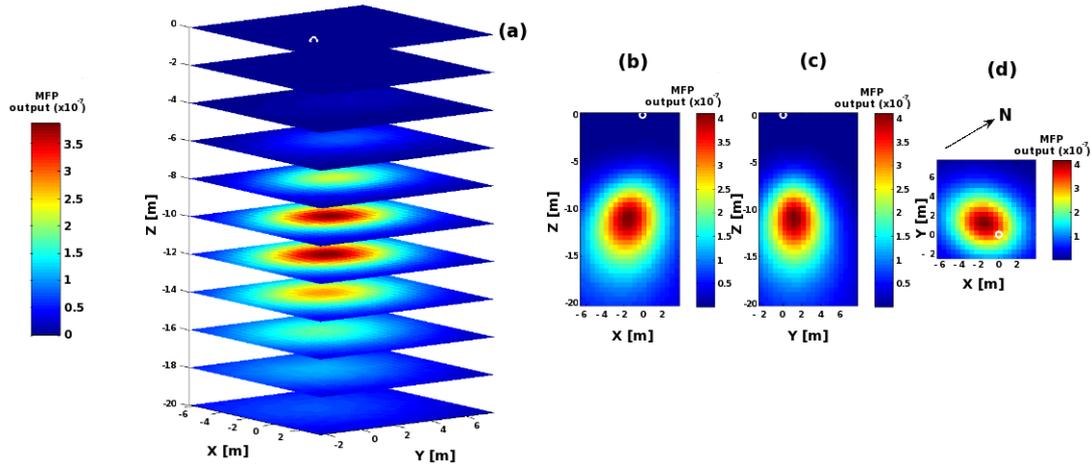


FIG. 4.26: (a) Carte d'ambiguïté en 3-D déterminée à partir du **MVDR incohérent** en utilisant 10 minutes d'enregistrement (partie rouge sur la figure 4.2) filtrés entre 11.5 et 12.5 Hz et en utilisant un modèle de vitesse de 130 m/s en surface et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y. Le cercle blanc correspond à la position horizontale de l'orifice du geyser. La source a été déterminée en utilisant une grille de recherche représentée par un carré rouge dans l'annexe B (b).

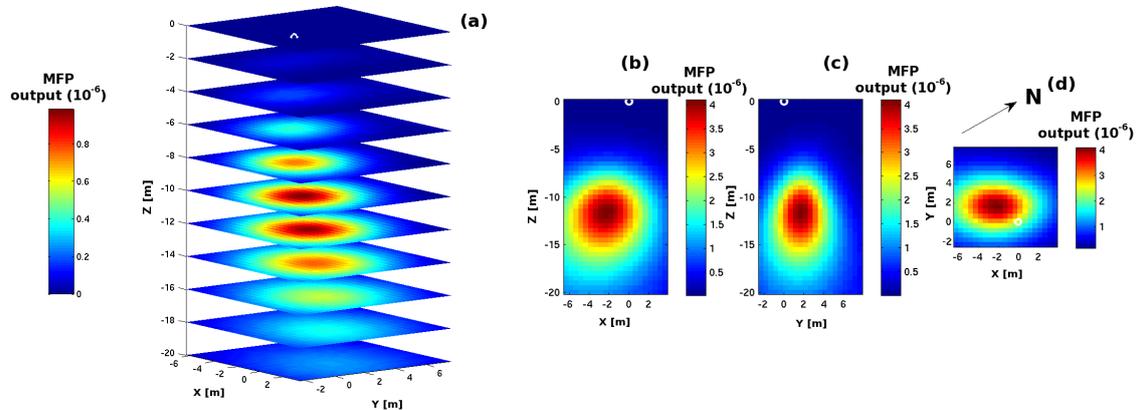


FIG. 4.27: (a) Carte d'ambiguïté en 3-D déterminée à partir du **MVDR cohérent** avec r corrélations calculées à partir de 10 minutes d'enregistrements (partie rouge sur la figure 4.2) filtrés entre 11.5 et 12.5 Hz et en utilisant un modèle de vitesse de 130 m/s en surface et un gradient de vitesse de 23.5 s^{-1} , avec (b) une coupe dans le plan X-Z, (c) dans le plan Y-Z et (d) dans le plan X-Y. Le cercle blanc correspond à la position horizontale de l'orifice du geyser. La source a été déterminée en utilisant une grille de recherche représentée par un carré rouge dans l'annexe B (b).

4.4 Suivi des sources sismiques au cours d'un cycle

4.4.1 Choix du MFP cohérent

Un des paramètres importants dans l'utilisation du MFP cohérent (ou incohérent) avec des segments est le choix de la durée des segments temporels T_s à prendre en compte mais également la durée du signal que l'on segmente. Sachant que l'on souhaite suivre la source sismique au cours du temps, les segments doivent être assez petits afin de bien suivre la source, sans que le MFP soit de mauvaise qualité si la source bouge, mais suffisamment longs pour que l'on puisse refocaliser. Un critère qui va nous permettre de choisir la taille des segments et la longueur du signal est la séparation des différentes valeurs singulières que l'on peut extraire avec le MFP, et le SNR. C'est un compromis entre ces critères, le contraste de la carte d'ambiguïté et le mouvement de la source sur lesquels il faut jouer pour sélectionner la taille des segments et la longueur du signal. L'étude de la SVD indique que les deux premières valeurs singulières peuvent être extraites.

Pour sélectionner la durée des segments, le MFP a été déterminé entre 11 et 13 Hz sur $k=11$ fréquences pour des signaux correspondant à une période avec une intensité sismique forte (i.e., à la minute 25) et une période où elle est faible (i.e., à la minute 42). Plusieurs tailles de segments T_s et de longueur L de signaux ont été testées. Les critères que j'ai choisis pour sélectionner les paramètres adaptés aux données d'OF sont le rapport entre les deux premières valeurs singulières et la valeur maximale de la surface d'ambiguïté. Sur plusieurs tests effectués avec ces signaux, les meilleurs résultats obtenus sont ceux pour des signaux de 20 s de long avec des segments $T_s=1$ s (figure 4.28). Pour des fenêtres de signal plus petites, la séparation entre les deux premières valeurs singulières est moins bien effectuée, avec des contrastes de la carte d'ambiguïté moins bon également. Entre les deux périodes étudiées, avec une amplitude des signaux sismiques faible et forte, la focalisation est bien meilleure dans le cas où la source est connue comme étant stable. Pour effectuer les calculs du MFP cohérent avec des segments, j'ai donc choisi de prendre des fenêtres de signaux L de 20 s avec une longueur des segments $T_s=1$ s, pour des segments se chevauchant sur 50 % et les fenêtres des signaux L sont décalés de 5 s. Le modèle de vitesse utilisé est celui présenté dans la partie 4.2.3 (figure 4.15) et la séparation des sources sismiques a été effectué des deux façons, à savoir en utilisant le MRABF (Multi-Rate Adaptive Beamforming) et la SVD (voir partie 3.6).

Pour localiser les sources sismiques, différentes méthodes cohérentes ont été utilisées. La localisation des sources sismiques a ainsi été réalisée à partir du MVDR cohérent en utilisant r couples, du Bartlett cohérent en utilisant r couples et du Bartlett cohérent en utilisant $2 \times r$ couples sur k fréquences. Le nombre de r corrélations correspond à la sélection de paires de stations en choisissant une répartition homogène des trajets entre les stations (figure 4.22) et le doublement du nombre des corrélations a été testé pour vérifier la robustesse des résultats obtenus avec moins de corrélations. Les trois techniques ont permis d'obtenir des positions de sources similaires. Notamment, le doublement du nombre de corrélations utilisées dans le MFP n'a pas permis d'améliorer les résultats en terme de résolution (figures 4.29 (a), (b) et (c)). Dans le but d'augmenter le nombre de sources sismiques localisées, les résultats présentés dans les parties ci-dessous prennent en compte les localisations obtenues avec ces trois méthodes.

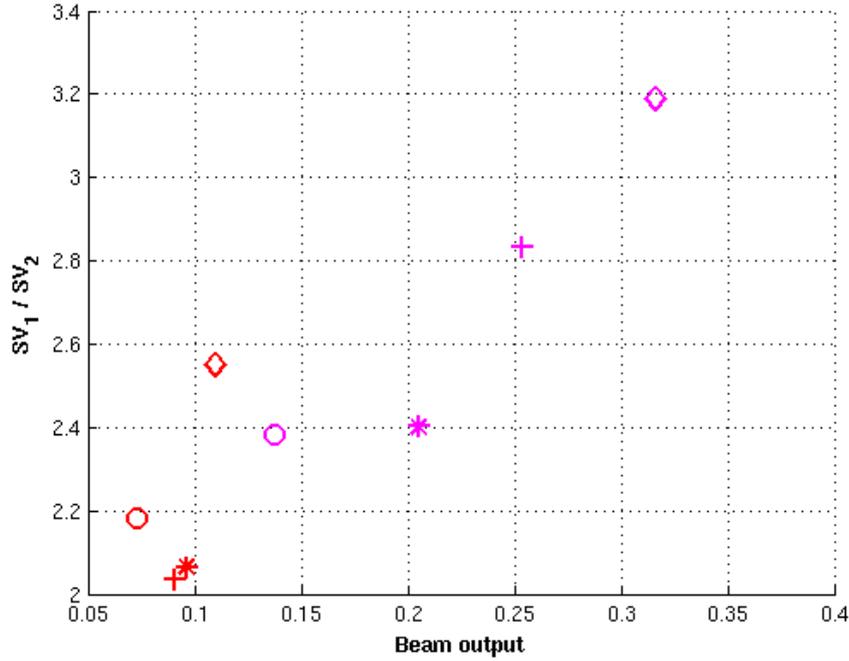


FIG. 4.28: Comparaison des critères de focalisation des sources. Les symboles $*$, \circ , \diamond et $+$ correspondent au signal pris dans une minute avec une RMS faible (42 minute) et les symboles $*$, \circ , \diamond et $+$ correspondent au signal pris dans une minute avec une RMS élevée (25 minute). Les symboles \diamond correspondent à des segments $T_s = 1$ s pour 20 s de signal, les symboles $+$ correspondent à des segments $T_s = 2$ s pour 20 s de signal, les symboles $*$ correspondent à des segments $T_s = 1$ s pour 10 s de signal et les symboles \circ correspondent à des segments $T_s = 2$ s pour 10 s de signal.

Pour optimiser au mieux la séparation des sources sismiques, j'ai testé les méthodes du MRABF (Multi-Rate Adaptive Beamforming) et de la SVD (Singular Value Decomposition) présentées dans la partie 3.6, pour déterminer laquelle est la mieux adaptée aux données d'OF. L'utilisation du MRABF nécessite de sélectionner la longueur des fenêtres de signal pour séparer les sources sismiques. Une fenêtre de 20 s pour la première valeur singulière et 40 s pour la deuxième a été sélectionnée.

En comparant ces deux méthodes de séparation des deux sources sismiques, j'ai pu observer que la méthode du MRABF permet d'extraire plus de sources secondaires que la SVD (figure 4.30).

Grâce à la séparation des sources sismiques, on observe que deux types d'activités hydrothermales agissent en même temps durant le cycle du geyser (figures 4.29 et 4.30). Les sources localisées sont différentes et complémentaires. Ainsi, les sources secondaires sont toujours localisées au Sud-Ouest de la zone dans laquelle les sources principales sont localisées, à des profondeurs plus importantes. En effet, les localisations temporelles des sources sont séparées en deux zones distinctes du geyser (figures 4.29 (d), (e) et (f)).

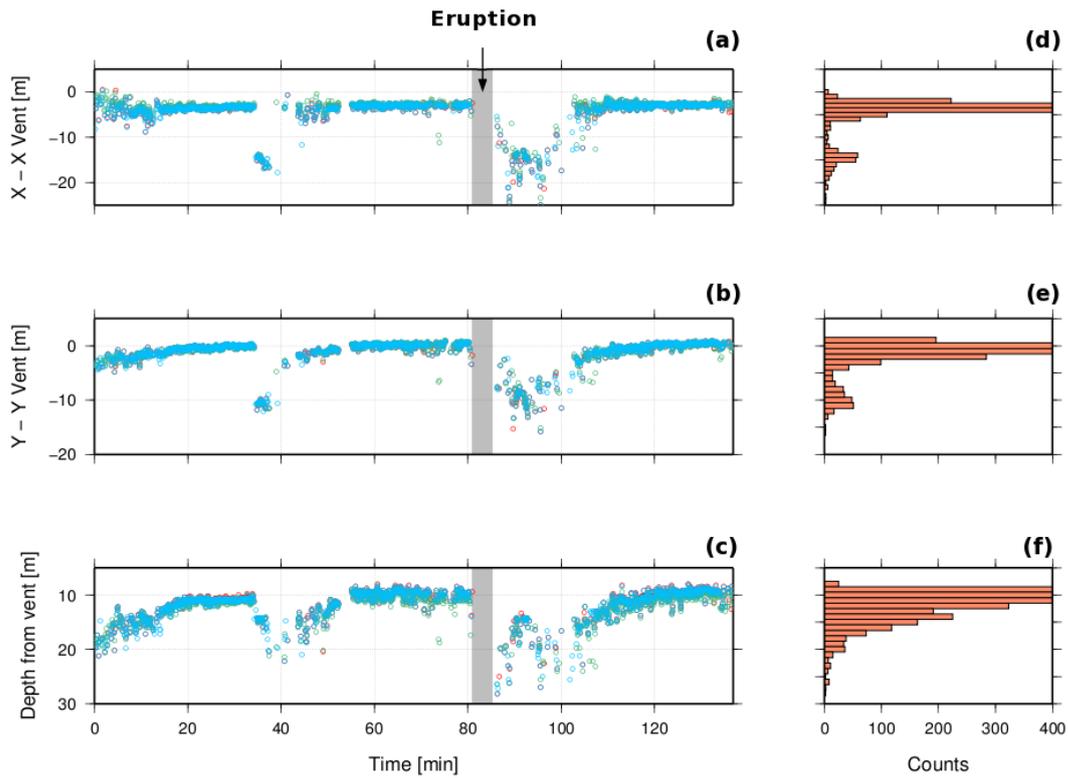


FIG. 4.29: Suivi temporel des positions des sources sismiques principales déterminées à partir du Bartlett cohérent avec r corrélations (\circ), du Bartlett cohérent avec $2 \times r$ corrélations (\circ) et du MVDR cohérent avec r corrélations (\circ) en (a) X, (b) Y et (c) Z. Histogrammes des distributions des sources en (d) X, (e) Y et (f) Z.

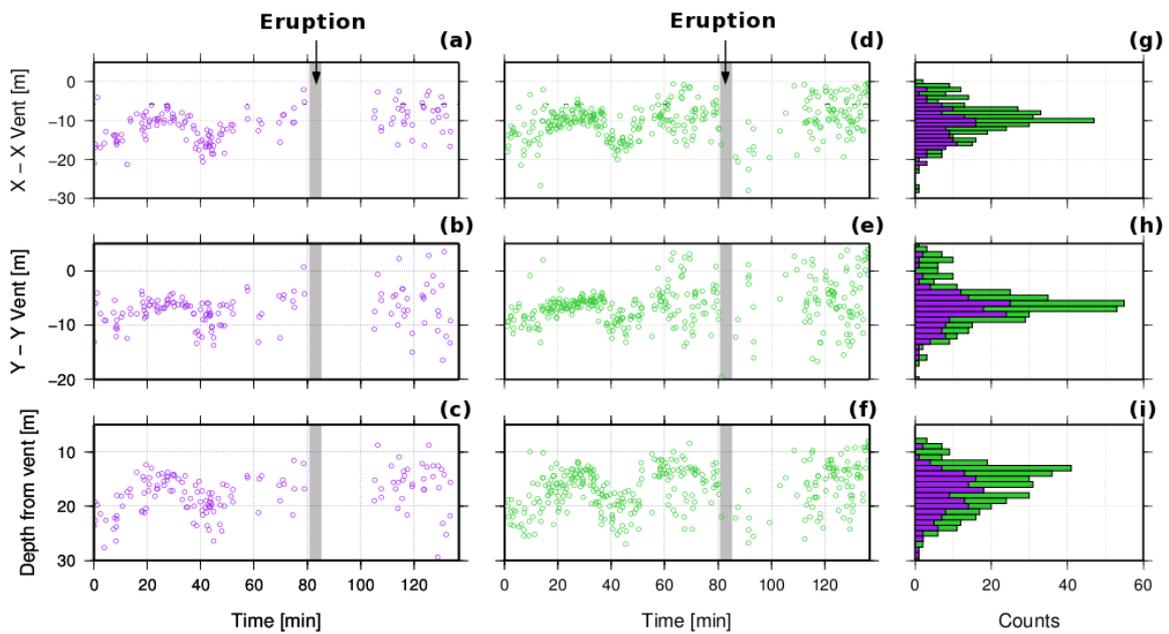


FIG. 4.30: Localisation des sources sismiques secondaires en utilisant la SVD en (a) X, (b) Y et (c) Z, et en utilisant le MRABF en (d) X, (e) Y et (f) Z. Histogrammes des distributions des sources en (g) X, (h) Y et (i) Z, avec en violet les sources localisées avec la SVD et en vert les sources localisées avec la MRABF.

4.4.2 Distinction spatiale des sources sismiques

Sur les 137 minutes d'enregistrement sismique du 21 Octobre 1992, une seule éruption a pu être identifiée grâce au signal associé à la retombée de l'eau sur le sol. Les résultats sur la dynamique du geyser que j'ai pu extraire ne concernent qu'une éruption et peuvent être difficilement généralisés, néanmoins on pourra supposer que ceux-ci se reproduisent pour de nombreuses éruptions.

Les positions de la source principale obtenues grâce aux différents algorithmes de MFP cohérent permettent d'identifier différents stades du cycle éruptif du geyser. Suite aux mesures de Kedar dans le conduit, il est logique de considérer que les sources localisées avant l'éruption, durant les périodes où l'amplitude sismique est forte, correspondent à la cavitation de bulles. Celle-ci se produit au sommet de la colonne d'eau dans le conduit et donc l'altitude des sources sismiques localisées avec le MFP correspond au niveau de l'eau dans le conduit. À partir de ces mesures, la période associée au remplissage du conduit pourra être analysée (partie 4.4.5). De la même façon, juste après l'éruption le suivi temporel des sources indique des mouvements caractéristiques du rechargement du geyser (partie 4.4.4).

La distribution spatiale des sources, permet quant à elle, de distinguer différentes zones dans lesquelles sont localisées les sources au cours du cycle éruptif. En effet, un histogramme représentant la distribution spatiale des sources en X et en Y indique qu'il y a deux zones, Z_1 et Z_2 où les sources sont principalement localisées (figures 4.29 (d) et (e)), soit pour Z_1 $X=[-10, 0]$ m et $Y=[-5, 2]$ m, et pour Z_2 entre $X=[-25, -10]$ m et $Y=[-15, -5]$ m.

La représentation en X-Y des sources sur le dôme du geyser permet de confirmer cette séparation spatiale des sources (figure 4.31 (b)). Sur les plans représentant les localisations de source en profondeur (figures 4.31 (a) et (c)), la séparation entre les deux zones met en évidence également des profondeurs limites des sources dans chaque zone. Les sources associées à la zone Z_1 sont réparties à des profondeurs entre 9 et 20 m, alors que la seconde zone Z_2 présente des sources plus profondes, avec des localisations situées entre 14 et 30 m (figure 4.31 (a) et (c)).

Temporellement, les sources localisées dans la zone 2 (Z_2) entre 85 et 103 minutes sont associées à une période de remplissage du geyser puisqu'elle fait suite à une éruption en surface. Les sources localisées pendant cette période du cycle coïncident donc avec une zone de rechargement. En partant de cette séparation spatiale des sources, le stade durant lequel les sources se situent dans la zone de rechargement entre 34 et 41 minutes se rapporte à une éruption avortée puisqu'aucun signe d'une éruption en surface n'est observé.

D'après ces différentes observations deux zones du geyser peuvent alors être définies :

1. Z_1 : associée au conduit du geyser.
2. Z_2 : associée à une zone de rechargement.

Les positions des sources sont alors représentées en considérant un figuré pour chaque zone, soit \circ pour Z_1 et \circ pour Z_2 (figure 4.31).

L'alignement des sources sismiques, localisées dans les deux zones, avec un ancien dôme de geyser au Sud-Ouest de ces localisations (figures 4.31 (b) et (c)) semble indiquer que la

zone de recharge se présente comme une cavité formée entre cet ancien dôme et celui d'OF. Pour confirmer la direction principale des sources, j'ai déterminé les composantes principales des deux clusters de sources définies par les zones Z_1 et Z_2 .

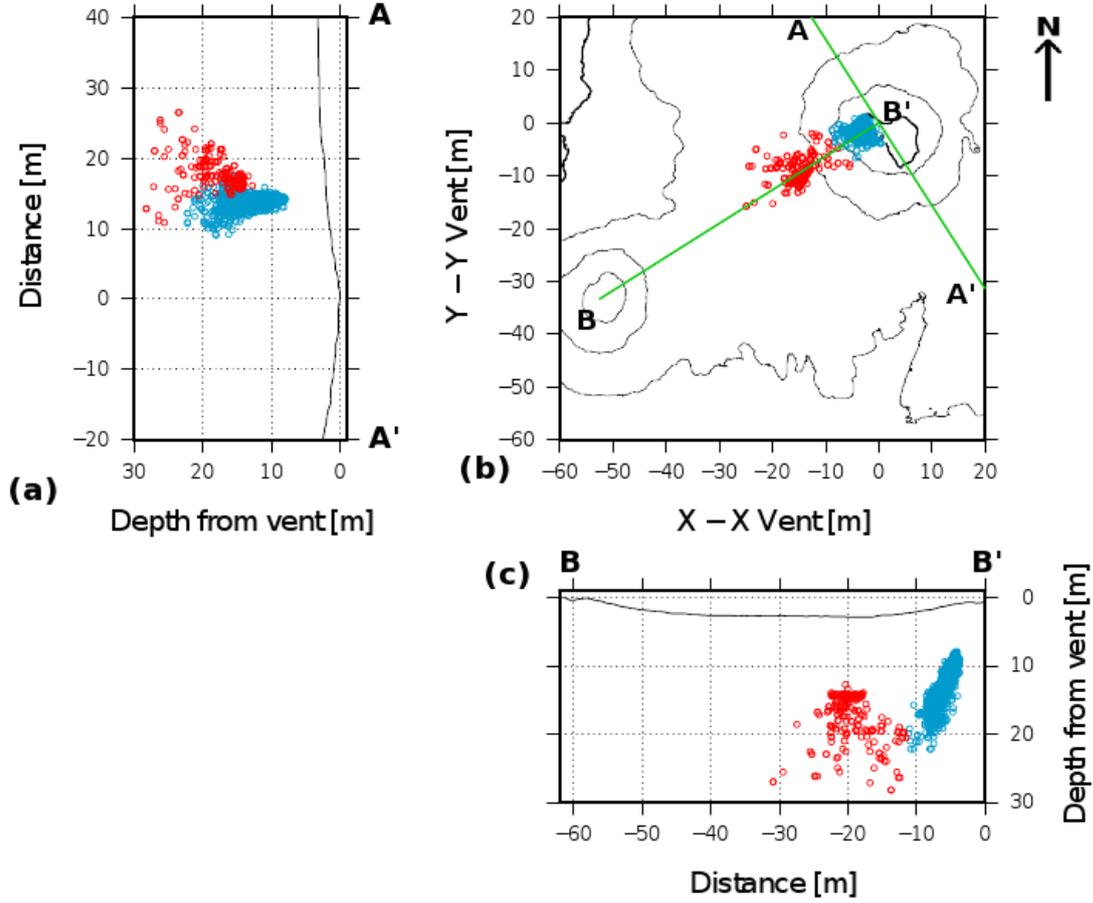


FIG. 4.31: Positions des sources sismiques principales déterminées à partir des trois méthodes sur un plan (b) X-Y et sur deux sections (a) A-A' et (c) B-B'. Les symboles \circ représentent les sources localisées dans la zone Z_1 et les symboles \circ représentent les sources localisées dans la zone Z_2 .

Tout d'abord j'ai représenté les deux zones en définissant les limites de chaque cluster, afin d'avoir une imagerie du conduit et de la zone de recharge. Pour représenter ces deux zones, j'ai utilisé les localisations correspondant à la source principale, déterminées à partir des trois algorithmes. Ainsi, la zone Z_1 est caractérisée par une forme tubulaire allongée tandis que Z_2 est plus large. Les axes principaux des deux zones ont été déterminés et notamment l'inclinaison, ϕ , et la direction, θ , de chaque axe.

Pour confirmer ces interprétations, l'étude des composantes principales de chacune de ces zones, telle qu'elle a été définie par [Michelini et Bolt \(1986\)](#), permet de définir la forme des clusters, à savoir si les sources sont situées plutôt dans un plan ou dans un tube ([De Barros et al., 2009](#)). En suivant les approches de [Michelini et Bolt \(1986\)](#) et [De Barros](#)

et al. (2009), mais sans travailler sur l'évolution temporelle des localisations de sources, j'ai calculé les rapports des axes principaux des deux zones pour déterminer leurs formes. En considérant L_1 , L_2 et L_3 les longueurs des demi-axes des composantes principales des clusters, [Michelini et Bolt \(1986\)](#) ont défini la géométrie de clusters de points d'après les rapports des axes. En effet, pour des rapports $L_1/L_3 \geq 2.5$ et $L_2/L_3 \geq 1.75$ on a une structure plan tandis que pour $L_1/L_3 \geq 2.5$ et $L_2/L_3 < 1.75$ la géométrie est tubulaire. Ainsi, dans le cas du premier cluster, soit Z_1 associé au conduit, les rapports des axes indiquent qu'il s'agit d'une structure plutôt tubulaire tandis que le cluster 2 est assimilé à un plan (tableau 4.2).

TAB. 4.2: Valeurs des composantes principales associées aux deux clusters, Z_1 et Z_2 .

Cluster	$\phi_1(^{\circ})$	$\theta_1(^{\circ})$	$\phi_2(^{\circ})$	$\theta_2(^{\circ})$	$\phi_3(^{\circ})$	$\theta_3(^{\circ})$	L_1/L_3	L_2/L_3
Z_1	23.84	116.98	83.23	11.39	67.26	81.47	6.20	1.81
Z_2	159.10	79.29	94.57	22.78	69.65	65.52	2.15	1.85

En définissant ϕ et θ comme étant les coordonnées sphériques des axes principaux des deux clusters, avec ϕ l'angle zénithal donnant l'inclinaison par rapport à la verticale et θ l'angle donnant l'orientation du cluster par rapport au Nord géographique, on peut observer que le cluster Z_1 , associé au conduit, présente une inclinaison d'environ 20° (tableau 4.2). Alors que le conduit du geyser est vertical ([Hutchinson et al., 1997](#)), cette inclinaison peut s'expliquer par une incertitude du modèle de vitesse en profondeur, et plus particulièrement due à des hétérogénéités latérales, entraînant une erreur sur les coordonnées horizontales des sources en profondeur.

Les localisations des sources secondaires se situent en majorité dans la zone de recharge (figure 4.30). Ces sources secondaires indiquent que des mouvements hydrothermaux se produisent de manière continue dans la zone de recharge (figure 4.32). On pourra noter que pendant le rechargement du geyser, après l'éruption, les sources (principales et secondaires) se situent dans la zone Z_2 (figure 4.32).

Pour comparer les résultats obtenus sur les 137 minutes d'enregistrements du 21 Octobre, j'ai également calculé les positions des sources en utilisant les données correspondant aux enregistrements effectués avec le deuxième réseau R_2 . Les corrélations ont été sélectionnées de la même façon que pour le réseau R_1 avec une répartition moins efficace des couples de capteurs (figure 4.22 (b)).

La deuxième configuration des stations utilisée ce jour là n'est pas optimale pour retrouver des sources situés dans la zone de recharge Z_2 car très peu de trajets passent par cette zone (figure 4.22b). Effectivement, les résultats du Bartlett cohérent obtenus avec ces enregistrements ne permettent pas de retrouver les sources se situant hors de la zone Z_1 (figures 4.33 et 4.34). De plus, l'incertitude sur les positions des stations induit un décalage des sources en Y par rapport aux localisations obtenues avec le réseau R_1 .

La répartition des stations du réseau joue ainsi un rôle important dans la qualité des résultats.

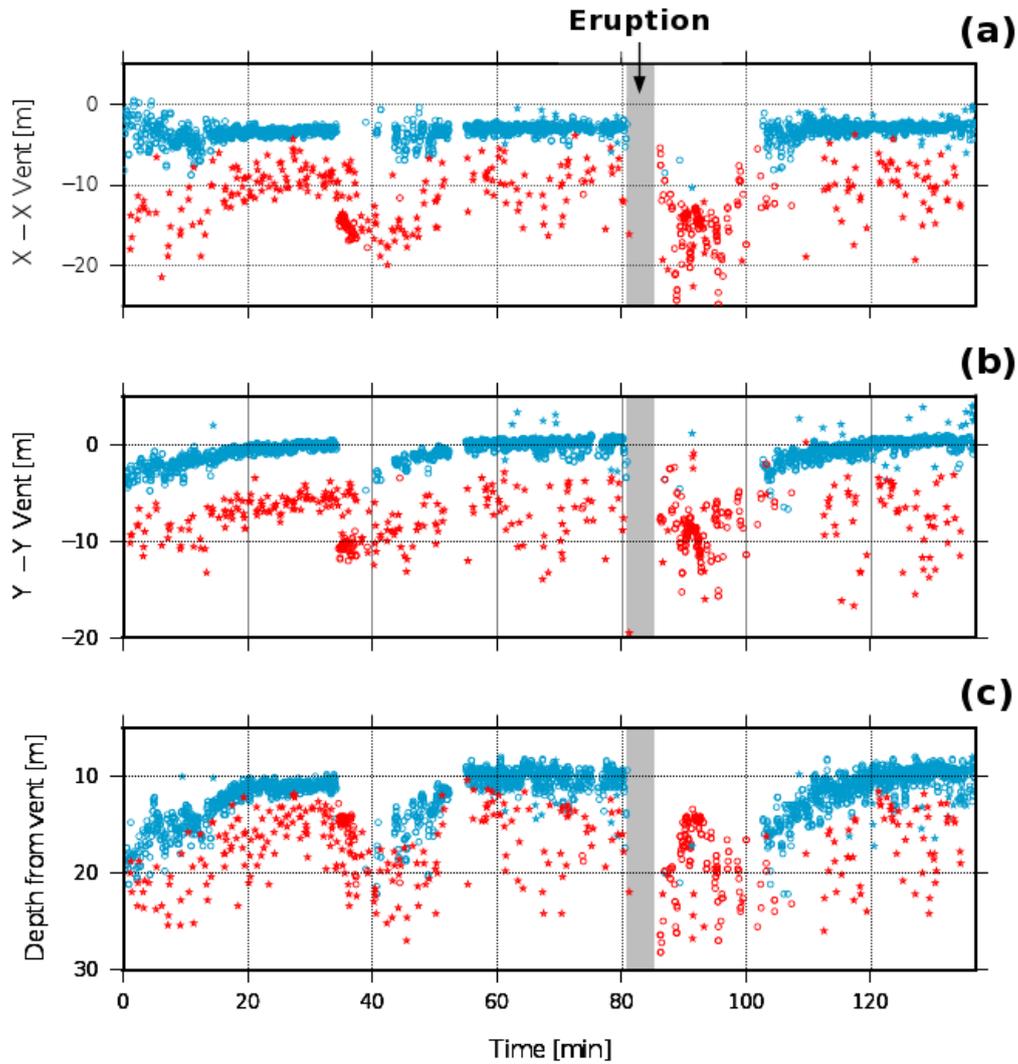


FIG. 4.32: Positions des sources sismiques principales et secondaires en (a) X, (b) Y et (c) Z. Les symboles \circ représentent les sources localisées dans la zone Z_1 pour les sources principales, les symboles $+$ correspondent aux sources secondaires dans la même zone, les symboles \circ représentent les sources localisées dans la zone Z_2 et les symboles $+$ sont ceux pour les sources secondaires dans la même zone.

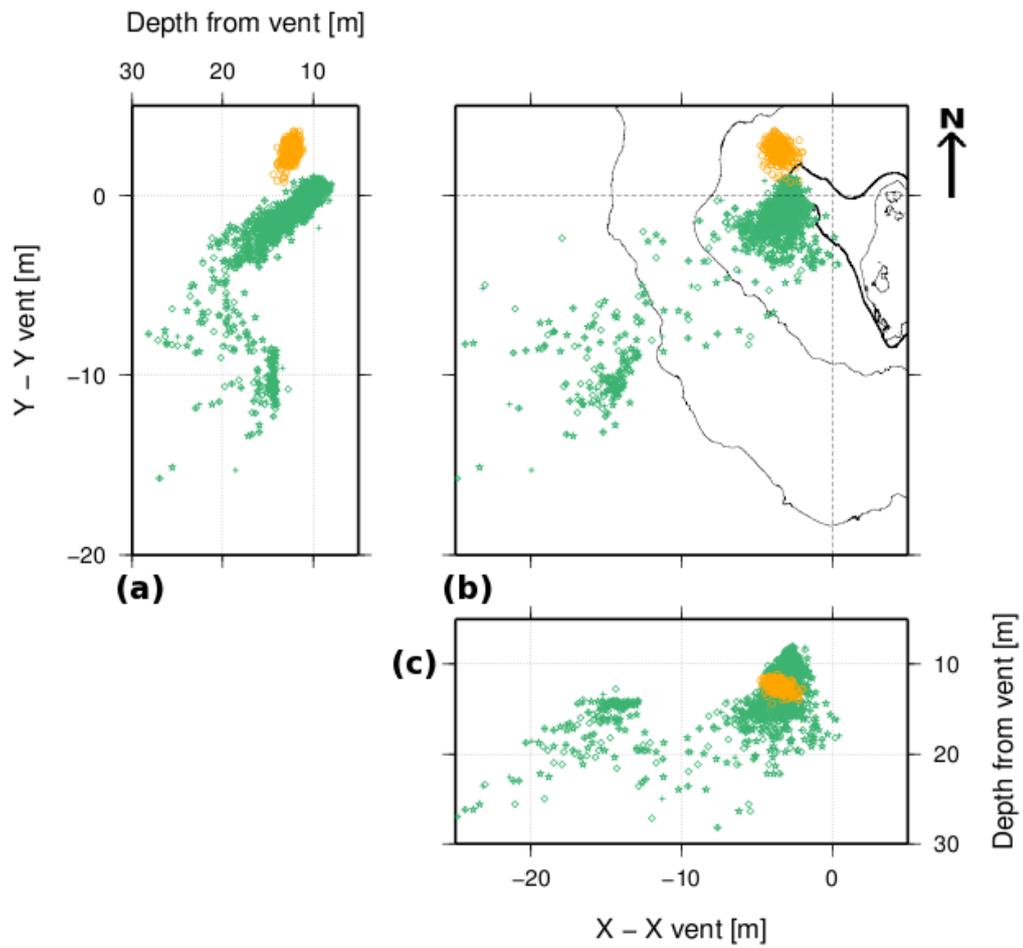


FIG. 4.33: Positions des sources sismiques principales déterminées à partir des trois méthodes sur un plan (a) Y-Z, (b) X-Y et (c) X-Z avec le réseau R_1 (symboles : \circ) et R_2 (symboles : \circ), à partir du Bartlett cohérent.

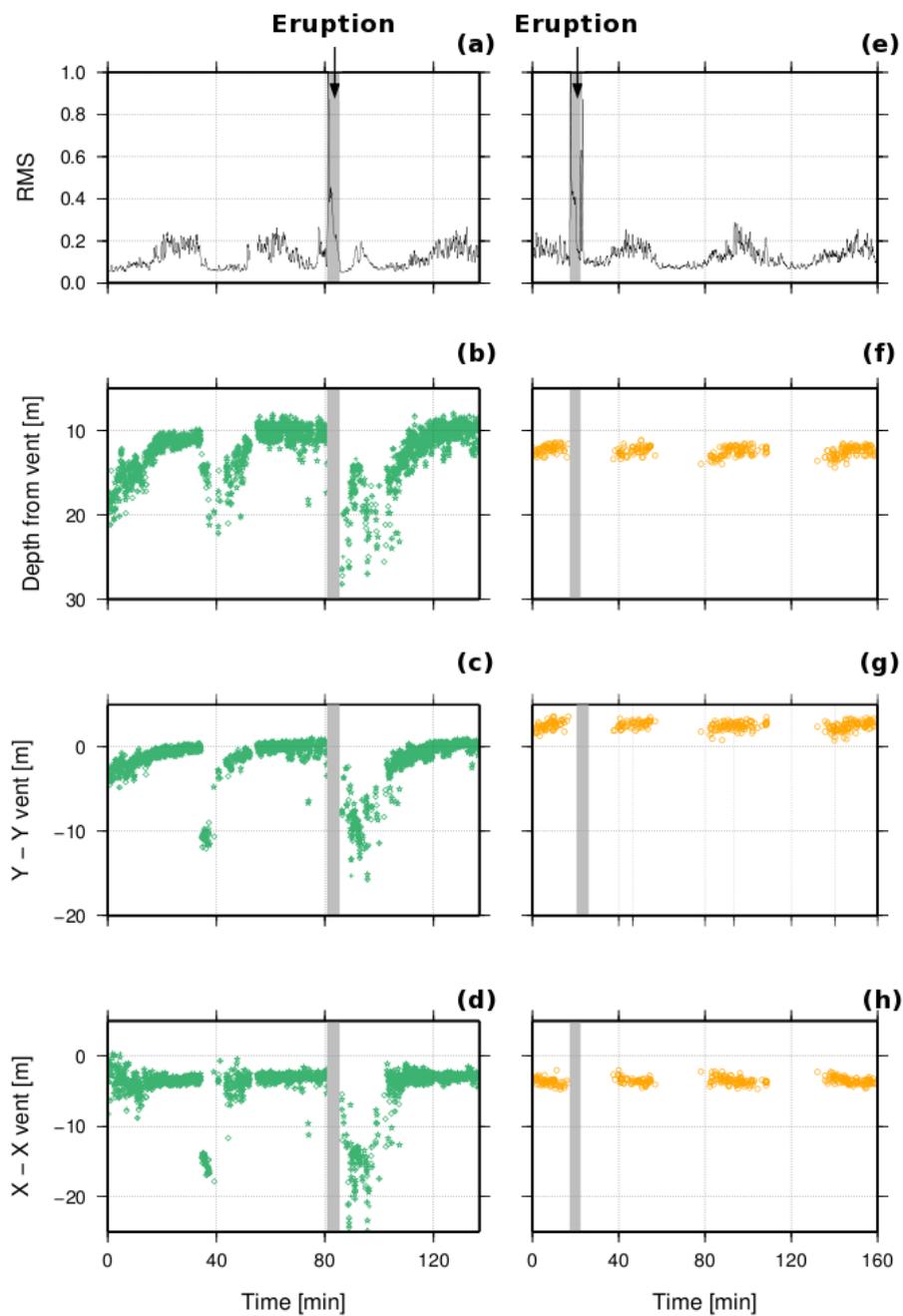


FIG. 4.34: RMS normalisé des signaux du (a) 21 Octobre et (e) du 22 Octobre et suivi temporel des positions des sources sismiques principales déterminées à partir des trois méthodes en (b) X, (c) Y et (d) Z avec le réseau R_1 et en (f) X, (g) Y et (h) Z avec le réseau R_2 à partir du Bartlett cohérent.

4.4.3 Période de stabilité de la source

En utilisant le Bartlett cohérent, nous avons étudié 10 minutes d'enregistrement correspondant à une période où l'activité sismique enregistrée à la surface du geyser est assez stable. Durant cette période, la source sismique présente une position moyenne fixe, vers 11 m de profondeur dans la zone du conduit (figure 4.35 (c)). Cette profondeur de la source correspond au niveau de l'eau qui a été observé dans le geyser durant les périodes précédant les éruptions (Hutchinson et al., 1997). Par ailleurs, des oscillations régulières de la source dans les directions X, Y et Z peuvent être identifiées (figures 4.35 (a), (b) et (c)) et ont été observées par Birch et Kennedy (1972) (voir partie 2.5.4).

La période d'oscillation de la source sismique peut être étudiée en faisant une transformée de Fourier de l'évolution temporelle de sa position dans chacune des directions. Ainsi, un mouvement de période égale à 1 minute est clairement observée dans chaque direction et la moyenne spectrale n'indique pas de mouvements secondaires de la source pour des périodes plus grandes ou plus petites (figure 4.35 (d)). Birch et Kennedy (1972) et Hutchinson et al. (1997) ont également observé de rapides fluctuations de la température à la même période.

Ces mouvements sont reliés aux instabilités du fluide diphasique contenu dans le conduit à cette période, similaire aux phénomènes d'oscillations décrits par Bouré et al. (1973) dans un écoulement diphasique.

La stabilisation des sources à 11 m de profondeur durant cette période dans le conduit du geyser peut indiquer un arrêt du remplissage dû à une zone de plus forte perméabilité. Dans ce dernier cas l'eau continue de remplir le geyser mais celle-ci s'évacue à la même vitesse que le remplissage se traduisant par la stagnation du niveau de l'eau.

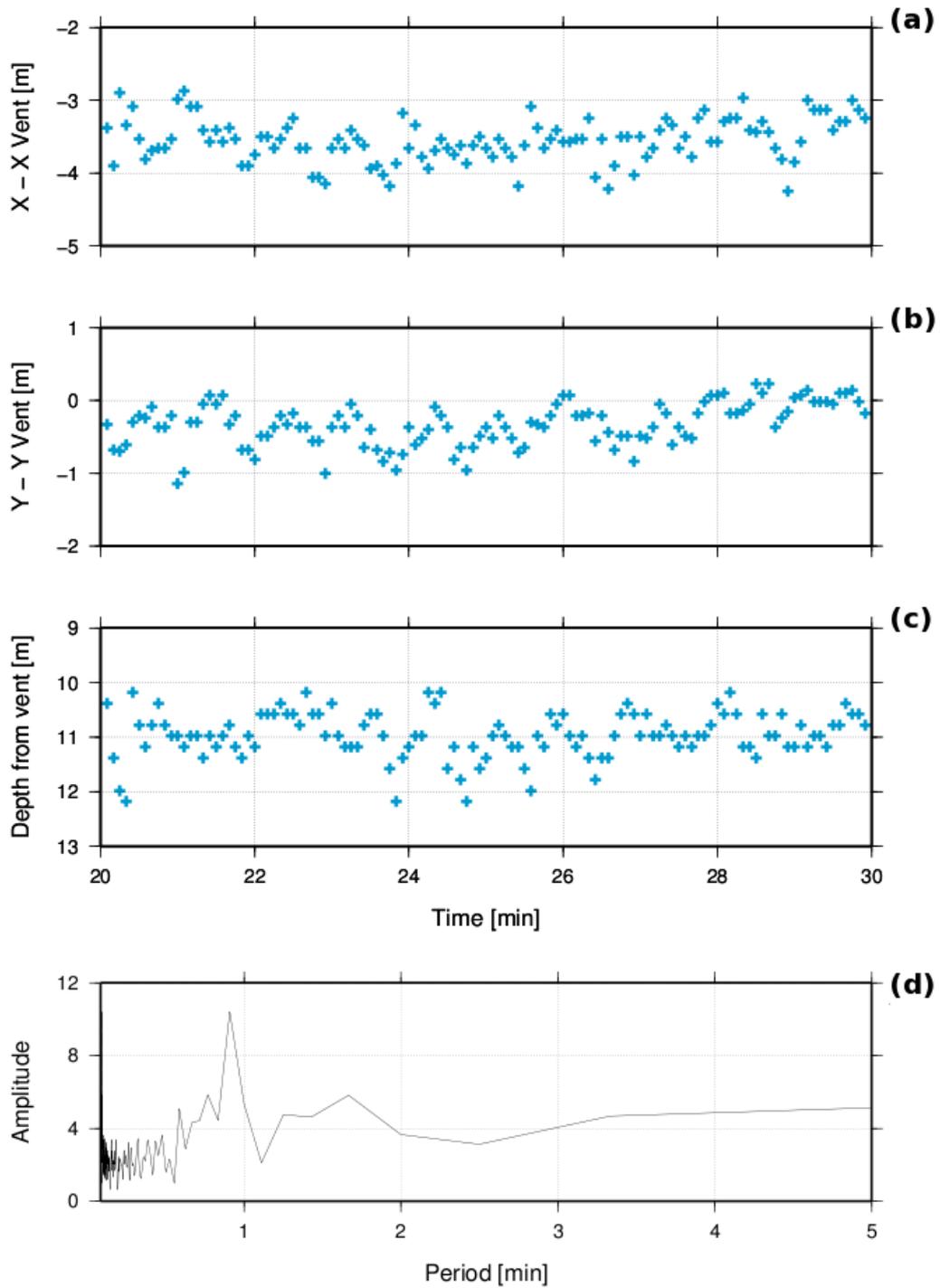


FIG. 4.35: Positions des sources sismiques déterminées à partir du Bartlett cohérent avec $r=171$ corrélations en utilisant 10 minutes d'enregistrement (partie rouge sur la figure 4.2) en (a) X, (b) Y et (c) Z avec le réseau R_1 . (e) Moyenne spectrale des variations des positions de la source en X, Y et Z.

4.4.4 Alimentation du geyser

Après l'éruption en surface, les sources, principales et secondaires, sont toutes localisées dans la zone de rechargement. Entre 86 et 100 minutes, on observe un mouvement de va et vient des sources dans cette région. En effet, si l'on représente la distribution spatiale des sources pour cette période, un mouvement oscillant entre la base du conduit et le Sud-Ouest peut être identifié (figure 4.36 (a)). En projetant les points dans le plan de la première et de la troisième composante principale, soit en réalisant une carte factorielle, ce mouvement peut être assimilé à une parabole (figure 4.36 (b)).

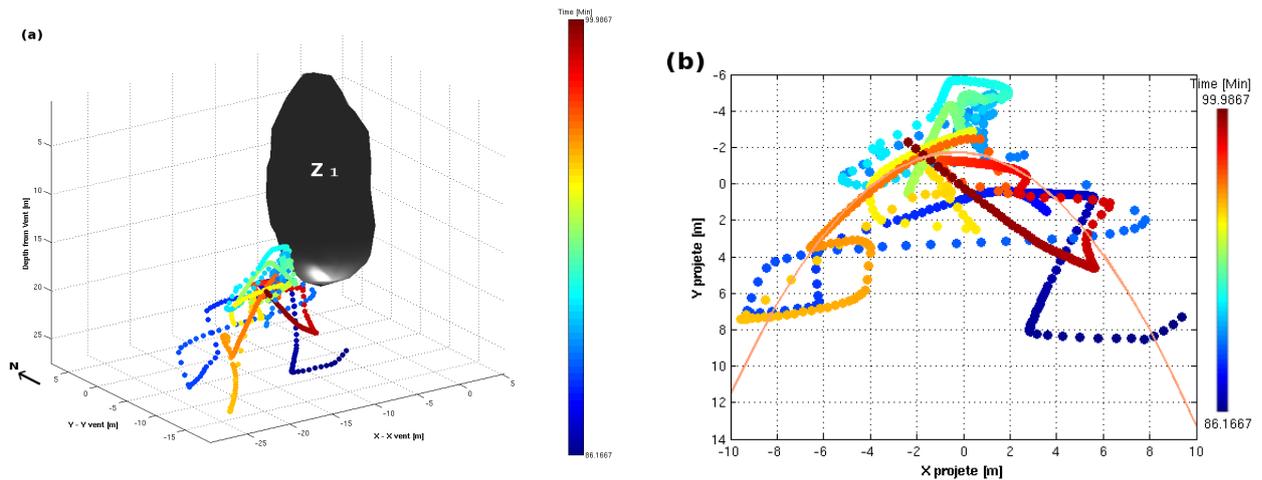


FIG. 4.36: Localisation des sources sismiques principales entre 86 et 100 minutes à partir du Bartlett cohérent avec r corrélations et de la zone Z_1 en (a) et en projetant les points en (b). Les points sont interpolés temporellement durant cette période. La courbe sur (b) en orange représente le mouvement global des positions de sources dans le plan de projection. Le volume représenté en noir correspond à une représentation de la zone Z_1 .

Une interprétation de ce résultat est que la source en eau pour alimenter le geyser provient d'un réservoir hydrothermal situé au Sud-Ouest du réseau.

Les positions de sources déterminées avec les enregistrements du réseau R_2 ne permettent pas de confirmer ce résultat car aucune source n'a pu être localisée dans cette zone.

4.4.5 Remplissage du conduit

À partir de la minute 34, sans qu'aucune éruption ne soit identifiée, une excursion des sources sismiques vers la zone de rechargement est observée. Une cause possible pour cette éruption avortée est le niveau insuffisant de l'eau dans le conduit pour qu'une éruption puisse démarrer, comme le note Kieffer (1989). Pour tester cette hypothèse, le niveau de l'eau dans le conduit atteint avant l'éruption, soit entre 61 et 69 minutes, peut être comparé au niveau de l'eau atteint durant la première période de rechargement, soit entre 25 et 33 minutes. En effet, la profondeur des sources localisées avec le MFP peut être reliée au niveau de l'eau dans le conduit puisque la source des signaux sismiques, soit la cavitation de bulles, se produit à la surface du fluide (voir partie 2.5.5). Le niveau moyen de l'eau entre 25 et 33 minutes, N_1 , est de 11 m alors qu'il est de $N_2=9.9\text{ m}\approx 10\text{ m}$ entre 61 et 69 minutes, soit une différence de hauteur entre ces deux niveaux d'un mètre (figure 4.37). La stagnation de l'eau dans le conduit durant une dizaine de minutes à ces périodes correspond à un élargissement du conduit à ces profondeurs et/ou une forte perméabilité, pouvant expliquer ce phénomène de stagnation.

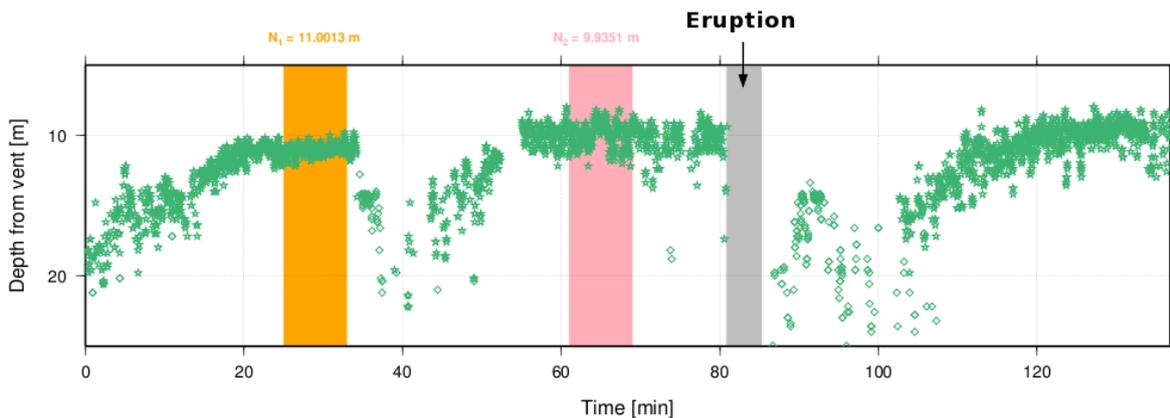


FIG. 4.37: Suivi temporel des localisations des sources sismiques principales en profondeur déterminées avec les trois méthodes. Les deux zones N_1 (■) et N_2 (■) correspondent à deux périodes de stabilité de la source en profondeur, entre 25 - 33 min et 61 - 69 min respectivement.

Connaissant les dimensions du conduit à ces profondeurs (Hutchinson et al., 1997), le volume d'eau correspondant à cette différence de profondeur de l'eau peut être estimé. Ainsi, entre la surface et 10.7 m de profondeur, le conduit présente une section ellipsoïdale de dimensions $2\text{ m} \times 0.15\text{ m}$; entre 10.7 et 12.8 m le conduit s'élargit et présente une forme cylindrique avec un rayon de 1.8 m ; et de 12.8 m à plus profond les dimensions du conduit sont de $1.8\text{ m} \times 0.3\text{ m}$. Le volume d'eau correspondant à la différence de hauteur de l'eau dans le conduit entre les deux périodes est alors :

$$\begin{aligned} V_1 &= (10.7 - 10) \times \pi \times \frac{2}{2} \times \frac{0.15}{2} + (11 - 10.7) \times \pi \times \left(\frac{1.8}{2}\right)^2 \\ &= 0.9283m^3 \approx 930l. \end{aligned} \quad (4.1)$$

La différence entre les deux niveaux d'eau peut provenir du fait que l'éruption précédant ce remplissage du conduit fut plus longue que celle que l'on détecte à la minute 80. Ainsi, si l'analyse sur la détermination du temps absolu d'après la succession des éruptions est bonne, une éruption ayant duré 4 minutes et 45 secondes a eu lieu à 13h02, précédant celle détectée à la minute 80 avec une durée de 4 minutes. Une vidange plus importante du conduit fut alors effectuée, nécessitant une durée de remplissage plus importante pour atteindre le même niveau d'eau dans le conduit. Avec un taux de déchargement de 6420 l/min durant une éruption estimé par Kieffer (1984), pour une différence de 40 s dans la durée de l'éruption, on obtient une différence de volume de 5130 l, ce qui est bien au-dessus du volume manquant calculé précédemment. Il semblerait ainsi qu'un autre phénomène influe sur le remplissage de l'eau dans le conduit. Ainsi, lorsque la vidange de l'eau contenue dans le conduit par l'éruption est plus importante, les fractures entre le conduit et la zone de rechargement, par lesquelles le geyser se remplit, sont différentes et présentent peut être une perméabilité moins importante. Une plus faible perméabilité de ces fractures implique alors un rechargement moins important du conduit.

La profondeur des sources sismiques déterminée par le MFP est semblable à la profondeur du niveau de l'eau dans le conduit déterminée par Kieffer (1984) (figure 4.38). Les profondeurs des sources sismiques nous permettent donc bien d'estimer les variations du niveau de l'eau. La durée de l'intervalle entre la précédente éruption et celle où le niveau de l'eau a été mesuré par Sharon Kedar est de 64 minutes, alors que dans notre cas elle est de l'ordre de 46 minutes, en prenant le début de l'enregistrement comme le début de la période inter-éruptive. Les différentes étapes de remplissage du conduit ont alors des durées différentes et c'est pourquoi des différences peuvent être identifiées. On observe 3 minutes avant l'éruption le niveau maximal de l'eau dans le conduit sur les mesures de Kieffer, soit 6 m en dessous du sommet du geyser. Cette hauteur n'est pas observée sur les mesures de localisations sismiques. Une des causes possibles est que peu avant l'éruption la cavitation ne se produit plus en surface de la colonne d'eau du fait du "preplay" (voir partie 2.4) et la source sismique localisée est alors d'une nature différente et se situe à la base de la zone saturée en vapeur.

En considérant un conduit vertical de section A alimenté à sa base par n tubes, de rayon a et de longueur l , rattachés à un réservoir principal sous pression, P_o (figure 2.18) et en supposant un écoulement du fluide de type Poiseuille, la vitesse du fluide dans chaque tube u_{av} est définie par l'équation :

$$u_{av} = \frac{P_o - g\rho z}{l} \frac{a^2}{8} \frac{1}{\mu}. \quad (4.2)$$

avec μ la viscosité du fluide et z la hauteur du fluide dans le conduit. D'après la conservation de la masse on a également l'équation suivante :

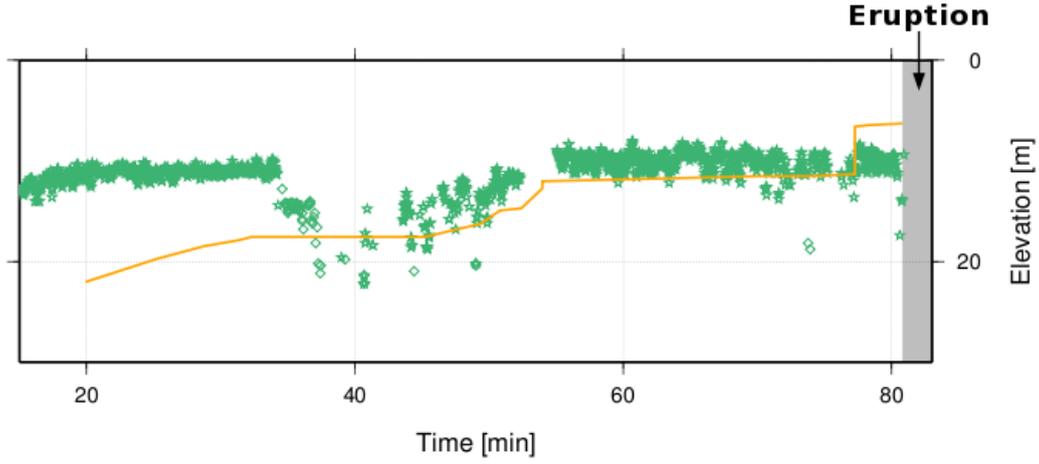


FIG. 4.38: Suivi temporel des localisations des sources sismiques principales en profondeur déterminées avec les trois méthodes. La ligne en orange (—) correspond au niveau de l'eau dans le conduit avant l'éruption défini par Kieffer (1989) (figure 2.11).

$$u_{av} = \dot{z} \frac{A}{n\pi a^2} \quad (4.3)$$

En combinant les équations 4.2 et 4.3 on obtient :

$$u_{av} = \frac{P_o - \rho g z}{l} \frac{a^2}{8\mu} = \dot{z} \frac{A}{n\pi a^2} \quad (4.4)$$

$$\implies P_o \frac{a^2}{8\mu l} - \rho g z \frac{a^2}{8\mu l} - \dot{z} \frac{A}{n\pi a^2} = 0 \quad (4.5)$$

$$\implies P_o - \rho g z - \dot{z} \frac{A}{n\pi a^2} \frac{8\mu l}{a^2} = 0 \quad (4.6)$$

$$\implies P_o - \rho g z - \alpha \dot{z} = 0, \quad (4.7)$$

avec $\alpha = \frac{A8\mu l}{n\pi a^4}$ qui régule la durée de remplissage du conduit.

L'équation précédente nous donne alors :

$$\dot{z} = \frac{P_o}{\alpha} - \frac{\rho g z}{\alpha} \quad (4.8)$$

$$\implies \dot{z} + \frac{\rho g z}{\alpha} = \frac{P_o}{\alpha} \quad (4.9)$$

Puisque P_o et α sont des constantes, l'équation de suivi de la hauteur de l'eau dans le conduit est alors exprimée par :

$$z = \frac{P_o}{\rho g} + C e^{-\frac{\rho g}{\alpha} t}, \quad (4.10)$$

où C représente une constante d'intégration.

Les paramètres de l'équation sont z représentant la hauteur de l'eau dans le conduit [m], ρ la densité du fluide présent dans le conduit [kg/m^3], de l'eau dans ce cas, t le temps durant le remplissage [s], C une constante liée aux conditions initiales, P_o qui correspond au point d'équilibre du niveau de l'eau dans le conduit [Pa], et α qui détermine la durée nécessaire pour que l'eau atteigne son point d'équilibre dans le conduit [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$]. A $t=0$, on va supposer que le niveau de l'eau dans le réservoir (le conduit) est au plus bas, soit $z=0$, ainsi $C = -\frac{P_o}{\rho g}$. En vérité, le niveau de l'eau minimal dans le conduit avant son remplissage dépend du cycle précédent et varie donc selon les éruptions. Pour simplifier les calculs, on considérera donc qu'il est à $z=0$ m avant chaque remplissage. De plus, nous considérons l'altitude de l'eau dans le conduit et non la hauteur totale de la colonne d'eau, ainsi P_o sera négative dans ce cas. D'après les mesures de pression réalisées par Westphal, Kieffer et Hutchinson, Sharon Kedar a déterminé les valeurs de P_o et α associées au remplissage du conduit d'OF, soit $\alpha=2 \times 10^7 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$ et $P_o=1 \text{ MPa}$ (Kedar, 1996).

Pour comparer ces résultats aux mesures de la profondeur de l'eau dans le conduit obtenues en utilisant les localisations des sources sismiques, j'ai ajusté ces résultats avec une exponentielle. On observe que le taux des événements sismiques durant chacune des périodes de remplissage suit également une loi asymptotique (figures 4.39 (a) et (c)). La localisation des sources sismiques indique qu'il y a trois périodes de remplissage du conduit, entre 0 - 34 min, 40 - 81 min et entre 103 - 137 min. Pour chacune de ces périodes les valeurs de P_o et α ont pu être estimées (figure 4.39) :

1. $t = 0 - 34.17 \text{ min}$
 $\alpha = 5.429 \times 10^6 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$
 $P_o = -1.051 \times 10^5 \text{ Pa}$

2. $t = 41 - 80.8 \text{ min}$
 $\alpha = 3.432 \times 10^6 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$
 $P_o = -1.032 \times 10^5 \text{ Pa}$

3. $t = 102.8 - 136.7 \text{ min}$
 $\alpha = 2.503 \times 10^6 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$
 $P_o = -1.190 \times 10^5 \text{ Pa}$

Lors de la première période de remplissage du conduit, entre 0 et 34 minutes, la valeur de α est environ deux fois plus grande que pour les deux autres périodes, indiquant que la durée du remplissage du conduit jusqu'à l'altitude limite est deux fois plus longue, justifiant le fait qu'il n'y ait pas d'éruption à la fin de cette période puisque le niveau seuil de l'eau dans le conduit n'est pas atteint (figure 4.37). Les valeurs de P_o sont similaires même si le niveau atteint par l'eau dans le conduit durant le premier remplissage (1) et le dernier remplissage (3) est plus bas et ceci est dû à la prise en compte de sources avec des profondeurs plus importantes au début de la période de remplissage comparé à la période de remplissage (2).

Il est d'autre part à noter que les valeurs de α déterminées à partir des positions de sources sismiques pour les trois périodes de remplissage sont inférieures à la valeur

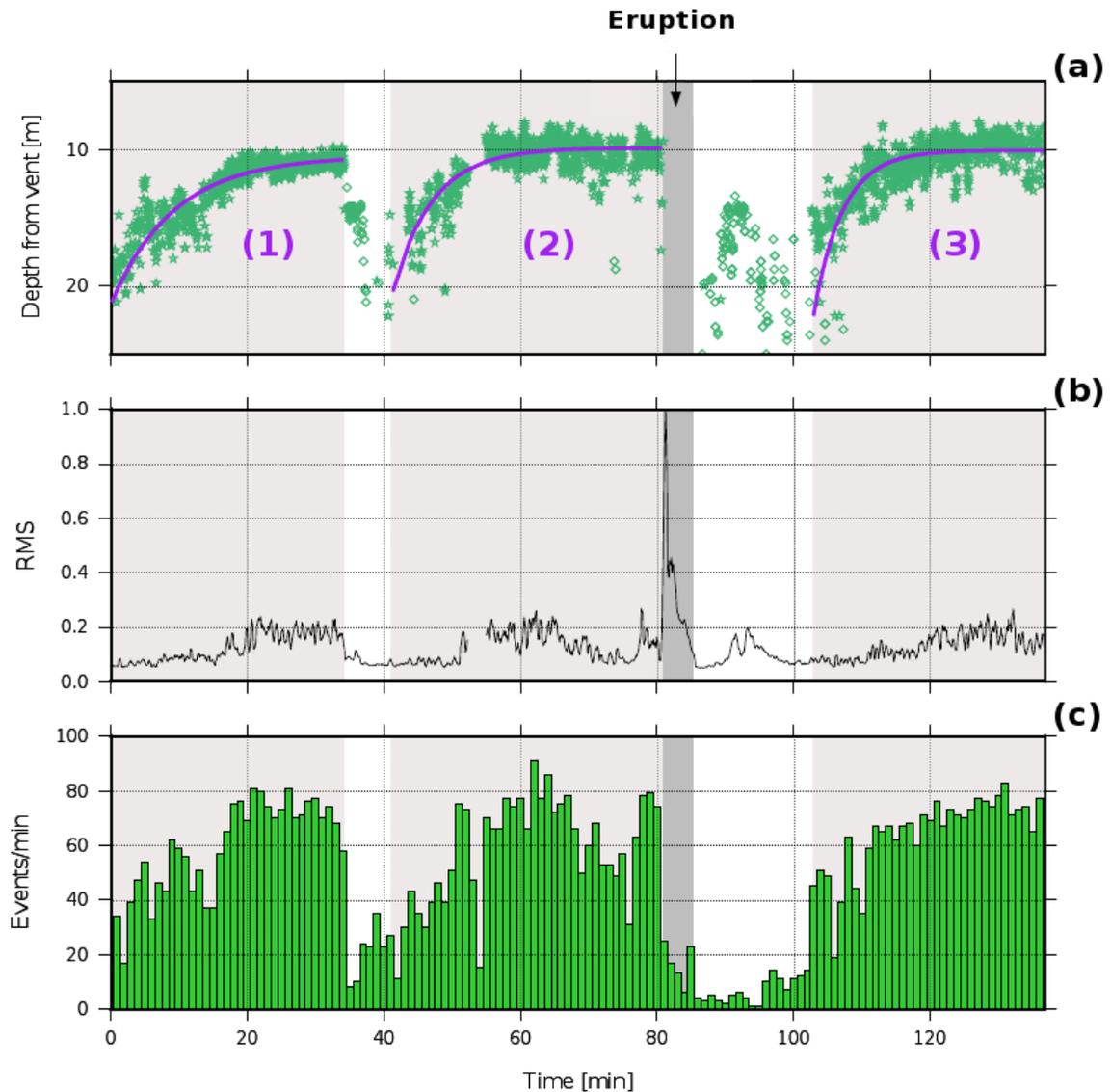


FIG. 4.39: (a) Suivi temporel des localisations des sources sismiques principales en profondeur déterminées avec les trois méthodes. Les courbes asymptotiques représentent l'ajustement des différentes périodes de remplissage du conduit avec l'équation $z(t) = \frac{P_0}{\rho g} \times [1 - e^{-\frac{\rho g}{\alpha} t}]$, entre (1) 0 - 34.17 min, (2) 41 - 80.8 min et (3) 102.8 - 136.7 min. (b) RMS moyennée sur les 96 capteurs et normalisée. (c) Taux d'occurrence des événements sismiques en fonction du temps d'enregistrement par période de 1 minute, déterminé à partir des enregistrements du géophone 54 sur le réseau R_1 .

de α évaluée par Kedar (1996) car la durée de remplissage qu'il a considérée était de 60 minutes, au lieu d'environ 35 minutes dans notre cas.

Les paramètres α déterminés dans le cas d'une éruption observée en surface et avortée dépendent des paramètres géométriques du remplissage définis par l'équation $\alpha = \frac{A8\mu l}{n\pi a^4}$, soit le nombre de fractures n entre le réservoir et le conduit, la taille du conduit A et la longueur des fractures l . Sachant que la vidange du conduit qui a précédé la période (1) avait une durée plus importante, il semble donc qu'il existe plusieurs zones de rechargement du conduit, dont l'activation varie selon la vidange précédente, et qui possèdent des paramètres géométriques différents. Lors du remplissage de la période (1), qui suivait une vidange plus longue, pour correspondre à un α plus grand il faudrait des fractures plus longues, de section plus faible ou moins nombreuses.

La migration soudaine des sources sismiques dans la zone de rechargement après la période de remplissage (1), sans éruption en surface, peut être associée à un changement de température du geyser et donc à des changements de phase du fluide dans le conduit entraînant une diminution du niveau de l'eau (Vandemeulebrouck et al., 2005; Legaz et al., 2009).

4.4.6 Dynamique générale déterminée à partir des localisations des sources sismiques

Deux périodes du cycles ont pu être identifiées à partir des localisations des sources principales, à savoir la période de rechargement du geyser (partie 4.4.4) et le remplissage du conduit (partie 4.4.5). Ainsi, les sources principales suivent un mouvement ascendant lors du remplissage du conduit, correspondant à la montée du niveau de l'eau dans le conduit (figure 4.40 (b), flèche 1). La seconde période du cycle qui a pu être observée correspond au remplissage du geyser après une éruption et l'on observe à ce moment là des mouvements de va et vient des sources (figure 4.40 (b), flèche 2).

Durant toute la durée du cycle éruptif, les sources sismiques secondaires sont localisées dans la zone de rechargement, indiquant que des mouvements hydrothermaux se produisent continuellement dans cette zone. Par ailleurs, ils ne semblent pas être le reflet d'une dynamique particulière comme celles observées avec les sources principales lors du remplissage du conduit ou l'alimentation du geyser en eau.

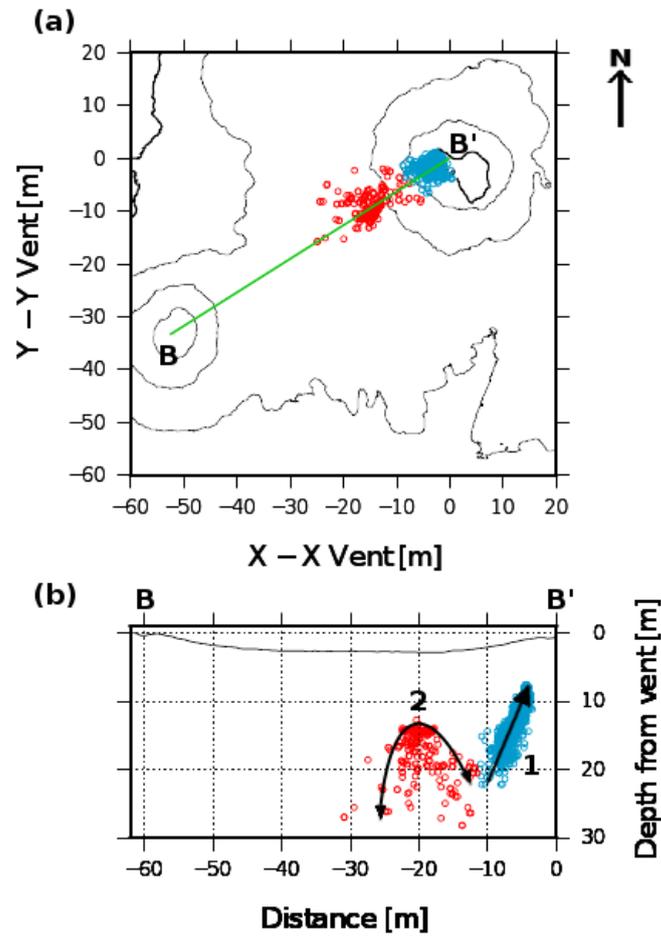


FIG. 4.40: Positions des sources sismiques principales déterminées à partir des trois méthodes sur un plan (a) X-Y et sur une section (b) B-B'. Les symboles \circ représentent les sources localisées dans la zone Z_1 et les symboles \bullet représentent les sources localisées dans la zone Z_2 . Les flèches noires représentent les directions principales des mouvements des sources.

4.5 Conclusion

Différents algorithmes du MFP ont été testés dans le but de localiser la sources des enregistrements sismiques effectués à OF. Les différents algorithmes du MFP ont permis d'obtenir des localisations précises des sources sismiques à l'origine des signaux enregistrés en surface par les deux réseaux sismiques installés par Sharon Kedar en 1992. Ce qui a pu être souligné est que la configuration du réseau utilisé est importante. En effet, selon la configuration du réseau et la localisation des sources, le MFP ne permet pas d'identifier les sources correctement dans certains cas.

Chacune des méthodes de MFP utilisées a permis d'obtenir des résultats similaires, avec une résolution inférieure à la longueur d'onde dans le cas du MVDR. À partir du MFP, deux sources sismiques ont pu être localisées au cours du cycle du geyser, avec une résolution spatiale de 4 m et une résolution temporelle de 5 s. La structure active du geyser a pu être identifiée à partir de la localisation des sources sismiques, principales et secondaires, puisqu'elles ont été localisées dans deux zones distinctes. Ces deux zones correspondent au conduit du geyser, où l'eau y est stockée directement avant l'éruption, et une zone de recharge, fournissant l'eau alimentant le geyser pour entretenir le caractère intermittent des éruptions. Les localisations de la source principale montrent une bonne cohérence des résultats au cours du temps puisqu'on observe un déplacement continu des sources.

Une cyclicité de 40 minutes a pu être observée sur la migration des sources dans le conduit et l'amplitude des signaux sismiques, correspondant au deuxième mode de l'intervalle éruptif du geyser, pas nécessairement suivi par une éruption visible en surface. Pour l'éruption avortée, la constante de temps du remplissage du conduit est plus grande que pour la période de remplissage qui est suivie d'une éruption en surface. La constante de temps du remplissage est fonction de la dimension des fractures par lesquelles le conduit est alimenté en eau provenant de zones de recharge, contrôlant ainsi la quantité d'eau qui sera contenue dans le conduit. Pour un volume d'eau moins important apporté dans le conduit, le niveau de l'eau dans le conduit n'atteindra pas la constriction du conduit à 7 m et une éruption ne pourra pas avoir lieu.

Lors des périodes de stabilité du niveau de l'eau dans le conduit, avant les éruptions, des oscillations des positions des sources sismiques ont pu être mises en évidence et sont reliées à des instabilités du fluide diphasique. Ainsi, d'après les résultats obtenus avec le réseau R_1 , la dynamique du geyser a pu être déterminée mais le manque de données n'a pas permis de généraliser les résultats obtenus à plusieurs cycles.

Bibliographie

- Allen, R. V. (1978). Automatic earthquake recognition and timing from single traces. *Bulletin of Seismological Society of America*, 68(5) :1521–1532.
- Birch, F. et Kennedy, G. C. (1972). Notes on geyser temperatures in Iceland and Yellowstone National Park. *Flow and fracture of rocks : American Geophysical Union Geophysical Monograph*, 16 :329–336.
- Bouré, J., Bergles, A., et Tong, L. (1973). Review of two-phase flow instability. *Nuclear Engineering and Design*, 25(2) :165–192.
- De Barros, L., Bean, C. J., Lokmer, I., Saccorotti, G., Zuccarello, L., O'Brien, G. S., Métaixian, J.-P., et Patané, D. (2009). Source geometry from exceptionally high resolution long period event observations at Mt Etna during the 2008 eruption. *Geophys. Res. Lett.*, 36(24) :L24305.
- Hutchinson, R. A., Westphal, J. A., et Kieffer, S. W. (1997). In situ observations of Old Faithful Geyser. *Geology*, 25(10) :875–878.
- Kedar, S. (1996). *The origin of harmonic tremor at Old Faithful*. PhD thesis, Caltech.
- Kedar, S., Kanamori, H., et Sturtevant, B. (1998). Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser. *Journal of Geophysical Research*, 103 :24,283–24,299.
- Kieffer, S. (1989). Geologic nozzles. *Review of Geophysics*, 27(1) :3–58.
- Kieffer, S. W. (1984). Seismicity at Old Faithful Geyser : an isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 22(1-2) :59–95.
- Legaz, A., Vandemeulebrouck, J., Revil, A., Kemma, A., Hurst, A. W., Reeves, R., et Papasin, R. (2009). A case study of resistivity and self-potential signatures of hydrothermal instabilities, Inferno Crater Lake, Waimangu, New-Zealand. *Geophysical Research Letter*.
- Lesage, P. (2009). Interactive Matlab software for the analysis of seismic volcanic signals. *Computers & Geosciences*, 35(10) :2137–2144.
- Michelini, A. et Bolt, B. A. (1986). Application of the principal parameters method to the 1983 Coalinga, California, aftershock sequence. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 76(2) :409–420.
- Vandemeulebrouck, J., Roux, P., Gouédard, P., Legaz, A., Revil, A., Hurst, A., Bolève, A., et Jardani, A. (2010). Application of acoustic noise and self-potential localization techniques to a buried hydrothermal vent (Waimangu Old Geyser site, New Zealand). *Geophysical Journal International*, 180(2) :883–890.
- Vandemeulebrouck, J., Stemmelen, D., Hurst, T., et Grangeon, J. (2005). Analogue modeling of instabilities in crater lake hydrothermal systems. *J. Geophys. Res.*, 110.

Variations temporelles de vitesse sismique

5.1 Introduction

L'utilisation de méthodes permettant de mesurer les variations de vitesse dans un milieu, tel que les volcans ou les zones de faille, implique la considération d'hypothèses sur les enregistrements sismiques utilisés. Pour pouvoir décrire au mieux les méthodes d'étude des variations temporelles de vitesse, il est important de revenir sur la théorie de la reconstruction des Fonctions de Green dans une première partie. Une fois les pré-requis nécessaires pour pouvoir mesurer des changements de vitesse présentés, les différentes techniques mesurant des changements de vitesse seront présentées avant de décrire les résultats obtenus à OF.

5.2 Théorie sur les ondes sismiques

Dans les milieux complexes, comportant plusieurs interfaces ainsi que plusieurs diffuseurs, les ondes rencontrant des interfaces vont être réfléchies ou réfractées, et de même lorsqu'elles vont rencontrer des diffuseurs. Un champ d'onde diffus sera alors enregistré par les capteurs sismiques en surface. Ces ondes parcourent alors des distances importantes et correspondent à des arrivées tardives dans le sismogramme. On appelle la coda la partie du signal sismique correspondant à ces ondes ([Aki et Chouet, 1975](#)).

La forme d'onde de la coda est assez complexe et difficilement prédictible du fait des multiples réflexions qu'ont subies les ondes. L'utilisation de la coda dans l'imagerie sismique est reliée à la reconstruction de la Fonction de Green du milieu entre deux capteurs en utilisant les corrélations de la coda de signaux de tremblements de terre enregistrés sur ces deux stations en les moyennant pour plusieurs évènements ([Campillo et Paul, 2003](#)).

Les fonctions de Green (FG) décrivent les signaux de déplacement enregistrés par les capteurs lors de l'émission d'une source impulsionnelle de type dirac, en un point du milieu. Ainsi, lors d'un tremblement de terre, le sismogramme enregistré sur une station représente la FG entre la source et le capteur, convoluée avec la fonction source du séisme. Les Fonctions de Green sont importantes en sismologie car elles permettent de déterminer la structure de la croûte terrestre. À petite échelle en géophysique, on utilise généralement

un marteau comme source sismique active, car sa fonction source correspond à un dirac et la Fonction de Green est directement mesurable. En sismologie, à plus grande échelle, des enregistrements de tremblements de terre sont employés mais la fonction source est alors plus compliquée à extraire.

Lorsqu'aucun séisme n'est enregistré ou qu'aucun tir n'est émis, des études récentes ont proposé d'utiliser des enregistrements de bruit sismique ambiant et de les inter-corréler pour retrouver la FG du milieu. La première utilisation de l'inter-corrélation de bruit date de [Duvall et al. \(1993\)](#) et de leur application à la propagation des ondes dans le Soleil. En 2001, [Weaver et Lobkis](#) ont démontré que l'auto-corrélation de fluctuations thermiques enregistrées par un capteur à la surface d'un bloc d'aluminium correspond à la réponse impulsionnelle de ce capteur. Par la suite, en utilisant des signaux de champs diffus, correspondant à la réverbération d'une onde impulsionnelle dans un volume fermé, ces auteurs ont pu retrouver la Fonction de Green entre deux capteurs ([Lobkis et Weaver, 2001](#)). Dans le cas du bruit sismique ambiant, même si la nature du champ mesuré est différente que pour les ondes de la coda, les enregistrements de bruit peuvent être utilisés pour retrouver la Fonction de Green ([Shapiro et Campillo, 2004](#)). [Sánchez-Sesma et Campillo \(2006\)](#); [Sánchez-Sesma et al. \(2006a\)](#) ont montré qu'un critère nécessaire lorsque l'on souhaite calculer les Fonctions de Green du milieu entre deux capteurs à partir des corrélations de bruit est l'équipartition, c'est à dire que chaque mode du milieu est excité avec les mêmes amplitudes en moyenne. Dans le cas d'enregistrement de coda de séismes, l'équipartition est respectée grâce à de la diffusion multiple des ondes dans le milieu et en moyennant les corrélations de la coda sur plusieurs évènements sismiques ([Hennino et al., 2001](#)).

Les enregistrements sismiques de bruit ambiant doivent être assez longs pour que les ondes aient eu le temps de parcourir plusieurs fois le milieu et que la multiplicité des sources de bruit ambiant donne au champ les caractéristiques d'un champ diffus. Pour deux enregistrements sismiques de bruit s_A et s_B , réalisés en deux points A et B, et l'hypothèse que tous les modes du milieu sont excités avec un même niveau d'énergie et une phase aléatoire, [Lobkis et Weaver \(2001\)](#) ont démontré que la Fonction de Green G_{AB} entre ces deux points peut être retrouvée à partir de la Fonction de Corrélation des signaux C_{AB} , et notamment en prenant sa dérivée :

$$\frac{dC_{AB}(t)}{dt} \approx -G_{AB}(t) + G_{BA}(-t). \quad (5.1)$$

La FG diffère alors de la dérivée de la CCF par un facteur d'amplitude dépendant de la fréquence ([Lobkis et Weaver, 2001](#); [Weaver et Lobkis, 2004](#)). De plus, la FG reconstruite diverge de la vraie FG à cause des effets d'anélasticité et des propriétés du bruit ambiant (répartition et spectre des sources).

La fonction de corrélation $C_{AB}(t)$ déterminée à partir des signaux est définie par :

$$C_{AB}(t) \approx \int_0^{t_c} s_A(\tau) s_B(t + \tau) d\tau. \quad (5.2)$$

La relation 5.1 n'est par ailleurs valable que si l'équipartition est réalisée; il faut donc que les modes du milieu soient excités avec un même niveau d'énergie et une phase

aléatoire. Dans le cas de la coda sismique, l'équipartition est respectée si on moyenne la corrélation de coda sur plusieurs évènements sismiques. Lors d'enregistrement de bruit sismique ambiant, la présence de multiples sources de bruits et de diffuseurs dans le milieu qui agissent comme des sources secondaires permet d'enregistrer un champ diffus, et de remplir cette condition qui permet de converger vers la Fonction de Green (Derode et al., 2003).

La dérivée temporelle des fonctions de corrélations déterminée via les enregistrements sismiques de bruit ambiant, réalisés à deux stations sismiques, correspond ainsi à la FG inter-station. En théorie, la CCF devrait être symétrique en temps mais dans la plupart des cas utilisant le bruit ambiant dans la bande 10-20 s, dominé par une source généralement associée à la houle océanique, la directivité du bruit ne permet pas de retrouver la symétrie entre la partie causale et anticausale (Stehly et al., 2006).

Plusieurs techniques sont alors proposées pour améliorer la convergence vers la Fonction de Green telles que le blanchiment du spectre dans la bande d'étude, qui permet de diminuer des éventuels pics dans le spectre dus à des effets de site par exemple. La normalisation en 1-bit du signal de bruit permet quant à elle de donner autant d'importance aux arrivées lointaines qu'aux premières arrivées, malgré des amplitudes énergétiques, augmentant aussi la contribution des sources plus faibles ou éloignées et donc des trajets plus longs (Larose et al., 2004).

À partir des FG deux types d'études sont généralement menés, à savoir des tomographies sismiques (Yao et al., 2006; Brenguier et al., 2007; Stehly et al., 2009) nécessitant beaucoup de capteurs, ou du suivi temporel des changements de vitesse du milieu (Brenguier et al., 2008; Chen et al., 2010) utilisant des enregistrements sismiques continus. D'après les travaux d'Hadziioannou et al. (2009), il a été montré que pour le suivi des changements de vitesse du milieu, la convergence vers les FG du milieu n'est pas nécessaire pour mesurer des variations de vitesse dans le milieu. À Old Faithful, un suivi temporel des changements de vitesse est envisagé dans le but de retrouver des changements du milieu associés aux différentes périodes du cycle éruptif. Avec un cycle éruptif ayant une fréquence des éruptions entre 40 et 80 minutes, les enregistrements sismiques utilisés pour les CCF seront assez courts, de l'ordre de quelques minutes. La convergence vers les FG sera alors limitée par l'utilisation de petites fenêtres de temps mais ceci ne devrait pas être un obstacle pour le suivi des variations de vitesse dans le milieu. Par ailleurs, des localisations des sources de bruit les plus énergétiques ont été réalisées (voir partie 4) et celles-ci se déplacent au cours du cycle. La question est donc de savoir si nous allons pouvoir mesurer des changements de vitesse dans le milieu.

5.3 Présentation des différentes méthodes

Sur un site d'étude on peut mesurer des changements des propriétés du milieu, tels que la vitesse ou la température, en comparant les FG déterminées à deux instants entre lesquels un changement s'est opéré. En effet, lorsque la vitesse du milieu change cela se traduit par un étirement ou une compression des FG que l'on peut retrouver en comparant la FG modifiée par rapport à une FG de référence, n'ayant pas été affectée par ce changement.

L'ensemble des techniques généralement utilisées pour déterminer des changements de vitesse d'un milieu s'appuie sur les hypothèses suivantes. Pour des enregistrements de bruit sismique ambiant effectués à deux instants $t_1 = t$ et $t_2 = t + \Delta t$, sur les stations r_1 et r_2 , on suppose que le trajet emprunté par les ondes est le même à chaque instant. À l'instant t , l'onde parcourt la distance (non directe) D entre les stations r_1 et r_2 avec une vitesse V et à l'instant $t + \Delta t$, après un changement homogène de la vitesse du milieu, l'onde parcourt la distance D avec une vitesse $V + \Delta V$. On a les relations suivantes : $t = D/V$ et $t + \Delta t = D/(V + \Delta V)$. Au premier ordre, on retrouve alors $\frac{\Delta t}{t} = -\frac{\Delta V}{V}$.

Plusieurs applications sur le suivi des changements de vitesse du milieu sont rencontrées dans la littérature. La plupart concernent la surveillance de zones à risque comme les volcans (Ratdomopurbo et Poupinet, 1995; Grêt et al., 2005; Wegler et al., 2006; Brenguier et al., 2008a; Duputel et al., 2009; Mordret et al., 2010; Brenguier et al., 2011) ou les failles (Wegler et Sens-Schönfelder, 2007; Brenguier et al., 2008; Wegler et al., 2009; Chen et al., 2010; Rivet et al., 2011). Des applications plus générales dans le suivi des changements d'un milieu ont été réalisées : en laboratoire où la mesure de changement de vitesse a pu être reliée à des changements de température du milieu (Lobkis et Weaver, 2003; Hadziioannou et al., 2009) ; sur la Lune, pour comprendre l'influence de l'ensoleillement (Sens-Schönfelder et Larose, 2010) ; ou sur les volcans pour retrouver des influences hydrologiques (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006).

L'utilisation du bruit sismique ambiant se présente donc comme une méthode prometteuse pour étudier différents sites et faire un suivi des changements de vitesse du milieu.

5.3.1 La méthode des Doublets

La technique des Doublets a été initialement utilisée avec un ensemble d'enregistrements de signaux de tremblements de terre (ou de volcano-tectoniques) avec des formes d'onde similaires que l'on appelle les multiplets. Les multiplets nécessitent que le mécanisme à la source des signaux soit identique pour chaque signal du multiplet et que les événements sismiques se produisent au même endroit mais à différents instants. En 1984, Poupinet et al. ont utilisé ces signaux sismiques pour déterminer des changements du milieu dans une zone de failles tectoniques. Ils ont développé une technique mesurant les décalages temporels dans les signaux des doublets afin de déterminer les changements de vitesse.

Cette technique est une analyse de l'interspectre, par fenêtre glissante que l'on appelle *Moving-Window Cross-Spectral* (MWCS). Elle consiste à mesurer des retards entre deux signaux par fenêtre glissante à partir de l'interspectre. Dans les études récentes, les CCF calculées à partir de bruit sismique ambiant sont utilisées à la place des multiplets, permettant de suivre des changements de vitesse sans contrainte sur le nombre d'événements sismiques similaires enregistrés (Brenguier et al., 2008a).

Pour chaque doublet, on va considérer un signal de référence qui rend compte de l'état initial du milieu et un signal de comparaison, qui correspond à un enregistrement du milieu présentant un changement de vitesse (figure 5.1 (a)). Les signaux sont alors découpés en

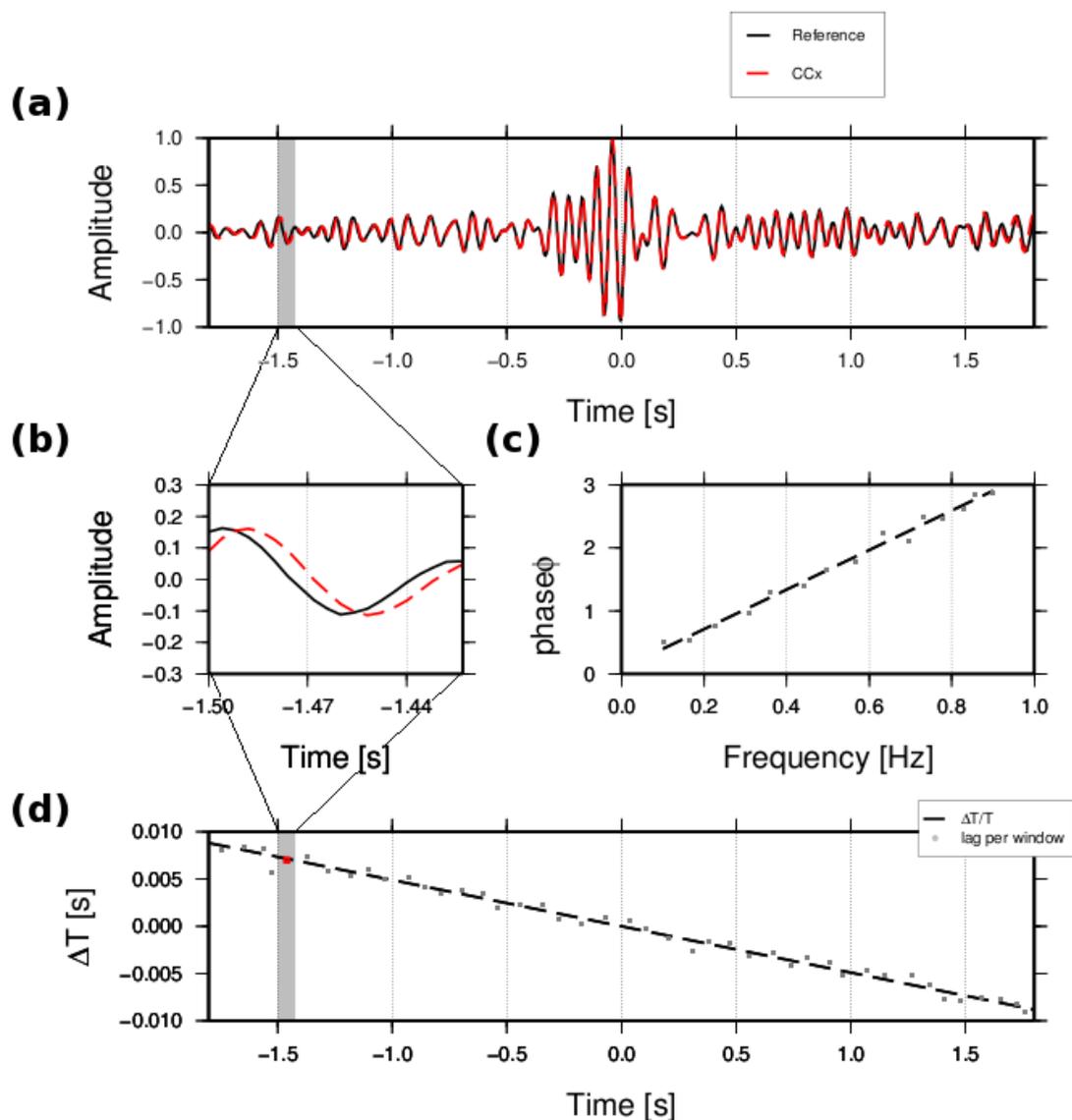


FIG. 5.1: Illustration de la méthode des doublets. (a) Corrélation de référence (en noir) et corrélation comparée (CCx, en rouge). La partie grisée correspond à une fenêtre temporelle que l'on a agrandie (b). (c) Régression linéaire sur la distribution des déphasages à chaque fréquence entre les deux signaux pour la fenêtre temporelle d'étude. (d) Régression linéaire sur la distribution des retards (ΔT) calculés pour chaque fenêtre temporelle entre les deux signaux.

fenêtres de temps, généralement de l'ordre de deux fois la période, dans lesquelles le retard du signal comparé par rapport au signal de référence est déterminé.

Ainsi, pour chaque fenêtre de temps (figure 5.1 (b)), le retard entre les signaux peut être calculé dans le domaine temporel en utilisant la corrélation des signaux, ou dans

le domaine fréquentiel en utilisant l'interspectre, comme la méthode de MWCS. Cette deuxième méthode est la plus généralement utilisée car elle permet d'avoir une plus grande exactitude de la mesure et est définie par :

$$S(f) = A_2(f)^\dagger \cdot A_1(f), \quad (5.3)$$

avec A_1 et A_2 les transformées de Fourier des deux signaux considérés dans une fenêtre donnée et \dagger représentant la transformée conjuguée complexe. À chaque fréquence, on retrouve une estimation du déphasage ϕ entre les signaux pour une fenêtre donnée que l'on relie au retard temporel Δt par la relation linéaire $\phi = \omega \Delta t$. Pour déterminer le retard entre les deux signaux dans cette fenêtre de temps, une régression linéaire entre les déphasages mesurés et les fréquences sur lesquelles chaque mesure a été faite est déterminée (figure 5.1 (c)). Pour améliorer le résultat, chaque mesure peut être pondérée par la cohérence entre les deux signaux à chaque fréquence (Poupinet et al., 1984).

En calculant les retards Δt pour chaque fenêtre de temps, on peut alors retrouver les variations de vitesse associées, en déterminant le coefficient directeur de la droite reliant toutes les mesures effectuées. Pour cela, une régression linéaire est utilisée pour estimer le rapport $\Delta t/t$ (figure 5.1 (d)), que l'on peut relier à un changement de vitesse $\Delta V/V$.

5.3.2 La méthode du Stretching

Dans le but d'identifier l'influence des changements de température d'un milieu sur la propagation des ondes diffuses, Lobkis et Weaver (2003) ont développé une méthode mesurant le taux d'étirement $\Delta v/v$ des signaux par rapport à un signal de référence lorsque la température change. Cette méthode fut reprise plus tard dans le but d'identifier les changements de vitesse sur le volcan Merapi par Sens-Schönfelder et Wegler (2006). Le principe de cette technique repose sur le fait que suite à un changement de vitesse du milieu, les ondes se propageant dans ce milieu sont décalées dans le temps et la forme d'onde subit un étirement proportionnel au changement de vitesse.

La méthode du Stretching est basée sur la mesure de l'étirement/compression d'un facteur $\varepsilon = \Delta V/V$ du signal comparé au signal de référence. Ainsi, le signal comparé est étiré pour différentes valeurs de ε (figures 5.2 (a), (b), (c) et (d)) et pour chaque valeur de ε on détermine le coefficient de corrélation entre le signal étiré et le signal de référence (figure 5.2 (e)). Le coefficient de corrélation entre le signal de référence $s_1(t)$ et le signal étiré $s_2(t(1 - \varepsilon))$ est déterminé à partir de l'équation suivante :

$$CC(\varepsilon) = \frac{\int_{-T}^T s_2(t(1 - \varepsilon))s_1(t)dt}{\sqrt{\int_{-T}^T s_2^2(t(1 - \varepsilon))dt \cdot \int_{-T}^T s_1^2(t)dt}}, \quad (5.4)$$

avec $2T$ qui est la longueur de la fenêtre de signal, centrée en 0, qui est prise en compte pour le calcul du Stretching.

En effet, l'utilisation simultanée de la partie causale et acausale des CCF donne des résultats plus stables. Dans le cas de multiplets, la mesure est effectuée en prenant le signal à partir des premières arrivées jusqu'à la fin de la coda.

Lors du calcul du Stretching, le coefficient de corrélation augmente jusqu'à atteindre son maximum correspondant au ε associé au changement de vitesse du milieu, avant de

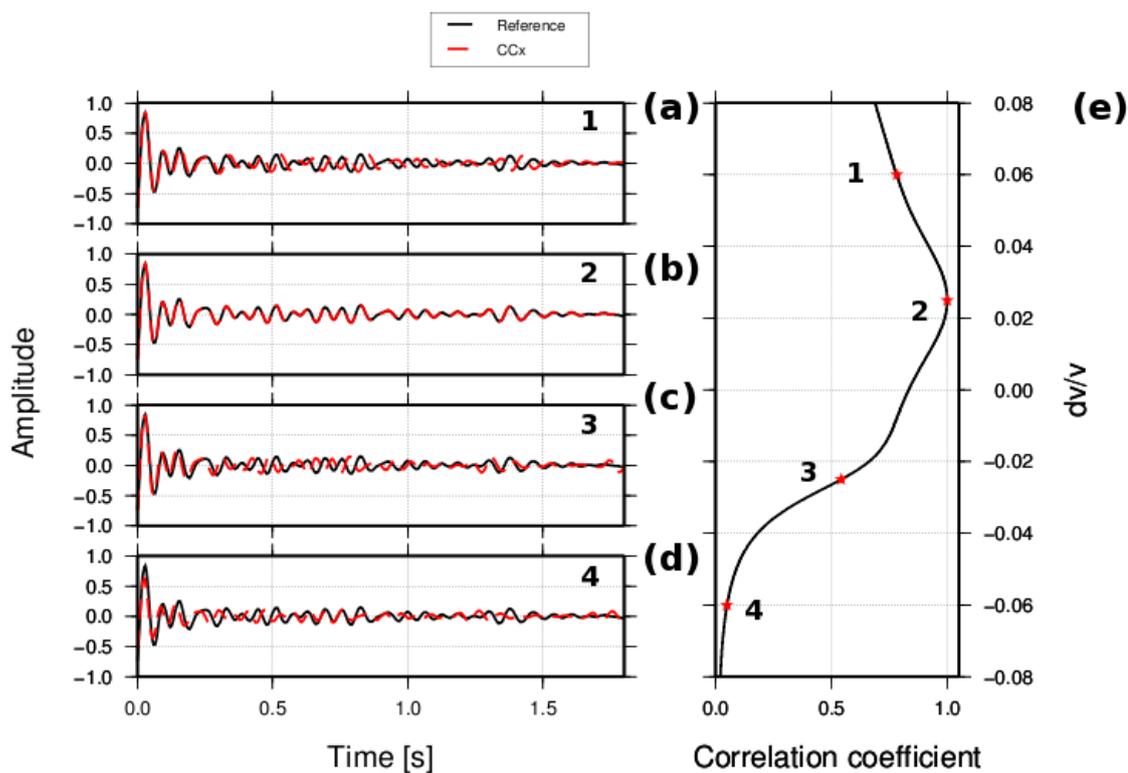


FIG. 5.2: Illustration de la méthode du Stretching. (a), (b), (c) et (d) : Corrélations de référence (en noir) et corrélation comparée (CCx, en rouge) étirée pour différentes valeurs de changement de vitesse (dv/v , points rouges sur (e)). (e) Coefficient de corrélation entre la référence et le signal comparé étiré pour plusieurs dv/v .

diminuer en s'éloignant de celui-ci (figure 5.2 (e)). Lorsque la vitesse du milieu a changé et que les formes d'onde sont identiques, le coefficient de corrélation entre le signal de référence et le signal comparé, pour un ε correspondant au changement de vitesse, vaut 1. Si la distribution spatiale des sources de bruit ou d'un diffuseur dans le milieu change, le coefficient de corrélation est inférieur à 1.

Les méthodes du Doublet et du Stretching ont permis de mesurer des variations de vitesse dans les édifices volcaniques avant des éruptions, ou lors de périodes de faible activité volcanique, et ces deux techniques ont donné des résultats similaires (Mordret et al., 2010). La partie qui suit reprend les principaux résultats de ces différentes études.

5.4 Cas d'étude de mesures de variations de vitesse

Pour étudier des variations du milieu, une tomographie 4-D a été utilisée par [Patanè et al. \(2006\)](#), mais celle-ci requiert des données avec un échantillonnage spatial important et des enregistrements de tremblement de terre permettant de pointer les premières arrivées. De plus, cette technique présente une résolution faible par rapport aux ordres de grandeur des variations de vitesse mesurées (moins de 1%).

De la même façon, les méthodes de mesures des variations de la forme de l'édifice, liées à sa pressurisation ou la remontée d'un dyke, à partir des inclinomètres et extensomètres, sont limitées par la mesure de surface faite par ces appareils et donc les changements profonds ne peuvent pas être identifiés. De plus, sur les volcans la sismicité est un des paramètres précurseurs de l'imminence d'une éruption mais elle est dans certains cas diffuse, d'où l'intérêt d'utiliser de nouvelles techniques pour identifier des précurseurs.

Les éruptions volcaniques sont généralement précédées par une augmentation de la pression dans le système magmatique, entraînant une inflation des édifices volcaniques ([Patanè et al., 2003](#)). Cette inflation correspond à une diminution de la vitesse sismique dans l'édifice ([Brenguier et al., 2008a](#)). D'autres facteurs externes pourront influencer les variations de vitesses tels que l'hydrologie du site, les variations thermiques ou les marées. Ils pourront alors masquer la variation de vitesse liée aux changements de pression dans le système.

Ainsi, des variations de vitesse ont été mesurées sur plusieurs objets géophysiques tels que des failles ou des volcans. Les échelles des variations de vitesse sont différentes selon le système étudié, à savoir sa taille, ou le type de mécanisme en jeu. Plusieurs volcans ont été étudiés avec pour objectif principal le suivi temporel de l'état du volcan dans un but de prédiction des éruptions volcaniques, et ainsi d'identifier de nouveaux signes précurseurs.

Le tableau [5.1](#) reprend les différentes études sur les changements de vitesse menées sur différents édifices volcaniques, et les résultats obtenus.

Dans le but d'améliorer les mesures de changement de vitesse, [Baig et al. \(2009\)](#) proposent de filtrer les corrélations de bruit sismique ambiant en utilisant une transformée de S, permettant de diminuer le bruit incohérent présent dans la corrélation. Afin d'améliorer la résolution des mesures de variations de vitesse, à savoir de réduire la fenêtre de temps de bruit sismique ambiant utilisée pour calculer les corrélations et donc de déterminer plus de $\Delta V/V$ pour les mêmes enregistrements, [Hadziioannou et al. \(2011\)](#) proposent d'utiliser les CCF filtrées avec la transformée de S. Ainsi, pour des corrélations déterminées à partir de 30 jours d'enregistrement de bruit et des corrélations calculées à partir d'une journée d'enregistrement, les mesures de changement de vitesse déterminées dans chaque cas sont similaires.

L'inconvénient des techniques du Doublet et du Stretching est qu'elles nécessitent un temps de calcul assez long. Ainsi, lors d'un réseau dense comme celui déployé à OF avec 96 capteurs, l'emploi de ces méthodes peut s'avérer extrêmement long. Une nouvelle technique

TAB. 5.1: Valeurs des changements de vitesse déterminées sur différents sites. *Le signe – devant $\Delta V/V$ indique une diminution relative de la vitesse.*

Site d'étude	$\Delta V/V$ [%]	Référence et commentaires	Méthode(s)
Volcan Merapi, Indonésie	+1.2	En utilisant des signaux volcanotectoniques similaires, Ratdomopurbo et Poupinet (1995) ont estimé les variations de vitesse précédents l'éruption de Février 1992. À partir de deux familles de multiplets, les mêmes variations de vitesse ont pu être observées quelques mois avant l'éruption.	Doublet
	+/-1	Une variation cyclique d'environ 1 an des changements de vitesse est observée sur le volcan. Une forte dépendance à l'hydrologie en est la cause (Sens-Schönfelder et Wegler, 2006).	Stretching
Mont Ruapehu, Nouvelle Zélande	-0.8	Une diminution de la vitesse est observée due à la pressurisation de l'édifice avant l'éruption (Mordret et al., 2010). Ce changement de vitesse correspond à un changement de pression de l'ordre de $\Delta P = 34$ MPa.	Stretching
Volcan Piton de la Fournaise (PdF), Île de la Réunion	entre -0.1 et -0.4	Deux types de variations sont détectées au PdF : des variations à long terme et court terme (Brenquier et al., 2008a). Les variations à court terme présentent des précurseurs des éruptions 20 jours avant (figure 5.3), tandis que celles à long terme sont reliées à un autre processus de la dynamique du système magmatique. La diminution de la vitesse sur les variations à court terme correspond à un changement de pression de 2 MPa.	Doublet
	-0.3	Dix jours avant l'éruption de Juillet 2006, une diminution de 0.3% de la vitesse est identifiée (Duputel et al., 2009).	Stretching et Doublet

est donc proposée.

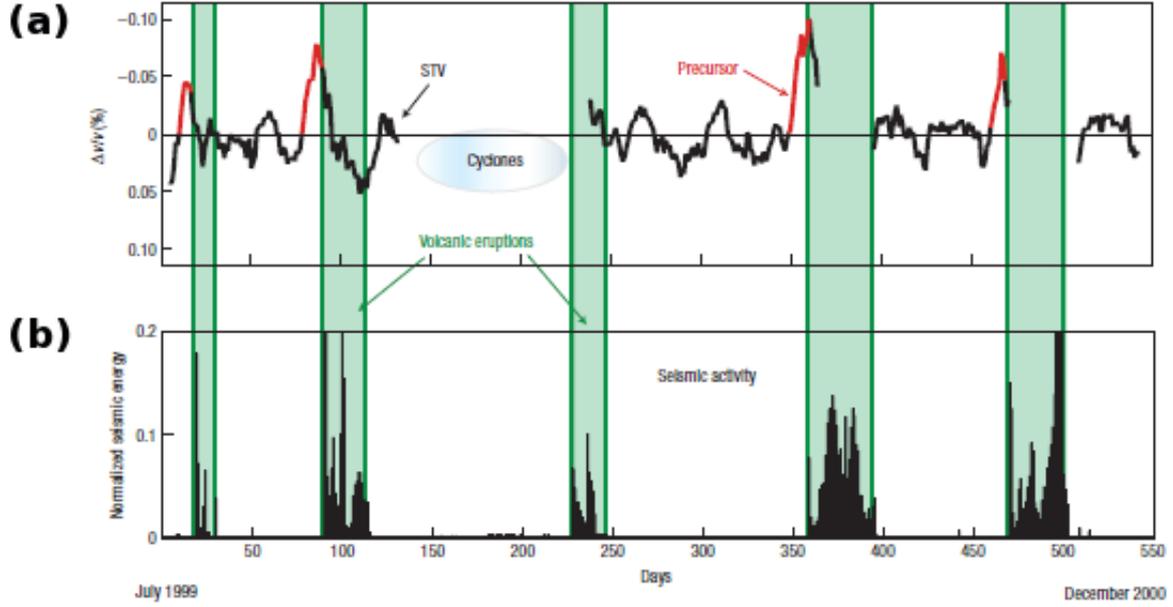


FIG. 5.3: (a) Variations de vitesse et (b) énergie sismique mesurées sur le Piton de la Fournaise entre Juillet 1999 et Décembre 2000 par Brenguier et al. (2008a).

5.5 IPV : Instantaneous Phase Variation

La technique de la mesure de la variation instantanée de la phase, ou Instantaneous Phase Variation *IPV*, est une nouvelle technique proposée qui se base sur les mesures de déphasage entre les CCF (Corciulo et al., 2011).

L'IPV se base sur l'équation du signal analytique $S(t)$ représenté par l'équation :

$$S(t) = A(t)\exp(i\phi(t)), \quad (5.5)$$

où A représente l'amplitude du signal et ϕ la phase de ce signal. Le signal peut également être défini à partir de la transformée de Hilbert, soit :

$$S(t) = s(t) + iH[s(t)], \quad (5.6)$$

avec H la transformée de Hilbert et $s(t)$ le signal de corrélation. Pour un couple de capteurs, on détermine les corrélations des signaux enregistrés par ces capteurs à deux instants t_1 et t_2 sur une longueur d'enregistrement T tel que l'on obtient s_1 et s_2 , dans une bande de fréquence centrée en ω . Les signaux analytiques S_1 et S_2 sont alors déterminés, et en considérant que l'amplitude et la phase du signal complexe S peuvent être séparés, la phase instantanée de chaque signal peut être calculée. Le déphasage entre les deux signaux de corrélations correspond alors à :

$$\Delta\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t) = \omega t \frac{\Delta V}{V}. \quad (5.7)$$

Le déphasage $\Delta\phi(t)$ entre deux corrélations calculées à l'instant t_1 et t_2 est donc relié au changement de vitesse du milieu entre ces deux instants par une relation linéaire. Pour retrouver la variation de vitesse $\Delta V/V$ on calcule une régression linéaire à partir des valeurs de $\Delta\phi(t)$ mesurées sur plusieurs fenêtres de temps (figure 5.4).

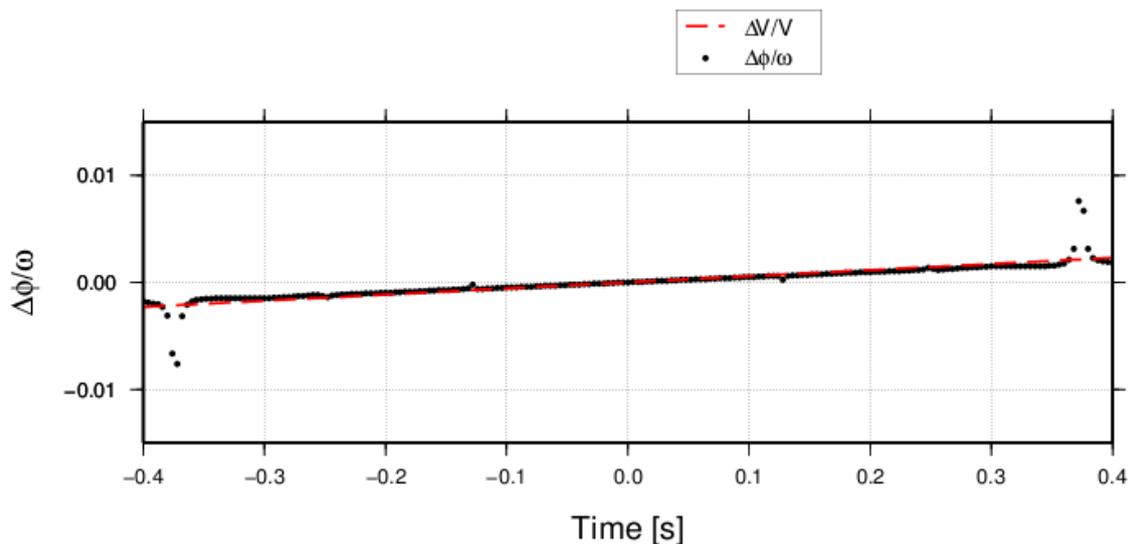


FIG. 5.4: Illustration de la méthode de l'IPV. Regression linéaire entre les déphasages mesurés entre le signal de référence et le signal comparé (CCx) en fonction du temps.

Par rapport au Doublet et au Stretching, le temps de calcul est plus court car il utilise la transformation des signaux à partir de la transformée de Hilbert dont les algorithmes sont très rapides. En effet, la méthode des Doublets est très longue à utiliser du fait que les signaux sont scannés par fenêtre temporelle et que les retards entre les signaux sont déterminés pour chaque fenêtre de signal à partir de l'interspectre. Par ailleurs, tout comme dans le cas de la méthode des Doublets, la précision de la régression linéaire est augmentée lors de la considération des ondes avec des arrivées tardives dans la CCF, correspondant aux ondes diffuses, du fait de l'atténuation. Cependant, un faible SNR de ces ondes entraîne des erreurs dans la détermination de la phase de 2π avec l'IPV.

Dans le cas où un large réseau de N capteurs est déployé, le nombre de mesures de variations de vitesse obtenues entre deux fenêtres de temps est très grand et égal à $N^2/2$, soit 4608 mesures pour les données d'OF. Ainsi, au lieu de moyenniser les valeurs de décalages temporels, tel que cela est fait classiquement (Brenguier et al., 2008,a), une analyse de la distribution des mesures pour toutes les paires de stations peut être réalisée. Les résultats obtenus entre deux fenêtres de temps suivent une distribution gaussienne, et une estimation du changement de vitesse entre ces deux instants peut alors être extraite à partir de la distribution gaussienne.

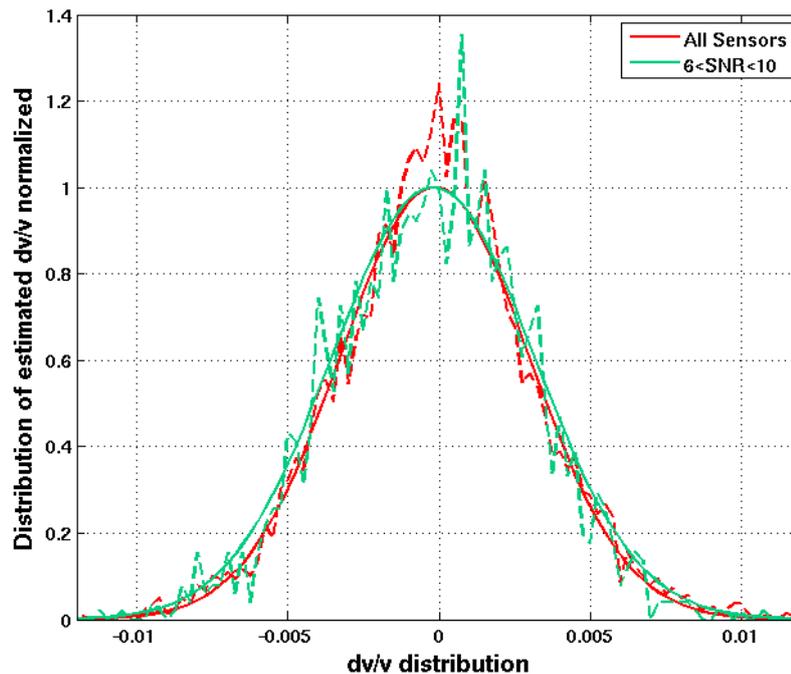


FIG. 5.5: Distribution statistique des valeurs de dv/v estimées en utilisant l'IPV et une corrélation de référence (droites représentées avec des tirets) pour une sélection de SNR des CCF (en vert) et sans sélection des CCF (en rouge). Les lignes pleines représentent les gaussiennes en correspondance avec la distribution des données dans chaque cas (en pointillé).

Des tests montrent que les mesures effectuées avec les corrélations ayant le meilleur SNR ou avec toutes les corrélations possibles donnent des variations de vitesse identiques lorsque l'on considère une distribution gaussienne (figure 5.5). La différence entre la sélection et la non-sélection des corrélations par rapport au SNR est une augmentation de l'écart type sur les mesures dans le cas où l'on considère toutes les corrélations, du fait que pour un SNR faible les variations de vitesse retrouvées présentent une plus grande erreur sur la mesure.

5.6 Etudes des variations de vitesse à Old Faithful

La plupart des études sur le suivi des changements de vitesse se base sur des objets géophysiques à grandes échelles (de l'ordre du km) pour des changements sur la journée ou le mois. Dans le cas du geyser Old Faithful, les échelles de temps sont plus petites (de l'ordre de 20 minutes) pour un site d'étude de quelques dizaines de mètres. Dans la bande 10-14 Hz, les signaux à OF sont dominés par la présence d'une source énergétique située la plupart du temps au niveau de l'orifice du geyser, et d'une seconde source moins énergétique située au Sud-Ouest de l'orifice (voir partie 4.4). Les mesures des variations de vitesse pourront alors être liées à des changements de propriétés du milieu, tels que la

pression hydraulique dans le dôme à cause des mouvements des fluides dans le geyser, le changement de phase du fluide, ou la température du milieu, mais les mouvements des sources sismiques pourront masquer ces changements.

5.6.1 Analyse méthodologique

Les corrélations calculées sur les 137 minutes d'enregistrement entre une station proche de l'orifice du geyser (le capteur 54) et une située au Nord-Est du réseau (le capteur 96) montrent une grande stabilité au cours du cycle éruptif (figure 5.6). Les ondes balistiques ne sont pas symétriques, indiquant l'influence de la position des sources du bruit dans la construction des CCF.

Pour pouvoir sélectionner la longueur de la fenêtre de signal à prendre pour calculer les corrélations et la longueur de signal de la fonction corrélation qui sera utilisée pour déterminer les variations de vitesse, des tests sur le niveau de SNR ont été réalisés. Une moyenne du niveau de SNR a été calculée sur toutes les corrélations pour chacun de ces paramètres. En effet, même si l'utilisation d'une distribution gaussienne sur toutes les mesures de $\Delta v/v$ est réalisée pour chaque fenêtre de temps, il est important de sélectionner les longueurs de signal qui permettront d'avoir des SNR élevés.

Le niveau de SNR est assez faible de manière générale (figure 5.7) car les fenêtres de signal sont assez petites, compte tenu de la rapidité des changements liés à la dynamique du cycle et la durée des enregistrements disponibles qui est courte. Afin de prendre des fenêtres de signal assez grandes ainsi que des durées de fonctions de corrélations grandes sans que le SNR ne soit trop faible, un compromis entre les deux donne une fenêtre de signal de 120 s pour une fenêtre de la fonction de corrélation de 0.8 s centrée au temps zéro.

Les fonctions de corrélation utilisées pour calculer les variations temporelles de vitesse ont été déterminées à partir des signaux sismiques blanchis entre 9 et 17 Hz, sur des fenêtres de 20 s de signal que l'on a sommées pour obtenir une corrélation sur 2 minutes d'enregistrement, puis la première fenêtre était décalée de 40 s pour calculer les corrélations suivantes.

Le blanchiment des signaux dans la bande fréquence utilisée permet de supprimer les pics de fréquence dans cette bande.

À partir des corrélations déterminées pour tous les couples du réseau, les méthodes du Stretching et de l'IPV ont été testées. L'intérêt de ces deux méthodes est qu'elles permettent d'obtenir des résultats rapides pour des jeux de données importants (lorsque le nombre de capteurs du réseau est important par exemple).

Dans le but d'améliorer la statistique sur les mesures de variations effectuées avec l'IPV et le Stretching, une correspondance avec une distribution gaussienne des résultats obtenus avec tous les couples possibles du réseau est envisageable. Une distribution gaussienne des résultats correspond bien à la statistique des mesures de changement de vitesse à OF (figure 5.8) et sera donc choisie pour déterminer une valeur de dv/v pour

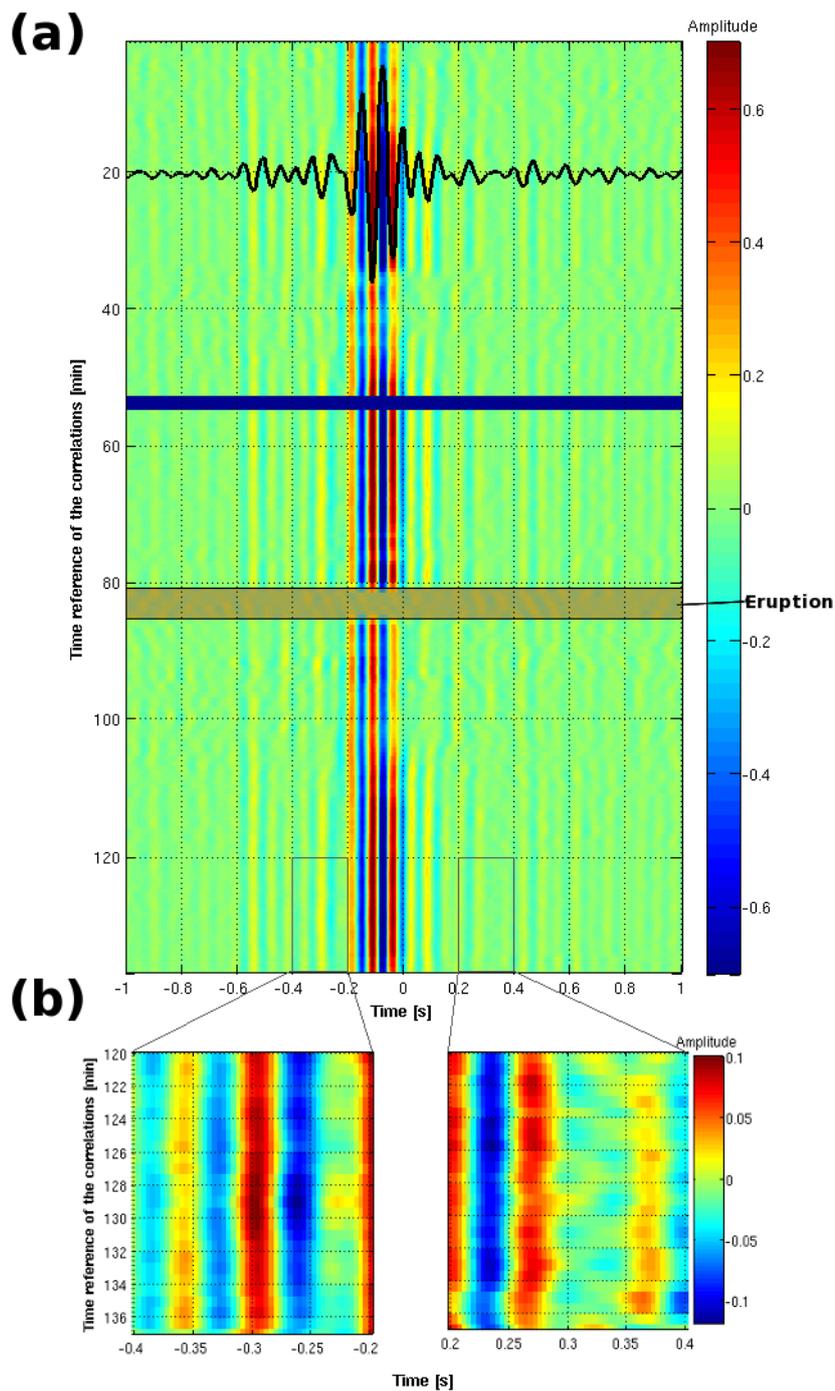


FIG. 5.6: Fonctions de corrélations (CCF) pour le couple de stations 96-54 déterminées sur des fenêtres de 120 s avec un recouvrement de 70% sur les 137 minutes d'enregistrement entre (a) -1 et 1 s et (b) entre $[-0.4 -0.2]$ et $[0.2 0.4]$. La courbe noire représente la CCF déterminée à 20 min. Les CCF sont calculées à partir de signaux blanchis entre 9 et 17 Hz. Entre la minute 52 et 55 il y a un trou dans les données. La période de l'éruption est indiquée par un encadré marron.

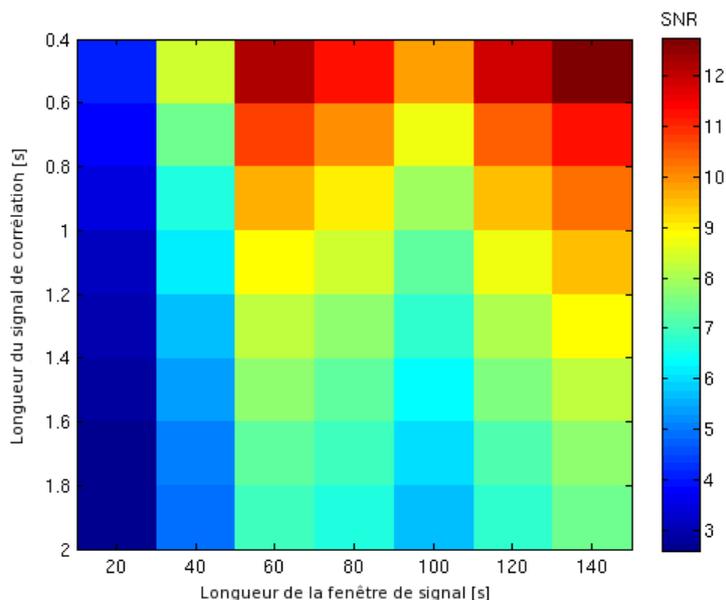


FIG. 5.7: Valeurs du SNR moyennées sur toutes les corrélations déterminées en fonction de différentes longueurs de fenêtre de signal utilisées pour calculer les CCF et de longueur de fenêtre de la CCF. Les signaux utilisés pour calculer les CCF sont blanchis entre 9 et 17 Hz.

chaque fenêtre de mesure. De plus, un écart type important de la gaussienne indique que les mesures de variations de vitesse ne sont pas très bonnes et permettront de supposer que la valeur de dv/v mesurée dans ce cas n'est pas fiable. Pour sélectionner les mesures de variations de vitesse effectuées sur tout le cycle, une limite sur l'écart type des mesures effectuées dans chaque fenêtre de temps a été fixée. Ainsi, pour des écarts types supérieurs à 1%, la mesure du changement de vitesse n'est pas prise en compte.

Pour les mesures de variations de vitesse à partir de l'IPV en prenant en compte une corrélation de référence déterminée sur les 137 minutes d'enregistrement, on pourra noter que les valeurs de dv/v sont assez faibles au cours du cycle éruptif du geyser (figure 5.9 (b)). Les variations de vitesse mesurées varient entre -0.2% et 0.2%. Durant les moments où le niveau de l'eau est stabilisé dans le conduit (figure 5.9 (d)), la mesure des changements de vitesse est bien contrainte à travers le réseau, i.e. avec un écart type (sigma) plus faible (figures 5.9 (a) et (c)). Ces périodes correspondent à une diminution de la vitesse. Lorsque les sources montent vers la surface, soit que le niveau de l'eau monte dans le conduit, les écarts types sont plus grands, indiquant que la mesure est moins exacte durant ces périodes. Environ 5 minutes avant l'éruption, on note également une diminution de la valeur du dv/v de l'ordre de 0.1% tandis que la localisation de la source sismique principale est assez stable durant cette période. Dans ce cas-ci on peut supposer que ce sont bien des changements de propriétés du milieu que l'on mesure.

En prenant une corrélation de référence déterminée sur les 137 minutes de signal, une comparaison entre la méthode du Stretching et de l'IPV a été réalisée. L'intérêt d'utiliser

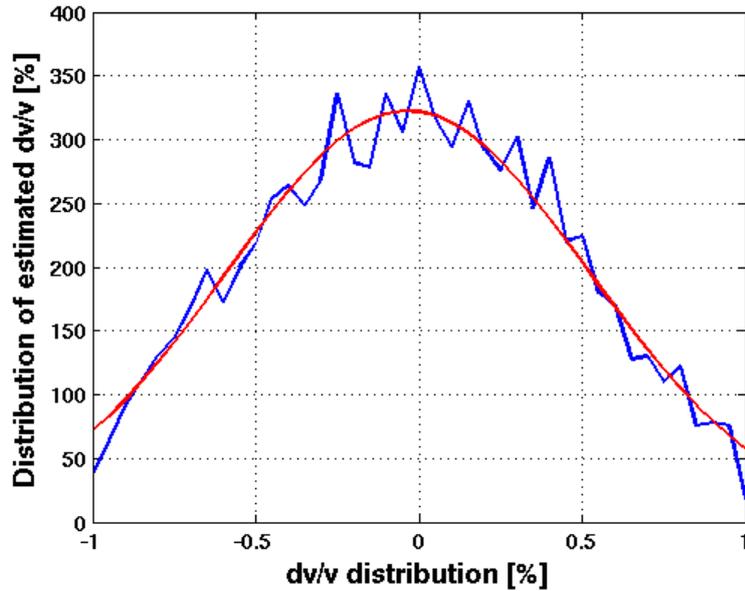


FIG. 5.8: Distribution statistique des valeurs de dv/v estimées en utilisant l'IPV et une corrélation de référence (en bleu). La ligne en rouge correspond à une gaussienne en correspondance avec la distribution des données.

l'IPV par rapport au Stretching dans le cas d'OF est la rapidité de l'obtention de résultats avec l'IPV comparée au Stretching. En effet, en utilisant 4608 corrélations ($96^2/2$), le calcul s'avère beaucoup plus rapide en utilisant l'IPV. On peut observer que durant certaines périodes où la source bouge, le Stretching ne permet pas de mesurer les variations de vitesse (figure 5.10 (a)). Ces périodes où la mesure des variations de vitesse avec le Stretching ne peut pas être réalisée correspondent à des périodes où la cohérence est assez faible entre les signaux étirés et la corrélation de référence (figure 5.10 (b)). La distribution gaussienne des mesures de $\Delta v/v$ avec le Stretching présente alors un écart type beaucoup plus grand (figure 5.11) que pour l'IPV dans la même fenêtre de temps (figure 5.8). Ainsi, le Stretching ne permet pas toujours de mesurer des variations de vitesse comparé à l'IPV.

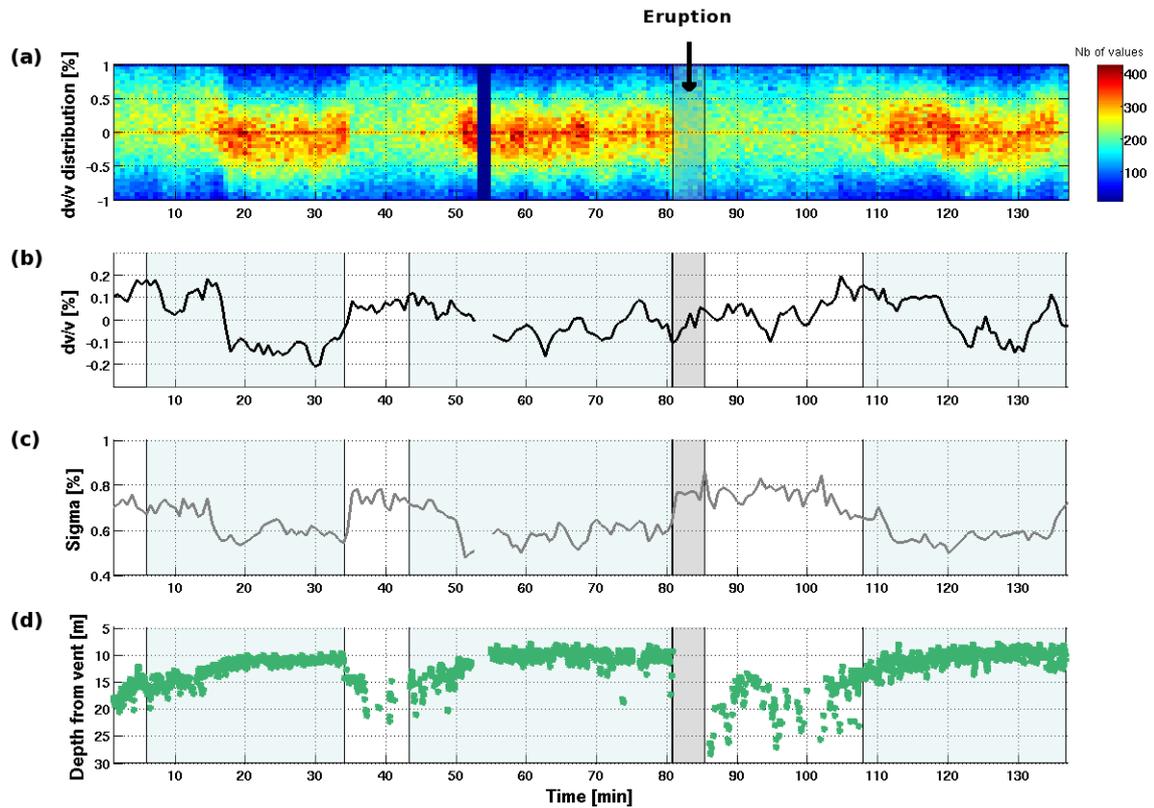


FIG. 5.9: (a) Distribution statistique des valeurs de dv/v estimées en utilisant l'IPV. (b) Mesures des variations de vitesses effectuées en considérant une corrélation de référence, (c) écarts type correspondant aux mesures et (d) profondeurs des sources déterminées avec le MFP.

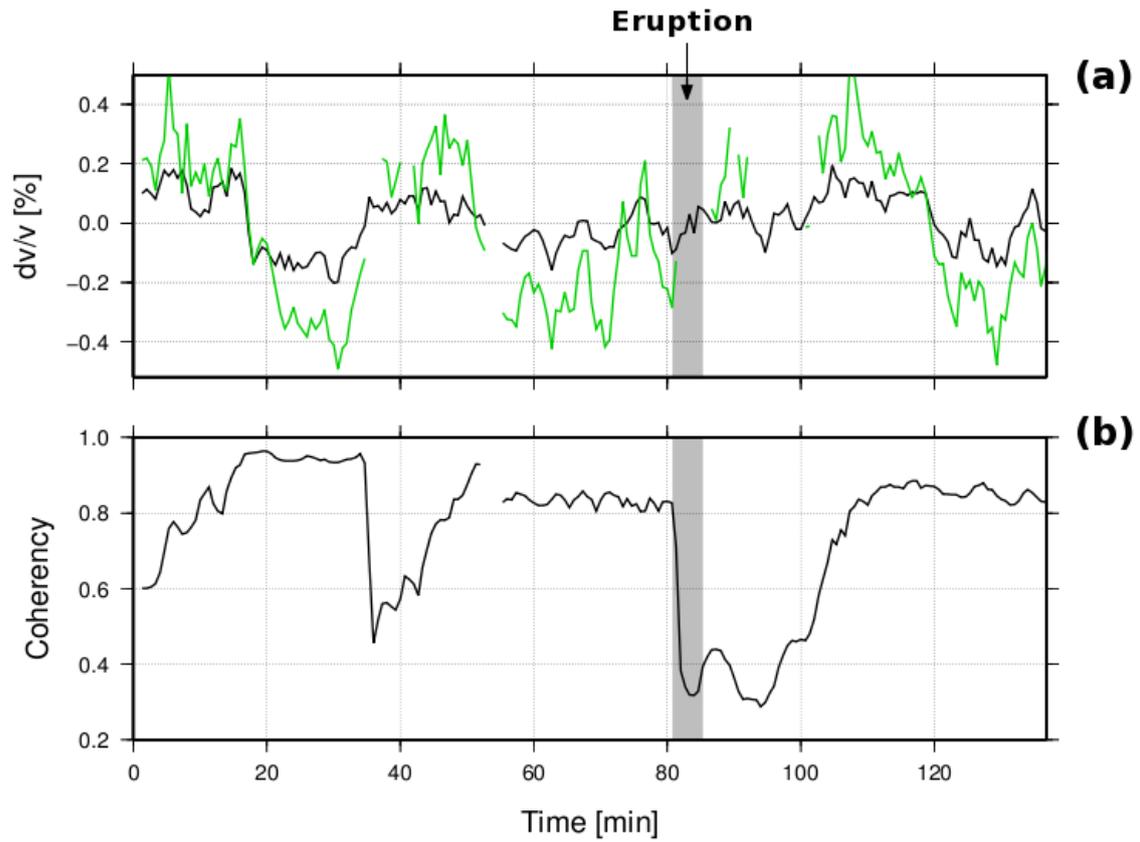


FIG. 5.10: (a) Comparaison des mesures de variations de vitesse effectuées avec l'IPV (en noir) et le Stretching (en vert) en utilisant une corrélation de référence. (b) Cohérence moyenne entre les corrélations étirées des dv/v mesurés pour chaque paire.

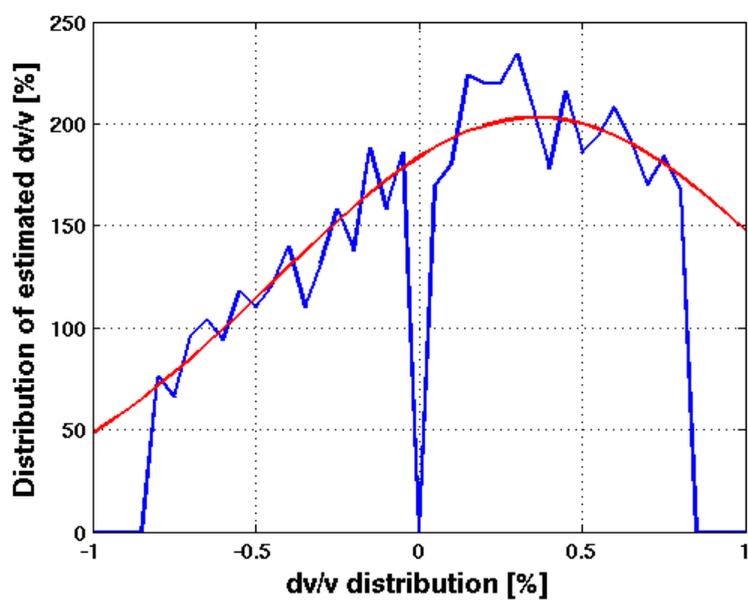


FIG. 5.11: Distribution statistique des valeurs de dv/v estimées en utilisant le Stretching et une corrélation de référence (en bleu). La ligne en rouge correspond à une gaussienne en correspondance avec la distribution des données.

5.6.2 Spatialisation des changements de vitesse

Pour quantifier les variations de vitesse proches de l’orifice et celles plus éloignées, une séparation des couples de stations en deux zones a été réalisée (figures 5.12 (a) et (b)). Une zone dite “proche” a été définie comme proche de l’orifice (figure 5.12 (a)), et une zone dite “lointaine” correspondant aux couples en périphérie de la zone proche de l’orifice (figure 5.12 (b)). Les corrélations de référence ont été déterminées à partir des 137 minutes d’enregistrement en ne considérant que les couples situées dans chacune des zones d’étude.

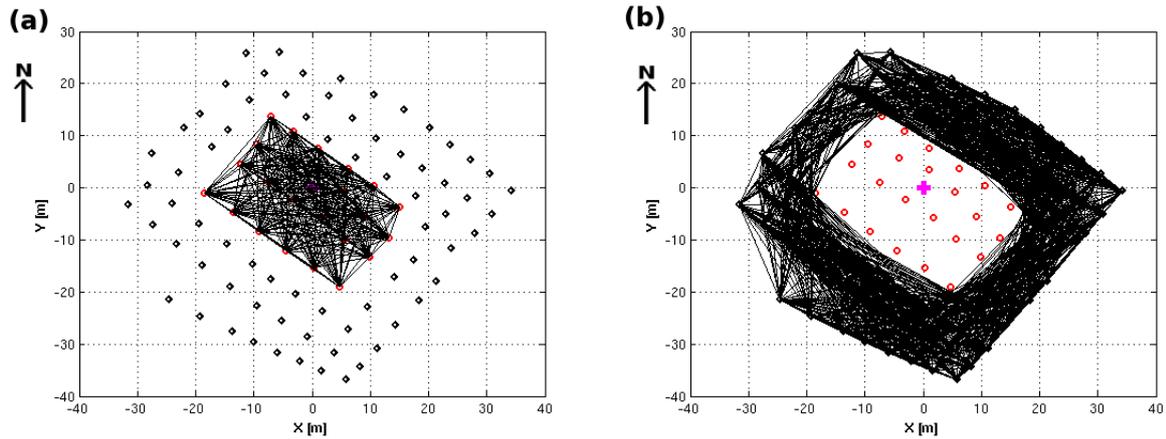


FIG. 5.12: Répartition des paires de stations en considérant les couples dans les zones (a) proche et (b) lointaine de l’orifice. Les traits en noir représentent les trajets entre les stations considérées. Le symbole + représente la position de l’orifice du geyser, en rouge sont représentées les stations dans la zone “proche” et en noir, celles “lointaine”.

Les variations de vitesse mesurées ont des amplitudes plus importantes lorsque les calculs prennent en compte les capteurs proches de l’orifice, surtout avant l’éruption en surface, alors que la source principale est stable (figure 5.13). La variation de vitesse mesurée durant cette période peut correspondre à un changement local de milieu, tel qu’une mise en pression de l’édifice, et surtout au niveau du conduit. Néanmoins, la présence de la source localisée au centre du réseau ne va pas permettre de conclure sur une vraie spatialisation des changements de vitesse.

À partir du réseau R_2 (figure 4.1), dont les stations sont réparties sur une plus large surface que le réseau R_1 , les variations de vitesse mesurées sont moins importantes (figures 5.14 (a) et (e)).

Entre les deux jours d’enregistrement on peut noter que les variations de vitesse mesurées avant chaque éruption sont identiques, avec une diminution de la vitesse qui peut être observée (figure 5.15). Ainsi, quelques minutes avant l’éruption, une diminution de la vitesse est observée jusqu’au moment de l’éruption.

Sur les deux jours, les valeurs des écarts types montrent que lorsque la source se situe dans le conduit, avec un niveau constant de l’eau (figures 5.14 (d) et (h)), la détermination du dv/v est meilleure puisque les valeurs de sigma sont plus faibles (figures 5.14 (b) et (f)).

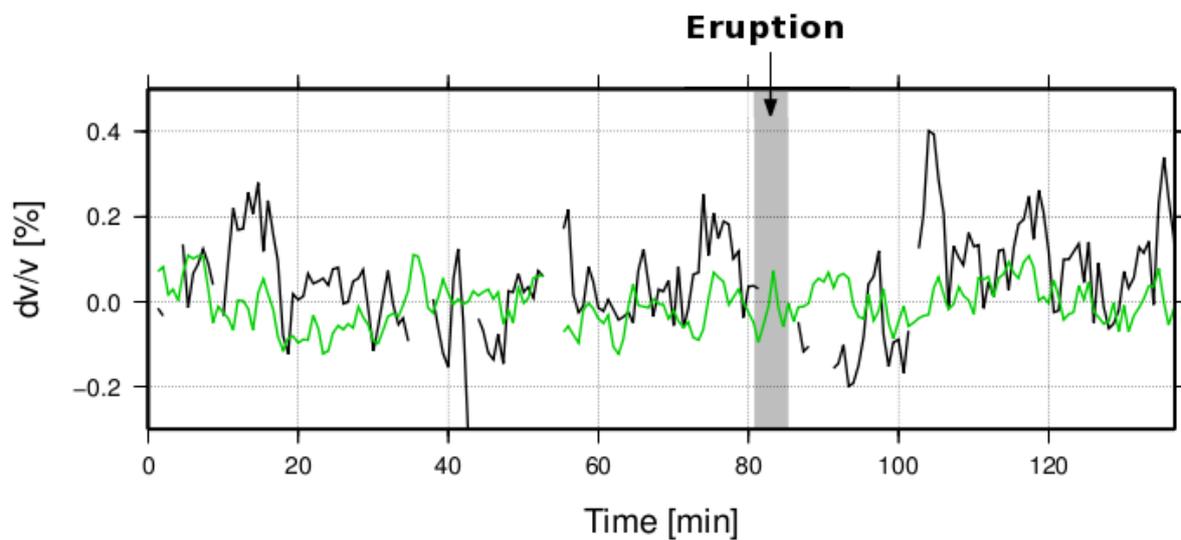


FIG. 5.13: Comparaison des mesures de variations de vitesse effectuées avec l'IPV en prenant les couples dans la zone proche (en noir) et lointaine (en vert) de l'orifice, en utilisant une corrélation de référence calculée pour chaque zone sur les 137 minutes d'enregistrement.

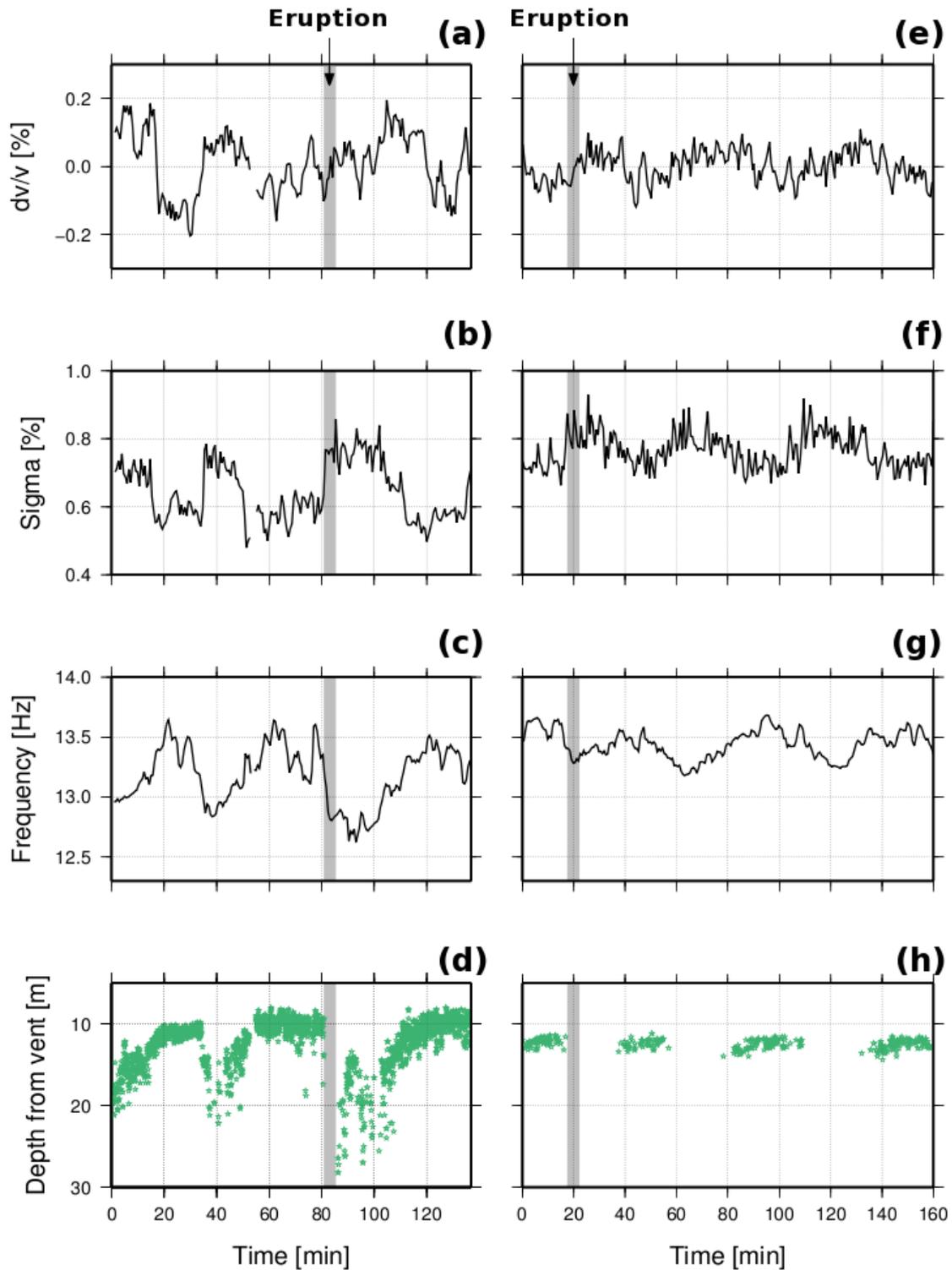


FIG. 5.14: Mesures des variations de vitesses effectuées en considérant une corrélation de référence, écarts type correspondant à ces mesures, valeurs du centroïde mesurées entre 9 et 17 Hz et profondeurs des sources déterminées avec le MFP pour le 21 Octobre 1992 (réseau R_1) en (a), (b), (c) et (d) respectivement, et en (e), (f) et (g) pour le 22 Octobre 1992 (réseau R_2).

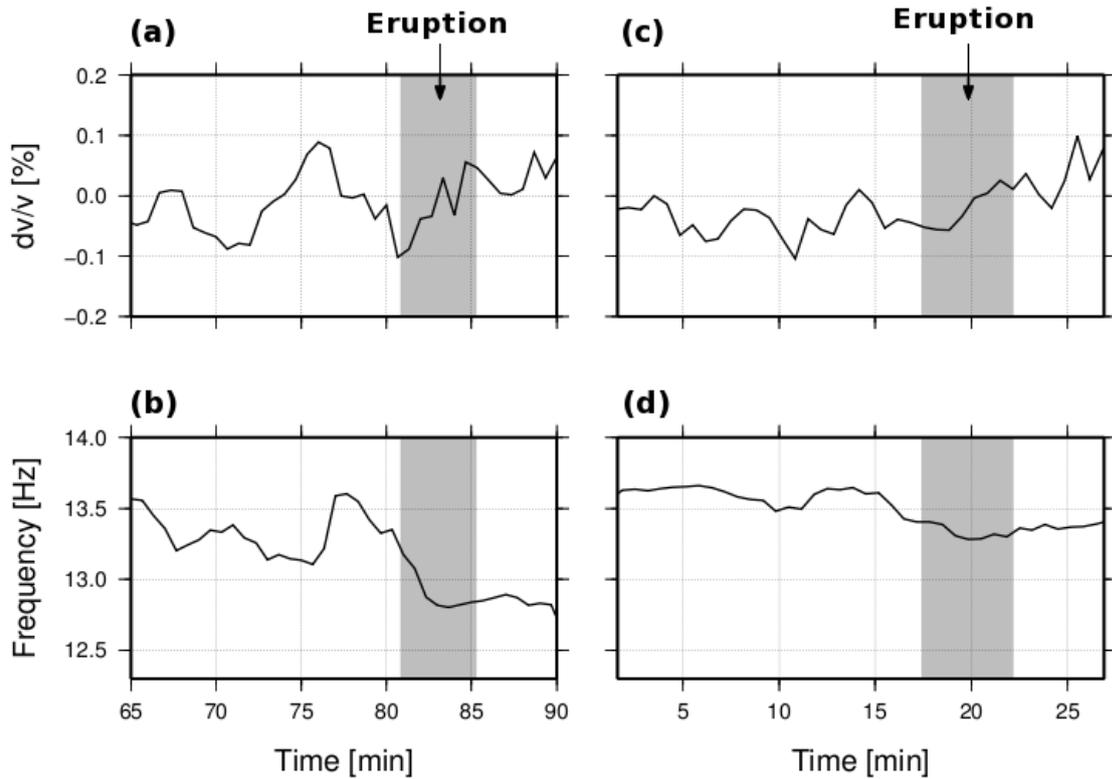


FIG. 5.15: Mesures des variations de vitesses effectuées en considérant une corrélation de référence et valeurs du centroïde mesurées entre 9 et 17 Hz, pour le 21 Octobre 1992 (réseau R_1) en (a) et (b) respectivement, déterminées entre 65 et 90 minutes, et en (c) et (d) pour le 22 Octobre 1992 (réseau R_2), entre 1.6 et 26.9 minutes.

5.6.3 Variation de vitesse durant le remplissage du conduit

Sur les trois périodes d'ascension du niveau de l'eau dans le conduit, on observe un brusque changement de vitesse en relation avec les changements de profondeur de la source principale (figure 5.16). Ainsi, lorsque le niveau de l'eau dans le conduit monte, on note une diminution de la vitesse sur le site et de manière assez brutale avant que le niveau se stabilise. On peut observer ce même comportement sur les mesures du deuxième jour (figures 5.14 (d) et (h)) mais avec moins de précision car les sources n'ont pas pu être bien localisées à partir des données de ce jour là.

Lors de la mise en pression d'un volume, soit $\Delta P > 0$, on retrouve de la dilatance, tel que :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta P}{K}, \quad (5.8)$$

avec K le module de compressibilité. La dilatance peut également être reliée à une augmentation de la porosité ϕ ou une diminution de la vitesse β (Brenguier et al., 2008a) telle que :

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \phi}{\phi} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta P}{\phi K} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta V}{V \phi}. \quad (5.9)$$

Dans notre cas, on retrouve bien que lors de l'augmentation de la pression statique, la vitesse des ondes diminue ce qui correspond à l'équation précédente. Il semble que le modèle de dilatance soit plausible, néanmoins l'augmentation de la saturation du milieu va également diminuer la vitesse des ondes de surface, comme l'ont montré des études récentes sur la zone hydrothermale de la Solfatare (Letort et al., 2011).

Par ailleurs, une augmentation de la vitesse des ondes dans le milieu peut également correspondre à une augmentation de la température du milieu (Snieder et al., 2002), comme observée par Birch et Kennedy (1972) (figure 2.17).

Dans la partie 4.4.5, la différence de hauteur du niveau de l'eau dans le conduit a été interprétée comme étant la cause de l'absence d'une éruption après la minute 34. Sur les mesures de variations de vitesse on peut noter qu'il y a également une différence dans le pourcentage du changement de vitesse entre ces deux périodes, soit N_2 avant l'éruption, entre 61 et 69 minutes et N_1 durant la première période de rechargement, entre 25 et 33 minute (figures 5.16 (a) et (b)).

Pendant la période N_1 (figure 5.16 (a)), on retrouve une variation de vitesse de l'ordre de -0.12% entre 20 et 30 minutes (en temps relatif) et durant la seconde période N_2 (figure 5.16 (b)), on mesure une variation de l'ordre de -0.039%, entre 20 et 30 minutes (en temps relatif), avec une variation de vitesse plus importante au début du remplissage du conduit pour N_1 comparée à N_2 . Un niveau de l'eau dans le conduit plus bas correspond alors à un changement de vitesse plus grand que lorsque le niveau de l'eau est plus haut. Si l'on considère le niveau initial des changements de vitesse, c'est à dire au moment du remplissage du conduit par rapport à la fin du remplissage, on observe que le changement de vitesse relatif est plus important lorsque le niveau dans le conduit était légèrement plus bas au départ pour finir à 11 m pour N_1 , comparé au second remplissage N_2 avec une profondeur finale de 10 m. Néanmoins, la précision sur les mesures étant trop faible, nous ne pouvons pas relier avec certitudes ces changements de vitesse mesurés à une différence du niveau de l'eau dans le conduit.

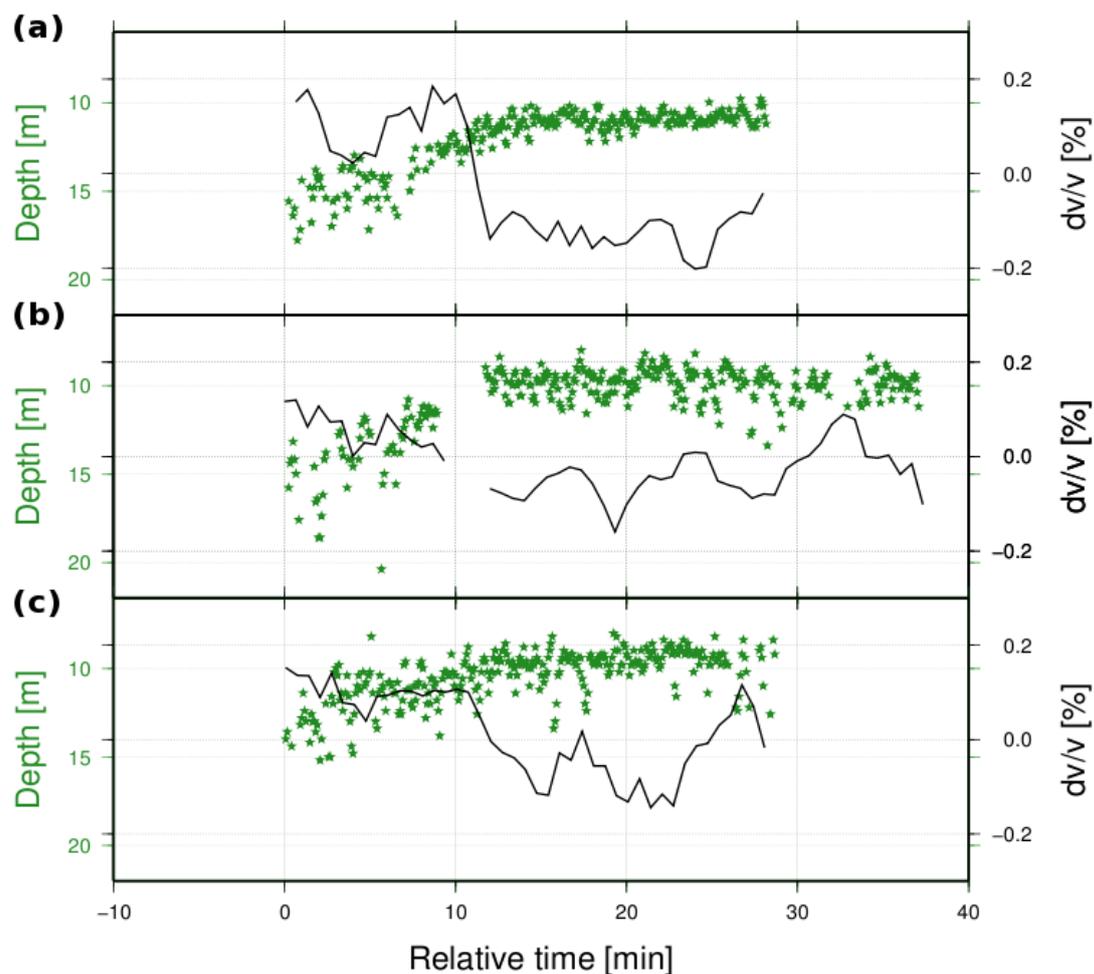


FIG. 5.16: Variations de vitesse et profondeur de la source durant trois périodes de remplissage différentes : (a) 6-34 minutes, (b) 43-80 minutes et (c) 108-137 minutes.

5.6.4 Variation du centroïde fréquentiel

Le barycentre du spectre ou centroïde, est une mesure de la fréquence moyenne du spectre dans une bande de fréquence donnée. Il est mesuré à partir de :

$$C_{f_i,t} = \frac{\sum_{f_1}^{f_2} f \cdot S(f)}{\sum_{f_1}^{f_2} S(f)}, \quad (5.10)$$

où $S(f)$ représente le spectre du signal dans la bande fréquentielle $[f_1-f_2]$, f le vecteur fréquence et $C_{f_i,t}$ la valeur du centroïde pour le capteur i dans la fenêtre de temps t . Pour chaque fenêtre de temps on moyenne alors les valeurs du centroïde sur tous les capteurs.

Des variations du centroïde peuvent indiquer des changements du milieu mais peuvent

être relatives à un changement de source (position, mécanisme). [Quan et Harris \(1997\)](#) ont proposé d'étudier les variations du centroïde dans le but d'estimer l'atténuation d'un milieu.

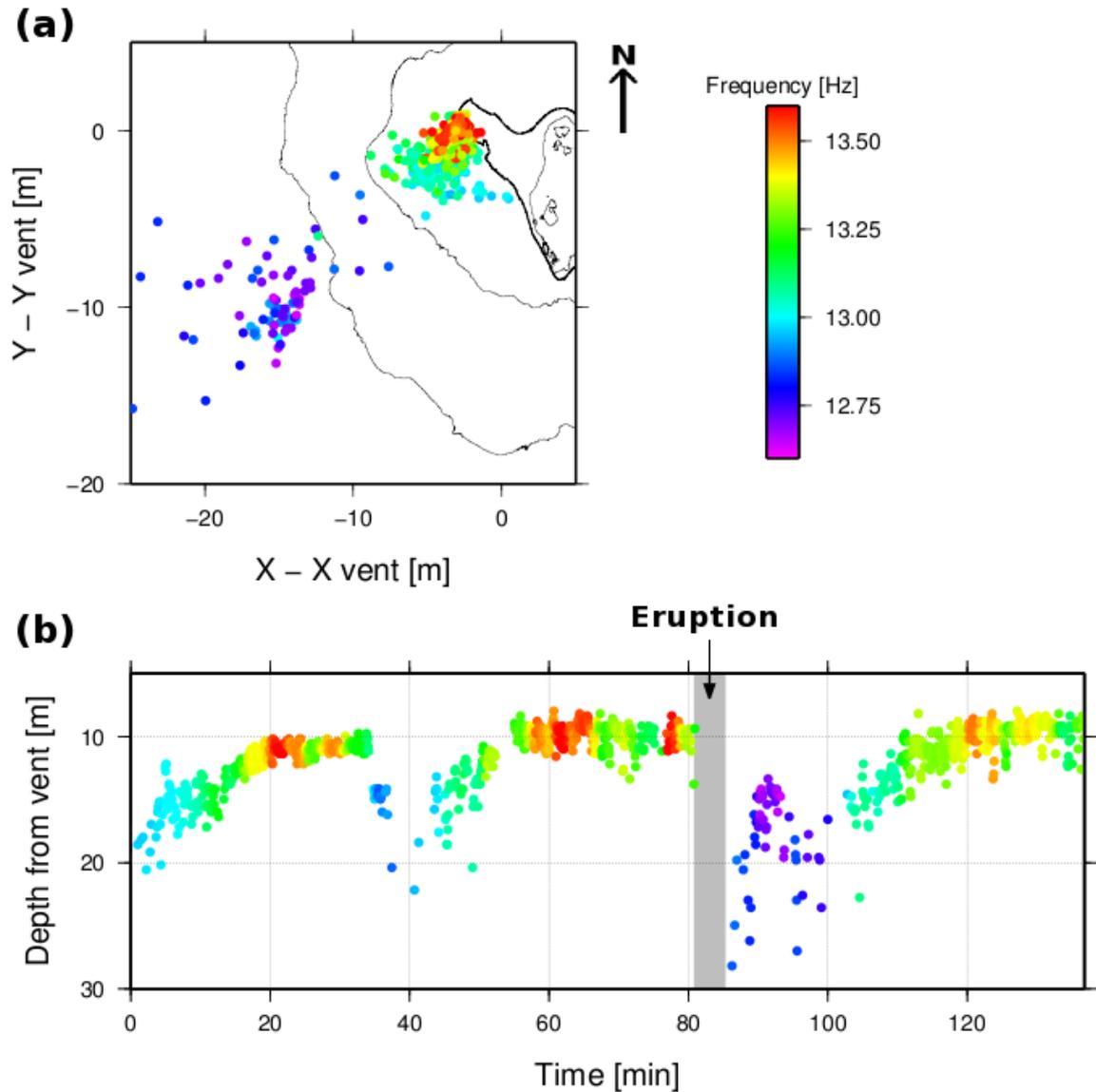


FIG. 5.17: Localisations des sources principales dans (a) un plan X-Y et (b) en Z, déterminées à partir du Bartlett cohérent en utilisant r corrélations, en fonction de la valeur du centroïde déterminée entre 9 et 17 Hz sur des fenêtres de 120 s de signal décalées toutes les 40 s.

À OF, le centroïde a été calculé entre 9 et 17 Hz au cours du cycle pour le comparer

aux changements de vitesse, en prenant des fenêtres de 2 minutes et un recouvrement de 70% entre les différentes fenêtres.

L'évolution spatiale et temporelle des valeurs du centroïde en fonction de la position des sources principales indique que le centroïde dépend principalement des localisations des sources (figures 5.17 (a) et (b)). Ainsi, lorsque les sources sont localisées dans le conduit, Z_1 , les valeurs du centroïde sont plus élevées et lorsque les sources sont dans la zone de rechargement, où le centroïde est minimal (figures 5.17 (a) et (b)). Cette observation est aussi valable lorsque les sources sont à la même profondeur (minutes 35 et 92), où la fréquence du centroïde est de 13 Hz lorsque la source est dans le conduit et de 12.7 Hz lorsqu'elle est dans la zone de rechargement. Cette différence de fréquence peut s'expliquer du fait d'une atténuation du milieu différente ou de l'émission de sources différentes (géométrie, processus).

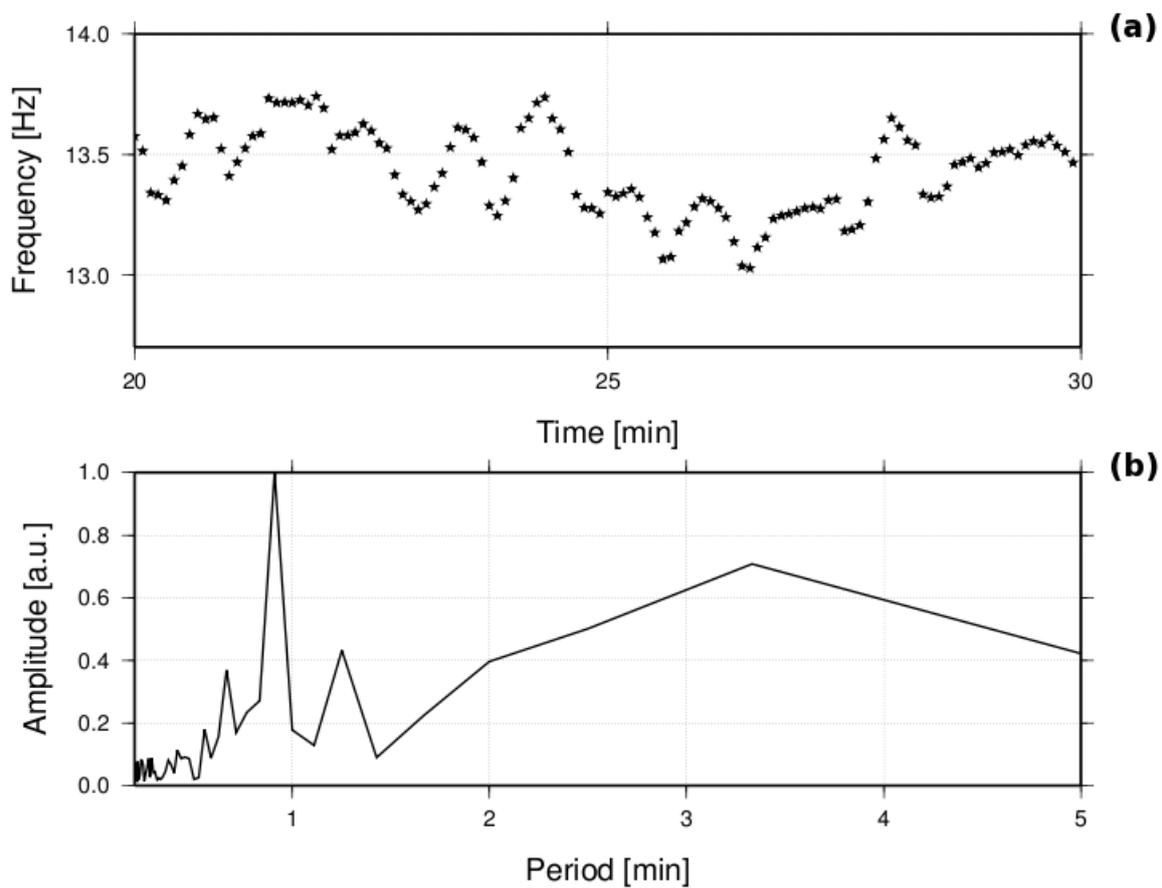


FIG. 5.18: (a) Valeurs du centroïde déterminées entre 9 et 17 Hz pour la période de temps 20-30 min sur des fenêtres de 20 s de signal décalées toutes les 5 s et (b) transformée de Fourier des valeurs du centroïde dans cette période.

Dans la zone Z_2 , de rechargement, la fréquence est plus basse dans la partie centrale

et haute de cette zone, ce qui pourrait correspondre à une taille de source plus large. Dans le conduit, zone Z_1 , on observe que la fréquence diminue quand la profondeur augmente, ce qui laisserait à penser qu'il s'agit d'un phénomène d'atténuation, la fréquence diminuant avec des sources plus distantes. Il peut y avoir aussi un effet géométrique car des mesures in-situ indiquent un élargissement du conduit entre 11 et 14 m, ce qui indiquerait des fréquences de résonance plus hautes que quand la source est plus profonde (20 m).

Temporellement, on observe des variations du centroïde alors que les sources principales sont situées dans le conduit à une hauteur stable, comme entre 20 et 30 minutes (figure 5.17 (b)). Pour comparer ces oscillations de fréquence à celles observées dans les positions des sources sismiques et les relier à des instabilités du fluide durant cette période (voir partie 4.4.3), les mesures du centroïde ont été refaites en considérant des fenêtres de signal de 20 s pour des fenêtres glissantes de 5 s (figure 5.18 (a)). La transformée de Fourier des valeurs de centroïde indique qu'il y a un phénomène périodique d'une minute (figure 5.18 (b)). La période d'une minute correspond ainsi à la même période des instabilités du fluide observées sur les variations des positions des sources principales (figure 4.35 (d)).

En filtrant les valeurs du centroïde calculées entre les minutes 20 et 30, pour enlever les basses fréquences, on observe une bonne concordance avec les oscillations de profondeur des sources, présentant la même période d'oscillation d'une minute, ainsi qu'avec les valeurs de la RMS du signal sismique calculées pour la même période (figures 5.19 (a), (b) et (c)). Un coefficient de corrélation de 0.6 est alors mesuré entre les deux courbes, confirmant la correspondance entre ces deux mesures. On observe que lorsque la profondeur diminue, la fréquence augmente (figure 5.20). Une relation linéaire entre les deux donne un coefficient directeur de -0.135 Hz/m. Sachant que la courbe de dispersion est plate entre 10 et 14 Hz (figure 4.18), les changements de fréquences et de positions de sources de manière synchrone ne sont pas reliés à la dispersion des ondes dans le milieu. Puisque les fréquences diminuent quand la source est localisée plus en profondeur. C'est un phénomène d'atténuation des ondes qui y est observé ici.

Les variations de vitesses mesurées avec l'IPV indiquent que quelques minutes avant l'éruption en surface (minute 76 le 21 Octobre et minute 15 le 22 Octobre) il y a une diminution de la vitesse (figures 5.15 (a) et (c)) alors que les sources sismiques principales (et secondaires, voir figure 4.32) ne bougent pas. Cette variation de vitesse est associée à une diminution du centroïde à la même période (figures 5.15 (b) et (d)). Le niveau d'ébullition dans le conduit à cet instant est très important, avec un taux du nombre d'évènements sismiques élevé (figure 4.7). Cette diminution du centroïde peut alors être reliée à l'augmentation de l'atténuation à cette période du fait de la présence de nuages de bulles absorbants à la surface de la colonne d'eau.

La représentation spatiale des valeurs de centroïde moyennées sur les 137 minutes d'enregistrement permet d'avoir une estimation de l'atténuation du milieu. Une première remarque à faire est sa concordance avec la carte des vitesses de propagation des ondes (figures 4.14 et 5.21). En effet, pour un centroïde faible, l'atténuation est plus importante et correspond à des vitesses plus petites. On peut alors relier les vitesses plus faibles à des effets de site.

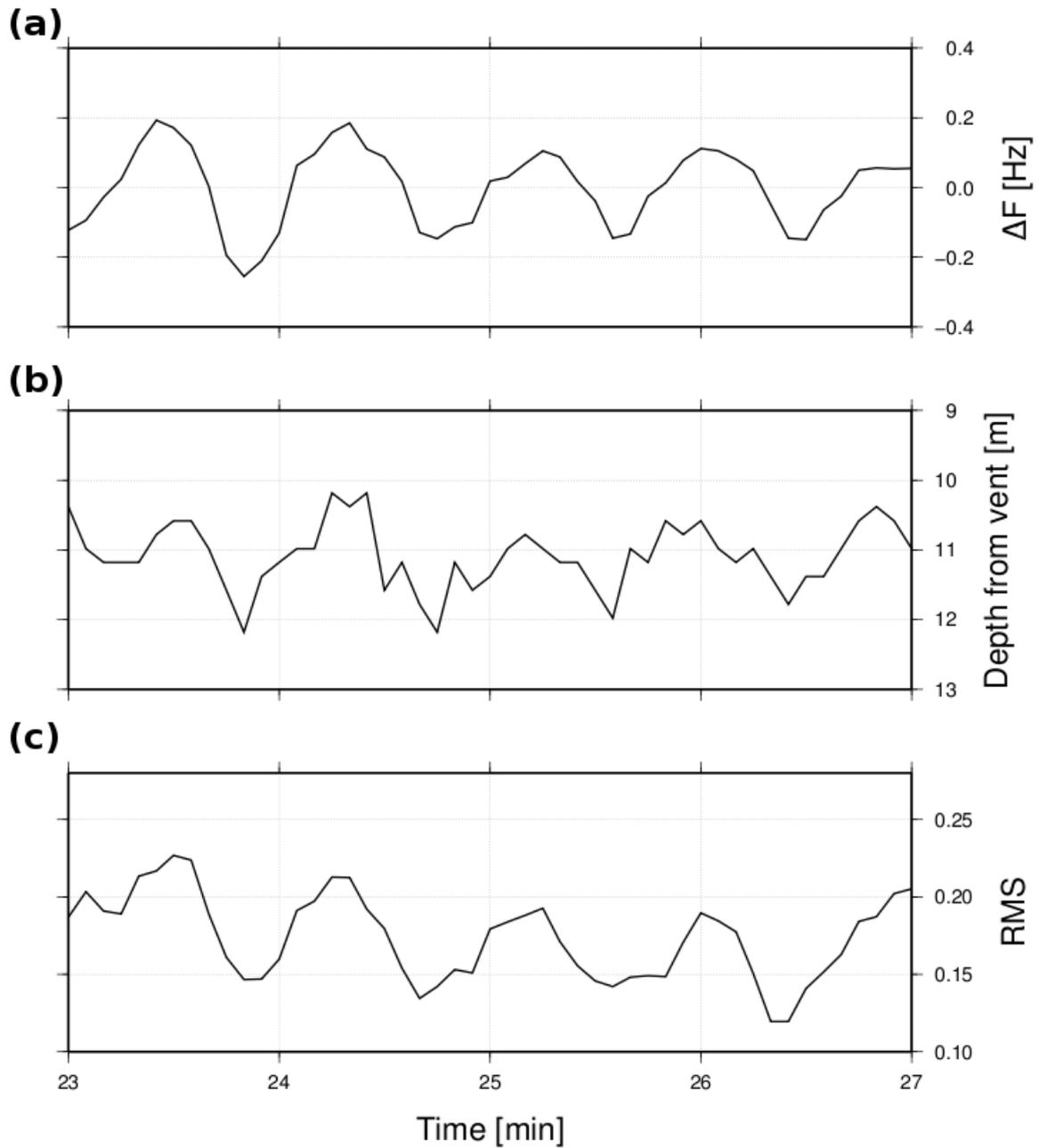
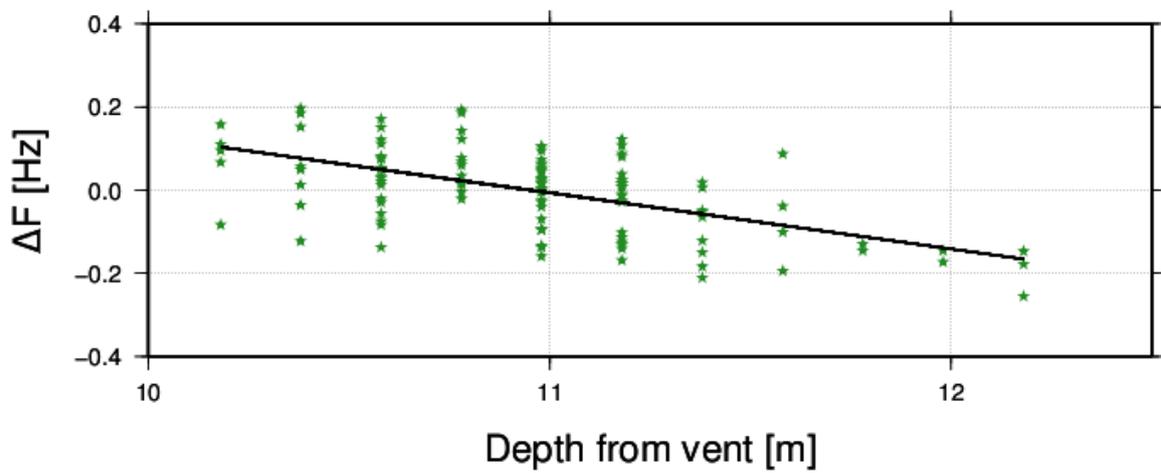


FIG. 5.19: (a) Variations du centroïde fréquentiel calculées entre 23 et 27 minutes filtrées avec un filtre passe haut, (b) profondeur de la source localisée avec le Bartlett cohérent entre 23 et 27 minutes et (c) valeurs de la RMS du signal sismique calculées entre 23 et 27 minutes.



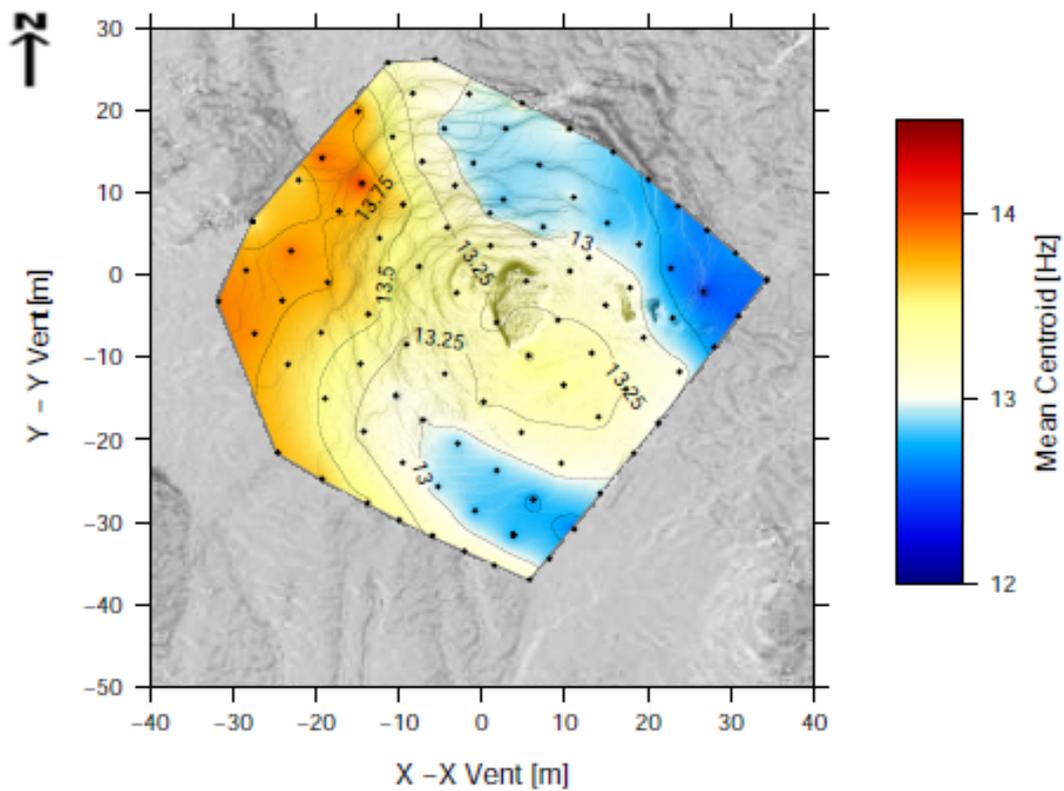


FIG. 5.21: Carte des valeurs du centroïde déterminées entre 9 et 17 Hz et moyennées sur les 137 minutes d'enregistrement. Les courbes de niveau correspondent aux valeurs du centroïde et la topographie du dôme est représentée à partir d'une carte en relief ombré.

5.7 Conclusion

Deux méthodes ont été utilisées pour mesurer des variations de vitesse à OF : l'IPV (Instantaneous Phase Variation) et le Stretching. L'IPV est une méthode permettant de mesurer des variations de vitesse de manière plus rapide qu'avec la technique du Stretching. Le Stretching ne permet pas d'effectuer des mesures continues des variations de vitesse lorsque les sources bougent trop. Sur l'ensemble des mesures, les variations de vitesse mesurées à OF avec l'IPV sont faibles, oscillant entre -0.2% et 0.2%. Le Stretching donne des variations de vitesse de même signe, mais avec des amplitudes plus fortes que l'IPV.

On observe que la vitesse des ondes diminue lors de la progression verticale des sources dans le conduit. Cette observation est valable pour toutes les remontées du niveau de l'eau. La diminution de la vitesse pourrait être associée à une augmentation de la pression hydrostatique dans le milieu.

On note aussi une chute de la vitesse et du centroïde 5 minutes avant l'éruption, pouvant être reliée à la présence d'une couche absorbante de bulles à la surface de l'eau.

Au cours du cycle on observe des variations temporelles du barycentre du spectre (le centroïde) du signal sismique. Durant les périodes de stagnation du niveau de l'eau dans le conduit, des oscillations du centroïde de période 1 minute ont été observées et correspondent bien aux variations de profondeur de la source sismique principale, ce qui traduit que le phénomène d'instabilité hydrodynamique induit des changements synchrones de fréquence et de profondeur de la source sismique. Une remontée de la source correspond alors à une augmentation de la fréquence, ce qui traduit un phénomène d'atténuations du milieu.

Bibliographie

- Aki, K. et Chouet, B. (1975). Origin of coda waves : Source, attenuation, and scattering effects. *Journal of Geophysical Research*, 80(23) :3322–3342.
- Baig, A. M., Campillo, M., et Brenguier, F. (2009). Denoising seismic noise cross correlations. *J. Geophys. Res.*, 114(B8) :B08310.
- Birch, F. et Kennedy, G. C. (1972). Notes on geyser temperatures in Iceland and Yellowstone National Park. *Flow and fracture of rocks : American Geophysical Union Geophysical Monograph*, 16 :329–336.
- Brenguier, F., Campillo, M., Hadziioannou, C., Shapiro, N. M., Nadeau, R. M., et Larose, E. (2008). Postseismic relaxation along the San Andreas Fault at Parkfield from continuous seismological observations. *Science*, 321(5895) :1478–1481.
- Brenguier, F., Clarke, D., Aoki, Y., Shapiro, N. M., Campillo, M., et Ferrazzini, V. (2011). Monitoring volcanoes using seismic noise correlations. *Comptes Rendus Geoscience*, 343(8-9) :633–638.
- Brenguier, F., Shapiro, N., Campillo, M., Coutant, O., Nercessian, A., et Ferrazzini, V. (2007). 3-d surface wave tomography of the Piton de la Fournaise volcano using seismic noise correlations. *Geophys. Res. Lett.*, 34.
- Brenguier, F., Shapiro, N. M., Campillo, M., Ferrazzini, V., Duputel, Z., Coutant, O., et Nercessian, A. (2008a). Towards forecasting volcanic eruptions using seismic noise. *Nature Geosciences*, 1(2) :126–130.
- Campillo, M. et Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) :547–549.
- Chen, J. H., Froment, B., Liu, Q. Y., et Campillo, M. (2010). Distribution of seismic wave speed changes associated with the 12 May 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, 37(18) :L18302.
- Corciulo, M., Roux, P., et Campillo, M. (2011). Instantaneous Phase Variations : an innovative method to monitor weak velocity change from ambient noise correlation analysis at exploration scale. *Geophysical Journal International*, *Submitted*.
- Derode, A., Larose, E., Tanter, M., de Rosny, J., Tourin, A., Campillo, M., et Fink, M. (2003). Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium (L). *J. Acoust. Soc. Am.*, 113(6) :2973–2976.
- Duputel, Z., Ferrazzini, V., Brenguier, F., Shapiro, N., Campillo, M., et Nercessian, A. (2009). Real time monitoring of relative velocity changes using ambient seismic noise at the Piton de la Fournaise volcano (La Réunion) from January 2006 to June 2007. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 184(1-2) :164–173.
- Duvall, T. L., Jefferies, S. M., Harvey, J. W., et Pomerantz, M. A. (1993). Time-distance helioseismology. *Nature*, 362(6419) :430–432.

- Grêt, A., Snieder, R., Aster, R., et Kyme, P. R. (2005). Monitoring rapid temporal changes in a volcano with coda wave interferometry. *Geophysical Research Letters*, 32.
- Hadziioannou, C., Larose, E., Baig, A., Roux, P., et Campillo, M. (2011). Improving temporal resolution in ambient noise monitoring of seismic wave speed. *J. Geophys. Res.*, 116(B7) :B07304.
- Hadziioannou, C., Larose, E., Coutant, O., Roux, P., et Campillo, M. (2009). Stability of monitoring weak changes in multiply scattering media with ambient noise correlation : Laboratory experiments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 125(6) :3688–3695.
- Hennino, R., Trégourès, N., Shapiro, N. M., Margerin, L., Campillo, M., van Tiggelen, B. A., et Weaver, R. L. (2001). Observation of equipartition of seismic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 86(15) :3447–3450.
- Larose, E., Derode, A., Campillo, M., et Fink, M. (2004). Imaging from one-bit correlations of wideband diffuse wave fields. *Journal of Applied Physics*, 95(12) :8393–8399.
- Letort, J., P., R., Vandemeulebrouck, J., Coutant, O., Wathelet, M., Cros, E., et Cardellini, C. and Chiodini, G. (2011). High-resolution shallow seismic tomography of a hydrothermal area : application to the Solfatara, Pozzuoli. *Geophysical Journal International*, Submitted.
- Lobkis, O. I. et Weaver, R. L. (2001). On the emergence of the Green’s function in the correlations of a diffuse field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6) :3011–3017. journal article.
- Lobkis, O. I. et Weaver, R. L. (2003). Coda-wave interferometry in finite solids : Recovery of P-to-S conversion rates in an elastodynamic billiard. *Phys. Rev. Lett.*, 90(25) :254302–1 – 254302–4.
- Mordret, A., Jolly, A., Duputel, Z., et Fournier, N. (2010). Monitoring of phreatic eruptions using interferometry on retrieved cross-correlation function from ambient seismic noise : Results from Mt. Ruapehu, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 191(1-2) :46–59.
- Patanè, D., Barberi, G., Cocina, O., De Gori, P., et Chiarabba, C. (2006). Time-resolved seismic tomography detects magma intrusions at Mount Etna. *Science*, 313(5788) :821–823.
- Patanè, D., De Gori, P., Chiarabba, C., et Bonaccorso, A. (2003). Magma ascent and the pressurization of Mount Etna’s volcanic system. *Science*, 299(5615) :2061–2063.
- Poupinet, G., Ellsworth, W. L., et Frechet, J. (1984). Monitoring velocity variations in the crust using earthquake doublets : An application to the Calaveras Fault, California. *J. Geophys. Res.*, 89(B7) :5719–5731.
- Quan, Y. et Harris, J. M. (1997). Seismic attenuation tomography using the frequency shift method. *Geophysics*, 62(3) :895–905.

- Ratdomopurbo, A. et Poupinet, G. (1995). Monitoring a temporal change of seismic velocity in a volcano : Application to the 1992 eruption of Mt. Merapi (Indonesia). *Geophys. Res. Lett.*, 22(7) :775–778.
- Rivet, D., Campillo, M., Shapiro, N. M., Cruz-Atienza, V., Radiguet, M., Cotte, N., et Kostoglodov, V. (2011). Seismic evidence of nonlinear crustal deformation during a large slow slip event in Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, 38(8) :L08308.
- Sánchez-Sesma, F. J. et Campillo, M. (2006). Retrieval of the Green’s function from cross correlation : The canonical elastic problem. *Bulletin of Seismological Society of America*, 96(3) :1182–1191.
- Sánchez-Sesma, F. J., Pérez-Ruiz, J. A., Campillo, M., et Luzòn, F. (2006a). Elastodynamic 2D Green function retrieval from cross-correlation : Canonical inclusion problem. *Geophys. Res. Lett.*, 33(13) :L13305.
- Sens-Schönfelder, C. et Larose, E. (2010). Lunar noise correlation, imaging and monitoring. *Earthquake Science*, 23(5) :519–530.
- Sens-Schönfelder, C. et Wegler, U. (2006). Passive image interferometry and seasonal variations of seismic velocities at Merapi Volcano, Indonesia. *Geophys. Res. Lett.*, 33(21) :L21302.
- Shapiro, N. M. et Campillo, M. (2004). Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophys. Res. Lett.*, 31(7) :L07614.
- Snieder, R., Grêt, A., Douma, H., et Scales, J. (2002). Coda wave interferometry for estimating nonlinear behavior in seismic velocity. *Science*, 295(5563) :2253–2255.
- Stehly, L., Campillo, M., et Shapiro, N. M. (2006). A study of the seismic noise from its long-range correlation properties. *J. Geophys. Res.*, 111(B10) :B10306.
- Stehly, L., Fry, B., Campillo, M., Shapiro, N. M., Guilbert, J., Boschi, L., et Giardini, D. (2009). Tomography of the alpine region from observations of seismic ambient noise. *Geophysical Journal International*, 178(1) :338–350.
- Weaver, R. et Lobkis, O. (2004). Diffuse fields in open systems and the emergence of the Green’s function (L). *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(5) :2731.
- Weaver, R. L. et Lobkis, O. I. (2001). Ultrasonics without a source : Thermal fluctuation correlations at mhz frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 87(13) :134301–1 – 134301–4.
- Wegler, U., Lhr, B.-G., Snieder, R., et Ratdomopurbo, A. (2006). Increase of shear wave velocity before the 1998 eruption of Merapi volcano (Indonesia). *Geophys. Res. Lett.*, 33(9) :L09303.
- Wegler, U., Nakahara, H., Sens-Schönfelder, C., Korn, M., et Shiomi, K. (2009). Sudden drop of seismic velocity after the 2004 Mw 6.6 mid-Niigata earthquake, Japan, observed with passive image interferometry. *J. Geophys. Res.*, 114(B6) :B06305.

- Wegler, U. et Sens-Schönfelder, C. (2007). Fault zone monitoring with passive image interferometry. *Geophysical Journal International*, 168(3) :1029–1033.
- Yao, H., Van Der Hilst, R. D., et De Hoop, M. V. (2006). Surface-wave array tomography in SE Tibet from ambient seismic noise and two-station analysis : I. phase velocity maps. *Geophysical Journal International*, 166(2) :732–744.

Conclusion générale

À travers ce travail de thèse, nous avons pu observer que les geysers sont des systèmes géophysiques complexes, pouvant être influencés par différents facteurs externes. Le fonctionnement des geysers est étudié depuis le 20^e et plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer leur dynamique. Dans le but d'étudier la dynamique du geyser d'Old Faithful (OF) dans le Parc National de Yellowstone nous avons proposé d'utiliser des signaux sismiques enregistrés sur le site par Sharon Kedar et ses collègues en 1992 et de les traiter à partir de différentes méthodes. Deux aspects ont été étudiés durant cette thèse, à savoir l'aspect méthodologique et d'analyse des résultats pour ces différentes techniques.

6.1 Méthodologie

Le premier travail réalisé consistait à la localisation des sources sismiques composant le signal enregistré à la surface du geyser. Pour cela, nous avons utilisé la méthode de Matched Field Processing (MFP). Cette méthode provient de l'acoustique océanique et les océanologues l'utilisent généralement pour étudier les déplacements des baleines dans l'océan. Dans une première étape, les différents algorithmes du MFP ont été comparés afin de déterminer celui qui est le plus adapté aux données sismiques enregistrés à OF. Les algorithmes incohérents et cohérents du MFP ont permis de déterminer des localisations de sources similaires, avec des résolutions proches d'une méthode à l'autre, à savoir entre le Bartlett incohérent et cohérent, et entre le MVDR incohérent et cohérent. Par ailleurs, pour obtenir une meilleure résolution sur la position de la source avec le MFP, le MVDR est la méthode la plus adaptée car elle permet d'obtenir des résolutions inférieures à la longueur d'onde. Les positions des sources retrouvées durant une période de stabilité correspondent avec les mesures in-situ, permettant de confirmer les résultats de localisation avec le MFP.

À partir de techniques de séparation des sources principales appelées le MRABF (Multi-Rate Adaptive Beamforming) et la SVD (Singular Value Decomposition), deux sources principales ont pu être localisées au cours du cycle éruptif du geyser. L'identification de plusieurs sources sismiques est assez rare et nous a permis de mettre en évidence deux aspects différents de la dynamique du geyser.

Le deuxième travail réalisé au cours de cette thèse consistait à l'étude des variations de vitesse du milieu au cours du cycle. La méthode du Stretching a été comparée à une nouvelle technique appelée l'IPV (Instantaneous Phase Variation). À partir de l'IPV, des mesures continues des changements de vitesse dans le milieu ont pu être réalisées alors que le Stretching ne permettait pas de mesurer des changements de vitesse lorsque les sources sismiques bougeaient. Les mesures de variations de vitesse pour chaque fenêtre de temps ont été réalisées en utilisant une distribution gaussienne des résultats. Ainsi, l'écart type des mesures sur chaque fenêtre permettait alors d'avoir un critère de sélection des mesures.

6.2 Dynamique du geyser

Le traitement des 137 minutes d'enregistrements sismiques disponibles dans le cadre de cette étude fût ainsi réalisé en utilisant le MVDR et le Bartlett cohérent, et ces deux méthodes ont permis d'obtenir des localisations de sources similaires, avec une bonne résolution temporelle. Sachant que les positions des sources déterminées évoluent de manière continue dans le temps, sans brusque saut de position, une bonne résolution spatiale est également obtenue. Les localisations ont alors permis de fournir des informations sur la dynamique du geyser.

Deux sources sismiques ont été localisées à partir du MFP, avec une source principale présentant des migrations entre deux zones distinctes du site, et une source secondaire toujours localisée dans la deuxième zone identifiée. Les deux zones correspondent à deux régions hydrothermales du geyser, c'est à dire le conduit du geyser et une zone de rechargement. Les migrations des sources sismiques principales d'une zone à l'autre du geyser sont associées aux périodes d'activités du geyser au cours du cycle. Ainsi, les mouvements de sources dans la zone de rechargement ont pu être associés au rechargement du geyser en eau suite à la vidange du conduit après l'éruption. La montée du niveau de l'eau dans le conduit avant l'éruption a pu être observée et a permis de mettre en évidence les causes possibles d'une éruption avortée. Ainsi, pour des hauteurs de remplissage de l'eau différentes dans le conduit, on a pu observé que l'éruption en surface ne se produit pas lorsque le niveau de l'eau est plus faible. Alors que des remplissages du conduit se produisent toutes les 40 minutes en moyenne, ils se finissent par l'avortement de l'éruption dans certains cas, entraînant une bimodalité de la fréquence des éruptions.

Alors que les localisations des sources principales indiquent des instabilités du niveau de l'eau durant les périodes où l'eau stagne dans le conduit, des changements de fréquences avec les mêmes périodes d'oscillations ont pu être observés. Ces variations périodiques correspondent à des instabilités du fluides diphasiques durant ces périodes.

La source secondaire, toujours localisée dans la zone de rechargement, est quant à elle associée à une activité permanente dans cette zone, que les mesures in-situ n'avaient pas permis de mettre en évidence.

À partir des mesures de changements de vitesse réalisées sur le site d'OF, une diminution de la vitesse avant l'éruption a pu être observée traduisant bien un changement du milieu avant les éruptions. De plus, un brusque changement des variations de vitesse alors que le niveau de l'eau monte de manière asymptotique dans le conduit est observé.

Ces changements de vitesse peuvent être reliés à une augmentation de la pression ou de la température dans l'édifice.

Perspectives

Les localisations obtenues avec le Matched Field Processing ont permis de suivre le niveau de l'eau dans le geyser au cours du cycle éruptif, et aussi de mieux comprendre sa dynamique. Des erreurs sur la position des stations et sur le modèle de vitesse ont induit des erreurs sur les localisations des sources. Ainsi, la zone correspondante aux sources que l'on a localisées dans le conduit du geyser présente une inclinaison de l'ordre de 20° par rapport à la verticale. Sachant que les vidéos réalisées dans le conduit ne montrent aucune inclinaison de celui-ci ([Hutchinson et al., 1997](#)), des incertitudes sur le modèle de vitesse en profondeur peuvent expliquer ce type de "déformation". Dans le but d'améliorer les localisations des sources sismiques, la détermination d'un modèle de vitesse en trois dimensions est nécessaire et ainsi la prise en compte de la topographie. Un travail de tomographie sismique à partir des tirs effectués sur le site d'Old Faithful (OF) a été commencé au cours de cet thèse mais n'a pas pu être terminé, et mériterait donc d'être achevé. Une fois un modèle de vitesse en trois dimensions déterminé il pourrait être implémenté dans les algorithmes de calcul du MFP pour mieux contraindre les localisations des sources sismiques. Le calcul des temps de trajets pourrait être réalisé en utilisant des différences finies, comme proposé par [Podvin et Lecomte \(1991\)](#), mais en ne considérant que des ondes directes.

Pour compléter les résultats sur les localisations obtenues avec les enregistrements sismiques, des mesures électriques pourraient être conduites à OF. Néanmoins, puisque l'accès au geyser est aujourd'hui interdit pour effectuer des mesures, celles-ci pourraient être conduites sur d'autres geysers en complément d'enregistrement sismique, comme Lone Star ou Daisy dans le Parc National de Yellowstone car ceux-ci présentent des fréquences d'éruptions élevées. Dans une étude réalisée par [Vandemeulebrouck et al. \(2010\)](#) sur un système hydrothermal, la bonne concordance entre les positions des sources sismique et électrique est prometteuse. Sachant que la source sismique peut être suivie au cours du temps, les études électriques peuvent de la même façon suivre des mouvements hydrothermaux ([Bolève et al., 2007](#)) et également apporter des informations sur les structures sous-jacentes ([Revil et al., 2011](#)). Ainsi, [Nishi et al. \(2000\)](#) observent une forte corrélation entre des mesures électriques de polarisation spontanée et l'activité des geysers de Whakarewarewa en Nouvelle Zélande. L'installation simultanée d'un réseau sismique et électrique, permettant d'enregistrer sur plusieurs cycles éruptifs les signaux sismiques et électriques associés aux mouvements des fluides hydrothermaux, permettrait de faire une

analyse jointe des différents résultats fournis par ces deux méthodes. Une inversion jointe des résultats est même à considérer si les résultats obtenus le permettent, comme dans le cas des mesures de [Vandemeulebrouck et al. \(2010\)](#).

La mesure des déformations à l'aide d'inclinomètres permettrait également de compléter les différents résultats obtenus. Ainsi, [Nishimura et al. \(2006\)](#) ont déterminé la présence de différents réservoirs, permettant d'alimenter le geyser d'Onikobe au Japon, à partir de mesures inclinométriques. Ces différents réservoirs identifiés permettent d'expliquer la succession des intervalles entre les éruptions sur ce geyser. Dans le cas d'OF, une éruption avortée a été observée et attribuée aux caractéristiques géométriques des fractures venant alimenter le conduit du geyser en eau, pour préparer la prochaine éruption. Même si un seul réservoir a été identifié avec les mesures sismiques, des mesures réalisées avec des inclinomètres permettraient de le confirmer. Elles permettraient également de confirmer la différence du niveau de l'eau dans le conduit entre différents cycles éruptifs, surtout lors d'éruptions avortées.

Une explication du caractère bimodal de la périodicité du geyser a été donnée à partir des résultats obtenus sur les localisations de source mais une seule éruption avortée a été observée sur les enregistrements sismiques disponibles pour cette étude. Pour pouvoir généraliser ces résultats, des enregistrements sismiques plus longs seraient nécessaires, et un couplage avec des mesures de température est à considérer.

Les variations de vitesse mesurées à Old Faithful en fonction des différentes périodes du cycle se sont avérées assez faibles et dépendantes des localisations des sources. Des enregistrements sismiques plus longs et des variations de vitesse mesurées sur plusieurs cycles sont donc nécessaires. L'utilisation de sismomètres plus précis de type large-bande est également envisageable pour améliorer les résultats. Même si la relation entre les profondeurs des sources et les changements de vitesse peut s'expliquer par un changement de pression de l'édifice dû à la montée du niveau de l'eau dans le conduit durant le remplissage de celui-ci, ou à un changement de température du milieu, il est important de pouvoir extraire la contribution des sources sismiques principales dans les signaux pour le confirmer. Il serait intéressant de conduire des expériences analogiques pour évaluer les variations de vitesse, avec des niveaux d'eau variables et différentes tailles de zone de vapeur de la colonne d'eau dans un conduit.

L'application de ces méthodes sur un geyser avec des intervalles inter-éruptifs plus long, de l'ordre de plusieurs heures, comme à Geysir en Islande, est également envisageable. Les fonctions de corrélations pourraient alors être calculées sur des enregistrements sismiques plus longs. Dans ce cas-ci, on aurait une meilleure convergence vers les Fonctions de Green, en supposant que la répartition des sources sismiques autour du réseau soit homogène.

Dans tous les cas, des enregistrements sismiques plus longs réalisés sur le site d'OF sont nécessaires pour généraliser les résultats que nous avons obtenu avec 137 minutes d'enregistrement, mais ceux-ci ne peuvent pas être réalisés actuellement.

Bibliographie

- Bolève, A., Revil, A., Janod, F., Mattiuzzo, J. L., et Jardani, A. (2007). Forward modeling and validation of a new formulation to compute self-potential signals associated with ground water flow. *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 11(5) :1661–1671.
- Hutchinson, R. A., Westphal, J. A., et Kieffer, S. W. (1997). In situ observations of Old Faithful Geyser. *Geology*, 25(10) :875–878.
- Nishi, Y., Ishido, T., Sugihara, M., Tosha, T., Matsushima, N., et Scott, B. J. (2000). Monitoring of geyser activity in Whakarewarewa, New Zealand. In *Proceedings World Geothermal Congress*.
- Nishimura, T., Ichihara, M., et Ueki, S. (2006). Investigation of the Onikobe geyser, NE Japan, by observing the ground tilt and flow parameters. *Earth Planets Space*, 58 :21–24.
- Podvin, P. et Lecomte, I. (1991). Finite difference computation of traveltimes in very contrasted velocity models : a massively parallel approach and its associated tools. *Geophysical Journal International*, 105(1) :271–284.
- Revil, A., Finizola, A., Ricci, T., Delcher, E., Peltier, A., Barde-Cabusson, S., Avard, G., Bailly, T., Bennati, L., Byrdina, S., Colonge, J., Di Gangi, F., Douillet, G., Lupi, M., Letort, J., et Tsang Hin Sun, E. (2011). Hydrogeology of stromboli volcano, Aeolian Islands (Italy) from the interpretation of resistivity tomograms, self-potential, soil temperature and soil CO₂ concentration measurements. *Geophysical Journal International*, 186(3) :1078–1094.
- Vandemeulebrouck, J., Roux, P., Gouédard, P., Legaz, A., Revil, A., Hurst, A., Bolève, A., et Jardani, A. (2010). Application of acoustic noise and self-potential localization techniques to a buried hydrothermal vent (Waimangu Old Geyser site, New Zealand). *Geophysical Journal International*, 180(2) :883–890.

Annexe **A**

Article paru dans le *Geophysical Journal
international*

Locating hydrothermal acoustic sources at Old Faithful Geyser using Matched Field Processing

E. Cros,¹ P. Roux,² J. Vandemeulebrouck¹ and S. Kedar³

¹ISTerre, CNRS UMR5275, Université de Savoie, Campus Scientifique, 73376 Le Bourget-du-Lac Cedex, France. E-mail: estelle.cros@univ-savoie.fr

²ISTerre, CNRS UMR5275, Université Joseph Fourier, Maison des Géosciences, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

³Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA

Accepted 2011 July 10. Received 2011 July 1; in original form 2011 April 27

SUMMARY

In 1992, a large and dense array of geophones was placed around the geyser vent of Old Faithful, in the Yellowstone National Park, to determine the origin of the seismic hydrothermal noise recorded at the surface of the geyser and to understand its dynamics. Old Faithful Geyser (OFG) is a small-scale hydrothermal system where a two-phase flow mixture erupts every 40 to 100 min in a high continuous vertical jet. Using Matched Field Processing (MFP) techniques on 10-min-long signal, we localize the source of the seismic pulses recorded at the surface of the geyser. Several MFP approaches are compared in this study, the frequency-incoherent and frequency-coherent approach, as well as the linear Bartlett processing and the non-linear Minimum Variance Distorsionless Response (MVDR) processing. The different MFP techniques used give the same source position with better focalization in the case of the MVDR processing. The retrieved source position corresponds to the geyser conduit at a depth of 12 m and the localization is in good agreement with *in situ* measurements made at Old Faithful in past studies.

Key words: Hydrothermal systems; Volcano seismology; Wave propagation; North America.

1 INTRODUCTION

Old Faithful Geyser (OFG) is located in the Upper Geyser Basin (UGB) in the Yellowstone National Park. The basin is approximately 3.2×0.8 km and is on the periphery of the Mallard Lake resurgent dome within the Yellowstone Caldera. The caldera was formed 640 000 yr ago by a giant eruption and measures 80×50 km. The presence of a complex magmatic reservoir system beneath the caldera (Fournier 1989; Miller & Smith 1999; Husen *et al.* 2004) delivers the heat that maintains the hot springs, geysers and mud pots on the different basins. The heat flux density calculated with a river chloride inventory method is estimated at 2000 mW m^{-2} over the 2900 km^2 corresponding to the caldera area (Fournier 1989). The Yellowstone thermal water is mainly meteoric in origin with magmatic contribution less than a few per cent (Fournier 1989).

The edifice of OFG is essentially conical with a diameter of 60 m, and is characterized by a 4-m-high geysierite vent concretion, with an opening of $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$, and an irregular, elongated fissure-like conduit (Hutchinson *et al.* 1997). It is one of the most studied geyser in the world because of its regularity and the short interval between two eruptions which makes its study very convenient. The time interval between two eruptions follows a bimodal distribution, between 40 and 100 min, with a principal mode centred on 80 min. The eruption is characterized by a continuous vertical jet of water and steam at a height of 30–50 m lasting for 1–6 min for a total discharge of water between 14 000 and 32 000 l.

Most of the studies on Old Faithful focalize on the evolution of the time interval between two eruptions (Rinehart 1969; Hurwitz *et al.* 2008), on the characterization of the seismic signals recorded around the vent (Kieffer 1984; Kedar *et al.* 1996, 1998) or on the working-out of a dynamic model of the cycle (Kieffer 1984; Hutchinson *et al.* 1997).

Kieffer (1984) was the first to give an elaborate description of the OFG behaviour, including its seismicity and thermodynamics, based on the data collected by Birch and Kennedy in 1948. She established a model of the rise of water in the conduit before an eruption (Fig. 1) and considered that the collapse of steam bubbles which cool in the upper part of the water column, is a major physical process that transfers latent heat to the water column, and produces impulsive acoustic events, which composed the seismic signal recorded at the surface. Hutchinson *et al.* (1997), using pressure probes and a small video camera lowered in the conduit, were able to observe different hydrodynamic processes occurring in the conduit, such as boiling and cavitation, but also superheated steam expansion, and exsolution of incondensable gas that they proposed to be CO_2 . From 1991 to 1994, Kedar and colleagues conducted several seismic surveys at the surface simultaneously with pressure and temperature measurements in the OFG conduit (Kedar *et al.* 1996). During their experiment, an array of 96 short period vertical geophones, and several broad-band sensors were placed around the geyser vent. At the surface they recorded a quasi-harmonic seismic signal composed of the succession of very impulsive events. They

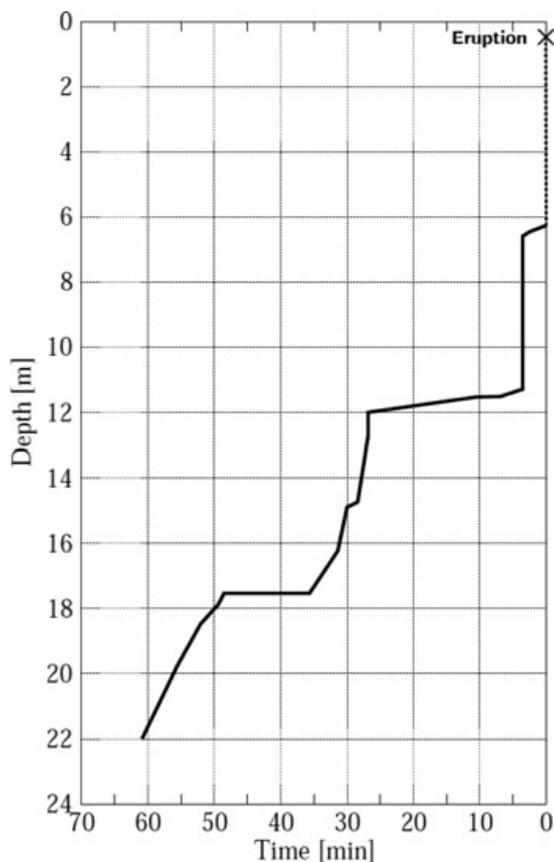


Figure 1. Water level in the conduit of Old Faithful before an eruption reported by Birch & Kennedy (1972), from an adaptation of Kieffer (1984).

observed that the tremor intensity is modulated by the variations in the conduit shape during water rise (Kedar *et al.* 1998). The impulsive events composing the signal recorded at the surface reverberate in a soft shallow layer and are not generated by resonance in the water column, as assumed by Kieffer (1984). Finally, pressure measurements in the conduit confirmed that the individual seismic pulses are generated by the collapse of bubbles.

The goal of this paper is to revisit the data recorded at OFG by Kedar and his colleagues with the dense array of geophones to check how acoustic source localization techniques derived from ocean acoustics, namely Matched Field Processing (MFP), can be used to localize the cavitation events recognized by Kieffer and Kedar in the conduit during the cycle.

MFP is a well-established passive technique used to track submarines or marine mammals in the ocean, to differentiate animals or to understand their behaviour (Thode *et al.* 2000). MFP was recently tested with success on a seismic array of 10 sensors deployed on hydrothermal systems, exhibiting the dominant acoustic source below the array (Legaz *et al.* 2009; Vandemeulebrouck *et al.* 2010). In this case, the seismic array is six times denser than during the aforementioned experiments on hydrothermal systems. Moreover, the seismic sources are shallow and can be associated with *in situ* measurements that provide additional constraints to this study.

2 DATA

The network deployed by Kedar consists of 96 vertical 1 Hz geophones spread on a tight grid around the vent of the geyser (Fig. 2).

The 96 geophones originally recorded signal during several eruptions with a sampling frequency of 250 Hz, but only 10 min of signal was readily available to be processed in this study. Nevertheless, this 10-min interval is associated with a stable stage of the geyser cycle, when the water level is slowly rising in the conduit approximately 20 min before the eruption (Kedar *et al.* 1998, see Fig. 1). From the array data, a map of the seismic intensity radiated at the surface around the geyser was calculated at different periods during the cycle by Kedar (1996), and the results showed no significant behaviour. Several hammer shots were also performed to complete the study, to look at the difference between the excitation of the medium by the hammer shot and by the seismic natural impulsive sources.

Finally, the analysis of single seismic events recorded on the geophones with a simultaneous measurement of the water pressure in the water column at different depths was performed by Kedar (1996) and Kedar *et al.* (1996, 1998). The fact that the record of a pressure pulse near the top surface is followed by the record of an impulsive event on the geophones clearly indicates that these events are generated by bubble collapses in the water column.

Thus, the seismic signal recorded in this study is mainly composed of impulsive events (Figs 3a and c), with a duration in the order of 0.2 s and with an approximate rate of 100 events per minute (Fig. 3c). During an eruption, it was observed that the number of events before an eruption follows an asymptotical law (Kedar 1996), corresponding to the rise of the water level in the conduit. The 10-min-long record processed in this study is mainly stable in amplitude and does not show evidence of an eruption (Fig. 3a). It actually corresponds to a period of approximately 20 min before an eruption. The frequency content of the signal is large with two modes, the first one, the most energetic, between 10 and 40 Hz and the second one, between 50 and 65 Hz (Fig. 3b).

3 METHOD

3.1 Presentation of the MFP techniques

In volcano seismology, source localization is generally performed on a series of single events of the same type (Very Long Period, Long Period, Volcano-Tectonic and Tremor). Historically, time-picking of arrival time has been performed on impulsive volcano-tectonics events. When this method cannot be used, several other methods exist to localize seismic events recorded on volcanoes. Among these methods, cross-correlation technique permits to determine the time delays between pairs of station and to compare these delays with theoretical ones associated to a point source. This technique was applied to localize Long Period events on Mt Etna (De Barros *et al.* 2009). The source positions retrieved were in agreement with the localization given by time reversal on these same events (O'Brien *et al.* 2011). The estimation of the slowness vector has also been applied on volcanic signals of different types to locate their origin (Almendros *et al.* 2001; Métaixian *et al.* 2002), as well as on the subduction zone in the Cascades (La Rocca *et al.* 2010) to retrieve the location of the tremor sources.

Similarly, one can retrieve the source location by looking at the spatial amplitude distribution for several types of events recorded across a network and comparing it with theoretical amplitude decay calculated for a given point source location. Assuming the type of waves considered, that is, body waves or surface waves, we can retrieve the source location which best fits the data (Aki & Ferrazzini 2000; Battaglia & Aki 2003). The method was

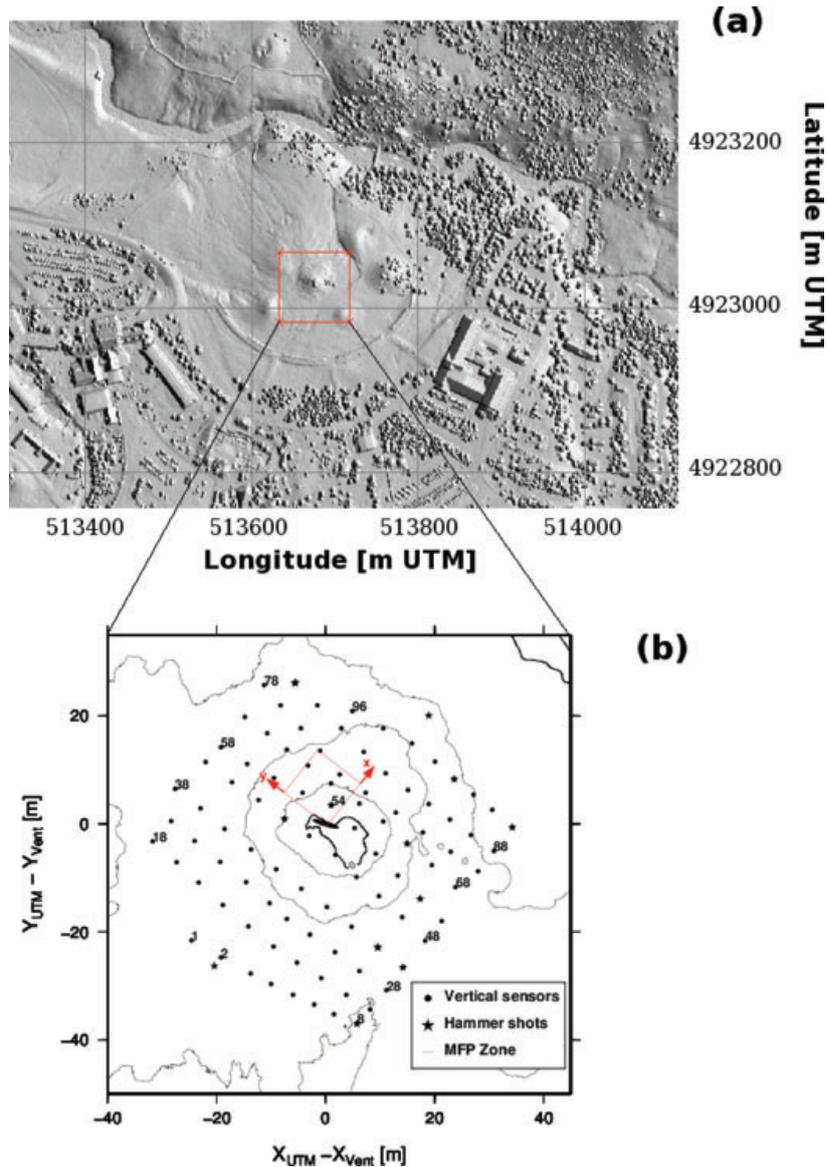


Figure 2. (a) Shaded relief map of Old Faithful area. Coordinates are indicated in (m UTM). (b) Topographic map and location of the 96 vertical 1 Hz geophones around the vent of Old Faithful Geyser. Elevation contour interval is 1 m. The red square corresponds to the grid where the MFP was processed. The reference coordinates of the geyser vent are $X = 513\,672.51$ m UTM, $Y = 4\,923\,032.42$ m UTM and $Z = 2240$ m.

successfully applied on rockfalls but faced difficulties when considering volcano-tectonic events occurring below the summit of the volcano and below the sea level due to the complexity of the amplitude distribution in this region.

Another technique using a set of similar earthquakes or Long Period events, called multiplets, consists in determining the difference in origin times between each pair of events in the multiplet. Localization is then performed by minimizing the residuals between the time delays between two events and theoretical time delays computed after relative relocation (Got *et al.* 1994; Battaglia *et al.* 2003). Finally, the semblance method was used on tremors generated by a volcanic eruption to follow the migration of the seismic activity between two potential sources on Izu-Oshima Island volcano in Japan (Furumoto *et al.* 1990).

In geothermal areas, the seismic signal recorded at the surface of the hydrothermal system is composed of randomly distributed

impulsive events related to bubble collapse (Kedar *et al.* 1998; Legaz *et al.* 2009; Vandemeulebrouck *et al.* 2010; Ichihara & Nishimura 2011). In the case of the present data, the impulsive events often overlap and present very different signal-to-noise ratio on the geophone array at the surface. This makes time-picking algorithms inefficient to identify and relocalize each event. Furthermore, the high rate of events (100 per minute, see Fig. 3c) would make an event-by-event relocalization very time consuming. In this perspective, the advantage of the MFP technique is to build up a probability of presence of the dominant acoustic source on a selected time window of the recorded signals. As a matter of fact, the goal of MFP is to stack the events on a time interval T to provide a robust relative phase measurement on the whole array. In other words, under the approximation that most of the bubble collapses in the time window T come from the same area (within the half-wavelength), the MFP capitalizes on the phase coherence of these events recorded on the

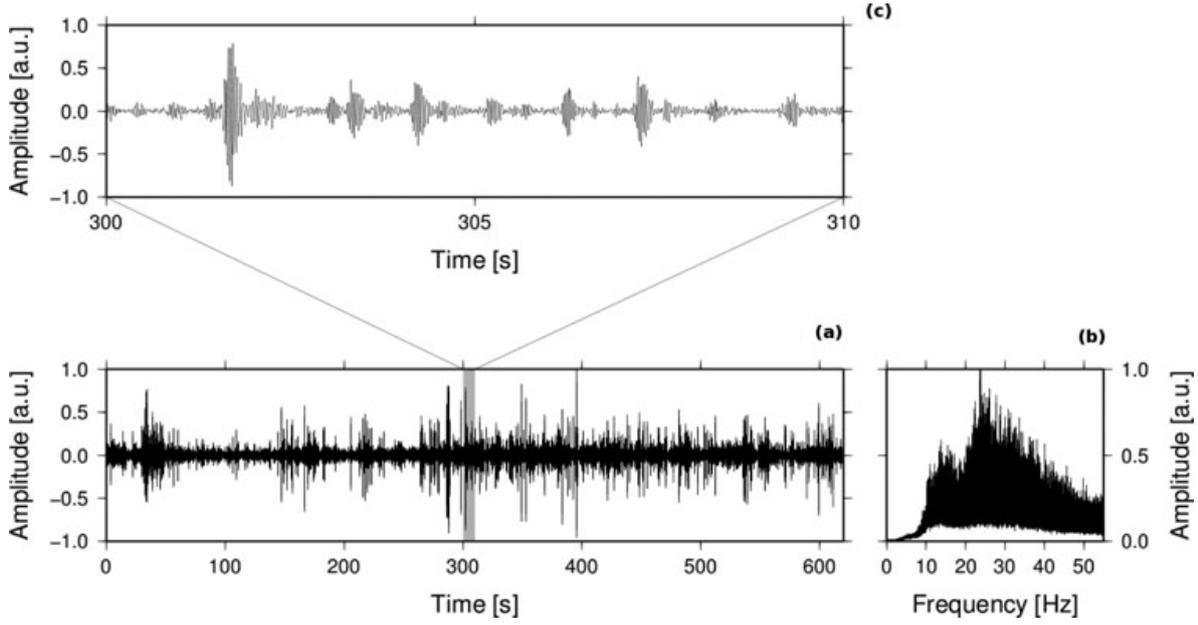


Figure 3. A 10-min-long record at geophone 90. (a) 10 min record. (b) Average amplitude spectrum calculated over the 96 geophones. (c) Zoom between 300 and 310 s.

array. Thus, MFP cumulates the advantage of (1) a better signal-to-noise ratio through the stacking of events in the time interval T and (2) an automatic procedure to localize the dominant seismic source as a function of time for long recordings.

Historically, MFP is a localization technique commonly used in ocean acoustics that starts to be used on hydrothermal systems. This array processing method is a generalization of beamforming techniques in the sense that it basically compares phase delays of forward modelling solutions of the wave equation to acquired data. More precisely, MFP consists of placing a test source at each point of a 3-D search grid, computing the acoustic field at all elements of the array and then matching this modelled field with the data. The match is maximum when a point source of the search grid is collocated with the true point source. The result of the processing is a probability map of the source position.

There exist different ways to match the modelled field to the data. The linear method, called Bartlett MFP, performs a correlation between the data and the model. The non-linear method, in our case the Minimum-Variance Distorsionless Response (MVDR), computes a maximum-likelihood type minimization between the data and the model. Compared to Bartlett, the MVDR technique improves the resolution of the MFP output but it requires both a good signal-to-noise ratio on the recorded data and a propagation model that perfectly adjusts to the data (Jensen *et al.* 1995). On the other hand, the Bartlett MFP gives a robust solution, even for low signal-to-noise ratio, with a spatial resolution that is limited to the acoustic wavelength according to diffraction laws.

For both linear and non-linear MFP algorithms, the processing is performed in the frequency domain as follows:

First, the Cross-Spectral Density Matrix (CSDM) K is calculated as

$$K = d \cdot d^*, \quad (1)$$

with $d = [d_f^1, d_f^2, \dots, d_f^N]$ defined as the acoustic signal at frequency f recorded on a geophone i (i varying from 1 to N geophones). The star indicates the complex conjugate transpose operation.

Second, a model-based replica vector $d_m(f, a_i)$ is defined at frequency f as the modelled field from a candidate source position to the array elements, with a_i being the vector corresponding to the absolute distance between the source candidate position and geophone i of the array. In our case, the propagation model corresponds to the free-space medium which means that the replica vector is expressed by

$$d_m(f, a_i) = \frac{1}{4\pi a_i} \exp\left(\frac{-2\pi i f a_i}{c}\right). \quad (2)$$

In eq. (2), the free-space monopolar Green's function is chosen as the replica vector since we expect to retrieve a local source for which the geophone array is located at one or two wavelengths away from the source. In this case, the separation between Rayleigh waves and body waves is not effective and wave propagation can be modelled by a velocity c that depends on the medium physical properties. Because of the simple form of the replica vector in eq. (2), MFP could also be described as spherical beamforming. However, more complex Green's function could be used as replica vectors in the case of a forward model with layering, for example.

The linear MFP (Bartlett) processor is estimated as follows:

$$B_{\text{Bart}}(a_i) = \sum_{j=1}^L |d_m^*(f_j, a_i) \cdot K(f_j) \cdot d_m(f_j, a_i)|. \quad (3)$$

Similarly, the non-linear processor (MVDR) output is formulated as

$$B_{\text{MV}}(a_i) = \sum_{j=1}^L \left| \frac{1}{d_m^*(f_j, a_i) \cdot K^{-1}(f_j) \cdot d_m(f_j, a_i)} \right|. \quad (4)$$

As shown in eqs (3) and (4) above, the MFP is typically averaged incoherently over a set of frequencies f_1, f_2, \dots, f_L to improve the contrast of the MFP output.

However, the MFP can be processed coherently by considering the cross-correlation field instead of the acoustic noise data to construct the cross-spectral density matrix K . The coherent use of MFP

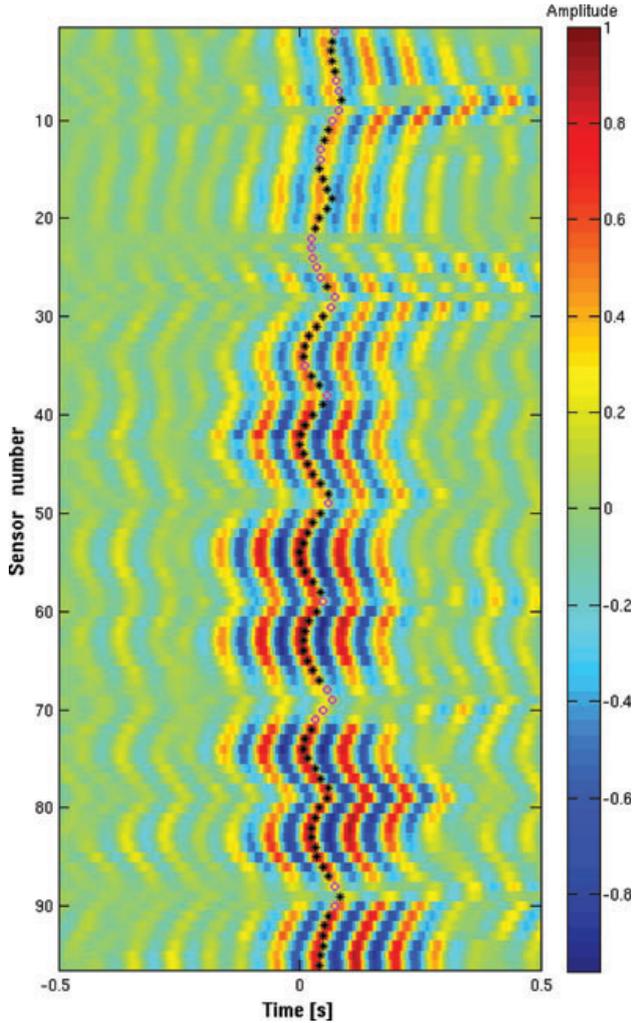


Figure 4. Cross-correlation of 10 min of seismic signal recorded on the 96 geophones with the sensor 54 as reference. The signals are bandpass filtered between 10 and 14 Hz. The symbols correspond to theoretical delays associated with the point source retrieved with MFP ($X = -1.35$ m, $Y = 1.65$ m and $Z = 11$ m) in a 1-D model with a vertical gradient of velocity of $23.5 \text{ m s}^{-1} \text{ m}^{-1}$ and a surface velocity of 130 m s^{-1} , the black stars indicate the sensors used for the processing and the magenta circles are associated to sensors that were disregarded in the MFP processing.

implies a coherent average over a discrete number of frequencies in the bandwidth of interest, which requires the source signal to be isolated in the data. This is done by cross correlating the noise signal recorded on each element of the array to a reference geophone (Fig. 4). The coherent approach can be used in two ways. The first considers correlations associated with one reference geophone only, then separately calculates the MFP using the correlations with different geophones and averages the different MFP outputs. A better approach consists in (1) calculating all correlations between the geophones and (2) selecting a set of p correlations that correspond to an homogeneous distribution of station pairs among the network, that is, the interstation paths cover uniformly the whole area (Fig. 8c).

To consider a coherent MFP processing, the set of correlations are transformed into the frequency domain as data vectors at frequencies f_1, f_2, \dots, f_L . We then create a ‘supervector’ \hat{d} .

$$\hat{d} = [d_{f_1}^1, d_{f_1}^2, \dots, d_{f_1}^p, \dots, d_{f_L}^1, \dots, d_{f_L}^p], \quad (5)$$

where p is the number of correlation functions selected among the geophone array. The CSDM is calculated as before,

$$\hat{K} = \hat{d} \cdot \hat{d}^*. \quad (6)$$

Since the data are now issued from correlations between sensor pairs at different frequencies, the replica vectors have to follow the same logic. This means that the replica vector is expressed by

$$\hat{d}_m(f, a_i, a_{\text{ref}}) = \frac{1}{16\pi^2 a_i a_{\text{ref}}} \exp\left(\frac{-2\pi i f (a_i - a_{\text{ref}})}{c}\right), \quad (7)$$

where a_i and a_{ref} refer now to the distance between the candidate source position and, respectively, the i th geophone or the reference geophone. The model-based replica is then compiled into a ‘supervector’ \hat{d}_m equivalent to the data ‘supervector’ from which the linear and non-linear coherent MFP are computed as

$$B_{\text{Bart}}(a_i) = |\hat{d}_m^*(a_i) \cdot \hat{K} \cdot \hat{d}_m(a_i)|; \quad (8)$$

$$B_{\text{MV}}(a_i) = \left| \frac{1}{\hat{d}_m^*(a_i) \cdot \hat{K}^{-1} \cdot \hat{d}_m(a_i)} \right|. \quad (9)$$

It has been shown that the coherent MFP yields better results than the incoherent approach for tracking objects in the ocean (Michalopoulou & Porter 1996; Debever & Kuperman 2007). The disadvantage of coherent processing is that it requires the manipulation of large matrices which may considerably increase the computation time.

Moreover, a fundamental requirement for MFP processing is that the signal recorded at the sensors is coherent from one geophone to another. This often limits its application to low frequency as will be shown in the next section. A good first guess is required of the medium velocity, especially for the MVDR where small speed mismatch can degrade the resolution of the source localization. Two standards are used to evaluate the MFP result: (1) focalization (size of the focal spot) and (2) contrast (ratio between the maximum of the MFP output and eventual sidelobes).

3.2 Processing

The first step in the MFP processing is the selection of the appropriate frequency bandwidth. A few points have to be taken into considerations. First, the higher the frequency, the shorter the wavelength and the better the spatial resolution of the MFP localization. MFP is based on the spatial coherence of the recorded signals, which tends to decrease at higher frequencies and limits the use of large arrays. Furthermore, MFP always applies a comparison between the data and a wave-propagation model. The higher the frequency, the more complicated the model must be since short wavelengths are typically more sensitive to spatial heterogeneities. Finally, the propagation model used for MFP in the case of a broad frequency bandwidth must also include a frequency-dependent velocity profile. A balance between MFP resolution at high frequencies and robust MFP localization at low frequencies is problem-specific and must be determined on a case by case basis.

In the case of Old Faithful data, the spatial coherence was first calculated from 8 to 70 Hz. The coherency is high between 12 and 58 Hz, while the signals are most energetic in the frequency band 10–40 Hz (Fig. 3b). Finally, comparing the MFP results in the 5–15 Hz and 20–30 Hz bands, it appeared that the focalization and the contrast are better in the lower frequency band. The MFP was then processed between 5 Hz and 15 Hz with a 1 Hz sliding frequency window, and the contrast and the focalization were optimal at 12 Hz.

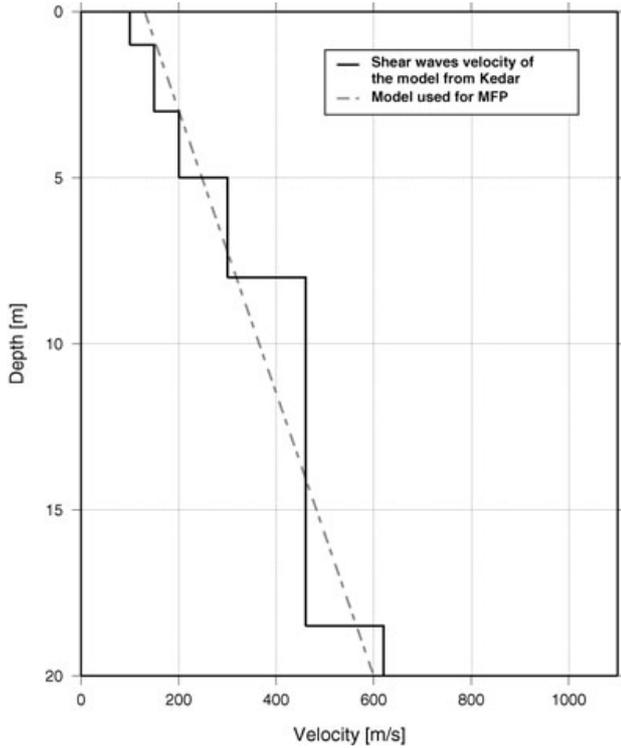


Figure 5. A velocity model proposed by Kedar (1996) compared to the velocity model used for the localization.

In the second step, an estimation of the seismic velocity was performed using the records of 12 hammer shots made by Kedar in 1992. This analysis revealed that the mean surface velocity is $\sim 130 \text{ m s}^{-1}$ between 11 and 13 Hz, with a low-velocity area in the South part of the network. This zone of lower velocity could be associated with softer sediments deposited in a small stream area. When performing MFP, we have used this mean surface velocity (130 m s^{-1}) in a 1-D tabular model. The vertical gradient was estimated from a velocity model of Kedar (1996) using shear wave velocity model, as shown in Fig. 5 and is of $23.5 \text{ m s}^{-1} \text{ m}^{-1}$.

In the final step, we selected the sensors to be used with the incoherent processing or the sensor pairs in the case of coherent processing. Sensors located in a lower velocity zone and showing a degraded spatial coherence were rejected (Fig. 4). For coherent MFP processing, we restricted our choice to five reference stations among the network to (1) provide homogeneous spatial distribution of the station pairs while (2) limiting the size of the \hat{K} and thus the computation time of the MFP processing.

3.3 Results and discussion

The 10 min of recorded signal was processed to localize and monitor the dominant noise source position. The signals were truncated into chunks of $T = 20 \text{ s}$ time window from which coherent/incoherent MFP was performed using either the linear Bartlett or non-linear MVDR method.

Figs 6 and 7 shows incoherent MFP results for one $T = 20 \text{ s}$ time window using Bartlett and MVDR processing. The MFP results are displayed as 3-D maps that correspond to the probability of presence of the noise source (Figs 6a and 7a). We first note that both linear/non-linear MFP give the same general source position. The spatial resolution of the MFP is evaluated from slices in the X - Y , X - Z and Y - Z planes at the MFP maximum (Figs 6b-d and 7b-d). As expected, the incoherent MVDR performs better than the Bartlett in terms of spatial focalization. Indeed, the spatial resolution of the linear Bartlett MFP is limited to the half-wavelength ($\sim 6.5 \text{ m}$) according to diffraction laws while the non-linear MVDR MFP outpaces this limit with an $\sim 2 \text{ m}$ spatial resolution.

When compared to incoherent MFP, coherent MFP does not improve the focalization results as shown in Figs 8(a) and (b). Compared to ocean where coherent processing significantly improved the focalization performance (Debever & Kuperman 2007), the optimal focalization limit was already reached with incoherent MFP in this case thanks to the high signal-to-noise ratio of the seismic signals and the dense spatial coverage provided by the geophone array around the geyser vent.

To confirm the validity of the MFP results, traveltimes were calculated between the MFP source position and each sensor according to the velocity model plotted in Fig. 5. When compared to a reference

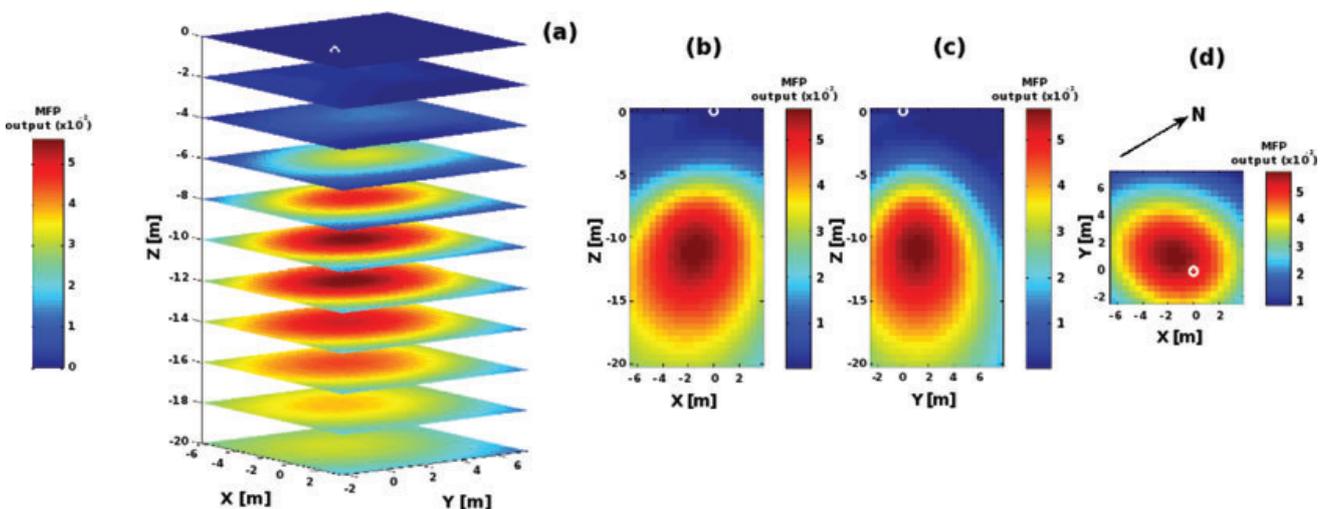


Figure 6. (a) 3-D Incoherent Bartlett output between 11.5 and 12.5 Hz for a medium with a velocity of 130 m s^{-1} at surface and a gradient of velocity of $23.5 \text{ m s}^{-1} \text{ m}^{-1}$, with (b) slice in the plane X - Z , (c) slice in the plane Y - Z and (d) slice in the plane X - Y . The white circle corresponds to the horizontal vent location. The source was determined using the search grid represented on Fig. 2(b).

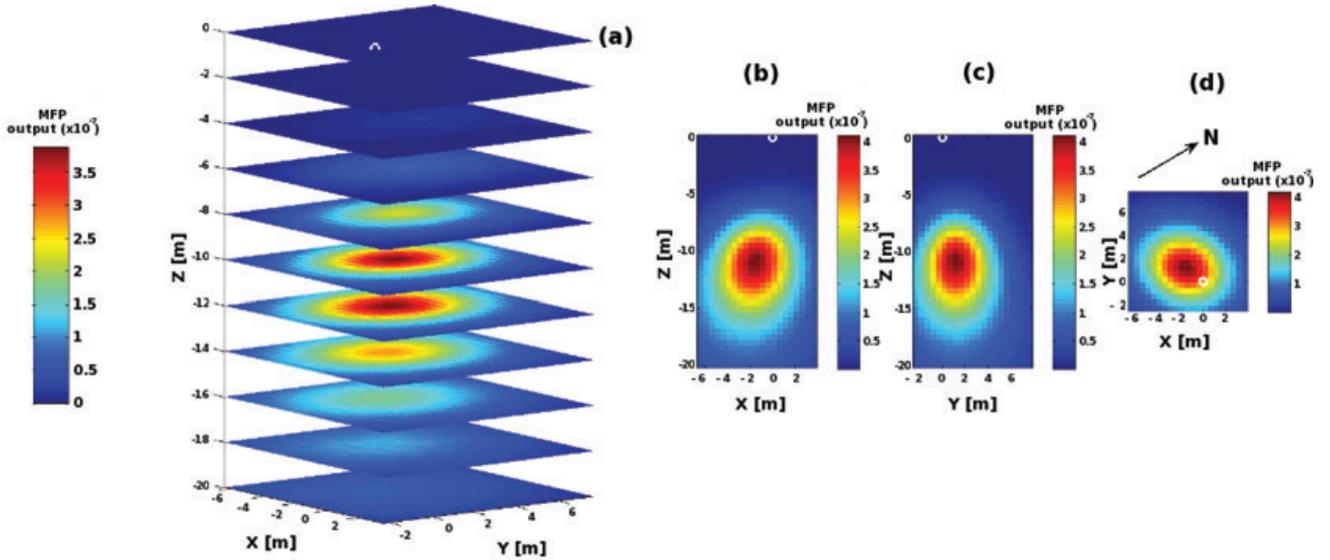


Figure 7. (a) 3-D Incoherent MVDR output between 11.5 and 12.5 Hz for a medium with a velocity of 130 m s^{-1} at surface and a gradient of velocity of $23.5 \text{ m s}^{-1} \text{ m}^{-1}$, with (b) slice in the plane X - Z , (c) slice in the plane Y - Z and (d) slice in the plane X - Y . The white circle corresponds to the horizontal vent location. The source was determined using the search grid represented in red on Fig. 2(b).

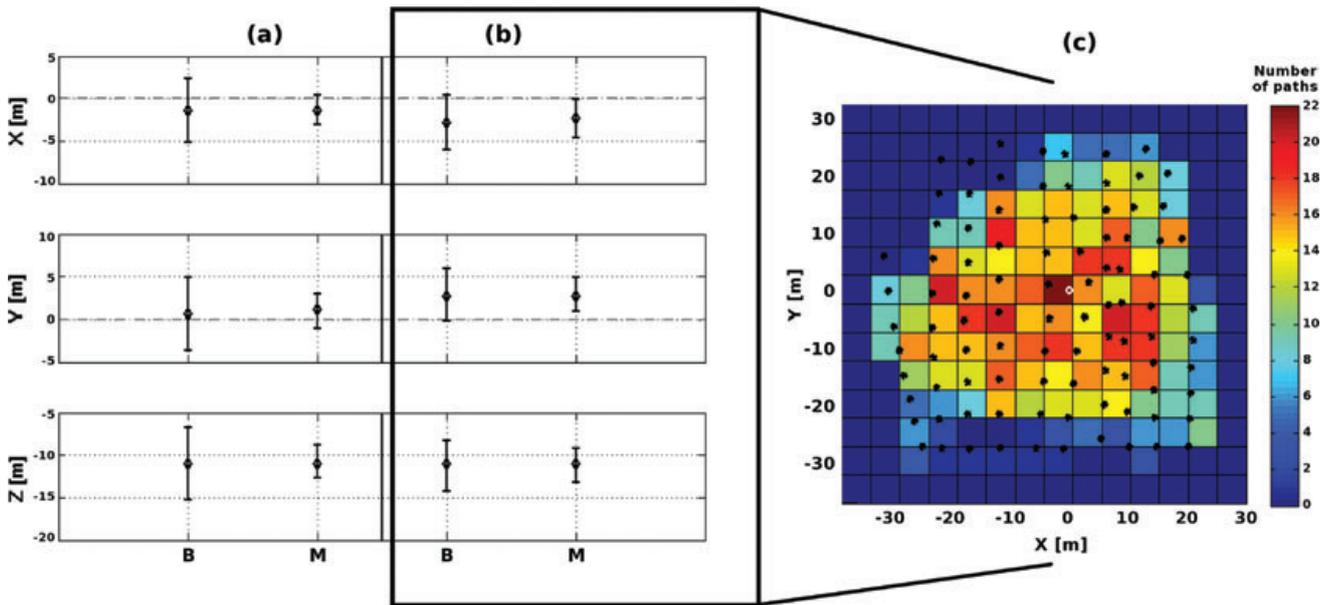


Figure 8. Estimated locations of the seismic sources using the whole 10 min of signal according to the MFP method. Each error bar refers to the spot width measured at 70 per cent of the maximum. The methods used are B: Bartlett and M: MVDR. These methods were processed (a) incoherently, (b) coherently with correlations calculated between 11.5 and 12.5 Hz from $p = 171$ station pairs. The dotted lines on grey represent the position of the vent at the surface. (c) Number of paths per cell projected on a $70 \times 70 \text{ m}$ grid with 5-m squared cells around the geyser position for the stations pairs selected for the coherent MFP.

geophone, these theoretical time delays were then superimposed to the cross-correlation function with the same reference geophone (Fig. 4). The satisfactory adjustment of the theoretical time delays with the dominant cross-correlation wave front over most of the geophone array is an *a posteriori* validation of MFP results. The discrepancy observed for sensors 17–20 may be due to wrong station coordinates or to the presence of a strong spatial heterogeneity in the medium.

The 12-m depth of the noise source is consistent with *in situ* observations (Hutchinson *et al.* 1997). The temperature measurements made by Birch & Kennedy (1972) indicate a stationarity of the water level in the conduit during the same cycle period, which was confirmed by Hutchinson *et al.* (1997). Furthermore, *in situ* observations with a camera made by Hutchinson revealed the presence of a widening of the conduit between 10.5 and 14 m. The horizontal location of the source with the different MFP processors

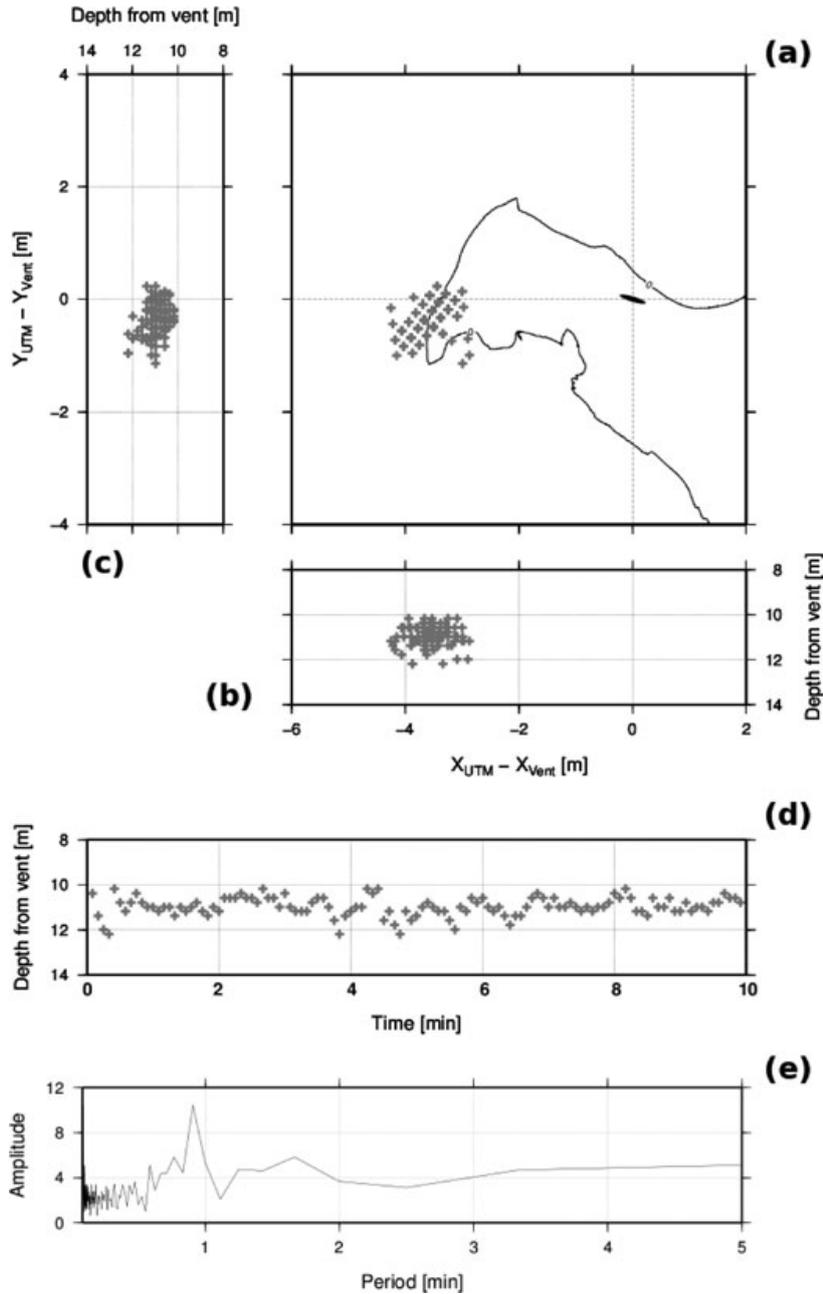


Figure 9. (a) Location of the seismic sources in a X - Y plane during 10 min of signal determined with coherent Bartlett processed on 20-s-long windows and with an overlap of 75 per cent. The position of the source is relative to the position of the vent. (b) Location of the seismic sources on a X - Z plane and (c) on a Y - Z plane. (d) Location of the seismic source in depth according to the time. (e) Fourier Transform of the source position dynamics averaged on the X , Y and Z directions.

closely corresponds to the orifice position (Figs 8a and b). The digression of the source position from the horizontal location of the vent maybe due to the widening of the conduit at depth. This shift could also be attributed to the uncertainty on the velocity model and the geophone positions.

The monitoring of the noise source inside the vent was performed for each successive $T = 20$ s time window with an overlap of 75 per cent. The spatial localization of the noise sources is shown in Figs 9(a)–(c), showing stable results during the 10-min-long recording. The standard deviation of the source position in the X and Y direction is 0.30 m, while standard deviation is slightly larger in

the Z direction with a value of 0.42 m. More precisely, the source depth shows periodic variation with a dominant period slightly less than 1 min (Figs 9d and e). This period may be associated with temperature oscillation observed at this depth (Hutchinson *et al.* 1997), likely due to two-phase flow static instabilities (Bouré *et al.* 1973).

4 CONCLUSION

The efficiency of the MFP method was demonstrated in retrieving the location of the dominant noise source in hydrothermal systems.

Using a velocity model (Kedar 1996) and the mean surface velocity calculated using hammer shots, the origin of the seismic signals recorded at OFG on a geophone network at the surface is in good agreement with *in situ* measurements. The dominant seismic source location during this period of record corresponds to a steady state with continuous boiling rate at a given constant depth (~12 m).

The data processing using different MFP techniques show similar source locations. Differences in the MFP results concern the spatial width of the focalization according to the MFP technique. The MVDR MFP proved to provide higher resolution results than the Bartlett MFP for all cases analysed in this study, resulting in an ~2 m source resolution for the MVDR MFP, compared to ~4 m resolution for Bartlett MFP.

The time evolution of the source location of the multiple impulsive events was continuously followed during a 10-min-long steady period of seismic activity and showed a stable source position, with fluctuations of small amplitude (less than 50 cm) and a period less than 1 min. Applying MFP techniques on longer data set, comprising several cycles, would permit to perform a temporal monitoring of the acoustic source and to improve the understanding of the geyser dynamics.

Furthermore, the MFP method could be an interesting tool to monitor other volcanic signals like volcano-tectonic event (VT) or an LP event.

ACKNOWLEDGMENTS

Most of the computations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). The Digital Elevation Model used in this study is based on data services provided by the OpenTopography Facility with support from the National Science Foundation under NSF Award Numbers 0930731 and 0930643 and is based on services provided by the Plate Boundary Observatory operated by UNAVCO for EarthScope (<http://www.earthscope.org>) and supported by the National Science Foundation (No. EAR-0350028 and EAR-0732947). We would like to thank Shaul Hurwitz and Robert Clayton for their help.

REFERENCES

- Aki, K. & Ferrazzini, V., 2000. Seismic monitoring and modeling of an active volcano for prediction, *J. geophys. Res.*, **105**(B7), 16 617–16 640.
- Almendros, J., Chouet, B. & Dawson, P., 2001. Spatial extent of a hydrothermal system at Kilauea Volcano, Hawaii, determined from array analyses of shallow long-period seismicity. 1. Method, *J. geophys. Res.*, **106**(B7), 13 565–13 580.
- Battaglia, J. & Aki, K., 2003. Location of seismic events and eruptive fissures on the Piton de la Fournaise Volcano using seismic amplitudes, *J. geophys. Res.*, **108**(B8), 2364, doi:10.1029/2002JB002193.
- Battaglia, J., Got, J.-L. & Okubo, P., 2003. Location of long-period events below Kilauea Volcano using seismic amplitudes and accurate relative relocation, *J. geophys. Res.*, **108**(B12), 2553, doi:10.1029/2003JB002517.
- Birch, F. & Kennedy, G.C., 1972. Notes on geyser temperatures in Iceland and Yellowstone National Park, in *Flow and Fracture of Rocks*, Vol.16, pp. 329–336, American Geophysical Union Geophysical Monograph.
- Bouré, J., Bergles, A. & Tong, L., 1973. Review of two-phase flow instability, *Nucl. Eng. Des.*, **25**(2), 165–192.
- De Barros, L., Bean, C.J., Lokmer, I., Saccorotti, G., Zuccarello, L., O'Brien, G.S., Métaxian, J.-P. & Patané, D., 2009. Source geometry from exceptionally high resolution long period event observations at Mt Etna during the 2008 eruption, *Geophys. Res. Lett.*, **36**(24), L24305, doi:10.1029/2009GL041273.
- Debever, C. & Kuperman, W.A., 2007. Robust matched-field processing using a coherent broadband white noise constraint processor, *J. acoust. Soc. Am.*, **122**(4), 1979–1986.
- Fournier, R.O., 1989. Geochemistry and dynamics of the Yellowstone National Park hydrothermal system, *Annu. Rev. Earth planet. Sci.*, **17**(1), 13–53.
- Furumoto, M., Kunitomo, T., Inoue, H., Yamada, I., Yamaoka, K., Ikami, A. & Fukao, Y., 1990. Twin sources of high-frequency volcanic tremor of Izu-Oshima Volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **17**(1), 25–27.
- Got, J.-L., Fréchet, J. & Klein, F.W., 1994. Deep fault plane geometry inferred from multiplet relative relocation beneath the south flank of Kilauea, *J. geophys. Res.*, **99**(B8), 15 375–15 386.
- Hurwitz, S., Kumar, A., Taylor, R. & Heasler, H., 2008. Climate-induced variations of geyser periodicity in Yellowstone National Park, USA, *Geology*, **36**(6), 451–454.
- Husen, S., Smith, R.B. & Waite, G.P., 2004. Evidence for gas and magmatic sources beneath the Yellowstone volcanic field from seismic tomographic imaging, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **131**(3–4), 397–410.
- Hutchinson, R.A., Westphal, J.A. & Kieffer, S.W., 1997. In situ observations of Old Faithful Geyser, *Geology*, **25**(10), 875–878.
- Ichihara, M. & Nishimura, T., 2011. Pressure impulses generated by bubbles interacting with ambient perturbation, in *Extreme Environmental Events*, pp. 731–752, Springer, New York, NY.
- Jensen, F.B., Kuperman, W.A., Porter, M.B., Schmidt, H. & Bartram, J.F., 1995. *Computational Ocean Acoustics*, American Institute of Physics, New York, 578 pp.
- Kedar, S., 1996. The origin of harmonic tremor at Old Faithful, *PhD thesis*, Caltech, Pasadena, CA.
- Kedar, S., Sturtevant, B. & Kanamori, H., 1996. The origin of harmonic tremor at Old Faithful Geyser, *Nature*, **379**, 708–711.
- Kedar, S., Kanamori, H. & Sturtevant, B., 1998. Bubble collapse as the source of tremor at Old Faithful Geyser, *J. geophys. Res.*, **103**, 24 283–24 299.
- Kieffer, S.W., 1984. Seismicity at Old Faithful Geyser: an isolated source of geothermal noise and possible analogue of volcanic seismicity, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **22**(1–2), 59–95, doi:10.1016/0377-0273(84)90035-0.
- La Rocca, M., Galluzzo, D., Malone, S., McCausland, W. & Del Pezzo, E., 2010. Array analysis and precise source location of deep tremor in Cascadia, *J. geophys. Res.*, **115**, B00A20, doi:10.1029/2008JB006041.
- Legaz, A., Revil, A., Roux, P., Vandemeulebrouck, J., Gouédard, P., Hurst, T. & Bolève, A., 2009. Self-potential and passive seismic monitoring of hydrothermal activity: a case study at Iodine Pool, Waimangu geothermal valley, New Zealand, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **179**(1–2), 11–18.
- Métaxian, J.-P., Lesage, P. & Valette, B., 2002. Locating sources of volcanic tremor and emergent events by seismic triangulation: application to Arenal volcano, Costa Rica, *J. geophys. Res.*, **107**(B10), 2243, doi:10.1029/2001JB000559.
- Michalopoulou, Z.-H. & Porter, M.B., 1996. Matched-field processing for broad-band source localization, *IEEE J. Ocean. Eng.*, **21**, 384–392.
- Miller, D.S. & Smith, R.B., 1999. P and S velocity structure of the Yellowstone volcanic field from local earthquake and controlled-source tomography, *J. geophys. Res.*, **104**(B7), 15 105–15 121.
- O'Brien, G.S., Lokmer, I., De Barros, L., Bean, C.J., Saccorotti, G., Métaxian, J.-P. & Patané, D., 2011. Time reverse location of seismic long-period events recorded on Mt Etna, *Geophys. J. Int.*, **184**(1), 452–462.
- Rinehart, J., 1969. Old Faithful Geyser performance 1870 through 1966, *Bull. Volcanol.*, **33**(1), 153–163.
- Thode, A.M., D'Spain, G.L. & Kuperman, W.A., 2000. Matched-field processing, geoaoustic inversion, and source signature recovery of blue whale vocalizations, *J. acoust. Soc. Am.*, **107**(3), 1286–1300.
- Vandemeulebrouck, J., Roux, P., Gouédard, P., Legaz, A., Revil, A., Hurst, A., Bolève, A. & Jardani, A., 2010. Application of acoustic noise and self-potential localization techniques to a buried hydrothermal vent (Waimangu Old Geyser site, New Zealand), *Geophys. J. Int.*, **180**(2), 883–890.

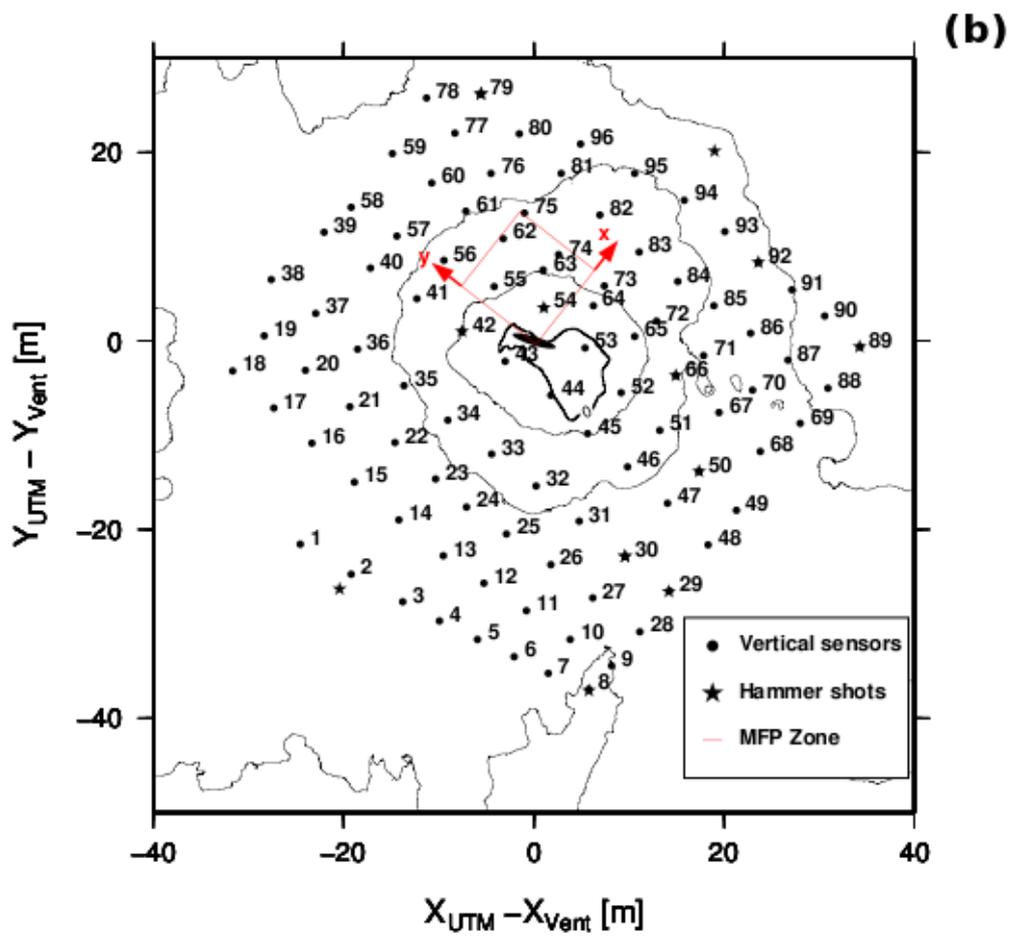
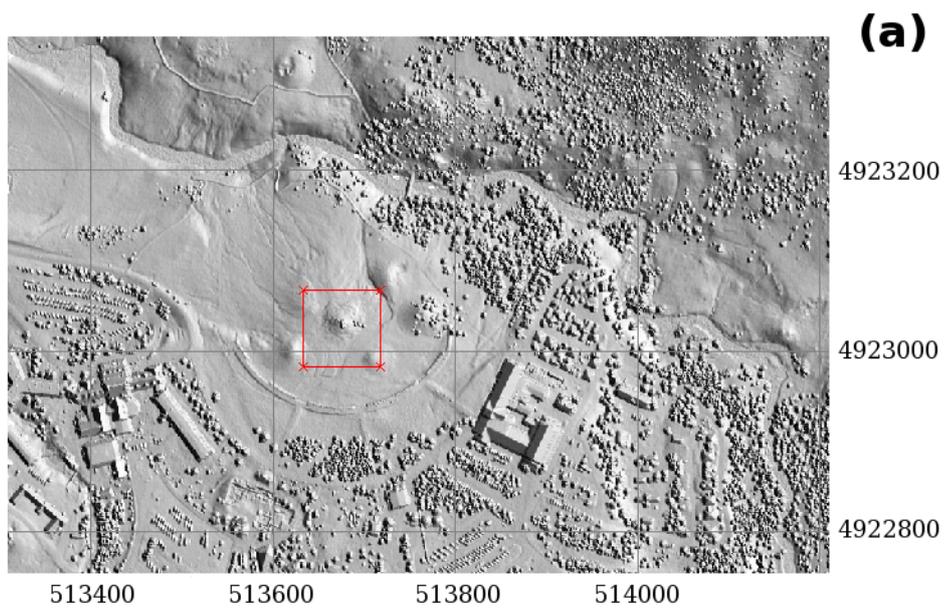
Annexe **B**

Modèle Numérique de Terrain utilisé pour OF.

Le Modèle Numérique de Terrain d'Old Faithful a été déterminé à partir de mesures Lidar réalisées dans le cadre d'un projet d'étude sur la sismicité dans les régions de l'Utah et du Wyoming. La résolution des mesures est de 1 m et pour lisser les contours, un filtre a été utilisé.

La figure (a) est une carte en relief ombré représentant le site autour du geyser d'OF. Le carré rouge représente la zone correspondante à la figure (b).

La figure (b) représente l'édifice du geyser en particulier et la répartition des stations déployées par Sharon Kedar en 1992. Les coordonnées sont indiquées par rapport aux coordonnées UTM de l'orifice du geyser, avec $X=513\ 672.51$ m UTM et $Y = 4\ 923\ 032.42$ m UTM. De la même façon, les altitudes sont représentées par rapport à l'altitude de l'orifice du geyser qui est de 2240 m. Le carré rouge correspond à l'orientation de la grille de recherche lors des calculs du Matched Field Processing.



Résumé

Le geyser d'Old Faithful dans le Parc National de Yellowstone, aux États-Unis, est l'un des geysers les plus connus au monde. La cyclicité de ses éruptions est étudiée depuis les années 60 afin de comprendre sa dynamique. En effet, le caractère bimodal de la fréquence de ses éruptions intriguent les scientifiques qui cherchent à en connaître les causes.

Les enregistrements sismiques réalisés à la surface du geyser démontrent des signaux impulsionnels dont l'origine fut identifiée par Sharon Kedar. Ainsi, en 1992, S. Kedar et ses collègues ont déployé plusieurs capteurs sismiques dans le but d'étudier la source des signaux sismiques de type tremor enregistrés à la surface du dôme. Ils ont ainsi identifié la source du signal sismique enregistré à la surface du geyser comme étant des signaux de cavitation de bulles. La cavitation se produisant à la surface du niveau de l'eau dans le conduit, les localisations des sources sismiques réalisées à partir des enregistrements de surface peuvent être reliées au niveau de l'eau dans le conduit.

Dans un premier temps nous avons proposé de localiser les sources sismiques des enregistrements à partir de la méthode du Matched Field Processing (MFP) provenant de l'acoustique sous-marine. Plusieurs algorithmes du MFP ont été testés pour pouvoir localiser au mieux les sources sismiques. La bonne concordance des résultats obtenus avec chacun des algorithmes a permis d'obtenir un grand nombre de localisations des sources au cours du cycle. Les positions déterminées avec les différents algorithmes du MFP ont permis de mettre en évidence deux zones d'activité hydrothermale du geyser associées à différentes périodes du cycle éruptif, telles que le remplissage du conduit avant les éruptions et l'alimentation du geyser en eau une fois la vidange du conduit effectuée.

Dans un second temps, l'analyse des variations de vitesse des signaux sismiques est proposée pour suivre des changements des propriétés du dôme du geyser, comme des variations de pression avant l'éruption. Pour cela, une nouvelle méthode basée sur les mesures de phases instantanées est suggérée. Les résultats obtenus montrent des faibles changements de vitesse, pouvant être associés à la mise en pression du dôme ou à l'augmentation de la température du milieu avant l'éruption en surface.

Mots clés : *Geyser ; Analyse sismique ; Matched Field Processing ; Variations de vitesse ; Yellowstone, États-Unis*